

3. Конторович В. М. Отражение и преломление звука на ударных волнах. — Акуст. журн., 1959, т. 5, № 3.
4. Сислян Ж. С. О взаимодействии возмущений с ударной волной при одномерном неустановившемся движении газа. — ПМТФ, 1963, № 3.
5. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. — М.: Наука, 1965.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.
7. Шугаев Ф. В. Взаимодействие ударных волн с возмущениями. — М.: Изд-во МГУ, 1983.
8. Осипов А. И., Уваров А. В. Распространение звука в неравновесном газе. — Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, 1984, т. 25, № 6.
9. Гордиен Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. — М.: Наука, 1980.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1953.
11. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. — М.: Наука, 1967.
12. Slowich L., Thurber J. K. Propagation of forced sound waves in rarefied gasdynamics. — J. Acoust. Soc. Amer., 1965, v. 37, N 2.
13. Mott-Smith H. M. The solution of the Boltzmann equation for a shock wave. — Phys. Rev., 1951, v. 82, N 6. Рус. пер. — Сб. пер. Механика, 1953, № 1.

Поступила 18/II 1985 г.

УДК 532.593 : 532.584

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ВОДНОЙ СУСПЕНЗИИ БЕНТОНИТОВОЙ ГЛИНЫ

В. А. Пыж

(Москва)

Практическое значение исследования распространения волн в водных суспензиях бентонита связано с повсеместным применением этих дисперсных систем в бурении нефтяных скважин.

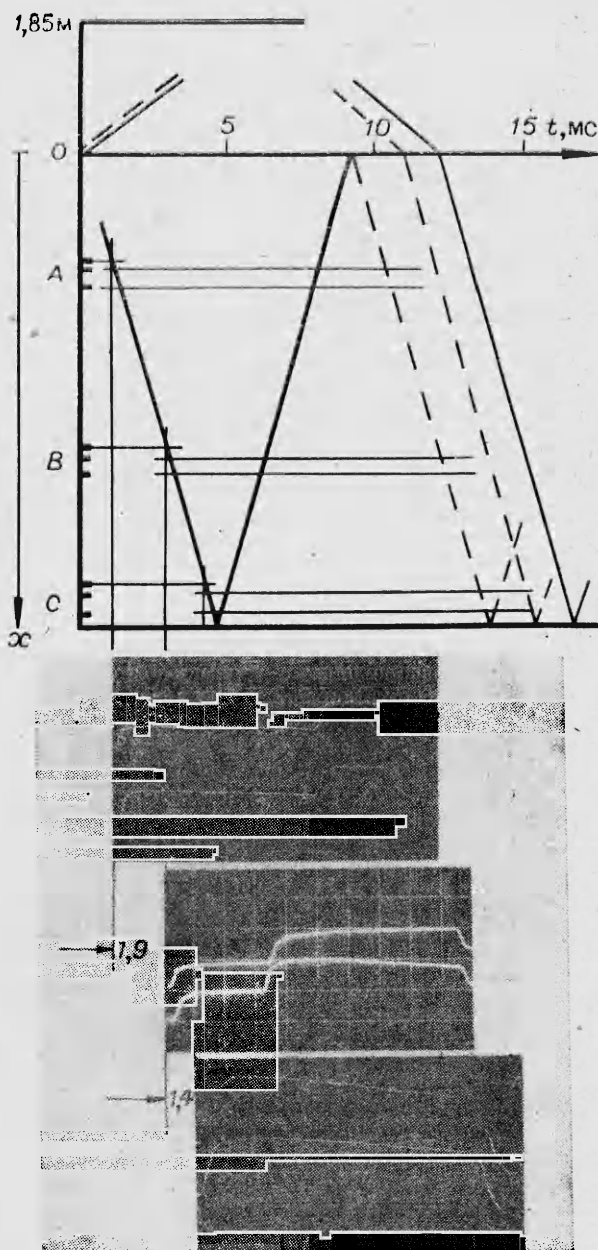
Как показано в [1, 2], ударные волны в бентоните имеют ряд характерных особенностей, к числу которых можно отнести аномальные осцилляционные пики в падающей волне, существенно превышающие давление инициирующего импульса, последовательное возрастание давления в осцилляционных пиках в серии экспериментов при одинаковых граничных условиях инициирования и т. п. В этих работах описаны результаты исследований только в разбавленной суспензии бентонита с массовой концентрацией дисперсной фазы в воде  $c = 6\%$ , близкой к критической, при которой возможно структурообразование в смеси (см., например, [3] и библиографию к ней). При этом регистрация импульсных давлений осуществлялась относительно короткое время — около 1 мс.

Цель данной работы — дальнейшее экспериментальное изучение волн в системе с развитой пространственной структурой ( $c = 10\%$ ). Времена наблюдения распространения волн выбраны более длительные — порядка 10 мс, что дает возможность фиксировать прохождение не только падающих, но и отраженных волн, волн разгрузки и др. вдоль всей трубы.

**1. Экспериментальная установка.** Иницирование волн давления производилось в вертикальной ударной трубе [2]. Применялась следующая организация измерений. Вдоль камеры низкого давления (КНД) располагаются три группы датчиков давления  $A$ ,  $B$  и  $C$  на расстояниях 2; 5 и 7 м от диафрагмы. Расстояние между двумя измерительными датчиками в группе  $\Delta x = 0,25$  м. Запускающие датчики управляют схемой измерений — фронт падающей волны последовательно индуцирует электрические сигналы, которые поочередно запускают работающие в ждущем режиме осциллографы и частотомеры. Этим достигается синхронизация показаний осциллографов во времени — измеренные частотомерами интервалы  $\tau_1$  и  $\tau_2$  соответствуют времени прохождения волны от группы к группе или времени задержки запуска осциллографов друг относительно друга.

**2. Тестовые эксперименты.** Вода выбрана в качестве эталонной модельной жидкости. Незначительная вязкость и линейная зависимость ее объема от давления вплоть до 100 МПа дают возможность рассматривать полученные результаты ударного нагружения столба воды в акустическом приближении.

Типичный тест показан на рис. 1. Интенсивность падающей волны  $p_1$  близка к величине давления толкающего газа в камере высокого давления (КВД) —  $p_e = 2,4$  МПа, исходное давление в КНД  $p_0 \approx 0,1$  МПа. Результат представлен в виде кинематической диаграммы в координатах  $x$  (высота столба жидкости) —  $t$  (время), поясняющей процесс прохождения волн сжатия (сплошная) и разрежения (штриховая линия). Здесь же приведены соответствующие данной волновой картине осциллограммы давления от  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Верхний луч на осциллограммах отвечает сигналу с верхнего пьезодатчика в группе, а нижний — с нижнего. Горизонтальные тонкие линии на  $x-t$ -диаграммах обозначают расположение датчиков на трубе, их длина соответствует длительности развертки осциллографа данной группы. Осциллограммы давления смещены вдоль оси  $t$  на интервалы  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , регистрируемые частотомерами (вертикальные тонкие линии). На каждой фоторегистрограмме сигналы эквидистантны, поэтому достаточно просто прослеживается движение возмущений вдоль трубы. Направление распространения волн сжатия и разрежения определяется при сопоставлении временного смещения идентичных возмущений на осциллограмме и пространственного распределения соответствующих датчиков вдоль трубы.

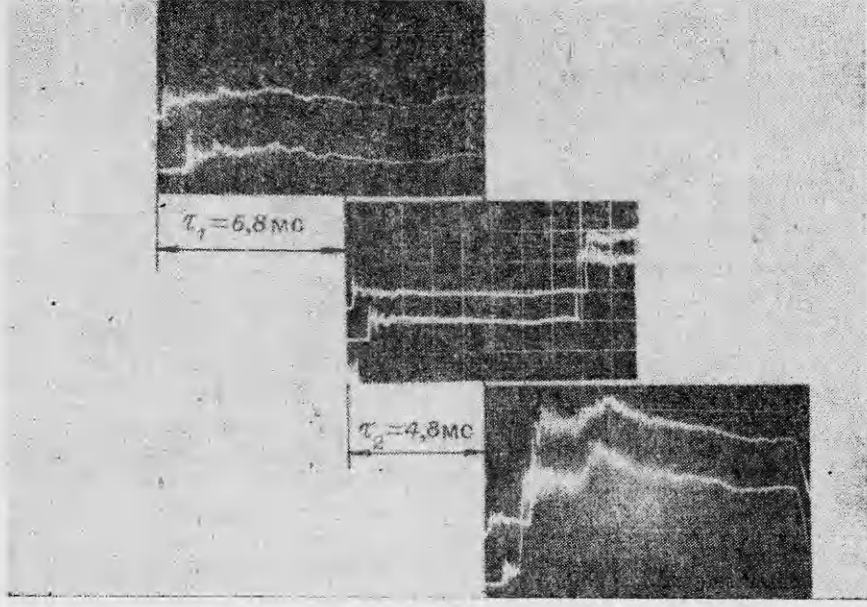
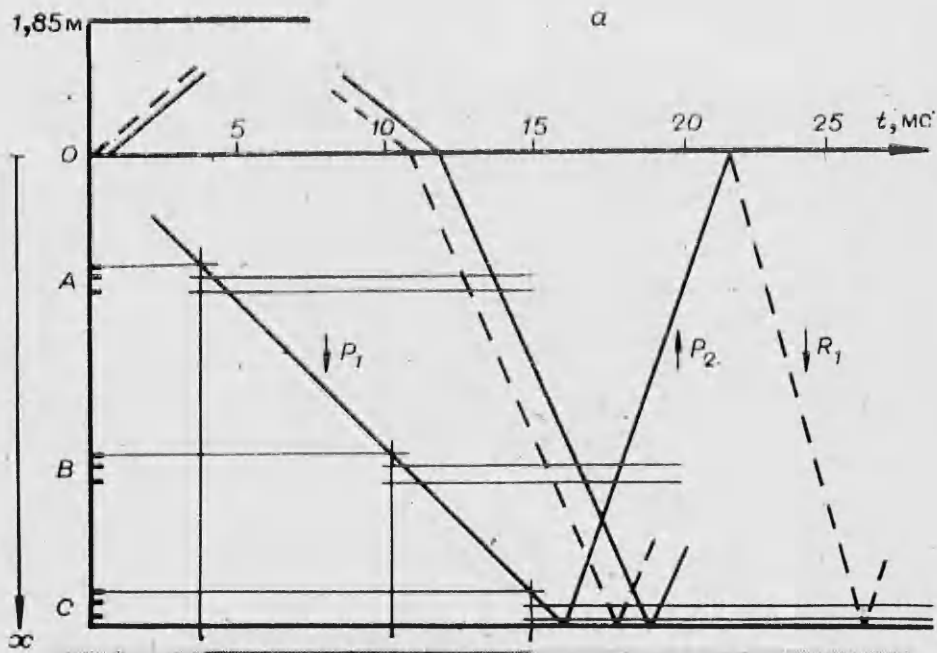


Р и с. 1

определяется при сопоставлении временного смещения идентичных возмущений на осциллограмме и пространственного распределения соответствующих датчиков вдоль трубы.

Анализ тестовых экспериментов показывает, что результаты находятся в согласии с акустическим приближением теории ударных волн. В частности, скорость падающих  $D_1$  и отраженных  $D_2$  волн близка к скорости звука в чистой воде, отражение от жесткой стенки и от свободной поверхности акустическое, результаты измерений хорошо воспроизводятся и не зависят от числа ударных нагружений водяного столба.

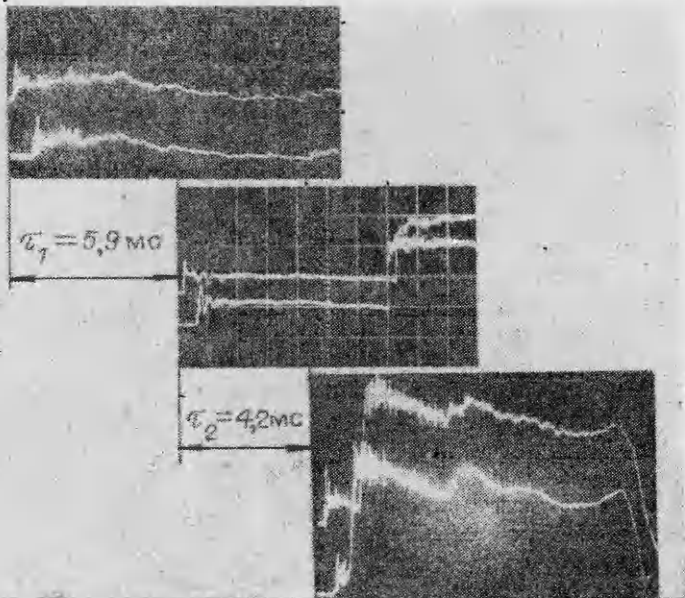
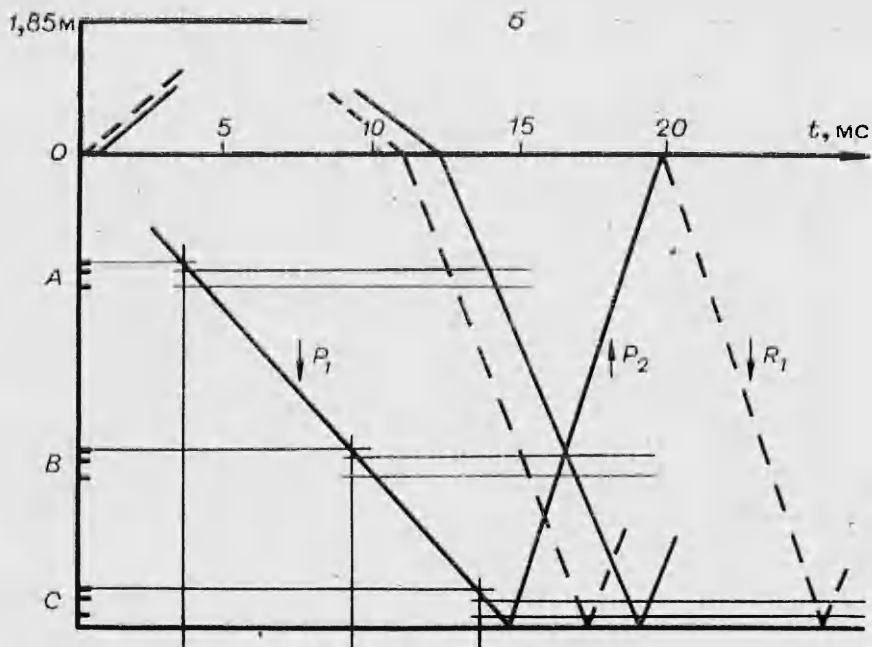
При инициировании волн в трубе возникает довольно сложная картина течений, связанная с образованием централизованных волн Римана в КВД, их отражением, а также с преломлением прямой волны сжатия на контактной поверхности газ — жидкость. Влияние возникающих в КВД возмущений на поле измеряемых давлений выявлено опытным путем с по-



Р и с. 2

мощью использования камер различной длины  $L_{\text{КВД}}$ . Через время  $t^* = 2L_{\text{КВД}}/c_r$ , где  $c_r$  — скорость звука в газе, после инициирования исследуемая жидкость систематически возмущена отраженными от верхнего торца КВД волнами разрежения, а затем идущей за ними зоной повышенного давления. В связи с этим длина камеры выбрана таким образом, что возмущения от КВД проникают в канал с жидкостью соответственно через 11 и 12 мс, не оказывая видимого влияния на профили давлений волны в воде. Тарировка датчиков давления с помощью диафрагм различной толщины показала, что их чувствительность не зависит от амплитуды волны. Относительная погрешность измерений скорости падающей волны не более 3%.

**3. Волны в суспензии бентонита.** При изучении распространения волн в суспензии бентонитовой глины каждый эксперимент представлял

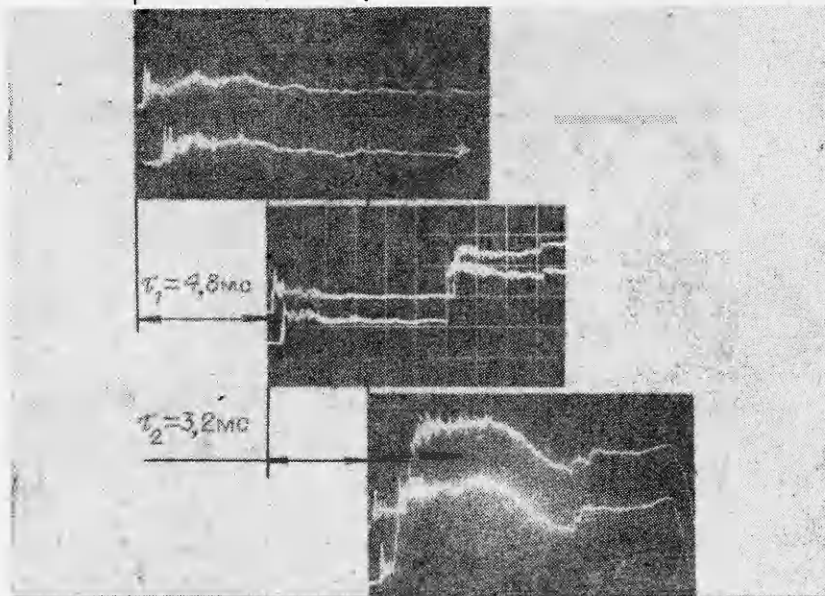
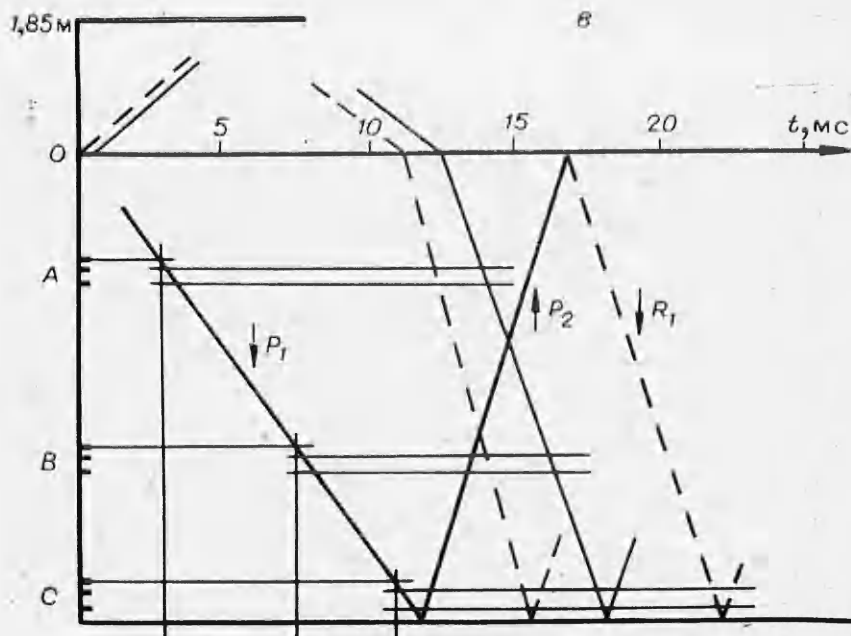


Продолжение рис. 2

собой последовательность нескольких ударных нагружений столба дисперсной системы. Каждый удар инициирован «поршнем» с одинаковым давлением рабочего газа  $p_e = 2,1$  МПа.

Рассмотрим результат одного такого эксперимента, состоящего из четырех ударных нагружений столба 10%-ной водной суспензии бентонита (на 25 кг воды приходилось около 2,8 кг глины). Предварительно смесь подвергалась многократным ударным воздействиям с целью удаления из трубы случайно попавшей газовой фазы. В эксперименте удары производились по одной и той же среде в нарастающем темпе, т. е. сокращалось время выдержки суспензии в покое после предыдущего ударного нагружения.

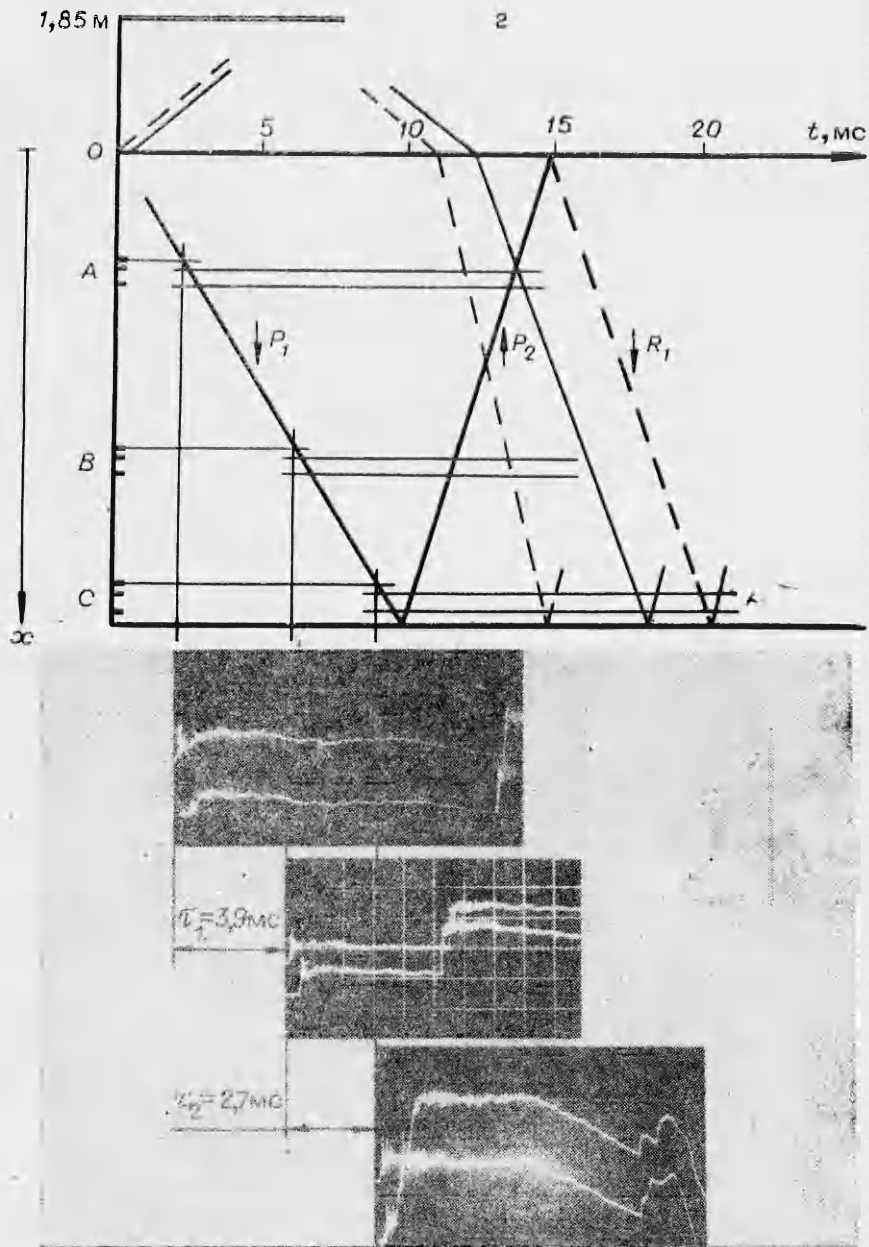
На рис. 2, а приведены осциллограммы и  $x-t$ -диаграммы первого удара, когда предварительная выдержка суспензии в покое составляла  $\Delta t_3 \geq$



Продолжение рис. 2

$\geq 10$  мин. Средняя скорость распространения падающей волны вдоль КВД  $D_1 \approx 450$  м/с, отраженной —  $D_2 \approx 1300$  м/с. В следующем опыте (рис. 2, б) падающая волна распространяется со скоростью  $D_1 \approx 500$  м/с, отраженная —  $D_2 \approx 1450$  м/с. Условия данного опыта отличаются от предыдущего тем, что время покоя суспензии уменьшено до  $\Delta t_3 = 7$  мин. Третье ударное нагружение произведено через  $\Delta t_3 = 5$  мин после предыдущего (рис. 2, в),  $D_1 \approx 600$  м/с и  $D_2 \approx 1450$  м/с. Четвертому удару (рис. 2, г) с  $D_1 \approx 700$  м/с и  $D_2 \approx 1450$  м/с отвечает минимально возможное на установке время выдержки суспензии в покое  $\Delta t_3 = 4$  мин.

Отметим особенности, выявленные в экспериментах. Систематические возмущения за фронтом волны, проникающие из КВД в систему в виде волн разрежения и сжатия, распространяются со скоростями 1100—1200 м/с, что превышает  $D_1$ . Скорость распространения отраженной от жесткой стенки волны сжатия, как и волны разрежения  $R_1$ , близка к ско-



Продолжение рис. 2

рости звука в чистой воде ( $\approx 1450$  м/с). В 10%-ной водной суспензии бентонита наблюдается неакустическое отражение от жесткого торца  $p_2/p_1 = -3-4$ , где  $p_1$  и  $p_2$  — давление в падающей и отраженной волнах (в воде  $p_2/p_1 = 2$ ). Амплитуда падающей волны практически не изменяется с расстоянием, что связано с постоянством граничных условий на контактной поверхности газ — суспензия за время регистрации волны (действует непрерывный «поршень» толкающего газа КВД).

Характерный признак структуры фронта как падающей, так и отраженной волны в бентоните — осцилляции давления с частотой 20—30 кГц. Амплитуда этих колебаний во много раз превосходит величину «звона», неизбежно возникающего при разрыве диафрагмы в стенках трубы. В связи с тем что фиксируемые частоты пульсаций близки к собственным резонансным частотам измерительных датчиков ( $\approx 40$  кГц), проведены до-

полнительные опыты, в которых путем прямого сравнения показаний стандартного датчика типа ЛХ и датчика с заведомо более высокой собственной частотой ( $\approx 300$  кГц) [4] установлено, что изучаемый осциллирующий процесс достаточно медленный по сравнению с процессами установления равновесия в рабочем теле используемых датчиков давления.

**4. Обсуждение результатов.** В экспериментах измеряются давления за фронтами, скорости фронтов падающих и отраженных волн, причем  $p_1$  для всех экспериментов задается одинаковым. Исходная плотность смеси незначительно отличается от плотности воды  $\rho_0 = 1,07 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $p_0 \approx 0,1$  МПа. Используя механические соотношения, связывающие параметры на фронте падающей волны, запишем выражение для изменения удельной внутренней энергии

$$(4.1) \quad \Delta \epsilon = (1/2) (p_1^2 - p_0^2) / (D_1^2 \rho_0^2),$$

откуда следует, что в экспериментах  $\Delta \epsilon$  изменяется от опыта к опыту и, по-видимому, зависит от длительности пауз  $\Delta t_3$ .

Возможно, что зависимость  $D_1$  от цикличности ударного нагружения связана с прочностными эффектами в суспензии, имеющей развитую тиксотропно-коагуляционную структуру [3]. Прочность последней в шокое характеризует потенциальная энергия взаимодействия  $Q_0 < 0$ , обусловленная ван-дер-ваальсовыми силами сцепления между частицами твердой фазы коллоидных размеров. Эта энергия сцепления для не очень сильных волн должна быть учтена путем введения соответствующих слагаемых в выражение (4.1). Перед фронтом к моменту инициирования волны конфигурация системы зависит от степени тиксотропного восстановления структуры, т. е.  $Q_0 = f(\Delta t_3)$ . За фронтом волны весьма вероятны полное разрушение структуры ( $Q_1 = 0$ ) и примерно одинаковые состояния среды, о чем свидетельствует постоянство скоростей  $D_2, R_1$ .

По-видимому, в случаях, когда структура по каким-либо причинам слабо развита (не успела восстановиться ( $\Delta t_3 \rightarrow 0$ ) или недостаточна концентрация дисперсной фазы, как в [2]), скорость фронта будет близка к звуковой в дисперсионной среде  $c_1 = 1450$  м/с. В противном случае, при максимальном значении  $Q_0$ ,  $D_1$  будет ниже  $c_1$  из-за потерь энергии во фронте волны, происходящих при разрушении структуры. В тех экспериментах в данной суспензии, когда  $\Delta t_3$  составляло около получаса,  $D_1 \approx 400$  м/с, что, по всей видимости, близко к ее предельному минимальному значению [5].

Неакустическое отражение ударной волны связано со скачком скорости фронта и импульса отраженной волны, распространяющейся в среде с разрушенной структурой. При полной остановке потока на жестком торце трубы из механических соотношений для падающей и отраженной волн можно получить

$$p_2/p_1 = 1 + D_2 \rho_2 (1 - p_0/p_1) / (D_1 \rho_0),$$

где  $D_2 \approx c_1 = 1450$  м/с, а  $\rho_2$  — плотность за фронтом отраженной волны. Согласно этой формуле, для волн, распространяющихся в 10%-ной суспензии, отношение  $p_2/p_1 = 3-4$ . В 6%-ной суспензии бентонита, где  $D_1 \approx D_2$ , отражение близко к акустическому [2].

Автор благодарен А. Х. Мирзаджанзаде и Р. И. Нигматулину за проявленный интерес к выполненной работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Пыж В. А., Симоенков И. Д. Эффект аномальных колебаний с интенсивными всплесками давления в ударной волне, распространяющейся по водной суспензии бентонитовой глины. — Изв. вузов. Нефть и газ, 1983, № 11.
2. Мирзаджанзаде А. Х., Нигматулин Р. И., Пыж В. А. Об аномальном повышении давления при ударном нагружении водной суспензии бентонитовой глины. — ДАН СССР, 1984, т. 278, № 6.
3. Круглицкий П. П. Физико-химические основы регулирования свойств дисперсий глинистых минералов. — Киев: Наук. думка, 1968.

4. Баулин Н. Н., Сунцов Г. Н., Чернявский С. Ю. Баллистическая установка для исследования горения и детонации. — В кн.: Гиперзвуковые течения при обтекании тел и в следах. М.: Изд-во МГУ, 1983.
5. Пыж В. А. Об ударных волнах в бентонитовой суспензии. — Коллоид. журн., 1985, № 5.

Поступила 20/II 1985 г.

УДК 532.135

## ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЕ УРАВНЕНИЕ РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ НА ОСНОВЕ ДИНАМИКИ НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ РЕЛАКСАТОРОВ

Ю. А. Алтухов

(Барнаул)

В настоящее время в связи с различными приложениями особое внимание привлечено к изучению систем, образованных сравнительно большими молекулами (молекулярные жидкости, жидкие кристаллы, растворы полимеров и др.). Феноменологический подход оказывается в этих случаях недостаточным: нелинейные определяющие уравнения системы не устанавливаются однозначно и, что не менее важно, остается неясной связь макроскопических эффектов с внутренними характеристиками системы. При изучении этих вопросов используется также иной подход, в котором структурные единицы системы заменяются той или иной подходящей моделью.

Простейшей моделью деформируемой макромолекулы, как известно, является гантель — релаксатор с двумя центрами трения, которые связаны упругой силой. Такая модель уже позволяет описать основные особенности нелинейного поведения растворов полимеров [1, 2]. Цель настоящей работы — вывод определяющих уравнений с учетом гидродинамического взаимодействия центров трения релаксатора. Это приводит к наиболее общей форме определяющего уравнения разбавленного раствора полимера, а учет гидродинамического взаимодействия — к появлению новых эффектов уже при рассмотрении простого сдвигового течения. Например, вторая разность нормальных напряжений отлична от нуля.

**1. Динамика релаксатора в потоке.** Рассмотрим поведение макромолекулы, схематизируемой гантелью — двумя броуновскими частицами с координатами  $\mathbf{r}'$ ,  $\mathbf{r}''$  и скоростями  $\mathbf{w}'$ ,  $\mathbf{w}''$ , которые связаны упругими силами и находятся в потоке вязкой жидкости с асимптотически заданным градиентом скорости  $v_{ij}$ .

На первую частицу с радиусом-вектором  $\mathbf{r}'$  действует упругая сила

$$(1.1) \quad -2T\mu(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'')$$

( $T$  — температура), сила гидродинамического сопротивления

$$(1.2) \quad B_{hi}^{11}(v_{ij}r'_j - w'_i) + B_{hi}^{12}(v_{kj}r''_j - w''_i),$$

сила внутренней вязкости, которая по Куву [1] имеет вид

$$(1.3) \quad \frac{1}{2} \lambda e_i e_j (w''_j - w'_j), \quad e_i = \frac{r''_i - r'_i}{|\mathbf{r}'' - \mathbf{r}'|},$$

случайная сила, выраженная через функцию распределения  $W(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', t)$ ,

$$(1.4) \quad -T \frac{\partial \ln W}{\partial r'_i}.$$

Если в приведенных выражениях поменяем местами индексы ' и '', то получим выражения для сил, действующих на вторую частицу.

При слабом взаимном влиянии бусинок гантели матрица гидродинамического сопротивления  $B_{ij}^{\alpha\beta}$  может быть записана [3] в приближении Озеена

$$B_{ij}^{11} = B_{ij}^{22} = \frac{\zeta}{1 - L^2} \delta_{ij} + \frac{3\zeta L^2}{(1 - L^2)(1 - 4L^2)} e_i e_j \approx \zeta(1 + L^2) \delta_{ij} + 3\zeta L^2 e_i e_j,$$

$$B_{ij}^{12} = B_{ij}^{21} = -\frac{\zeta L}{1 - L^2} \delta_{ij} - \frac{\zeta L(1 + 2L^2)}{(1 - L^2)(1 - 4L^2)} e_i e_j \approx -\zeta L \delta_{ij} - \zeta L e_i e_j,$$