Напряжение в УВ, ГПа	Скорость волны сжатия, км/с		Скорость волны разрежения, км/с	
	c_L	$c_Э$	c_L	$c_Э$
15	9,4±0,9	6,0±0,6	9,4±1,0	5,8±0,6
27	10,0±1,4	5,8±0,8	10,3±0,7	5,5±0,4

волны) аппроксимировались линейной функцией $t(h)$. Величины, обратные тангенсам углов наклона полученных прямых, принимались за лагранжеву скорость звука c_L. Соответствующая эйлерова скорость звука рассчитывалась по соотношению $c_Э = (\rho_0/\rho) c_L$ (ρ_0, ρ — начальная и текущая плотность вещества). Для определения ρ проводился лагранжев анализ профилей напряжение — время. Полученные данные приведены в таблице.

Из полученных результатов следует, что скорости волны сжатия и волны разрежения совпадают в пределах ошибки измерения, поэтому импульс сжатия движется по фторопласту практически стационарно. Обращает на себя внимание и тот факт, что, несмотря на увеличение напряжения в УВ от 15 до 27 ГПа, скорость волны сжатия не возросла. В то же время расчет по уравнению Ми — Грюнайзена с использованием ударной адиабаты фторопласта в виде $u_s = 1{,}696 + 1{,}663 u_p$ (u_s — скорость УВ, u_p — массовая скорость) дает для этих точек возрастание скорости звука от 5,5 до 7,4 км/с. Это может свидетельствовать об изменении структуры полимера с ростом давления в УВ, что косвенно подтверждается и появлением заметной проводимости во фторопласте в этом диапазоне давлений [4].

Работа выполнена по гранту Ученого совета Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. **McQueen R. G., Fritz J. N. et al.** The velocity of sound behind strong shock waves in 2024 Al // Shock waves in condensed matter/Ed. by J. Asay et al.— Amsterdam: North — Holland Phys. Pub., 1984.— P. 95—98.
2. **Brown J. M., Shaner J. W.** Rarefaction velocities in shocked tantalum and the high pressure melting point // Ibid.— P. 91—94.
3. **Дремин А. Н., Канель Г. И.** Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах // ПМТФ.— 1976.— № 2.— С. 146.
4. **Бордзиловский С. А., Караханов С. М.** Электроизоляционные свойства фторопластовых прокладок при динамическом сжатии // ФГВ.— 1990.— 26, № 4.— С. 124.

г. Новосибирск *Поступила в редакцию 14/XI 1991*

УДК 539.3

Л. А. Мержиевский, А. Д. Реснянский

О МОДЕЛИРОВАНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ СФЕРОПЛАСТИКА

Полимерный композитный материал сферопластик (СП) состоит из полых стеклянных микросфер, залитых эпоксидным связующим. Благодаря своеобразным свойствам — малой плотности при относительно высоких прочностных характеристиках — этот материал нашел широкое применение в технике [1]. Хорошо изучены прочностные характеристики СП в условиях статического нагружения [2, 3], динамическая диаграмма сжатия определена в [4].

Для описания деформирования СП чаще всего применяется модель упругого тела, специфические свойства материала в которой передаются путем конструирования эффективных модулей упругости [5, 6]. Здесь предлагается использовать модель вязкоупругого тела максвелловского типа, хорошо проявившую себя при описании динамического деформирования металлов [7].

Будем считать СП однородной сплошной средой, характеристики которой получаются в результате осреднения параметров по элементарному объему, содержащему достаточное количество микросфер. Дифференциальные уравнения модели включают общие для любой сплошной среды законы сохранения и уравнения эволюции компонент тензора деформаций [7, 8]. Для замыкания системы уравнений требуются зависимости для удельной упругой энергии при нешаровом тензоре деформаций и для времени релаксации касательных напряжений τ. С помощью данных зависимостей конкретизируется рассматриваемая среда. Первая зависимость строилась по экспериментальным данным по ударному сжатию эпоксидной смолы [9] в предположении, что запасенная при сжатии энергия распределяется по осредненному с учетом наличия полых микросфер эффективному объему.

Для построения зависимости для времени релаксации использована разработанная и апробированная для металлов методика, базирующаяся на экспериментальных $(\sigma-\varepsilon)$-диаграммах [10]. При этом функциональный вид зависимости устанавливается на основе физических представлений о процессах, вызывающих релаксацию. Логично предположить, что релаксация касательных напряжений в СП определяется двумя совместно протекающими процессами, отличающимися характерным масштабом: разрушение микросфер и упруговязкая релаксация в полимерном материале. Для каждого из процессов определяющим является механизм термической активации [11], вследствие чего можно принять

$$\tau=\tau_0\exp(F(\sigma)/kT), \qquad (1)$$

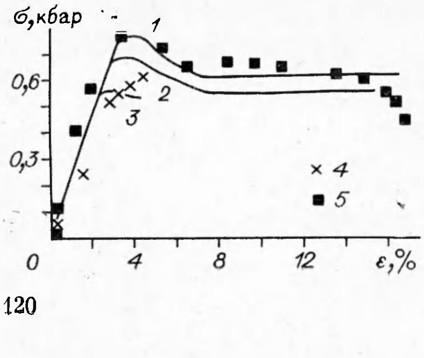
где обычно $F(\sigma)=U-\alpha\sigma$; U — энергия активации процесса; σ — напряжение; α — структурно-чувствительный коэффициент; T — температура; k — постоянная Больцмана.

Ввиду существования упоминавшихся выше двух масштабов процессов, определяющих релаксацию, предположим, что в процессе деформирования масштабный коэффициент изменяется от одного характерного значения к другому:

$$\begin{aligned} &\alpha=\alpha_0+\alpha_1 && \text{при } \delta<-\delta_0,\\ &\alpha=\alpha_0-\alpha_1(\delta/\delta_0) && \text{при } -\delta_0\leqslant\delta\leqslant\delta_0, \qquad (2)\\ &\alpha=\alpha_0-\alpha_1 && \text{при } \delta>\delta_0. \end{aligned}$$

Здесь $\delta=\ln(\rho/\rho_0)$; ρ_0, ρ — начальная и текущая средняя плотность материала; α_0, α_1 — постоянные.

Расчетные $(\sigma-\varepsilon)$-диаграммы для различных скоростей деформации e, полученные с использованием зависимостей (1), (2), параметры которых выбраны по методике [10], приведены на рисунке (e, c^{-1}: $3\cdot10^3$ (*1*), 10 (*2*), 10^{-2} (*3*), $\alpha_0=0{,}85\cdot10^{-18}$ мм^3, $\alpha_1=0{,}1\alpha_0$, *4*, *5* — экспериментальные статическая и динамическая (при $e\simeq2{,}7\cdot10^3$ c^{-1} [4]) диаграммы сжатия). Как следует из сравнения, расчет хорошо передает особенности экспериментальной динамической диаграммы сжатия, включая «горб» [10] напряжений при $\varepsilon\simeq4\,\%$. В расчете не проявляется наблюдающееся в экспериментах различие модулей упругости статического и динамического сжатия. Учет данного обстоятельства



нетрудно осуществить, введя в уравнение упругой энергии соответствующее изменение модуля сжатия (или скорости звука) с ростом плотности. В целом приведенный результат свидетельствует о перспективности применения модели вязкоупругого тела максвелловского типа для решения задач динамического деформирования сферопластика.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Красникова Т. В.** Энциклопедия полимеров.— М.: Сов. энцикл., 1974.— № 2.— С. 617—620.
2. **Баев Л. В., Давыда С. В., Кржечковский П. Г. и др.** Исследование прочности дисперсно-армированного материала при сложном напряженном состоянии // Механика композит. материалов.— 1987.— № 2.— С. 348—350.
3. **Стеликов И. Е., Крицук А. А.** Исследование физико-механических свойств пластика, наполненного микросферами // Прикладная механика.— 1985.— 21, № 5.— С. 126—128.
4. **Пластинин А. В., Сильвестров В. В., Горшков Н. И.** Определение динамической диаграммы сжатия сферопластика // Механика композит. материалов.— 1980.— № 3.— С. 451—454.
5. **Кристенсен Р.** Введение в теорию вязкоупругости.— М.: Мир, 1974.— 340 с.
6. **Ванин Г. А., Стеликов И. Е.** Упругие постоянные и вязкоупругость среды с полыми сферическими включениями.— Рук. деп. в ВИНИТИ, № 5199-В87.— 12 с.
7. **Мержиевский Л. А., Реснянский А. Д.** Численное моделирование ударно-волновых процессов в металлах // ФГВ.— 1984.— 20, № 5.— С. 114—122.
8. **Годунов С. К.** Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.— 304 с.
9. **Van Thiel.** Compendium of shock wave data. Lawrence Livermore Lab., UCRL-50108, 1977.— V. 3.
10. **Мержиевский Л. А., Шамонин С. А.** Построение зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды // ПМТФ.— 1980.— № 5.— С. 170—179.
11. **Степанов В. А., Песчанская Н. И., Шпейзман В. В.** Прочность и релаксационные явления в твердых телах.— Л.: Наука, 1984.— 246 с.

г. Новосибирск *Поступила в редакцию 5/XII 1991*

УДК 624.131 + 532.215 + 534.22

В. Ф. Нестеренко

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В «ЗВУКОВОМ ВАКУУМЕ»

Распространение возмущений в дискретных сильнонелинейных средах, где нелинейность играет основную роль, а не служит малой поправкой к линейному описанию, теоретически и экспериментально исследовалось в работах [1—3]. Обнаружено, что для систем частиц взаимодействующих по закону $F = A\delta^{3/2}$, где δ — сближение центров, возможно существование уединенных волн нового типа, в которых максимальная деформация ξ_{max} много больше начальной ξ_0. Последние могут трансформироваться в классические солитоны уравнения Кортевега — де Вриза (КдВ) и в звуковые волны при $\xi_{max} \approx \xi_0 > 0$. Для таких сред длинноволновая скорость звука $c_0 \to 0$ при $\xi_0 \to 0$, поэтому при данном условии по сути рассматривается распространение возмущений в своеобразном «звуковом вакууме».

Представляет интерес выяснить поведение волн в подобных средах в общем случае при показателе степени в законе взаимодействия соседних частиц $n \neq 3/2$ на примере простейших одномерных структур.

Запишем уравнение движения i-й частицы

$$\ddot{u}_i = A(u_{i-1} - u_i)^n - A(u_i - u_{i+1})^n, \quad N \geqslant i \geqslant 2, \tag{1}$$

где u_i — смещение частицы из положения равновесия A — константа взаимодействия; N — число частиц. Считая, что характерный пространственный размер возмущения $L \gg a$ (a — расстояние между центрами частиц в недеформированной системе), из (1) можно получить, анало-