

РОЛЬ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РЕАЛИЗАЦИИ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ И РАСТЯЖЕНИЯ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ ШАРОВ

В. А. Огородников, А. А. Садовой, В. Н. Софронов

ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Проанализированы особенности реализации и расчетного описания режимов всестороннего сжатия и растяжения при взрывном нагружении шаров. Исследована зависимость характеристик таких режимов от динамического предела текучести, коэффициента динамической вязкости и откольной прочности материала шара в рамках согласованной упруговязкопластической модели. Показано, что диссипативные потери, обусловленные работой сил прочности и вязкости, играют существенную роль в протекании физических процессов вблизи центра шара. Учет их влияния на изменение предела текучести и коэффициента динамической вязкости в соответствии с количеством диссипируемой энергии в каждом элементе объема шара позволяет непротиворечиво описывать имеющиеся экспериментальные результаты.

Известно, что давление в сходящейся сферической ударной волне растет примерно по закону $p \sim r^{-0,9}$ [1], где r — текущий радиус. Это обстоятельство определяет интерес к достаточно простым экспериментам по всестороннему сжатию и растяжению шаров при их взрывном нагружении с помощью небольших по толщине сферических зарядов взрывчатых веществ (ВВ) [2–4]. Возможности, связанные с получением в таких экспериментах высоких давлений ($\sim 10 \div 100$ ГПа) при сохранении образцов после нагружения, позволяют исследовать поведение различных материалов в экстремальных условиях нагружения.

В результате всестороннего растяжения при разгрузке и движении вещества за расходящейся волной в центре шара при определенных условиях может образоваться полость. Установлено, что ее размеры нелинейно увеличиваются с ростом толщины слоя ВВ, а при фиксированной толщине этого слоя полость может отсутствовать или достигать размеров, превышающих даже начальный радиус шара в зависимости от свойств его материала [3].

Недостаточная точность, противоречивость или отсутствие прочностных и вязкопластических характеристик для многих материалов в этих условиях нагружения сдерживают развитие более обоснованных физических моделей поведения среды и соответствующих расчетных методик, а также возможности расчетного прогнозирования подобных экспериментов. В [3] предпринята попытка расчет-

ной оценки динамического предела текучести и критического растягивающего напряжения при разрушении шаров из меди по величине образующейся полости. Однако представленное в [3] описание экспериментальных данных в рамках упругопластической модели среды не учитывало диссипацию кинетической энергии в тепловую, обусловленную вязким трением и зависящую от скорости деформации. Существенным моментом при этом является учет сильно неоднородного распределения диссипируемой энергии по радиусу шара, что ведет к изменению свойств его материала, в частности к уменьшению прочности и предела текучести в более разогретых внутренних слоях.

В данной работе анализ экспериментов по сжатию и всестороннему растяжению шаров [3] проводится в рамках одномерной численной методики [5] с учетом упруговязкопластических свойств материалов. Ради краткости изложения ниже рассматриваются данные только для шаров из алюминия. К сожалению, в настоящее время решить в полной мере обратную задачу восстановления прочностных и вязкопластических свойств алюминия по имеющимся экспериментальным данным невозможно в силу ограниченности экспериментальных данных и возможностей расчетных методов. Поэтому исследовалась зависимость радиуса полости от вязкопластических и прочностных свойств материала шара. В данной работе, как и в [5], изменение предела текучести и коэффициента динамической вязкости определялось согласо-

ванно с количеством диссипированной энергии в каждом элементе объема шара.

В используемой одномерной методике уравнения механики сплошной среды, выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии в случае сферической симметрии, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 u, \\ \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial S_r}{\partial r} + 2 \frac{S_r - S_\varphi}{r}, \\ \rho \frac{dE}{dt} &= \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + S_r \frac{\partial u}{\partial r} + 2 S_\varphi \frac{u}{r}, \end{aligned}$$

где ρ — плотность, E — энергия, t — время, p — давление, u — скорость вещества, S_r , S_φ — радиальная и окружная составляющие напряжения. Для замыкания этой системы требуется связать составляющие тензора напряжений с термодинамическими и кинематическими параметрами. Среднее давление описывалось уравнением состояния в форме Ми — Грюнайзена:

$$p = p_x + p_T = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} [\delta^n - 1] + \rho \Gamma c_v T, \quad \delta = \frac{\rho}{\rho_0},$$

где c_v — теплоемкость; δ — сжатие; Γ — коэффициент Грюнайзена; p_x , p_T — упругая и тепловая составляющие давления; индексом 0 обозначены начальные величины. Для расчета девиатора напряжений использованы две достаточно простые модели упруговязкопластического течения. Согласно условию Мизеса области упругого и неупругого поведения вещества в пространстве главных напряжений разделены поверхностью текучести $(S_r - S_\varphi)^2 \leq Y^2$ (Y — динамический коэффициент текучести).

Для первой модели в области упругих деформаций девиатор напряжений определялся из закона Гука

$$\frac{d}{dt} (S_r - S_\varphi) = 2G \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right),$$

а в неупругой области складывался из напряжений, соответствующих пластическим деформациям, и напряжений, вызываемых вязкостью:

$$S_r - S_\varphi = (S_r - S_\varphi)^p + \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right).$$

Здесь G — модуль сдвига, μ — коэффициент динамической вязкости. Величину $(S_r - S_\varphi)^p$ находим из соотношений пластического течения:

$$\frac{d}{dt} (S_r - S_\varphi)^p + (S_r - S_\varphi)^p \frac{d\Lambda}{dt} = 2G \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right),$$

$$\frac{d\Lambda}{dt} = -2G \frac{(S_r - S_\varphi) \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)}{Y^2} - \frac{1}{Y} \frac{\partial Y}{\partial t}.$$

Для второй модели вязкие напряжения учитывались в области упругих и неупругих деформаций, а девиатор напряжений вычислялся по формуле

$$S_r - S_\varphi = (S_r - S_\varphi)^{e,p} + \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right).$$

Здесь и выше индексами p , e обозначены напряжения для пластических и упругих деформаций. При этом

$$\frac{d}{dt} (S_r - S_\varphi)^e = 2G \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right).$$

Для несжимаемой жесткопластической сферы обе модели принимают известный вид

$$S_r - S_\varphi = Y + \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)$$

и уравнение сохранения энергии сводится к виду $\rho(dE/dt) = \Phi$, где

$$\Phi = -2(S_r - S_\varphi) \frac{u}{r} = -2Y \frac{u}{r} + \frac{4}{3} \mu \left(\frac{u}{r} \right)^2$$

— мощность внутренней диссипации. Отсюда следует, что существуют скорости деформации, при которых вклад вязких напряжений в диссипацию будет определяющим.

Для алюминия использовалась зависимость коэффициента динамической вязкости от сжатия δ и температуры T в виде [6]

$$\mu(\delta, T) = \mu_0 \delta \exp \frac{E_a(\delta)}{T},$$

где энергия активации аппроксимируется выражением

$$E_a(\delta) = A + B \operatorname{th}[C(\delta - D)]$$

при $\mu_0 = 0,91$ КПа·с, $A = 3359$ К, $B = 3218$ К, $C = 2,82$, $D = 1,41$. Зависимость динамического предела текучести от температуры, как и в [5], выбиралась линейной:

$$Y = Y_{eff} \left(1 - \frac{T}{T_{eff}} \right),$$

где Y_{eff} — эффективный предел текучести при рассматриваемых скоростях деформации, T_{eff} — эффективная температура, при которой предел текучести становится пренебрегаемой величиной (при ее выборе учитывается изменение, например, температуры плавления от давления [7]).

Разрушение материала шара описывалось с использованием интегрального критерия разрушения

Таблица 1

Y_{eff} , ГПа	μ_0 , КПа·с	p_0 , ГПа	K , мкс	R_c , мм
1,0	0,91	-0,5	1,6	5,33-5,87
		-1,0	0,4	5,25-5,75
		-2,0	0,1	5,09-5,60
		-1,0	1,4	5,11-5,63
0,43	0,91	-1,0	0,4	10,95
0,70				7,80
1,0				5,25-5,75
1,3				4,51-5,26
1,0	0	-1,0	0,4	6,96-7,21
	0,91			5,25-5,75
	1,82			4,25-5,00

$$\int_0^z \left| \frac{p_r}{p_0} - 1 \right|^\lambda dt \geq K,$$

где константы материала для алюминия взяты из [8]: $p_0 = -1$ ГПа; $\lambda = 2$; $K = 0,425$ мкс. Интеграл вычислялся по траекториям частицы, если $p_r < p_0$. При выполнении интегрального условия в соответствующем сечении образуется откол.

В рамках используемой численной методики картина явлений реализуется в следующей последовательности. При инициировании ВВ в сферическом слое (по его внешней поверхности) по ВВ распространяется детонационная волна. После ее выхода на внешнюю границу алюминиевого шара по шару распространяется сходящаяся волна сжатия, описываемая в упруговязкопластической постановке. После фокусировки по веществу распространяется расходящаяся волна разгрузки. На этой стадии реализуется режим всестороннего растяжения и происходит формирование полости. Как отмечалось в [3], формирование полости ускоряют волны разгрузки, приходящие от внешней границы алюминиевого шара в более поздние моменты времени.

В табл. 1 приведены результаты расчетов для случая нагружения алюминиевого шара ($R = 50$ мм) зарядом ВВ толщиной $\Delta = 1,7$ мм, которые иллюстрируют влияние динамического предела текучести Y_{eff} , коэффициента динамической вязкости μ_0 и параметров разрушения p_0 и K на радиус полости R_c . Именно учет диссипативных потерь приводит в конечном итоге к затуханию колебаний образовавшейся полости, которое происходит после нескольких колебаний. Поэтому в таблицах для краткости приводятся только наибольшее и наименьшее значения радиуса поло-

сти непосредственно после ее образования; этого достаточно для анализа влияния различных расчетных параметров на динамику формирования полости. Как следует из табл. 1, с увеличением p_0 и K амплитуда колебания радиуса полости уменьшается незначительно. Более существенное уменьшение амплитуды колебания радиуса полости происходит при увеличении динамического предела текучести и коэффициента динамической вязкости. Из представленных данных видно, что при увеличении динамического предела текучести амплитуда колебаний радиуса полости увеличивается до тех пор, пока не достигается конечный радиус полости. Это связано с тем, что в расчетах, представленных в табл. 1, не учитывалось вязкое трение в области упругих деформаций, определяемой пределом текучести (модель I). При учете вязких потерь в области упругих деформаций (модель II) амплитуда колебаний полости уменьшается, особенно при увеличении массы ВВ (табл. 2).

Наилучшее согласие расчетных результатов со всей совокупностью экспериментальных данных, как следует из табл. 2, достигнуто при следующих параметрах для алюминиевого шара: $p_0 = -2$ ГПа, $\lambda = 2$, $K = 0,1$ мкс, $\mu_0 = 1,82$ КПа·с, $Y_0 = 0,7$ ГПа. Необходимо отметить, что при использовании очень тонких слоев ВВ имеются известные трудности обеспечения устойчивости детонации ВВ. Поэтому различие расчетных и экспериментальных результатов при минимальном слое ВВ ($\Delta = 1,1$ мм) авторы связывают как со значительным разбросом экспериментальных данных, так и с некоторой неопределенностью параметров, описывающих упруговязкопластические свойства алюминия. Образование полости в центре шара при толщине зарядов ВВ $\Delta = 1,7$ и $2,2$ мм иллюстрирует рис. 1, где приведены $R-t$ диаграммы наружной поверхности шара и радиуса полости.

Профили массовой скорости в алюминиевом шаре в момент времени $t = 7$ мкс, близкий

Таблица 2

Δ , мм	R_c , мм		R_{ex} , мм
	Модель I	Модель II	
2,2	9,02-9,33	8,99-9,21	9-10
1,7	6,12-6,30	6,11-6,30	5,5
1,1	2,88-3,51	2,92-3,55	0

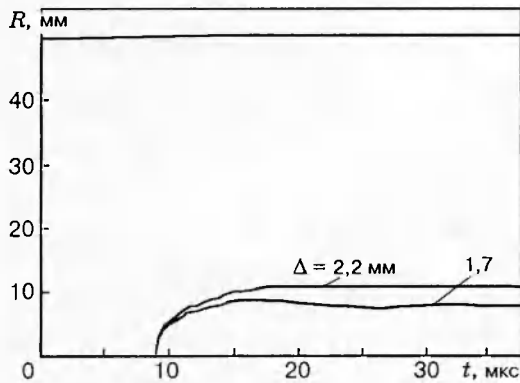


Рис. 1. $R - t$ -диаграммы наружной поверхности шара и радиуса полости

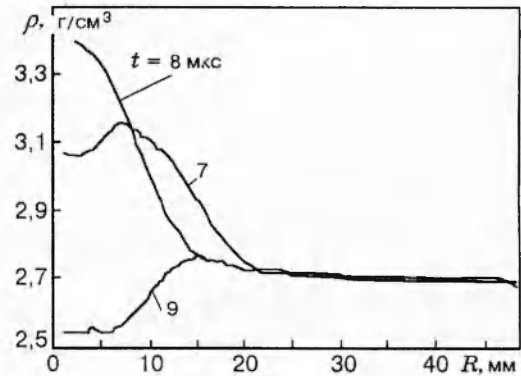


Рис. 3. Профили сжатия в шаре

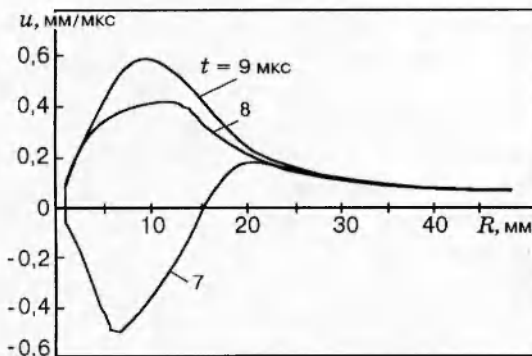


Рис. 2. Профили массовой скорости в алюминиевом шаре

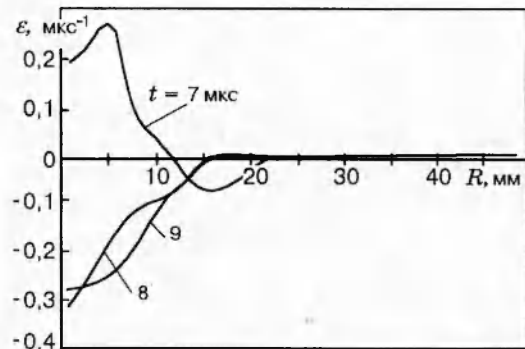


Рис. 4. Распределение скорости объемной деформации

к моменту фокусировки, и в последующие моменты $t = 8$ и 9 мкс для случая $\Delta = 1,7$ мм представлены на рис. 2. При схождении волны к центру массовая скорость линейно растет и достигает максимального значения $0,5$ км/с. После отражения от центра массовая скорость, изменив направление, возрастает по абсолютной величине и достигает значения $0,6$ км/с, при этом она быстро уменьшается по толщине шара.

Сжатие материала шара в характерные моменты времени иллюстрирует рис. 3. В момент фокусировки ($t = 7$ мкс) максимальное значение плотности ($\rho = 3,15$ г/см³) достигается на расстоянии ≈ 10 мм от центра шара. После отражения волны сжатия от центра плотность вблизи центра возрастает до $\approx 3,35$ г/см³ ($t = 8$ мкс). Последующая разгрузка снижает плотность вблизи центра шара до $\approx 2,5$ г/см³, что указывает на возможность

образования отколов в последующие моменты времени.

Скорость объемной деформации $\dot{\epsilon} = \dot{\rho}/\rho$ достигает значений $\sim +3,5 \cdot 10^5$ с⁻¹ при фокусировке и $\approx -3 \cdot 10^5$ с⁻¹ после отражения от центра, причем скорость объемных деформаций быстро уменьшается для слоев, удаленных от центра шара (рис. 4). Интенсивность скорости деформации сдвига $H = (2/\sqrt{3})|\partial u/\partial r - u/r|$ при фокусировке достигает значения $\approx 1,5 \cdot 10^5$ с⁻¹ (рис. 5). В последующие моменты времени скорость деформации сдвига уменьшается, при этом нерегулярный характер ее распределения по радиусу шара обусловлен одновременным наличием зон растяжения и сжатия.

Диссипативные процессы при сжатии алюминиевого шара ($\Delta = 2$ мм) иллюстрирует рис. 6. По мере ускорения различных слоев шара к центру возрастает отбор кинетиче-

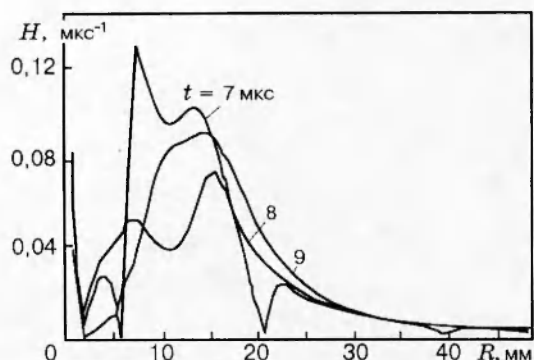


Рис. 5. Распределение интенсивности скоростей деформации сдвига

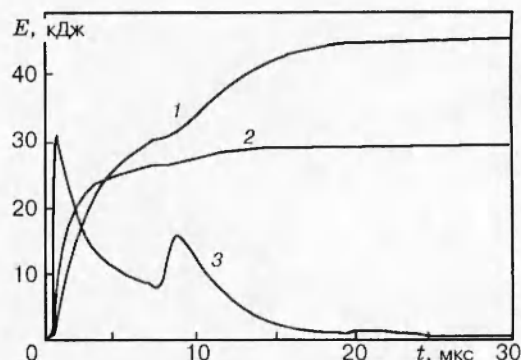


Рис. 6. Распределение тепловой (1, 2) и кинетической (3) энергии

ской энергии (кривая 3) ($E_{k,max} = 3 \cdot 10^4$ Дж). Одновременно растет внутренняя энергия шара, причем на начальном этапе тепловая энергия, обусловленная работой сил прочности (кривая 2), превышает тепловую энергию, обусловленную вязкостью (кривая 1).

После максимального отбора энергии от продуктов взрыва кинетическая энергия шара начинает уменьшаться за счет диссипативных процессов, а его тепловая энергия возрастает. После отражения волны сжатия от центра кинетическая энергия шара увеличивается, достигая примерно половины своего первоначального максимального значения. При этом существенно возрастает и тепловая энергия, обусловленная вязкостью, что объясняется возрастанием скорости деформации при отражении волны от центра.

Анализ известных экспериментальных данных по реализации динамических режимов всестороннего сжатия и растяжения, а также моделей их описания показывает, что диссипативные потери играют существенную роль в протекании физических процессов вблизи центра шаров исследуемых материалов. Это наиболее четко иллюстрируют данные по распределению (по радиусу шара) тепловой энергии, обусловленной только пластическими и вязкопластическими процессами. Удовлетворительного описания экспериментальных данных по всестороннему растяжению удастся добиться только в рамках упруговязкопластической модели. В последующих экспериментах предполагается использование специальных температурных индикаторов, располагаемых вблизи центра шара для экспериментальной фиксации

количества диссипированной энергии вблизи индикатора. Отметим, что определенный интерес представляет описание подобных экспериментальных данных в рамках различных, в том числе релаксационных, моделей, что в настоящее время сдерживается отсутствием данных о довольно значительном числе параметров этих моделей.

Представляет интерес проведение подобных экспериментов с привлечением широкого круга материалов, а также с использованием специальных температурных индикаторов. Последнее позволит решить обратную задачу по восстановлению значений динамического предела текучести и коэффициента динамической вязкости по экспериментальным данным.

Как следует из проведенных исследований, течение вблизи центра шара имеет сложный характер, который необходимо учитывать при планировании экспериментов. Кроме того, представляется перспективным использование данных экспериментов со сферическими сходящимися ударными волнами и расчетных методов для исследования физико-химических превращений различных веществ, например, применительно к задачам внутреннего строения Земли [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
2. Manjoine M. C. // Development and Testing of Frictional Tension Specimens. 1944. V. 9, N 4.
3. Бахрах С. М., Ковалев Н. П., Надыкто Б. А. и др. Исследование пластических и прочностных свойств меди в условиях всесто-

- ронного растяжения // Докл. АН СССР. 1974. Т. 215, № 5. С. 1090–1093.
4. Зельдович В. И., Литвинов Б. В., Пурегин Н. П. и др. Квазисферическое взрывное нагружение стали с давлением до 200 ГПа // Докл. АН СССР. 1995. Т. 343, № 5. С. 621–624.
 5. Огородников В. А., Садовой А. А., Софронов В. Н., Тюнькин Е. С. Роль диссипативных процессов при обжатии цилиндрических оболочек взрывом // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1993. Вып. 3. С. 97–101.
 6. Огородников В. А., Садовой А. А., Чулков Н. М., Тюнькин Е. С. О вязкости алюминия и свинца в ударно-волновых экспериментах // ПМТФ. 1995. № 36. С. 5–11.
 7. Урлин В. Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне // Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах. Арзамас-16, 1992. С. 377–384.
 8. Teuler F. R., Butcher B. M. A criterion for the time dependence of dynamic fracture // Intern. J. Fract. Mech. 1968. V. 4, N 4. P. 431–439.
 9. Садовой А. А. Диссипативные процессы при вязкопластических течениях // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика. 1988. Вып. 1. С. 19–22.
 10. Козлов Е. А., Тугин Ю. Н., Литвинов Б. В. и др. Примеры и перспективы применения сферически сходящихся ударных волн для исследования физико-химических превращений минералов и горных пород // Хим. физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 108–118.

Поступила в редакцию 1/VIII 1996 г.
