

рующийся процесс — релаксация зарядов в проводящей области взрыва. При этом фрагменты по мере их движения, попадая в нагретый УВ воздух, обладающий большой проводимостью, теряют свой заряд, уменьшаются результирующий дипольный момент и напряженность электрического поля.

Подтверждает описанный механизм рассмотренная выше корреляция между временной зависимостью характерных точек осциллограммы электрического импульса (нулей и экстремумов) и пространственно-временной зависимостью движения газообразных и твердых ПВ и фрагментов, с одной стороны, а с другой — установленный вид зависимости амплитуды электрического импульса от расстояния. Последняя может быть проиллюстрирована осциллограммами, приведенными на рис. 2, а, б. Поскольку чувствительность осциллографа при регистрации осциллограмм рис. 2, а, б составляла 10 и 5 В/м, то отношение амплитуд электрического импульса, зарегистрированного с расстояний 4,5 и 6,75 м, составило $\sim 3,4$, что свидетельствует о спаде напряженности поля по закону $1/R^3$, присущему дипольному излучению.

Для проверки факта наличия зарядов на фрагментах измеряли электрический ток через лист алюминия, расположенный в 1,5 м от центра взрыва заряда с $\Delta = 10$ мм. Зарегистрированный импульс имел отрицательную полярность, а его начало соответствовало моменту времени 1,5 мс, что находится в удовлетворительном согласии с результатами приведенных выше оценок и экспериментов по определению скорости фрагментов.

Основные результаты работы проверены и подтверждены на зарядах с массой 0,075; 0,2; 0,4; 0,8; 1,2 и 2 кг при использовании оболочек из стали, дюралюминия и латуни, в связи с чем могут претендовать на определенную общность. Проводимые исследования в этом направлении позволят осуществить дальнейшее обобщение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боронин А. П., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Докл. АН СССР, 1972, 206, 3.
2. Бородин А. П., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. ФГВ, 1973, 9, 4.
3. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1954.
4. Буевич Ю. А. Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, 6.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
6. Степанов Е. М., Дьячков Б. Г. Ионизация в пламени и электрическое поле.— М.: Металлургия, 1968.
7. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.

г. Москва

Поступила в редакцию 25/IX 1989

УДК 622.215.5 + 662.2.036.4 + 621.762.4

С. И. Воронков, Л. Я. Кашпоров, Д. З. Сафанеев

УПЛОТНЕНИЕ ПОРОШКА И РАЗОГРЕВ МАТРИЦЫ ПРИ УДАРЕ НА КОПРЕ

Уплотнение — начальная стадия инициирования порошковых экзотермических веществ при определении их чувствительности к удару, во время которого частицы порошка перемещаются относительно друг друга и стенки матрицы. Выделяющееся при трении тепло может приводить к значительному разогреву и быть причиной воспламенения. Ранее закономерности уплотнения порошка и разогрев стенки матрицы не исследова-

лись, хотя они важны для понимания механизма и закономерностей воспламенения экзотермических веществ ударом.

В данной работе рассмотрены закономерности уплотнения порошка и разогрев матрицы при ударе о верхний подвижный пуансон с площадью торца S и жесткостью G груза массой M со скоростью v . В предположении, что зависимость коэффициента уплотнения от давления прессования p может быть аппроксимирована выражением [1]

$$Y = 1 - (1 - K)e^{-p/\sigma}$$

(K и σ — константы, характеризующие уплотняемость), из второго закона Ньютона для стадии уплотнения, на которой торможение груза обусловлено изменением высоты таблетки ($H/K - H/Y$) и упругой деформацией пуансона (pS/G), получено дифференциальное уравнение, описывающее изменение коэффициента уплотнения во времени

$$M \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{H}{Y} - \frac{H}{K} - \frac{pS}{G} \right) = pS, \quad (1)$$

где H — высота таблетки при $Y \rightarrow 1$ с начальными условиями

$$\begin{aligned} t = 0: \quad Y &= K, \\ v &= \frac{d}{dt} \left(\frac{H}{K} - \frac{H}{Y} - \frac{pS}{G} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

После введения безразмерных величин: времени $\tau = t/t_0$ ($t_0 = H/v$), податливости пуансона $A = S\sigma/GH$ (податливость — величина, обратная жесткости) и энергии удара $B = Mv^2/2\sigma SH \ln K$ выражения (1), (2) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{Y^2} + \frac{A}{1-Y} \right) \frac{d^2 Y}{d\tau^2} &= \left(\frac{2}{Y^3} - \frac{A}{(1-Y)^2} \right) \left(\frac{dY}{d\tau} \right)^2 + \frac{1}{2B \ln K} \ln \frac{1-Y}{1-K}, \\ Y(\tau = 0) &= K, \\ \frac{dY}{d\tau} \Big|_{\tau=0} &= K^2(1-K)/(1-K + AK^2). \end{aligned} \quad (3)$$

С использованием уравнения Шаррона [2] для расчета наибольшего разогрева стенки матрицы ΔT , достигаемого вблизи нижней кромки подвижного пуансона, получено

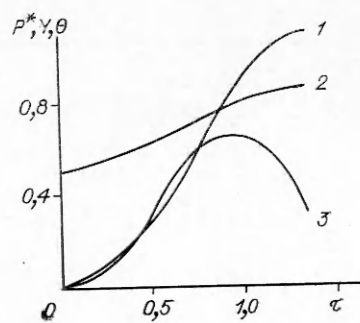
$$\Delta T(\tau) = \frac{2f\xi\sigma}{\sqrt{(\lambda c\rho)_П} + \sqrt{(\lambda c\rho)_М}} \sqrt{\frac{Hv}{\pi}} \Theta(\tau), \quad (4)$$

где f и ξ — коэффициенты внешнего трения и бокового давления; λ , c , ρ — теплопроводность, теплоемкость и плотность; индекс $П$ относится к материалу порошка, а $М$ — матрицы. Безразмерный разогрев

$$\begin{aligned} \Theta(\tau) &= \int_0^\tau F(\tau-x) \frac{dx}{\sqrt{x}}, \\ F(\tau) &= \frac{1}{Y^2} \ln \frac{1-K}{1-Y} \frac{dY}{d\tau}. \end{aligned}$$

На рис. 1 представлены типичные результаты численного решения уравнений (3), (4). Во время удара давление и коэффициент уплотнения монотонно возрастают. При конечной жесткости пуансона ($A > 0$) на кривой безразмерного давления $P^*(\tau) = p(\tau)/\sigma$ имеется точка перегиба, которая разделяет удар на две стадии. На первой энергия груза в основном расходуется на уплотнение порошка, а на второй — на упругую деформацию пуансона. Точка перегиба тем ниже, чем меньше жесткость пуансона. При $A = 0$ точка перегиба на кривой давления отсутствует — на деформацию пуансона энергия не расходуется и нет второй стадии удара.

Рис. 1. Изменение безразмерного давления P^* (1), коэффициента уплотнения Y (2) и безразмерного разогрева Θ (3) во время уплотнения ударом ($A = 0,1$; $B = 1,0$).



Во время удара движение груза тормозится и снижается скорость трения частиц порошка о стенку матрицы. Величина разогрева определяется как скоростью смещения частиц, так и давлением. Поэтому максимальный разогрев при уплотнении достигается на промежуточной стадии удара, когда достаточно велики и скорость, и давление (см. рис. 1).

Заданный коэффициент уплотнения можно получать при различных параметрах A и B , которым соответствуют различные разогревы стенки матрицы (рис. 2). При $A = 0$ коэффициент уплотнения Y_{\max} равен единице при конечной энергии удара ($B = 1$), а $P_{\max}^* \rightarrow \infty$. Если $A = 0$ и $B \geq 1$, $\Theta_{\max} \rightarrow \infty$. При конечной жесткости пуансона и любой энергии удара $Y_{\max} \neq 1$ ($Y_{\max} \rightarrow 1$ при $B \rightarrow \infty$). Чем меньше значение A , тем меньше величины Y и разогрева, что обусловлено возрастающими затратами энергии на упругую деформацию пуансона. Например, для $K = 0,5$, $A = 1$ и $B = 1,0$ $Y_{\max} = 0,805$ (рис. 2, а). Такая же величина Y при абсолютно жестком пуансоне отмечается при $B = 0,36$, т. е. более половины энергии удара затрачивается на деформацию пуансона. Если $A = 0,1$, $Y_{\max} = 0,805$ достигается не при $B = 1,0$ и при $B = 0,42$, меньшая доля энергии удара затрачивается на упругую деформацию пуансона.

При различной $A = 0, 0,1$ и $1,0$ и $\Theta_{\max} = 0,285; 0,255$ и $0,165$ $Y_{\max} = 0,805$ ($K = 0,5$): уменьшая жесткость пуансона, удается в значительных пределах изменять разогрев матрицы.

Оценки показывают, что даже для небольших образцов ($\Delta T \sim \sqrt{H}$) при уплотнении ударом разогрев матрицы составляет сотни градусов. При высоких температурах разогрева может происходить «схватывание» частиц уплотняемого порошка со стенкой матрицы, химические реакции между уплотняемым порошком и стенкой матрицы и воспламенение экзотермических веществ. Все это приводит к ускоренному износу пресс-инструмента.

В табл. 1 приведены результаты расчетов и экспериментальных измерений давления p и разогрева ΔT_{\max} порошка магния. Опыты проводились на копре К-44-2 при ударе о пуансон диаметром 10 мм ($G = 164$ МН/м $M = 10$ кг, $v = 4,61$ м/с). В расчете использованы константы

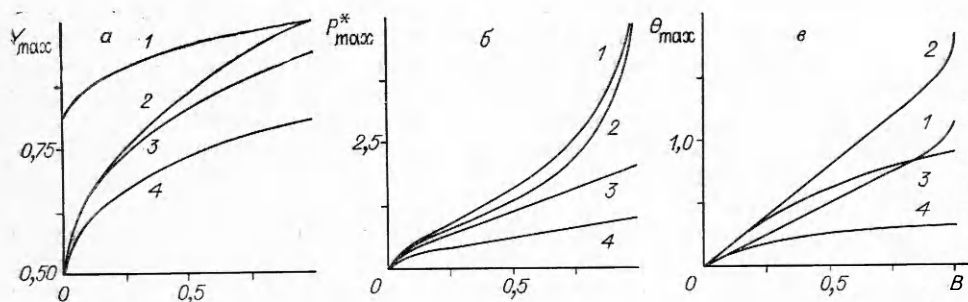


Рис. 2. Влияние энергии удара на конечный коэффициент уплотнения (а), максимальное давление (б) и максимальный разогрев стенки матрицы (в).

1 — $A = 0$, $K = 0,8$; 2 — $A = 0$, $K = 0,5$; 3 — $A = 0,1$, $K = 0,5$; 4 — $A = 1,0$, $K = 0,5$.

Таблица 1

m , г	p_{\max} , МПа	ΔT_{\max} , К
1,5	303/220 *	207/173 *
1,0	480/500	243/202
0,75	711/700	268/217
0,5	1044/1320	250/259
0,25	1602	192
0,12	1843	118
0,06	2089	57

* Первая цифра — расчет, вторая — эксперимент.

Таблица 2

m , г	W_{50} , Дж	$\Delta T_{\max 1}$, К	$\Delta T_{\max 2}$, К
0,3	>100	>108	>281
0,4	>100	>134	>348
0,5	55	137	356
0,55	22,5	109	283
0,6	17,5	102	266
0,7	17	107	278
1,0	15	102	266

$\sigma = 300$ МПа и $K = 0,381$, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных по зависимости $Y_{\max}(p_{\max})$. Принято $f = 0,4$, $\xi = 0,43$, $\sqrt{\lambda c p}_n + \sqrt{\lambda c p}_m = 30100$ Дж/(м² · К · с^{1/2}).

Расхождение между расчетом и экспериментом по величине p_{\max} при массе пробы порошка $m = 1,5$ г обусловлено значительными потерями на трение при $H/D > 1$, а при $m < 1$ г — нелинейностью деформации системы нагружения копра от давления. Расхождение между расчетными и экспериментальными значениями разогрева обусловлено прежде всего использованием в расчете коэффициента трения покоя. В динамических условиях он ниже. Как видно из табл. 1, при уменьшении массы пробы от 1,5 до 0,5 г максимальный разогрев возрастает и превышает 250 К. Дальнейшее снижение m приводит к падению ΔT_{\max} , так как растет относительная податливость пуансона.

Для подтверждения возможности значительных разогревов при уплотнении проводили опыты со смесью порошка Mg с нитратом бария и технологической добавкой, имеющей низкую температуру воспламенения (в условиях дериватографического опыта смесь воспламеняется при 573 К). Эта смесь имеет параметры: $\rho = 3025$ кг/м³, $K = 0,691$, $\sigma = 128$ МПа, $\sqrt{\lambda c p} = 2120$ Дж/(м² · К · с^{1/2}), $f = 0,37$, $\xi = 0,48$. Экспериментально исследованы критические условия воспламенения при ударе о верхний подвижный пуансон с $G = 300$ МН/м, $M = 10$ кг. Испытания проводили при комнатной температуре в стальной матрице с внутренним диаметром 10 мм. На внутренней поверхности матрицы имелись многочисленные мелкие раковины глубиной 0,1—0,2 мм. По методу вверх — вниз с шагом между уровнями 2,5 Дж определяли энергию удара W_{50} , соответствующую частоте воспламенений 50 %. Погрешность измерений W_{50} не превышала 0,5 Дж.

В табл. 2 приведены результаты измерений и расчетов максимального разогрева при энергии удара, равной W_{50} , для $\Delta T_{\max 1}$ (поверхность трения находится на поверхности матрицы) и $\Delta T_{\max 2}$ (поверхность трения находится в уплотняемой смеси; из-за раковин на внутренней поверхности матрицы возможно смещение поверхности трения в уплотняемую смесь, поэтому в (4) вместо тепловой активности стали необходимо использовать тепловую активность уплотняемого вещества). Как видно из табл. 2, в критических условиях температура в смеси ($T_n + \Delta T_{\max 2}$) примерно соответствует температуре воспламенения, т. е. экзотермические вещества могут использоваться как индикаторы разогрева при уплотнении.

Достаточно хорошее соответствие между расчетом и экспериментом в опытах по уплотнению порошков магния и модельной смеси подтверждает справедливость предложенной модели. Это позволяет использовать ее не только для объяснения закономерностей инициирования ударом экзотермических веществ, но также для обоснования безопасных режимов переработки экзотермических веществ на механических и гидравлических

прессах. Применяя разработанный подход, можно оптимизировать тепловое состояние пресс-инструмента при формировании любых порошков и исключить его ускоренный износ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жданович Г. М. Теория прессования металлических порошков.— М.: Металлургия, 1968.
2. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справочник.— М.: Энергия, 1978.

г. Загорск

Поступила в редакцию 10/VII 1989

УДК 662.217

А. Г. Иванов, Л. И. Кочкин, В. А. Огородников, Е. С. Тюнькин

ОСОБЕННОСТИ РАЗГОНА ПЛАСТИН СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДВ ПРИ НАЛИЧИИ ПРИСОЕДИНЕННОЙ ИЛИ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ МАССЫ

Процесс разгона пластин скользящей детонационной волной (ДВ) достаточно хорошо исследован в расчетном и экспериментальном планах [1, 2]. В рассматриваемых задачах поверхность разгоняемой пластины принимается, как правило, гладкой, а поверхность заряда взрывчатого вещества (ВВ) свободной. Однако в ряде практически важных случаев к свободной поверхности пластины могут примыкать сосредоточенные массы, например в виде полосы металла (ребро жесткости, фланец), цилиндра (участок кабельной линии), а свободная поверхность заряда ВВ может быть экранирована присоединенной массой. При разгоне пластин скользящей ДВ в этих случаях может возникнуть ряд вопросов, связанных с влиянием присоединенных и сосредоточенных масс на скорость пластины, ее состояние и т. п. С целью ответа на эти вопросы исследовали разгон пластин с присоединенными и сосредоточенными массами.

В первой серии опытов пластины разгоняли с присоединенной массой. В опытах использовали пластину из Ст. 3 толщиной $\Delta_{п.л} = 5$ мм, заряды ВВ (плотность $\rho_0 = 1,51$ г/см³, $n = 3$, скорость детонации $D = 7,8$ км/с, $\Delta_{ВВ} = 0,7 \div 1,5$ мм) и присоединенную массу в виде пластины из стали $\Delta_m = 2$ мм или меди М1 ($\Delta_{п.л} = 0,4$ мм), тот же заряд ВВ ($\Delta_{ВВ} = 0,33$ мм) и присоединенную массу пластины из алюминия ($\Delta_m = 5$ мм). С помощью электроконтактной методики измеряли конечную скорость пластины W с точностью $\pm 2\%$. Результаты опытов приведены на рис. 1. Здесь же приведен график зависимости

$$\frac{W}{D} = \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27} \frac{m_{ВВ}}{m_{п.л}} - 1}}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} \frac{m_{ВВ}}{m_{п.л}} + 1}}, \quad (1)$$

взятой из [1] для открытого заряда (кривая 3), и

$$\frac{W}{D} = \sqrt{\frac{1 + \frac{m_{ВВ}}{8 m_{п.л}}}{1 + \frac{m_{п.л}}{m_m}}}, \quad (2)$$

полученной для заряда с присоединенной массой из закона сохранения энергии заряда ВВ и равенства импульсов разгоняемых пластины и присоединенной массы (кривая 2 — пластина из стали $m_{п.л}/m_m = 2,5$; кри-