

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 532.528

С. В. Стебновский

**СДВИГОВАЯ УПРУГОСТЬ ЖИДКИХ СРЕД,
СОДЕРЖАЩИХ ПУЗЫРЬКИ**

В работе [1] показано, что процесс кавитационного разрушения жидкости сопровождается образованием разрывов среды типа трещин в твердом теле при его взрывном разрушении. Предложена гипотеза, в рамках которой макрореологической моделью кавитирующей (в том числе маловязкой) жидкости является вязкоупругая среда с памятью типа максвелловской жидкости. Предполагается, что образование разрывов кавитирующей среды обусловлено ростом напряжений сдвига.

Сдвиговые напряжения могут расти лишь в том случае, если время их релаксации λ больше или по крайней мере соизмеримо с характерным временем сдвиговых деформаций Δt , поэтому в настоящей работе оценивается зависимость λ от объемной концентрации пузырьков α в кавитирующей жидкости. Время релаксации сдвиговых напряжений в жидкости определяется формулой [2]

$$\lambda = \mu / G_{\infty}, \quad (1)$$

где μ — сдвиговая вязкость среды; G_{∞} — динамический модуль сдвига, соответствующий условию $\Delta t / \lambda \ll 1$. Если жидкость с пузырьками, ее эффективная вязкость растет с увеличением α по закону [1]

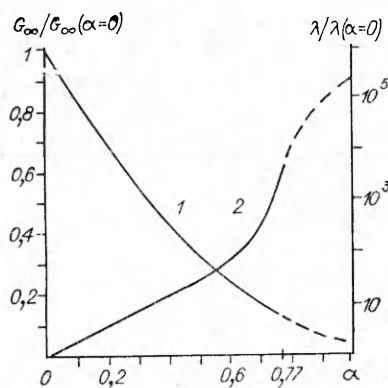
$$\mu = \mu_0 / (1 + 1,09 \sqrt[3]{\alpha}), \quad \alpha \leq \alpha_m. \quad (2)$$

Здесь $\mu_0 = \mu(\alpha = 0)$; α_m — значение α , при котором достигается предельная упаковка сферических пузырьков: для полидисперсного состава $\alpha_m \sim 0,77$. Соотношение (2) дает нижнюю оценку μ , так как оно получено для равновесных концентраций $\alpha = \text{const}$ и не учитывает дополнительную диссипацию энергии в процессе их расширения.

Чистая жидкость при очень высоких скоростях сдвиговых деформаций ведет себя как твердое упругое тело [2], поэтому жидкость, содержащая пузырьки при аналогичных скоростях деформации ($\Delta t \ll \lambda(\alpha = 0)$), можно считать твердым упругим пористым телом. При этом модуль сдвига G_1 для материала твердого тела, содержащего поры, выбирается равным динамическому модулю сдвига чистой жидкости $G_{\infty}(\alpha = 0, \Delta t / \lambda(\alpha = 0) \ll 1)$, а объемная концентрация пор — равной соответствующей концентрации пузырьков α . Тогда динамический модуль сдвига жидкости с пузырьками можно оценить по формуле, полученной для определения модуля сдвига пористых материалов [3],

$$G(\alpha) = (1 - \alpha) \left\{ 1 + \frac{8 - 10\nu_1}{7 - 5\nu_1} \left[1 + \frac{(1 - \alpha_m \alpha)}{\alpha_m^2} \right] \alpha \right\}^{-1} G_1 \quad (3)$$

(ν_1 — коэффициент Пуассона материала матрицы). Соотношение G/G_1 при $\alpha = \text{const}$ слабо возрастает с уменьшением размера пор.



Приведенная на рисунке кривая 1, рассчитанная по формуле (3), показывает характер зависимости динамического модуля сдвига жидкости, содержащей пузырьки от α , а линия 2, построенная по формуле (1), с использованием (2) и (3), определяет искомую зависимость $\lambda(\alpha)$. В расчетах использованы значения $\nu_1 = 0,45$ и $\alpha_m = 0,77$, так как, согласно [2], жидкости при $\Delta t \ll \lambda$ ($\alpha = 0$) ведут себя как резиноподобные материалы, а по [3] изменение ν_1 от 0,4 до 0,5 слабо влияет на $G_\infty(\alpha)$. График $\lambda(\alpha)$ в области $\alpha \leq 0,77$ дает заниженную оценку роста времени релаксации: при вычислении μ из (2) не

учитывается диссипация энергии, обусловленная расширением пузырьков. При $\alpha > \alpha_m = 0,77$ начинается формирование пенообразной структуры, сопровождающееся дальнейшим ростом эффективной вязкости среды, в частности — появлением структурной вязкости. Но (2) не позволяет оценить μ при $\alpha > 0,77$, поэтому зависимость λ ($\alpha > 0,77$) рассчитывалась в предположении $\mu(\alpha > 0,77) = \mu(\alpha = \alpha_m = 0,77) = \text{const}$. Участок графика $\lambda(\alpha)$ дает нижнюю оценку роста времени релаксации от $\alpha > 0,77$. Но и в этом случае при достижении концентрации предельной упаковки пузырьков время релаксации напряжений сдвига возрастает по крайней мере на 3 порядка, а на самой начальной стадии структурирования пузырьковой системы ($\alpha \approx 0,8$) — более чем на 4 порядка.

Таким образом, при взрывном разрушении даже маловязких ньютоновских жидкостей, для которых $\lambda(\alpha = 0) \sim 10^{-10}$ с, вследствие неограниченного роста кавитационных пузырьков в зоне разгрузки на стадии $\alpha \approx 0,77 \div 0,8$ зависимость $\lambda(\alpha)$ становится соизмеримой с Δt , т. е. среда переходит в состояние вязкоупругой неньютоновской жидкости с памятью. В среде будут расти напряжения сдвига и накапливаться упругая энергия, необходимая для образования разрывов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стебновский С. В. ПМТФ, 1989, 2.
2. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.
3. Нильсен Л. Механические свойства полимеров и полимерных композиций.— М.: Химия, 1978.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 15/XI 1989

УДК 621.7.044.2 : 621.762.4.01

О. Г. Епанчинцев, Д. П. Колесников, А. Е. Корнеев,
В. Ф. Нестеренко, С. А. Першин

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ СОСТАВА $\text{Bi} - 1112$ ПРИ ВЗРЫВНОМ КОМПАКТИРОВАНИИ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКЕ

Ширина и соотношение интенсивностей пиков рентгеновских дифрактограмм используются для определения качества высокотемпературных сверхпроводящих керамик как до, так и после взрывного компактирования (ВК) [1, 2].

© 1990 Епанчинцев О. Г., Колесников Д. П., Корнеев А. Е., Нестеренко В. Ф., Першин С. А.