

4. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
5. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5, 209.
6. E. L. Knuth. Jet Propulsion. 1954, 24, 359.
7. L. Persson. Proc. of 4-th Int. Cong. of the Aeronaut. Sci. N. Y.: MacMillan and Co., 1965.
8. R. A. Gater, M. R. Lécuyer. Purdue Univ. TM-69-1, 1969.
9. H. Gold, R. E. Mascola, P. C. Smith. AIAA Paper, 1970, N 152.
10. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 86.
11. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 459.
12. G. I. Taylor. Scientific Papers/Ed. by G. K. Batchelor. V. 3. Cambridge: Univ. Press, 1963.
13. Б. М. Будак, А. А. Самарский, А. М. Тихонов. Сборник задач по уравнениям математической физики. М.: Наука, 1956.
14. E. R. G. Echert. Heat and mass transfer. N. Y., 1959.
15. T. J. Hanratty, J. M. Engen. AIChE J., 1957, 3, 9.
16. L. U. Lilleleht, T. J. Hanratty. AIChE J., 1961, 7, 12, 548.
17. J. A. Shetz. AIAA Paper, 1970, N 89.
18. В. К. Кошкин. Основы теплопередачи. М.: Машиностроение, 1975.
19. A. M. Lefebvre. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 233.
20. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965.
21. C. K. Law. Prog. Energy Combust. Sci., 1982, 8, 171.
22. Н. М. Кузнецов, Е. И. Тимофеев, Б. Е. Гельфанд. ТВТ, 1982, 20, 6, 1153.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский
(Новосибирск)

Интерес к ударно-волновым явлениям в металлах обусловлен как их широким применением в физике высоких давлений, так и все большим проникновением взрывных и других импульсных высокоэнергетических методов обработки в технологические процессы. Умение предсказывать поведение материала при воздействии кратковременных интенсивных нагрузок важно при изучении и практическом использовании явлений сварки и упрочнения взрывом, гидровзрывной штамповки, прессования порошков, получения новых химических соединений, при построении уравнений состояния и т. д.

До недавнего времени изучение ударно-волновых процессов в металлах носило в основном экспериментальный характер. К настоящему времени накоплено достаточно много экспериментальной информации, и центр исследований сместился в сторону построения моделей, способных описать особенности поведения металлов и сплавов в реализующихся при этом условиях. В ряде случаев авторы уточняют и обобщают на рассматриваемые условия традиционные модели упругопластического тела [1—5], в других модели усложняются учетом влияния вязкости [6—8]. Особую группу составляют модели, учитывающие физическую природу пластического деформирования — его дислокационную кинетику [9—15]. Именно эти модели позволяют наиболее точно и детально описывать поведение ударных волн в металлах, включая эффекты расщепления упругопластических волн и выхода упругого предвестника на стационарный режим, затухания амплитуды пластической волны при взаимодействии с догоняющей волной разрежения. К сожалению, данный подход, вследствие недостатка экспериментальных данных о кинетике дислокаций в поликристаллических веществах позволяет пока рассматривать только одномерные нестационарные задачи.

В [16] предлагается использовать дислокационные представления о пластическом деформировании для замыкания модели вязкоупругого тела максвелловского типа [8]. Это позволяет соединить преимущества дислокационных моделей с полнотой описания, достигаемой в многомерных постановках. Методика численного решения задач в рамках этой модели

детально излагается в [17]. В данной работе приводятся решения ряда конкретных одномерных задач ударно-волнового характера, позволяющие проанализировать поведение материала в реализующихся условиях. Сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными данными дает возможность оценить применимость предлагаемой модели и метода расчета для описания поведения металлов при ударно-волновых нагрузках.

Полная замкнутая система уравнений используемой модели приведена в [8, 16]. В одномерном нестационарном случае она принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r^v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r^v)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u r^v)}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho u^2 - \sigma_1) r^v]}{\partial r} + v r^{v-1} \sigma_2 &= 0, \\ \frac{\partial[\rho(E + u^2/2) r^v]}{\partial t} + \frac{\partial\{\rho u(E + u^2/2) - \sigma_1 u\} r^v}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial b}{\partial t} + u \frac{\partial b}{\partial r} - \frac{v(3-v)u}{r} + \frac{d_2}{\tau} &= 0, \\ \frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial r} - \frac{v(v-1)u}{r} + \frac{d_3}{\tau} &= 0, \\ E = E(a, b, c, S), \sigma_1 = \rho \frac{\partial E}{\partial a}, \sigma_2 = \rho \frac{\partial E}{\partial b}, \sigma_3 = \rho \frac{\partial E}{\partial c}, \\ &= \frac{\partial E}{\partial S}, \quad \rho = \rho_{00} \exp(a + b + c), \tau = \tau(a, b, c, S), \\ d_2 = b - q, d_3 = c - q, q = 1/3 \cdot \ln(\rho_{00}/\rho), \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_{00} , ρ , u , E , S , T — начальная и текущая плотность, скорость, удельная внутренняя энергия, энтропия и температура; σ_i , $i = 1, 2, 3$ — главные напряжения; t , r — время и пространственная переменная; a , b , c — логарифмы коэффициентов растяжения элемента среды вдоль осей координат; $v = 0, 1, 2$ в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях соответственно; $E(a, b, c, S)$ — уравнение упругой энергии при нешаровом тензоре деформаций; $\tau(a, b, c, S)$ — зависимость времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды. Для замыкания системы использовались уравнения упругой энергии из [18] и времени релаксации — из [19].

Соударение двух пластин. Задача о соударении двух пластин наиболее проста для численного решения и легко воспроизводится в эксперименте. Сравнение результатов расчетов с имеющимися многочисленными экспериментальными данными позволяет судить об адекватности используемой модели реальным средам.

Математически задача сводится к отысканию из системы (1) функций u , ρ , a , b , c , E , σ_1 , σ_2 , σ_3 , T при $v = 0$ и следующих начальных данных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad b = c = 0 & \quad \text{при } -h(0) \leq r \leq H(0), \\ \rho = \rho_0, u = u_0, T = T_0 & \quad \text{при } -h(0) \leq r < 0, \\ \rho = \rho_1, u = u_1, T = T_1 & \quad \text{при } 0 \leq r \leq H(0), \\ t > 0: \quad \sigma_1(-h(t), t) = 0, & \quad \sigma_1(H(t), t) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Обычно в эксперименте удар наносится по неподвижной преграде, т. е. $u_1 = 0$.

На ударных адиабатах и изэнтропах разрежения металлов имеются изломы (точки разрыва производных) и перегибы, отражающие особенности поведения данных веществ, связанные с наличием упругих сил взаимодействия атомов в кристаллических структурах. В результате в определенном диапазоне параметров нагружения происходит расщепление ударной волны на упругий предвестник, распространяющийся со

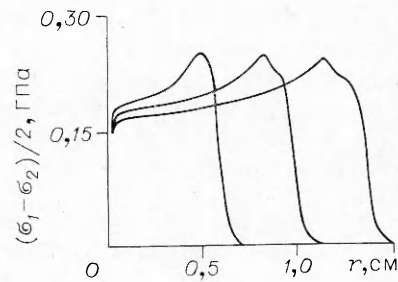
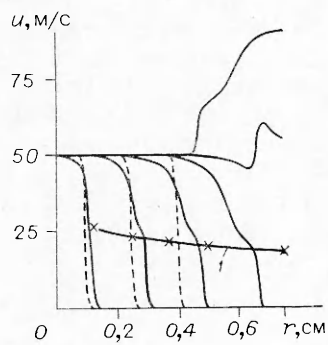


Рис. 2.

Рис. 1.

скоростью продольных возмущений и переносящий напряжение, равное пределу упругости Гюгонио, и пластическую волну. Последняя окончательно переводит материал в термодинамически равновесное состояние, соответствующее ударной волне данной интенсивности. Во фронте пластической волны происходит релаксация касательных напряжений, в результате чего одноосное деформированное состояние трансформируется в трехосное напряженное состояние, соответствующее поверхности текучести.

Указанные особенности процесса хорошо передаются в расчете распространения ударной волны. На рис. 1, 2 даны профили массовой скорости и максимального сдвигового напряжения $(\sigma_1 - \sigma_2)/2$ на различные моменты времени в железной пластине в случае $\rho_0 = \rho_1 = 7,8 \text{ г/см}^3$, $u_0 = 0,1 \text{ км/с}$, $u_1 = 0$, $T_0 = T_1 = 300 \text{ К}$, $h(0) \gg H(0) = 1,5 \text{ см}$. Достаточно наглядно, несмотря на сглаживание фронтов, вследствие аппроксимационной вязкости применявшейся разностной схемы, прослеживается процесс выделения упругого предвестника и установления двухволновой конфигурации. Кривая 1 на рис. 1 — экспериментальная зависимость изменения амплитуды упругого предвестника по мере его распространения в железе Армко [10]. Ход кривой 1 полностью соответствует рассчитанному процессу затухания упругого предвестника. Его скорость с хорошей точностью совпадает со скоростью распространения упругих возмущений, вычисленной по известным упругим постоянным металла.

Штриховыми линиями на рис. 1 показано распространение той же самой волны, рассчитанное по (1) в предположении мгновенности релаксации касательных напряжений до нуля (гидродинамическое приближение). Скорости распространения гидродинамической и пластической волны, а также конечные состояния за их фронтами совпадают. Различия в крутизне фронтов согласуются с имеющимися представлениями о динамике ударных переходов в гидродинамических средах и металлах.

После выхода на свободную поверхность ударная волна отражается волной разрежения. Как следует из рис. 1, расчет передает сложный характер волны разрежения, также состоящий из упругого и пластических участков. Обращает внимание, что если в гидродинамическом приближении в волне разрежения происходит точное удвоение массовой скорости, реализующейся за фронтом ударной волны, то в более точном приближении вязкоупругого тела массовая скорость за волной разрежения на 5—7% меньше.

Характерные профили максимального касательного напряжения, являющегося движущей силой пластического течения (см. рис. 2), качественно отличаются от аналогичных профилей, рассчитанных в рамках дислокационной модели Д. Д. Гилмана [11, 13]. Вслед за скачкообразным возрастанием на фронте упругого предвестника следует участок дальнейшего повышения $(\sigma_1 - \sigma_2)$ с меньшей скоростью, и только затем касательное напряжение начинает убывать вследствие релаксации. Такой характер изменения $(\sigma_1 - \sigma_2)$ представляется более реалистичным,

так как для достижения дислокациями, ответственными за пластическое течение и, следовательно, релаксацию, максимальной скорости движения и достаточно большой концентрации требуется некоторое время, в течение которого темп нарастания $(\sigma_1 - \sigma_2)$ во фронте ударной волны будет еще превышать скорость релаксации. Интересно отметить, что положение максимума касательного напряжения соответствует положению на данный момент времени фронта гидродинамической ударной волны.

Затухание ударной волны. Задача об изменении амплитуды ударной волны при взаимодействии с волнами разрежения, распространяющимися с тыльной или боковой поверхности нагружаемого образца, имеет важное значение для понимания развития ударно-волновых процессов и проверки применимости различных моделей сплошной среды для описания реальных волновых явлений. На практике процесс затухания необходимо уметь описывать для прогнозирования изменения прочностных характеристик материала под действием взрывных нагрузок [5], оценки параметров при сварке взрывом, метании пластин и оболочек. Первые, не очень успешные, попытки рассмотрения этой задачи сводились к построению аналитических решений в гидродинамическом приближении [22, 23]. Численные расчеты [14] показали, что многие из моделей, привлекающихся к описанию ударно-волновых процессов в металлах, неверно передают характер затухания ударных волн при их взаимодействии с догоняющей волной разрежения. Анализ механизмов, учет которых позволяет надеяться на моделирование, адекватное экспериментальным результатам, проведен в [24].

В плоском одномерном случае задача сводится к решению системы (1) при $v = 0$ и начально-краевых условиях (2) до t , больших времени, необходимого для того, чтобы волна разрежения от тыльной поверхности ударяющей пластины догнала фронт ударной волны в нагружаемом образце. В ряде экспериментальных работ плоская ударная волна в образце создавалась взрывом на его поверхности специального заряда взрывчатого вещества — генератора плоской волны. В этом случае в расчетах условия нагружения воспроизводились моделированием взрыва в схеме мгновенной детонации. Вещество в области $-h(0) \leq r < 0$ полагалось сжатым газом с соответствующими параметрами, а расчет его движения проводился по системе (1), в которой принималось $\tau(a, b, c, S) = 0$ с уравнением состояния продуктов детонации данного взрывчатого вещества. В наиболее простом случае моделирование затухания ударной волны при взаимодействии с догоняющей волной разрежения осуществляется решением (1) при следующих начальных и граничных данных:

$$\begin{aligned} t = 0: & \quad b = c = 0, \quad \rho = \rho_1, \quad u = u_1, \quad T = T_1 \quad \text{при} \quad h(0) \leq r \leq H(0), \\ t_1 \geq t \geq 0: & \quad \sigma_1[h(t), t] = \sigma_{10}, \quad \sigma_1[H(t), t] = 0, \\ t > t_1: & \quad \sigma_1[h(t), t] = 0, \quad \sigma_1[H(t), t] = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где σ_{10} определяется по ударным адиабатам веществ из условия соударения или по параметрам детонационных волн, а t_1 — время, за которое волна разрежения от тыльной поверхности догонит фронт ударной волны в образце, легко вычисляемое при известных ударных адиабатах и сжимаемости материалов [25].

Изменение параметров ударной волны при ее взаимодействии с волной разрежения прослежено на рис. 3, где приведены профили массовой скорости в железе, нагруженном импульсом длительностью 0,3 мкс (условия (3) при $t_1 = 0,3$ мкс) на моменты времени $t = 0,25$ (1), 0,5 (2), 0,75 (3), 1,0 (4) и 1,25 (5) мкс. Расчет передает двухволновую структуру волны разрежения, состоящей, как и волна сжатия, из упругой и пластической составляющих. Циркуляция упругих волн между фронтами пластических волн сжатия и разрежения, наблюдающихся и в экспериментах (например, [2]), приводит к ступенчатому характеру кривых затухания амплитуды ударной волны. Сравнение экспериментальных и расчетных кривых для стали и алюминия и его сплавов (соответствующие

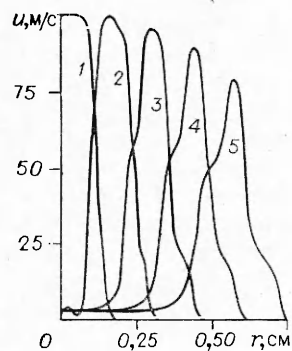


Рис. 3.

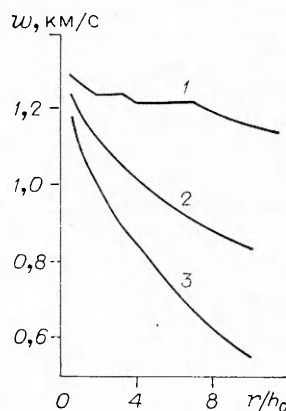


Рис. 4.

данные приведены в [24]) показывает их хорошее согласие. Расхождение, не превышающее 5% по массовой скорости, объясняется неполным соответствием использованного в расчетах уравнения состояния и зависимости времени релаксации касательных напряжений материалам, применявшимся в эксперименте.

Из результатов расчетов, согласующихся с данными [2, 14], следует, что гидродинамическое приближение в данном диапазоне амплитуд ударных волн не обеспечивает удовлетворительного описания экспериментальных кривых затухания. Как показано в [24], это объясняется неучетом в гидродинамической модели релаксационных свойств реальных металлов, играющих существенную роль в волновых процессах.

Интересно сравнить затухание плоских ударных волн и волн с цилиндрической и сферической симметрией. Изменение амплитуды волны при ее взаимодействии с догоняющей волной разрежения в случае произвольной геометрии описывается соотношением [24]

$$\frac{D\sigma_{1*}}{Dt} = A \frac{\partial \sigma_{1*}}{\partial r} + B + \frac{C}{r} \quad (4)$$

где $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + (R - \bar{u}) \frac{\partial}{\partial r}$ — производная вдоль траектории фронта ударной волны; σ_{1*} — напряжение на фронте в направлении распространения волны; R — скорость ударной волны; A , B , C — параметры, характеризующие «гидродинамическое», «максвелловское» и «геометрическое» затухание соответственно. Последнее присутствует только в случае цилиндрических и сферических волн.

Изменение характера затухания в зависимости от геометрии процесса (плоская (1), цилиндрическая (2) и сферическая (3)) прослеживается на рис. 4, где приведены скорости свободной поверхности w в алюминиевых образцах, нагруженных ударом «пластин» из того же материала толщиной $h_0 = 1,5$ мм со скоростью 1,2 км/с. В цилиндрическом и сферическом случаях предполагалось, что удар наносится по полости радиусом 10 мм. Выбор w в качестве характеристики процесса привязан к наиболее распространенным экспериментальным методикам, в которых прослеживается именно движение свободной поверхности нагружаемого образца в волне разрежения. Показательно, что, как и в случае рис. 1, наблюдается отклонение w от удвоенной массовой скорости вещества, связанное с влиянием прочностных свойств материала. В отличие от плоского случая, кривые затухания в цилиндрическом и сферическом случаях имеют гладкий монотонный характер, что свидетельствует не только о количественном, но и о существенном качественном влиянии геометрического фактора на рассматриваемый процесс.

Часто для описания затухания привлекают решение, полученное Л. И. Седовым для волн от сильного точечного взрыва в сжимаемой жид-

кости [26]. Для изменения массовой скорости оно дает

$$u_i/u_{i0} = (r_*/r)^{i/2}, \quad (5)$$

где $i = \nu + 1$, r_* , u_{i0} — начальная координата и соответствующее ей значение u . Кривые рис. 4 не удовлетворяют формуле (5) ни при каких ν . В то же время влияние геометрического фактора на затухание настолько сильно, что следующее из (5) соотношение

$$u_2/u_3 = (r/r_*)^{1/2}$$

выполняется с точностью не хуже 5%, если в качестве r_* выбрать точку, в которой $u_2 = u_3$. Следует также отметить неприменимость для описания полученных результатов формул, построенных в [22, 23].

Волновые процессы в слоистых преградах. Преграды, состоящие из нескольких слоев различных материалов, довольно часто встречаются на практике. Одним из интереснейших физических эффектов, происходящих в таких системах, является кумуляция ударных волн, проанализированная в акустическом приближении и экспериментально наблюдавшаяся в [27]. В случае уменьшения акустических импедансов слоев в направлении распространения волны происходит возрастание массовой скорости материала преграды, в противоположном случае — возрастание нормальной компоненты напряжения. В одном из вариантов экспериментов [27] ударом стальной пластины толщиной 3 мм со скоростью 1,46 км/с нагружалась преграда из медной и алюминиевой пластин толщиной 3 и 1 мм соответственно. В рассматриваемой модели это соответствует решению системы (1) с $\nu = 0$ и начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad & b = c = 0, T = 300 \text{ К} && \text{при } 0 \leq r \leq 0,7 \text{ см,} \\ & \rho = 7,8 \text{ г/см}^3, u = 1,46 \text{ км/с} && \text{при } 0 \leq r < 0,3 \text{ см,} \\ & \rho = 8,9 \text{ г/см}^3, u = 0 && \text{при } 0,3 \leq r < 0,6 \text{ см,} \\ & \rho = 2,7 \text{ г/см}^3, u = 0 && \text{при } 0,6 \leq r \leq 0,7 \text{ см,} \end{aligned} \quad (6)$$

$$t \geq 0: \quad \sigma_1(h(t), t) = \sigma_1(H(t), t) = 0. \quad (7)$$

Сравнение рассчитанных волновых профилей с параметрами, определяемыми по ударным адиабатам материалов преграды, показало высокую точность расчета при наличии нескольких контактных границ. В экспериментах замерялась скорость полета последней пластины. Как и следовало из оценок [27], рассчитанная скорость полета последней пластины определяется ускорением в волне разрежения от тыльной свободной поверхности; волна, отраженная от контактной поверхности между предыдущими слоями, не успевает достичь алюминиевой пластины до момента ее отделения. Расхождение между рассчитанной и экспериментальной скоростями полета пластины менее 1%.

В случае слоистой преграды, в которой между двумя слоями из материалов с большим акустическим импедансом располагается слой с малым акустическим импедансом, может осуществляться многократное ударное нагружение одной из крайних пластин вследствие многократных отражений ударных волн от контактных границ. В такой постановке в экспериментальных исследованиях [20, 21] установлено наличие упругого предвестника в ударных волнах, распространяющихся по предварительно сжатому материалу. Эта особенность поведения металлов, не укладывающаяся в рамки традиционных моделей упругопластического тела, улавливается моделью, используемой в данной работе. За фронтом первоначальной ударной волны касательные напряжения практически прорелаксировали, и материал находится в состоянии, близком к гидростатическому сжатию. В отсутствие касательных напряжений происходит остановка подвижных дислокаций, осуществлявших пластическое деформирование, что приводит к резкому возрастанию времени релаксации касательных напряжений [19]. При повторном нагружении время релаксации продолжает оставаться достаточно большим до тех пор, пока ка-

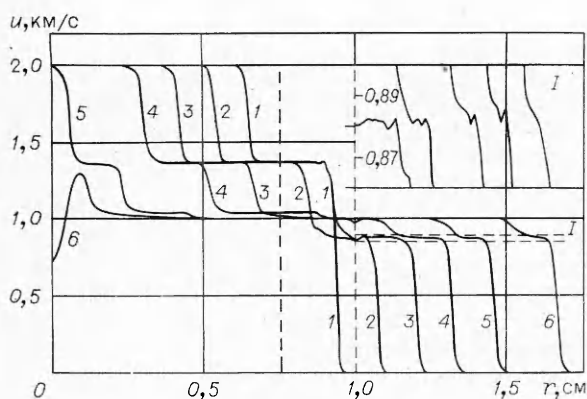


Рис. 5.

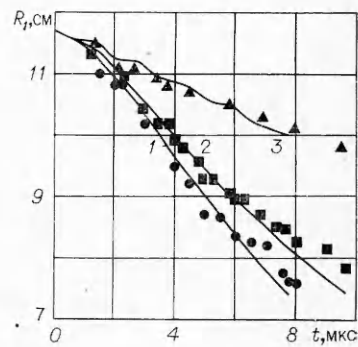


Рис. 6.

сательные напряжения не превысят барьер Пайерлса — Набарро, величина которого под действием гидростатического давления возрастает. До этого момента сжатый материал ведет себя упруго, а затем начинается интенсивное движение и размножение дислокаций, приводящее к падению времени релаксации, характерному для пластического течения. Априорно предсказать тенденцию и величину изменения амплитуды упругого предвестника затруднительно, так как наряду с повышением барьера Пайерлса — Набарро под действием гидростатического давления необходимо учесть влияние на его величину разогрева в первичной ударной волне, возможные изменения параметров уравнений кинетики дислокаций и т. д. В описываемых ниже расчетах эти факторы не учитываются.

На рис. 5 приведены профили массовой скорости в преграде из алюминия толщиной 2,5 и меди толщиной 7,5 мм, нагруженной ударом 7,5-миллиметровой медной пластины со скоростью 2 км/с. Расчет проведен по системе (1) с $\nu = 0$ и начальными и граничными условиями, аналогичными (6), (7). В медной части преграды ($1 \leq r \leq 1,75$ см) вслед за первичной ударной волной следует вторичная, возникшая в результате отражения волны в алюминии от контактной границы с ударяющей пластиной. Наиболее интересная с точки зрения проведенного выше анализа зона I дана на рисунке в более крупном масштабе. Приведенные кривые (пронумерованы в соответствии с ростом времени) четко показывают наличие упругого предвестника во вторичной ударной волне. В первичной волне предвестник отсутствует, так как при такой интенсивности сжатия скорость пластической волны превышает продольную скорость звука.

Расширение и обжатие цилиндрических оболочек. Процесс метания цилиндрических оболочек, осуществляемый в основном с помощью взрыва, привлекает внимание в связи с необходимостью решения ряда научных и практических вопросов. Возникающие при этом задачи и современное состояние проблемы рассмотрено подробно в обзоре [28]. В одномерном нестационарном приближении движение оболочки описывается системой (1) с $\nu = 1$. Обычно одна из поверхностей оболочки подвергается воздействию взрывной нагрузки и находится в контакте с продуктами детонации взрывчатого вещества. При этом возникает задача моделирования детонации ВВ. Для упрощения расчетов часто принимают предположение о том, что детонация происходит мгновенно. Для продуктов детонации считается справедливым адиабатическое уравнение состояния

$$p = p_0 (\rho_1 / \rho_{10})^\gamma, \quad (8)$$

где p_0 , p — начальное и текущее давление в продуктах детонации; ρ_{10} , ρ_1 — их начальная и текущая плотность; γ — показатель адиабаты. Поведение продуктов детонации рассчитывается по системе (1) с $\nu = 3$ в предположении $\tau = 0$.

Таким образом, расчетная область разбивается на две: $r_0(t) \leq r < r_1(t)$ — продукты детонации и $R_0(t) \leq r \leq R_1(t)$ — оболочка, которая, в свою очередь, может состоять из нескольких слоев различных материалов. В случае метания оболочки (расширения) $r_1(t) = R_0(t)$. Если ВВ заполняет оболочку полностью, то $r_0(t) = 0$. В каждой из подобластей задаются начальные и граничные условия, аналогичные (6), (7). В [29] описанный способ моделирования взрывной нагрузки с использованием (8) сравнивался в расчетах метания оболочек с более точным, при котором полагалось, что в начальный момент времени продукты детонации имеют постоянную плотность, равную исходной плотности ВВ, и радиальную скорость W , распределенную по закону

$$W = W_0[r/r_1(0)]^2.$$

Давление в продуктах детонации также постоянно и равно p_0 . Величины W_0 и p_0 определяются по уравнению баланса энергии прордетонировавшего ВВ.

Сравнение результатов расчетов при этих способах моделирования взрывной нагрузки с данными специально проведенных экспериментов показало, что для достаточно толстостенных оболочек оба дают практически одинаковые результаты, с хорошей точностью описывающие данные экспериментов. В расчетах подтверждена линейная связь между $\ln v_0$ и $\ln \beta$, где v_0 — конечная скорость разлета оболочки, β — коэффициент нагрузки.

Особый интерес к сжатию цилиндрических оболочек связан с эффектом высокоскоростной кумуляции цилиндрических кумулятивных облицовок [30]. Решение данной задачи в модели вязкоупругого тела тем более привлекательно, что в [30] сделан вывод об определяющем влиянии вязкости материала реальных оболочек на физические особенности процесса. Постановка задачи аналогична случаю метания, необходимо только положить $r_0(t) = R_1(t)$. На рис. 6 приведены рассчитанные зависимости $R_1(t)$ схлопывающихся медных оболочек, нагруженных зарядами ВВ разной толщины. Во всех случаях $R_0(0) = 9$ мм, $R_1(0) = 11,7$ мм. В качестве ВВ использован сплав тротила с гексогеном ТГ 50/50, $\rho_{10} = 1,65$ г/см³, $D = 7,5$ км/с, $p_0 = \rho_{10} D^2 / 8$, расчет разлета продуктов проводился с помощью (8). Кривые 1—3 соответствуют следующим толщинам ВВ: 8,2; 5,9; 2,4 мм. Точками нанесены результаты экспериментов [30]. Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов, полученное без привлечения в расчет каких-либо данных из рассмотренной серии экспериментов, свидетельствует об эффективности привлечения модели к решению данного класса задач. В отличие от гидродинамического приближения [30], передается, особенно в случае наиболее тонкого слоя ВВ, волновой характер разгона оболочки, связанный с циркуляцией в ее стенке волн разрежения. Расчеты подтверждают эффект сильного разогрева зоны, прилегающей к внутренней поверхности оболочки. К сожалению, количественная оценка температуры затруднительна, так как уравнение состояния [18], используемое в расчетах, обладает достаточной точностью в ограниченном диапазоне изменения температур.

Заклучение. Модель вязкоупругого тела максвелловского типа, сформулированная в [8], требует для замыкания нетрадиционного уравнения состояния в виде зависимости упругой энергии при нешаровом тензоре деформации и зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды. В [18] предложен и реализован метод построения зависимости упругой энергии ряда металлов. Зависимость времени релаксации построена на основе дислокационных представлений о механизме пластической деформации и экспериментальных данных о зависимости динамического предела текучести от скорости деформации. Этим завершилось полное построение модели, пригодной, как предполагалось, для решения задач интенсивного динамического (в том числе и ударно-волнового) деформирования металлов. Ввиду громоздкости модели для решения конкретных задач необходимо привлечение ЭВМ, что потре-

бовало разработки метода численного решения системы уравнений модели. Такой метод предложен в [17]. Хорошее согласие результатов решения ряда одномерных нестационарных задач с экспериментальными данными, показанное в данной работе, позволяет сделать вывод о применимости использованной модели и метода численного расчета для моделирования поведения металлов в широком диапазоне изменения интенсивности нагрузок, деформаций и скоростей деформации.

Поступила в редакцию 16/XII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
2. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6, 157.
3. И. В. Симонов. Изв. АН СССР. МТТ, 1974, 2, 105.
4. Л. М. Флитман. Изв. АН СССР. МТТ, 1974, 2, 97.
5. А. А. Дерibas, Ф. В. Нестеренко, Г. А. Сапожников и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 126.
6. Ю. Бейда.— В кн.: Распространение упругопластических волн. Алма-Ата: Наука, 1973.
7. В. Н. Кукуджанов.— В кн.: Сообщение по прикладной математике. Вып. 6. М.: ВЦ АН СССР, 1976.
8. С. К. Годунов. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
9. В. Л. Иденбом, А. П. Орлов. УФН, 1962, 76, 3, 557.
10. Дж. У. Тейлор. Механика, 1966, 4, 145.
11. Дж. Дж. Гилман. Механика, 1970, 2, 96.
12. J. N. Johnson, L. M. Barker. JAP, 1969, 40, 11, 4321.
13. Р. И. Нигматулин, Н. Н. Холин. Изв. АН СССР. МТТ, 1974, 4, 131.
14. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. ПМТФ, 1979, 5, 114.
15. Г. И. Канель. ПМТФ, 1982, 2, 105.
16. L. A. Merzhievskij. Archiwum Mechaniki Stosowanej, 1978, 30, 4—5, 477.
17. Л. А. Мерзиевский.— В кн.: Динамика твердого тела (Динамика сплошной среды). Вып. 45. Новосибирск, 1980.
18. С. К. Годунов, Е. И. Роменский, Н. С. Козин. ПМТФ, 1974, 2, 123.
19. Л. А. Мерзиевский, С. А. Шамонин. ПМТФ, 1980, 5, 170.
20. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1976, 2, 146.
21. J. Lipkin, J. R. Asay. JAP, 1977, 48, 1, 182.
22. В. П. Козлов. ЖТФ, 1966, 36, 7, 1305.
23. W. E. Drummond. JAP, 1957, 28, 12, 1437.
24. Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский. ФГВ, 1983, 19, 1, 99.
25. Л. А. Мерзиевский. Ударные волны в конденсированных средах. Учебное пособие. Новосибирск, 1982.
26. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977.
27. В. И. Лаптев, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1974, 6, 128.
28. В. А. Одинцов, Л. А. Чудов.— В кн.: Механика Проблемы динамики упругопластических сред. Вып. 5. М.: Мир, 1975, 85.
29. Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский.— В кн.: Динамика жидкости со свободными границами (Динамика сплошной среды). Вып. 60. Новосибирск, 1983.
30. Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1978, 3, 99.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УПРОЧНЕННОЙ ВЗРЫВОМ СТАЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ МЕТОДАМИ

И. Д. Захаренко, К. Е. Милевский, В. Н. Москвин

(Новосибирск)

В производстве различных стальных изделий широкое распространение находят методы обработки их взрывом с целью улучшения механических свойств [1]. При этом актуален вопрос прогнозирования механических свойств металла при воздействии на него возникающих при взрыве импульсных нагрузок различной амплитуды и длительности. Такое прогнозирование возможно на основе установления корреляционных зависимостей между изменениями механических свойств стали под воздействием взрыва и характеристиками физических полей, используемых в неразрушаемом контроле, например электромагнитных. Механизм воз-

122