

теплоемкости никеля: $\lambda_1 = 0,165 \pm 0,007$ кал/см·с·град; $c_1 = 0,101 \pm 0,012$ кал/г·град. (Ошибка перекрывает различие λ и c при 1; 1,5 и 2 мкс.) При нормальном давлении и $T = 76^\circ \text{C}$ $\lambda_1 = 0,215$ кал/см·с·град; $c_1 = 0,112$ кал/г·град.

Возможное уменьшение длины свободного пробега электронов, связанное с ростом концентрации дефектов, объясняет и уменьшение электропроводности. Произведение $\lambda_2 c_2 = 0,00602 \pm 0,0026$ кал²/см·с·град возрастает в 15—30 раз по сравнению с нормальными. Из работы [3] следует, что теплоемкость плексигласа существенно зависит от температуры и плотности и при 90 кбар должна быть примерно раза в три больше нормальной. Следовательно, теплопроводность плексигласа увеличивается примерно в 10 раз.

Вычисленная таким образом температура плексигласа при 90 кбар оказалась равной $350 \pm 80^\circ \text{C}$. Полученное значение находится в хорошем согласии с рассчитанной в работе [3] температурой плексигласа при 90 кбар ($300\text{—}400^\circ \text{C}$).

Таким образом, предлагаемый метод дает разумные значения температуры. Довольно значительная ошибка связана с тем, что приходится из экспериментальных данных получать ряд теплофизических констант в этих условиях. При определении некоторых из них каким-то независимым образом ошибка может быть существенно уменьшена, так как при этом появится возможность отказаться от некоторых из использованных допущений.

*Поступила в редакцию
14/V 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. G. Doran, R. K. Linde. Solid state physics, 1966, 19.
2. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 65, 2, 197.
3. С. Б. Корнер. УФН, 1968, 94, 4.
4. A. Miquault, J. Jacqussen. Effect electriques lies an passage d'une onde de chos dans des jonctions metalliques. SHDP, Paris, 1967.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., 1960.
6. Д. Ж. Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
7. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. Под ред. В. Н. Жаркова. М., «Мир», 1965.
8. М. А. Могилевский. ФГВ, 1970, 6, 2, 224.

УДК 541.12.03

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ ПОРОШКООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер
(Новосибирск)*

1. В работе описывается способ математической обработки результатов одного класса экспериментов по сжатию порошкообразных материалов продуктами детонации конденсированных взрывчатых веществ. Эксперименты проводились по схеме, описанной ранее [1, 2]. В цилиндрическом заряде ВВ соосно помещалась ампула в виде цилиндра из

тонкой фольги или винипласта с исследуемым порошкообразным материалом. При помощи специального генератора создавалась плоская детонационная волна, движущаяся вдоль стенки ампулы; плоскость волны перпендикулярна оси. В результате происходило последовательное обжатие исследуемого материала в направлении распространения детонации. В работе [3] показано, что при этом в пористом цилиндре возможно образование одной из трех установившихся конфигураций ударных волн: 1) слабая ударная волна, которая затухает, не доходя до оси; 2) сильная ударная волна, порождающая около оси «маховский» скачок; 3) промежуточный случай — коническая ударная волна. Для изучения движения за ударными волнами была разработана методика с использованием четырехтрубчатой импульсной рентгеновской установки. Сущность методики заключается в регистрации за время экспозиции 0,1 мкс картины течения в исследуемом образце с установленной в нем пространственной решеткой, создаваемой в образце путем размещения тонких соосных цилиндров и поперечных дисков из более плотного материала. Эти слои в одних опытах изготавливались из смеси исследуемого материала с порошком свинца, в других — конденсаторной бумаги с тонким слоем свинца. Толщина слоев составляла $20 \div 60$ мк. Стенки ампулы изготавливались из материалов с малой плотностью, чтобы уменьшить поглощение рентгеновских лучей. Ударному сжатию подвергался порошок $\alpha\text{Al}_2\text{O}_3$ с размером зерен $8 \div 20$ мк и начальной плотностью $1,14 \div 1,24$ г/см³.

Как показали проведенные исследования, пространственная решетка из 2—3 цилиндров или дисков не оказывала заметного влияния на течение, возникающее за ударными волнами. Зная начальное положение решетки и ее положения в некоторые моменты времени после прохождения волны, можно рассчитать скорости частиц за волной. На рис. 1 приведена для примера рентгенограмма одного из моментов процесса ударного сжатия порошка в ампуле диаметром 40 мм. Диаметр заряда из аммонита 60 мм. На снимке видно положение ударной волны и деформированной пространственной решетки. В настоящей работе будет описан способ обработки для изображенного на рис. 1 типа течения, а именно для течения с конической ударной волной. Подобным способом можно, очевидно, обрабатывать и другие случаи.

2. Процессы движения внутри порошка будем изучать с точки зрения механики сплошной среды. Такая трактовка, по-видимому, достаточно удовлетворительна до тех пор, пока не исследуются структуры полей напряжений, деформации и т. д. в областях с размерами порядка линейных размеров частиц порошка. В частности, при изучении структуры ударной волны могут потребоваться более тонкие методы.

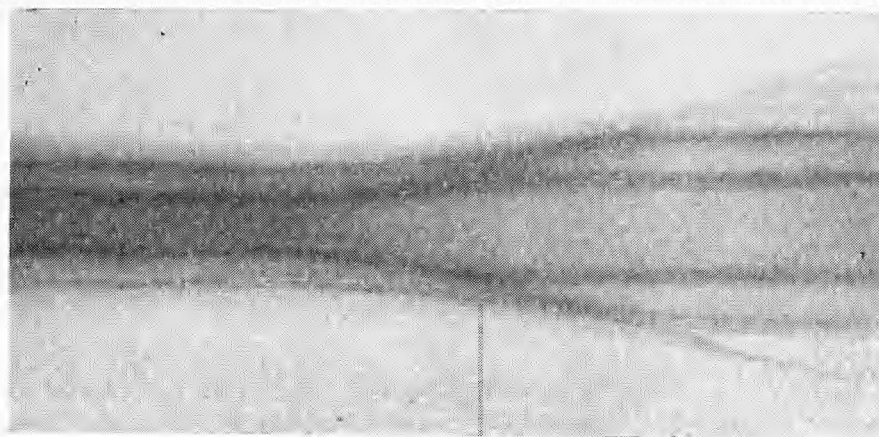


Рис. 1.

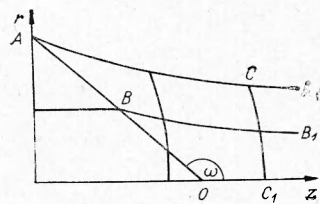


Рис. 2.

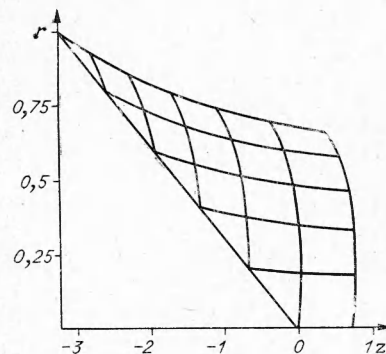


Рис. 3.

Возьмем естественную в данном случае цилиндрическую систему координат r, z, θ , причем начало координат свяжем с «носителем» конической ударной волны. Скорость ударной волны вдоль оси симметрии постоянна (она равна скорости детонации), так что в выбранной системе координат движение является установившимся. Изучаемая картина течения приведена на рис. 2. В дальнейшем всюду для краткости будем называть образующую поверхности тока линией тока, а образующую ударной волны — просто ударной волной.

На рис. 2 AO — ударная волна, AA_1 и BB_1 — линии тока, CC_1 — поперечный диск после прохождения волны. Будем использовать безразмерные переменные. Примем радиус ампулы за единицу длины, скорость детонации за единицу скорости, а начальную плотность порошка — за единицу плотности. Можно попытаться описать наблюдаемое в экспериментах поле скоростей следующими приближенными формулами:

$$\begin{aligned} u(r, z) &= 1 + a_1 r + a_2 z + a_3 r^2 + a_4 r z + a_5 z^2, \\ v(r, z) &= b_0 + b_1 r + b_2 z + b_3 r^2 + b_4 r z + b_5 z^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь u — составляющая скорости по оси z , а v — по оси r ; a_i и b_j — неизвестные постоянные коэффициенты. Можно было бы продолжить разложение и по более высоким степеням r и z , но из дальнейшего будет следовать, что разложения (1) хорошо описывают реальное распределение скоростей в достаточно широкой области течения.

Перейдем к определению коэффициентов. Поскольку $v=0$ при $r=0$, то $b_0=b_2=b_5=0$. В дальнейшем придется вводить некоторые предположения относительно коэффициентов, которые вводятся для упрощения задачи и не имеют строгого обоснования. Можно, однако, отметить, что вводимые ниже допущения находятся в согласии с экспериментальными данными.

Допустим, что вдоль волны составляющие скорости изменяются линейно

$$\begin{aligned} u(R, R \operatorname{ctg} \omega) &= 1 + (a_1 + a_2 \operatorname{ctg} \omega) R, \\ v(R, R \operatorname{ctg} \omega) &= b_1 R. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $R, Z=R \operatorname{ctg} \omega$ — координаты точки на волне, ω — угол наклона волны к оси z (см. рис. 2). Из (1), (2) получаем

$$\begin{aligned} a_3 + a_4 \operatorname{ctg} \omega + a_5 \operatorname{ctg}^2 \omega &= 0, \\ b_3 + b_4 \operatorname{ctg} \omega &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Допустим еще, что плотность порошка, повысившись скачком в ударной волне, в дальнейшем остается постоянной вдоль каждой линии тока.

Это предположение означает справедливость в поле течения следующего уравнения:

$$u \frac{\partial \rho}{\partial z} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

Подставляя (4) в уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho ru)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho rv)}{\partial r} = 0, \quad (5)$$

получаем уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0, \quad (6)$$

определяющее следующие связи между коэффициентами:

$$a_2 + 2b_1 = 0, \quad a_4 + 3b_3 = 0, \quad a_5 + b_4 = 0. \quad (7)$$

Соотношения (3) и (7) приводят составляющие скорости (1) к виду

$$u(r, z) = 1 + a_1 r - 2b_1 z + a_3 r^2 - \frac{3a_3}{2 \operatorname{ctg} \omega} r z + \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} z^2, \quad (8)$$

$$v(r, z) = b_1 r + \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} r^2 - \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} r z.$$

Для определения оставшихся двух коэффициентов можно, например, измерить на рентгенограмме углы наклона α и β линий тока AA_1 и BB_1 в точках A и B и воспользоваться соотношениями $(v/u)_A = \operatorname{tg} \alpha$ и $(v/u)_B = \operatorname{tg} \beta$. Тогда, учитывая (2), (8), будем иметь

$$b_1 = \frac{r_B - r_A}{r_B r_A (\operatorname{ctg}^2 \alpha - \operatorname{ctg}^2 \beta)}, \quad (9)$$

$$a_1 = -\frac{1}{r_A} + b_1 (\operatorname{ctg} \alpha + 2 \operatorname{ctg} \omega).$$

Для определения последнего коэффициента a_3 можно поступить аналогичным образом, измерив угол наклона линии тока где-либо в поле течения (не на волне). Его подбирали следующим образом. Система обыкновенных дифференциальных уравнений для линии тока

$$\begin{aligned} u(r, z) = \frac{dz}{dt} &= 1 + a_1 r - 2b_1 z + a_3 r^2 - \frac{3a_3}{2 \operatorname{ctg} \omega} r z + \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} z^2, \\ v(r, z) = \frac{dr}{dt} &= b_1 r + \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} r^2 - \frac{a_3}{2 \operatorname{ctg}^2 \omega} r z, \end{aligned} \quad (10)$$

где a_1 и b_1 определены по (9), имеет начальные условия на волне: $r=R$, $z=Z=R \operatorname{ctg} \omega$, где $0 \leq R \leq 1$.

Система (10) интегрировалась для определенного набора значений R при произвольном a_3 . В результате расчета определялось семейство линий тока, соответствующее взятому набору R . Эти линии тока затем сравнивались с наблюдаемыми в эксперименте. Характерная картина, получаемая в расчете, приведена на рис. 3. Подбором величины a_3 удалось добиться достаточно хорошего согласия с экспериментом.

На рис. 4 приведен пример сравнения расчета с экспериментом; штриховыми линиями изображены экспериментальные, а сплошными — расчетные линии тока. Для независимой проверки справедливости построенного описания поля скоростей проводилось сравнение формы поперечных дисков из фольги с соответствующими кривыми на рис. 3. И здесь совпадение было достаточно хорошим.

Выше были сделаны некоторые предположения относительно характера распределения скоростей. На самом деле, полученные при этом ограничения не очень существенны. Для доказательства этого были проведены многочисленные расчеты, в которых подобранные описанным способом коэффициенты варьировались независимо один от другого в пределах 10—15% от их исходных значений. Получаемое при любой

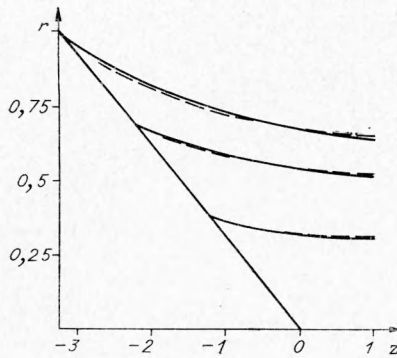


Рис. 4.

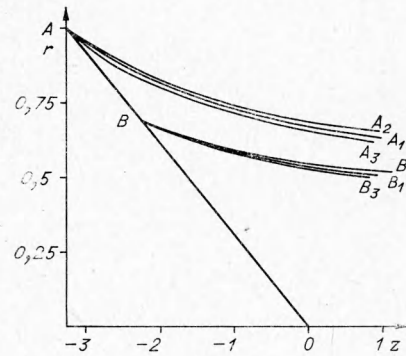


Рис. 5.

такой вариации поле скоростей уже не обладало теми специфическими свойствами, которые характеризуются соотношениями (2) и (6). Тем не менее линии тока получались почти те же, что и при описанном выше расчете.

Для иллюстрации сказанного на рис. 5 приведены две линии тока, рассчитанные для трех различных значений коэффициента a_2 . Кривые AA_1 и BB_1 рассчитаны с коэффициентом a_2 , полученным как описано выше; кривые AA_2 и BB_2 соответствуют коэффициенту a_2 , уменьшенному на 10%; наконец кривые AA_3 и BB_3 получены с коэффициентом a_2 , увеличенным на 10% по сравнению с исходным значением. Остальные коэффициенты постоянны. Попутно было установлено, что ошибка в задании значений углов наклона линий тока в пределах 10—15% также не очень существенна для общей картины линий тока. По оценкам работы [3] ошибка в измерении углов на снимках как раз составляет примерно такую величину. Очевидно, что подобный способ позволяет в принципе вычислить поле скоростей с любой точностью и в произвольной области, для чего достаточно продолжить разложение (1) и найти коэффициенты аналогичным путем.

Рассмотрим уравнения движения сплошной среды. В обычных обозначениях имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u^2 - \sigma_{zz})}{\partial z} + \frac{\partial(\rho uv - \sigma_{rr})}{\partial r} + \frac{\rho uv - \sigma_{rz}}{r} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho uv - \sigma_{rz})}{\partial z} + \frac{\partial(\rho v^2 - \sigma_{rr})}{\partial r} + \frac{\rho v^2 - (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})}{r} &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь σ_{rr} , σ_{rz} , σ_{zz} , $\sigma_{\theta\theta}$ — компоненты тензора напряжений. На ударной волне уравнениям (5), (11) соответствуют следующие законы сохранения:

$$\begin{aligned} [\rho u] - [\rho v] \operatorname{ctg} \omega &= 0, \\ [\rho uv - \sigma_{rz}] - [\rho v^2 - \sigma_{rr}] \operatorname{ctg} \omega &= 0, \\ [\rho u^2 - \sigma_{zz}] - [\rho uv - \sigma_{rz}] \operatorname{ctg} \omega &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где, как обычно, квадратные скобки обозначают разность соответствующих величин на волне и перед волной. Учитывая, что перед волной $\rho=1$, $u=1$, $v=0$, $\sigma_{rr}=\sigma_{rz}=\sigma_{zz}=\sigma_{\theta\theta}=0$, получаем из (12)

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{u - v \operatorname{ctg} \omega}, \\ v &= \sigma_{rz} - \sigma_{rr} \operatorname{ctg} \omega, \\ u &= 1 + \sigma_{zz} - \sigma_{rz} \operatorname{ctg} \omega. \end{aligned} \quad (13)$$

После того, как поле скоростей тем или иным способом построено, распределение плотности может быть получено интегрированием уравнения неразрывности с начальными данными, соответствующими первому из уравнений (13).

Перепишем теперь уравнения (11) в эквивалентном виде:

$$\begin{aligned}\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r}, \\ \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) &= \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r}.\end{aligned}\quad (14)$$

Для определения напряжений снова упростим задачу: вместо четырех неизвестных функций σ_{rr} , σ_{rz} , σ_{zz} , $\sigma_{\theta\theta}$ будем искать восемь констант в разложениях

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \alpha_1 r + \alpha_2 z, \\ \sigma_{rz} &= \beta_1 r + \beta_2 z, \\ \sigma_{zz} &= \gamma_1 r + \gamma_2 z, \\ \sigma_{\theta\theta} &= \delta_1 r + \delta_2 z.\end{aligned}\quad (15)$$

При этом можно надеяться получить главные части разложений компонент тензора напряжений по координатам. Поскольку левые части (14) на оси непрерывны, то и правые должны быть непрерывны, откуда следует, что

$$\beta_2 = 0, \quad \alpha_2 = \delta_2. \quad (16)$$

Кроме того, после подстановки (15) в (14) находим, учитывая разложения для скоростей

$$\delta_1 = 2\alpha_1, \quad \gamma_2 = -2(b_1 + \beta_1). \quad (17)$$

Наконец, условия на ударной волне дают еще два соотношения:

$$\alpha_1 = \frac{-b_1 + \beta_1}{\operatorname{ctg} \omega} - \alpha_2 \operatorname{ctg} \omega, \quad (18)$$

$$\gamma_1 = a_1 - 2b_1 \operatorname{ctg} \omega + \beta_1 \operatorname{ctg} \omega - \gamma_2 \operatorname{ctg} \omega.$$

Соотношения (15) с учетом (16), (17), (18) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \left(\frac{-b_1 + \beta_1}{\operatorname{ctg} \omega} - \alpha_2 \operatorname{ctg} \omega \right) r + \alpha_2 z, \\ \sigma_{rz} &= \beta_1 r, \\ \sigma_{zz} &= (a_1 + 3\beta_1 \operatorname{ctg} \omega) r - 2(b_1 + \beta_1) z, \\ \sigma_{\theta\theta} &= 2 \left(\frac{-b_1 + \beta_1}{\operatorname{ctg} \omega} - \alpha_2 \operatorname{ctg} \omega \right) r + \alpha_2 z.\end{aligned}\quad (19)$$

Для определения оставшихся констант α_2 и β_1 необходимы дополнительные данные. Предположим, что на внешней линии тока отсутствует трение. Другими словами, считаем, что трение между частицами порошка и ВВ пренебрежимо мало по сравнению с трением частиц порошка между собой, что, по-видимому, соответствует действительности ввиду быстрого разлета продуктов взрыва. Это предположение равносильно выполнению уравнения:

$$\frac{1}{2} (\sigma_{rr} - \sigma_{zz}) \sin 2\varphi + \sigma_{rz} \cos 2\varphi = 0 \quad (20)$$

на внешней линии тока. Здесь φ — угол наклона нормали к этой линии тока относительно оси z . Для наших целей достаточно записать уравне-

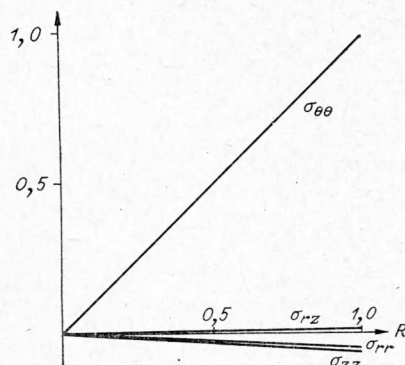


Рис. 6.

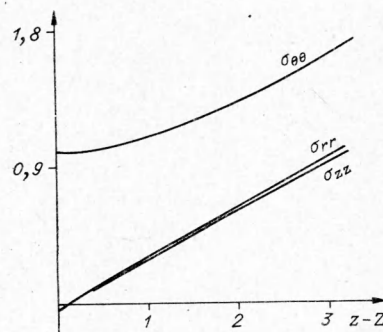


Рис. 7.

ние (20) в двух любых точках линии тока. Если это точки A и C (см. рис. 2), то будем иметь

$$\rho_1 = \frac{b_1 + a_1 \operatorname{ctg} \omega - 2b_1 \operatorname{ctg}^2 \omega}{1 - \operatorname{ctg}^2 \omega + 2 \operatorname{ctg} 2\varphi_A \operatorname{ctg} \omega}, \quad (21)$$

$$\alpha_2 = \frac{[(-b_1 + \beta_1) \operatorname{ctg} \omega - a_1 - 3\beta_1 \operatorname{ctg} \omega + 2\beta_1 \operatorname{ctg} 2\varphi_C] r_C + 2(b_1 + \beta_1) z_C}{r_C \operatorname{ctg} \omega - z_C}.$$

Уравнения (19), (21) позволяют полностью определить поле напряжений, разумеется, в первом приближении. Примерные графики изменения компонент тензора напряжений вдоль волны в зависимости от радиуса приведены на рис. 6. На рис. 7 показаны зависимости компонент от расстояния до ударной волны вдоль внешней линии тока.

3. Результаты расчетов напряжений представляют определенный интерес с точки зрения возможности построения определяющих уравнений для порошкообразного материала, связывающих напряжения с какими-либо кинематическими параметрами. В литературе имеется немало работ, посвященных изучению порошкообразных, гранулированных и пористых материалов, в том числе грунтов. Различные точки зрения относительно определяющих уравнений для таких материалов распадаются на две основные группы. Для одной из них характерна трактовка порошкообразного материала, как идеальной сжимаемой жидкости, тогда как для другой характерен подход к изучению поведения такого материала с позиций различных теорий пластичности. Из работ первого направления укажем [4, 5], а ко второму относятся, например, [6, 7]. В указанных работах имеются более подробные ссылки на литературу. До последнего времени было затруднительно проверить применимость тех или иных гипотез о поведении порошкообразных материалов ввиду трудностей экспериментальной регистрации кинематических параметров в поле течения. Надежные экспериментальные данные имелись лишь для состояния непосредственно за ударной волной. Кроме того, изучались, как правило, только плоские волны.

Получив описанным способом поле скоростей, авторы вначале проверили применимость некоторых простых моделей поведения вещества в описываемом случае. В частности, была проверена модель идеальной сжимаемой жидкости и модель вязкой жидкости с коэффициентом вязкости, линейно зависящим от координат. Обе модели оказались неудовлетворительными [3]. Для эксперимента, описанного выше, вблизи волны с большой точностью выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} - \sigma_{zz} &= 0, \quad \sigma_{rz} = 0, \\ \sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} &= \mu \left(1 - \frac{1}{\rho} \right), \end{aligned} \quad (22)$$

где $\mu = \text{const}$. Численные значения компонент тензора напряжений в этом случае можно сравнить по рис. 6, 7. Еще один интересный результат состоит в том, что на волне все компоненты напряжения, кроме $\sigma_{\theta\theta}$, пренебрежимо малы. Это показывает, что тензор напряжений существенно не шаровой, т. е. напряжения не сводятся к одному давлению. Это можно проверить непосредственно на уравнениях (14).

Соотношения (22) означают, что главные оси тензора напряжений совпадают с осями цилиндрической системы координат. Эти соотношения суть не что иное, как условия пластичности типа Треска — Сен Венана. Существенное отличие от простейших условий пластичности состоит в том, что, согласно (22) и (4), вдоль каждой линии тока имеется свой предел текучести. Не будем здесь обсуждать причину появления соотношений (22) между компонентами тензора напряжений. Напомним, что их получили как результат расчета первого приближения. Важный факт состоит, однако, в том, что в описанных условиях нагружения порошкообразных материалов нельзя рассматривать эти материалы в газодинамическом приближении. С другой стороны, газодинамический подход может оказаться вполне адекватным существу дела при достаточно высоких давлениях.

Описанный способ обработки результатов эксперимента можно применять в случае любых геометрий течения. Полученные при этом соотношения типа (22) (или иного типа) и знание кинематики течения позволяют построить определяющие уравнения, описывающие поведение вещества в изучаемом классе экспериментов и в других близких условиях. Эти уравнения вместе с уравнениями, описывающими поведение вещества при очень высоких давлениях, будут достаточно полно характеризовать вещество при различных условиях нагружения.

Авторы благодарят С. К. Годунова и А. А. Дерибаса за постановку задачи и полезные обсуждения, а также В. В. Смелова, участвовавшего в начальной стадии работы, и Н. К. Кузьмину за помощь в расчетах на ЭВМ.

Поступила в редакцию
21/IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Montgomery, H. Thomas. Powder Metallurgy, 1960, 6.
2. С. С. Бацанов, А. А. Дерибас. НТПГВ, 1965, 1, 1.
3. А. М. Ставер. Канд. дисс. Новосибирск, 1971.
4. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 3.
5. R. J. Naumann. J. Appl. Phys., 1971, 42, 12.
6. С. С. Григорян. ПММ, 1960, 24, 6.
7. M. M. Carroll and A. C. Holt. J. Appl. Phys., 43, 3.

УДК 532.593

МЕТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ТОЛЩИНЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

М. А. Могилевский
(Новосибирск)

Вопрос об особенностях протекания пластической деформации при нагружении кристаллических тел ударными волнами представляет интерес как для физики металлов, поскольку при этом имеют место очень высокие напряжения и скорости деформации, так и для физики ударных волн, так как развитие сдвигов существенно влияет на ряд харак-