УДК 539.374

О ВОЗНИКНОВЕНИИ «ХОЛОДНОГО» СЛОЯ ПРИ ВЗРЫВНОМ КОМПАКТИРОВАНИИ ПОРОШКОВ

А. Е. Бузюркин, С. П. Киселев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено численное моделирование взрывного компактирования порошков в двумерной постановке. Рассмотрены различные режимы течения в зависимости от величины скорости детонации. На основе проведенных расчетов выявлена природа возникновения «холодного» слоя при взрывном компактировании порошков.

При компактировании порошковых материалов в условиях двумерного взрывного нагружения возможно возникновение зон структурных неоднородностей, расположенных вблизи границы раздела порошка и деформируемой преграды. В частности, в порошковых компактах плоской или цилиндрической формы, содержащих монолитный стержень (центральное тело), в плоском случае пластину, наблюдались низкотемпературные «холодные» зоны, где процесс компактирования не сопровождался существенным повышением температуры [1]. Под «холодным» слоем понимается слой, в котором частицы не «свариваются» и испытывают существенно меньшую локальную деформацию, чем частицы во внешнем слое. Природа образования таких зон до конца не выяснена. Согласно [2] «холодный» слой появляется при выполнении неравенства

$$D < D_*,$$

где D — скорость распространения детонационной волны; $D_* \approx C_0$ — скорость распространения ударной волны в пластине, которая при данных нагрузках близка к объемной скорости звука C_0. Возникающая при этом ударно-волновая картина качественно проанализирована в работе [3] и представлена на рис. 1.

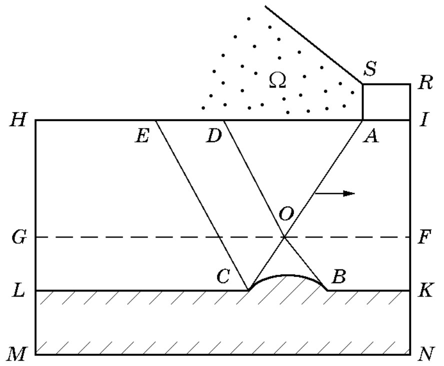

Рис. 1

Перед фронтом ударной волны AOC на поверхности пластины $MLKN$ возникает бугорок BC, который создает слабую ударную волну OB. Во внутреннем слое $LGFK$ порошок $LHIK$ сжимается в ударных волнах OB, OC и EC. Предполагается, что сжатие порошка до плотной упаковки происходит в слабой ударной волне OB, поэтому необратимые потери тепловой энергии, связанные с пластическим затеканием пор (формоизменением частиц), малы и частицы не «свариваются». В ударной волне OC сжимается уже сплошной материал, так что тепловая энергия меняется слабо, а изменение внутренней энергии происходит за счет увеличения энергии холодного сжатия. Во внешнем слое $GHIF$ при пластическом затекании пор в сильной ударной волне, идущей от взрывчатого вещества (Ω — область, занятая продуктами взрыва, $ASRI$ — непрореагировавшее взрывчатое вещество), выделяется значительная тепловая энергия, что приводит к «свариванию» частиц друг с другом (рис. 1).

Необходимо отметить, что в проведенных ранее [1] двумерных численных расчетах не зарегистрировано образование бугорка на поверхности центрального тела перед ударной волной в порошке в случае $D < C_0$. Причина этого не ясна, поскольку в [1] не приведено уравнение состояния порошка, использованное в расчетах. В динамических экспериментах [4] отмечено лишь косвенное влияние бугорка на изменение плотности, а сам бугорок получен только в одной точке, соответствующей условиям $D = C_0$. Все это делает актуальным численное моделирование данной задачи.

Уравнения, описывающие поведение пористой упругопластической среды, основываются на законах сохранения массы, импульса и энергии и имеют вид [5, 6]

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla_i \rho v_i = 0, \qquad \rho = \rho_s m_2, \qquad m_1 + m_2 = 1, \\
\rho\,\frac{dv_i}{dt} = \nabla_j \sigma_{ij}, \qquad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \nabla_i, \qquad \nabla_i = \frac{\partial}{\partial x_i}, \\
\rho\,\frac{dE}{dt} = \sigma_{ij}\dot\varepsilon_{ij}, \qquad \dot\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}\,(\nabla_i v_j + \nabla_j v_i), \qquad \sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + S_{ij}, \\
m_1 = \frac{4}{3}\,\pi a^3 n, \qquad i,j = 1,\,2,\,3,
\end{gathered}
\tag{1}
$$

где a, n — радиус и концентрация пор; m_1 — объемная концентрация пор (пористость); m_2 — объемная концентрация материала; ρ_s — плотность материала; ρ — средняя плотность; σ_{ij}, $\dot\varepsilon_{ij}$ — осредненные тензоры напряжений и скорости деформации; v_i — i-я компонента скорости; E — удельная внутренняя энергия; p — давление; S_{ij} — девиатор тензора напряжений.

Предполагается, что порошок перед компактированием спрессован до состояния плотной упаковки, поэтому при взрывных нагрузках ведет себя как пористое тело с начальной пористостью $m_1^0 = 0{,}4$.

Для замыкания системы (1) использовалось уравнение состояния пористого тела, предложенное в [6]:

$$
\begin{gathered}
\dot p = \dot p_x + \dot p_t, \qquad \dot p_x = -K\dot\varepsilon^e_{kk}, \qquad \dot p_t = (\Gamma\rho E_t)', \\
E = E_x + E_t, \qquad E_x = ((1/2)K_1(\varepsilon^e_{kk})^2 + \mu_1 e^e_{ij}e^e_{ij})/\rho, \qquad e_{ij} = e^e_{ij} + e^p_{ij},
\end{gathered}
\tag{2}
$$

где K_1, μ_1 — осредненные упругие модули объемного сжатия и сдвига пористого материала.

В области упругих деформаций $(3/2)S_{ij}S_{ij} < Y^2$ девиатор напряжений определяется из закона Гука

$$
\overset{\triangledown}{S}_{ij} = 2\mu\dot e_{ij}, \qquad \dot e_{ij} = \dot\varepsilon_{ij} - (1/3)\dot\varepsilon_{kk}\delta_{ij},
\tag{3}
$$

а в пластической области — из уравнений Прандтля — Рейса

$$
\begin{gathered}
\dot e_{ij} = \overset{\triangledown}{S}_{ij}/(2\mu) + \dot\lambda S_{ij}, \qquad (3/2)S_{ij}S_{ij} = Y^2, \\
\overset{\triangledown}{S}_{ij} = \dot S_{ij} - \omega_{ik}S_{kj} - \omega_{jk}S_{ki}, \qquad \omega_{ij} = 0{,}5(v_{i,j} - v_{j,i}).
\end{gathered}
\tag{4}
$$

В (1)–(4) p_x, p_t — «холодное» и тепловое давление; E_x, E_t — «холодная» и тепловая энергии; K — модуль объемного сжатия; μ — модуль сдвига; Y — предел текучести; Γ — коэффициент Грюнайзена; каждый из индексов i, j, k пробегает значения 1, 2, 3; по повторяющимся индексам проводится суммирование; точка над символом соответствует производной по времени; индекс после запятой — производная по соответствующей координате;

индексом e обозначены упругие деформации, индексом p — пластические. Поверхность текучести имеет следующий вид:

$$\frac{3}{2}\,S_{ij}S_{ij}=Y^2,\qquad Y^2=\begin{cases} Y_s^2m_2^2-(9/4)p^2m_1, & |p|\leqslant|p_0|,\\ Y_s^2m_2m_e^2, & |p_0|<|p|\leqslant|p_*|,\\ 0, & |p|>|p_*|,\end{cases} \tag{5}$$
$$m_e^2=\frac{1+m_1^2}{m_2}-2\,\frac{m_1}{m_2}\,\mathrm{ch}\,\frac{3p}{2Y_s},\qquad m_e+m_p=1,$$

где $|p_*|=(2/3)Y_s\ln(1/m_1)$; $|p_0|=(2/3)Y_s(1-m_1)$; Y_s — предел текучести сплошного материала; m_e, m_p — доли объема ячейки, находящиеся в упругом и пластическом состояниях. Из формул (5) следует, что с увеличением давления $|p|$ предел текучести уменьшается и при $|p|=|p_*|$ обращается в нуль.

В случае $|p|<|p_0|$ происходит упругое нагружение (разгрузка) и справедливы формулы

$$K=K_1,\quad \mu=\mu_1,\quad K_1=K_sm_2\Big/\Big(1+\frac{m_1}{2}\,\frac{1+\nu}{1-2\nu}\Big),\quad \mu_1=\frac{\mu_sm_2}{1+0{,}5m_1},\quad \dot\varepsilon^e_{kk}=-\frac{\dot\rho_s}{\rho_s}, \tag{6}$$

где K_s, μ_s — модули упругости сплошного материала; ν — коэффициент Пуассона. В случае $|p_0|<|p|<|p_*|$ в окрестности поры образуется пластическая зона, деформации становятся упругопластическими и справедливы формулы

$$K=K_2,\qquad \mu=\mu_2,\qquad K_2=K_sm_2\Big/\Big(1+\frac{1+\nu}{3(1-2\nu)}\,\frac{Y}{|p|}\,m_pm_2\Big),$$
$$\mu_2=\mu_sm_e\Big/\Big(\frac{m_e}{m_2}+\frac{m_p}{2}\Big),\qquad e^e_{ij}=\frac{S_{ij}}{2\mu_1},\qquad \dot\varepsilon^e_{kk}=\frac{K_2}{K_1}\,\dot\varepsilon_{kk},\qquad \dot\varepsilon_{kk}=-\frac{\dot\rho}{\rho}. \tag{7}$$

Уравнения (7) выполняются в случае нагрузки $p\dot p>0$. При разгрузке ($p\dot p<0$) до некоторого состояния материал описывается уравнениями (6), последующая нагрузка из этого состояния происходит упруго. Если $|p|>|p_*|$, поры теряют устойчивость и происходит их затекание. В этом случае уравнения имеют вид

$$\dot p_x=-K_1\dot\varepsilon^e_{kk},\qquad \dot\varepsilon^e_{kk}=\dot m_2/m_2-\dot\rho/\rho.$$

Изменение величины $\alpha(t,\alpha_0,p)=1/m_2$ описывается уравнением [6, 7]

$$p=\frac{\rho_sa_0^2}{3(\alpha_0-1)^{2/3}}\Big\{\ddot\alpha[\alpha^{-1/3}-(\alpha-1)^{-1/3}]+\frac{\dot\alpha^2}{6}\,[(\alpha-1)^{-4/3}-\alpha^{-4/3}]\Big\}-$$
$$-\frac{4\eta\dot\alpha}{3\alpha(\alpha-1)}+\frac{2Y_s}{3}\,\ln\frac{\alpha}{\alpha-1}, \tag{8}$$

где η — вязкость материала.

При рассмотрении динамики затекания поры за фронтом ударной волны можно выделить два характерных случая — инерционное и вязкое затекание пор. Отношение инерционных сил к вязким определяется аналогом числа Рейнольдса $\mathrm{Re}=a_0\sqrt{Y_s\rho_s}/\eta$. Инерционные силы преобладают при $\mathrm{Re}\gg1$, а вязкие — при $\mathrm{Re}\ll1$. В случае $\mathrm{Re}\ll1$ уравнение (8) примет вид

$$p=\frac{2}{3}\,Y_s\ln\frac{\alpha}{\alpha-1}-\frac{4}{3}\,\eta\,\frac{\dot\alpha}{\alpha(\alpha-1)}. \tag{9}$$

Оценка значения начального радиуса поры a_0, при котором инерционными членами можно пренебречь, дает величину примерно 10 мкм. Таким образом, при $a_0\leqslant10$ мкм изменение пористости со временем описывается уравнением (9), а в случае $a_0 > 10$ мкм необходимо решать полное уравнение (8).

Следуя [7], удельную тепловую энергию E_t запишем в виде

$$E_t = E_1 + E_2 + E_3, \qquad E_1 = \frac{2Y_s}{3\rho_s}\Big[\alpha_0 \ln\frac{\alpha_0}{\alpha} - (\alpha_0 - 1)\ln\frac{\alpha_0 - 1}{\alpha - 1} + (\alpha_0 - \alpha)\ln\frac{\alpha}{\alpha - 1}\Big],$$

$$E_2 = \frac{4\eta}{3\rho_s}\int\frac{\dot\alpha^2\,dt}{\alpha(\alpha - 1)}, \qquad E_3 = \frac{a_0^2\dot\alpha^2}{6(\alpha_0 - 1)^{2/3}}\Big[\frac{1}{(\alpha - 1)^{1/3}} - \frac{1}{\alpha^{1/3}}\Big],$$

где E_1 и E_2 — средние величины диссипированной энергии при пластическом и вязком течении; E_3 — средняя кинетическая энергия движения, возникающего при схлопывании пор.

Центральное тело представляет собой упругопластический материал, который описывается уравнениями (1) с $m_1 = 0$. В качестве замыкающих соотношений используются уравнения (2)–(4), в которых пренебрегается тепловой энергией $E_t = 0$ и соответственно тепловым давлением $p_t = 0$.

В данной работе действие продуктов взрыва на порошок моделировалось внешним давлением на верхней границе порошка. Величина давления находилась из аналитического решения задачи о движении продуктов взрыва за фронтом одномерной плоской детонационной волны с изоэнтропой в виде $p = A\rho^\gamma$. В этом случае все параметры за фронтом волны зависят только от координаты x и времени t. Зависимость скорости звука $c(x, t)$ имеет следующий вид [8]:

$$\begin{aligned} &c = x/(2t) + D/4 &&\text{при}\quad D/2 < x/t < D,\\ &c = D/2 &&\text{при}\quad x/t < D/2. \end{aligned}$$

Соответственно давление, приложенное к верхней границе порошка при $\gamma = 3$, находилось по формуле $p = p_{\rm H}(c/c_{\rm H})^3$ ($p_{\rm H}$, $c_{\rm H}$ — давление и скорость звука в точке Чепмена — Жуге).

Для решения использовалась конечно-разностная схема «крест», подробно описанная в работе [9]. Для подавления нефизических осцилляций за фронтом ударной волны в численную схему вводится искусственная вязкость.

Расчет контактных границ осуществляется с помощью симметричного алгоритма, разработанного в [10].

Расчеты проводились для плоского случая (рис. 1). В качестве материала пластины рассматривался алюминий, а порошка — медь с начальной пористостью $m_1^0 = 0{,}38$. Скорость детонации изменялась в пределах 0,2–0,8 см/мкс. Объемная скорость звука в алюминиевой пластине равна $C_0 = 0{,}535$ см/мкс. В расчетах использовались следующие значения параметров: для алюминия $\rho_s = 2{,}785$ г/см^3, $Y_s = 0{,}41$ ГПа, $K_s = 74{,}4$ ГПа, $\mu_s = 24{,}8$ ГПа; для меди $\rho_s = 8{,}9$ г/см^3, $Y_s = 0{,}2$ ГПа, $K_s = 139$ ГПа, $\mu_s = 46$ ГПа.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов при скорости детонации $D = 0{,}36$ см/мкс ($D < C_0$) в момент времени $t = 25$ мкс. На рис. 2 показана разностная сетка в пластине (область I) и порошке (область II). Для удобства масштаб по оси y увеличен в 7 раз. На рис. 2 видно, что при $D < C_0$ на поверхности алюминиевой пластины образуется бугорок деформации, влияние которого распространяется на два ближайших слоя разностной сетки в порошке.

На рис. 3 показаны изолинии давления p, пористости m_1 и удельной тепловой энергии E_t. Сплошная горизонтальная линия (для p и E_t) соответствует контактной границе порошок — пластина в момент времени $t = 0$. Изобары на рис. 3 демонстрируют картину течения, формирующегося в расчетной области. Хорошо видны падающая ударная волна в порошке, слабая ударная волна, идущая от алюминиевой пластины, наблюдается также распространение возмущений по пластине. Распределение пористости показывает, что на

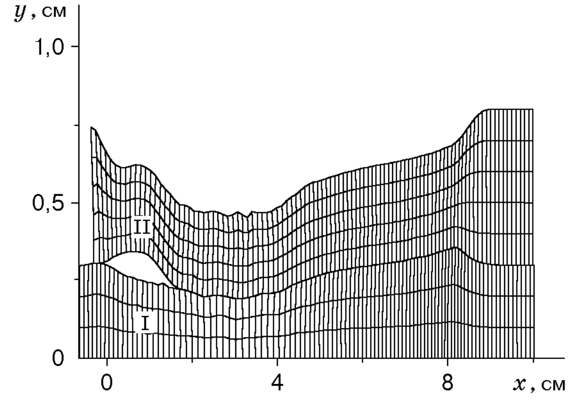

Рис. 2

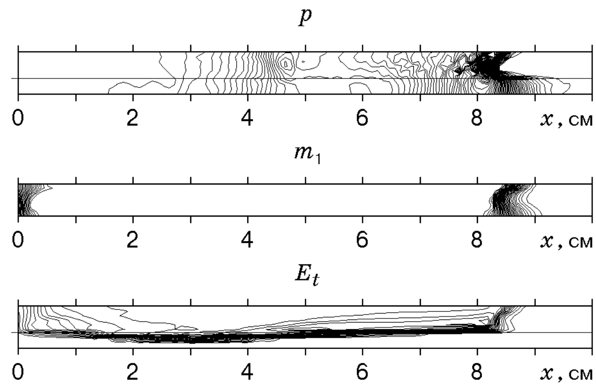

Рис. 3

большей части образца имеет место полное затекание пор. На левом крае не произошло компактирования порошка до плотности сплошного материала вследствие влияния волны разгрузки, приходящей с торцевой поверхности. Вдали от пластины сжатие порошка происходит в падающей ударной волне, идущей от взрывчатого вещества. Вблизи границы порошка с пластиной затекание пор происходит в слабой ударной волне, создаваемой бугорком, и происходит раньше, чем приходит ударная волна от продуктов детонации. Как видно на рис. 3 для E_t, это приводит к значительному уменьшению тепловой энергии E_t в порошке вблизи пластины. Толщина области пониженной тепловой энергии в порошке, полученная в расчетах, изменяется в пределах 0,18–0,27 см, что составляет 2–3 ячейки расчетной сетки. Эти значения хорошо согласуются с экспериментальными данными [11]. На указанной толщине значение E_t уменьшается от 34 Дж/г до 0. Отметим, что затекание пор и уплотнение порошка вблизи пластины до прихода ударной волны от продуктов детонации наблюдалось в экспериментах [4].

Рис. 4, 5 соответствуют расчету при скорости детонации $D = 0{,}6$ см/мкс, превышающей объемную скорость звука в пластине $C_0 = 0{,}535$ см/мкс. Разностная сетка (рис. 4), а также изолинии распределения давления p, пористости m_1 и удельной тепловой энергии E_t (рис. 5) приведены в момент времени $t = 25$ мкс.

В данном случае на поверхности пластины не наблюдается образование бугорка деформации (рис. 4) (для удобства масштаб по оси y увеличен в 10 раз). Это связано с тем, что угол наклона косой ударной волны в порошке достаточно мал. Поэтому, несмотря на то что волна сжатия в пластине опережает ударную волну в порошке, бугорок на поверхности контакта порошок — пластина не успевает образоваться до прихода косой ударной

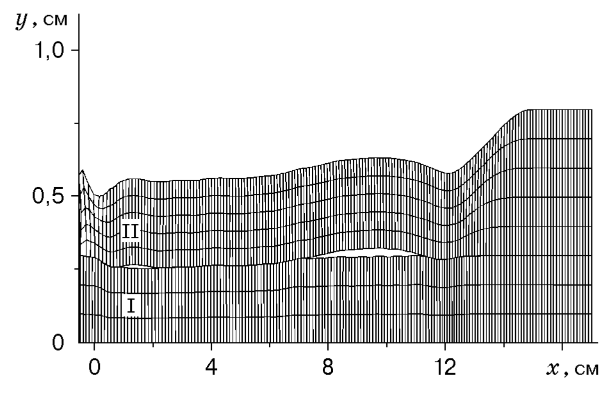

Рис. 4

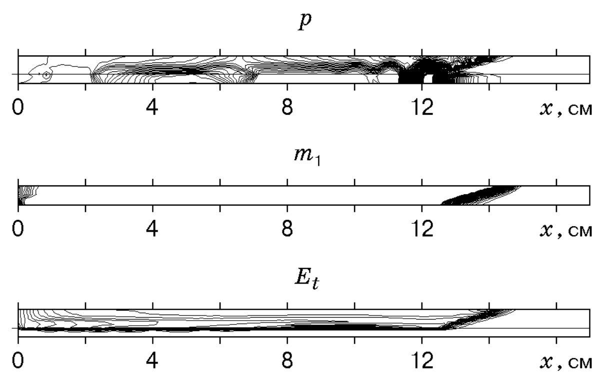

Рис. 5

волны. Изобары на рис. 5 показывают, что компактирование порошка происходит равномерно по всей толщине в падающей волне, идущей от взрывчатого вещества. При таком режиме течения вблизи центрального тела тепловая энергия E_t практически не уменьшается (видимое на рис. 5 резкое уменьшение E_t происходит на толщине порядка одной ячейки расчетной сетки и связано с использованием линейной интерполяции, применяемой при построении изолиний от нулевой (в пластине) до максимальной).

Размер бугорка деформации зависит от разности скоростей $C_0 - D$. С уменьшением скорости детонации бугорок увеличивается, однако это происходит до определенного значения скорости детонации. Так, при $D = 0{,}2$ см/мкс величина бугорка меньше, чем при $D = 0{,}36$ см/мкс. Такая зависимость объясняется уменьшением нагрузки на порошок при компактировании с меньшими скоростями, и, следовательно, воздействие со стороны пластины уменьшается.

Таким образом, в данной работе путем численного моделирования взрывного компактирования порошков в двумерной постановке показано, что при выполнении условия $D < C_0$ на поверхности пластины образуется бугорок деформации, приводящий к возникновению «холодного» слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kusubov A. S., Nesterenko V. F., Wilkins M. L., et al.** Dynamic deformation of powdered materials as a function of particle size // Proc. of the Intern. seminar on high energy working of rapidly solidified and high temperature superconducting materials, Novosibirsk (USSR), Oct. 10–14, 1988. Novosibirsk: Inst. of Theor. and Appl. Mech., 1989. P. 139–156.
2. **Костюков Н. А.** Двумерные ударно-волновые течения и структура порошковых компактов вблизи границы раздела с деформируемой преградой // Моделирование в механике. 1990. № 6. С. 76–102.
3. **Киселев С. П., Фомин В. М.** К вопросу об образовании холодного слоя частиц при взрывном компактировании порошков // Там же. С. 49–53.
4. **Костюков Н. А.** Поведение порошковых материалов в условиях двумерного ударно-волнового нагружения: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1993.
5. **Киселев С. П., Фомин В. М.** О модели пористого материала с учетом пластической зоны, возникающей в окрестности поры // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 125–133.
6. **Ударно-волновые** процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1992.
7. **Дунин С. З., Сурков В. В.** Эффекты диссипации энергии и влияние плавления на ударное сжатие пористых тел // ПМТФ. 1982. № 1. С. 131–142.
8. **Физика** взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
9. **Уилкинс М. Л.** Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–264.
10. **Гулидов А. И., Шабалин И. И.** Численная реализация граничных условий в динамических контактных задачах. Новосибирск, 1987. (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 12).
11. **Костюков Н. А.** Физические причины и механизмы образования пограничных зон при двумерном взрывном компактировании порошковых материалов // ПМТФ. 1991. № 6. С. 154–161.

Поступила в редакцию 28/I 1999 г.