изотерм термического следа урагана [17] показывает, что в процессе их деформации наблюдается тенденция вырождения изотерм в овалы.

Автор выражает благодарность Р. И. Нигматулину за помощь при обсуждении и корректировке полученных результатов.

Поступила 17 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Serrin J.** The swirling vortex.— Phil. Trans. Roy. Soc., 1972, vol. A271, N 1214.
2. **Шилова Е. И., Щербинин Э. В.** Магнитогидродинамическая модель смерча.— Магнитн. гидродинамика, 1974, № 2.
3. **Burggraf O. R., Foster M. R.** Continuation or breakdown in tornado-like vortices.— J. Fluid Mech., 1977, vol. 80, N 4.
4. **Hsu S. T., Tesfamariam H.** Computer simulation of a tornado-like vortex boundary layer flow.— In: Proc. Summer Comput. Simulat. Conf. La Jolla, Calif., 1976.
5. **Rotunno R.** Numerical simulation of a laboratory vortex.— J. Atmos. Sci., 1977, vol. 34, N 12.
6. **Smith R. K., Leslie L. M.** Tornadogenesis.— Quart J. Roy. Meteorol. Soc., 1978, vol. 104, N 439.
7. **Ward N. B.** Rotational characteristics of a tornado cyclone.— In: 13th Radar Meteorol. Conf. Proc., Montreal, 1968. Boston, Mass., Amer. Meteorol. Soc., s. a. 94—97.
8. **Devies-Jones R., Kessler E.** Tornadoes. Weather and clim. Modif. N. Y., e. a., 1974.
9. **Эйшанский А. М., Верчук В. М.** О вращательном движении вязкой жидкости.— В сб.: Вероятностно-стат. методы в проектир. конструкций. Днепропетровск, 1974.
10. **Заволженский М. В., Терсков А. Х.** Вихрь у поверхности вязкой жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 4.
11. **Бейтмен Г., Эрдейи А.** Высшие трансцендентные функции. Т. 1. М., Наука, 1974.
12. **Наливкин Д. В.** Ураганы, бури, смерчи. Л., Наука, 1969.
13. **Kessler E.** Tornadoes: state of knowledge.— Proc. ASCE. J. Struct. Div., 1978, vol. 104, N 2.
14. **Williams G. P.** Planetary circulation. I. Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence.— J. Atmos. Sci., 1978, vol. 35, N 8.
15. **Маричев О. И.** Метод вычисления интегралов от специальных функций. Минск, Наука и техника, 1978.
16. **Kuo H. L.** Axisymmetric flows in the boundary layer of a maintained vortex.— J. Atmos. Sci., 1971, vol. 28, N 1.
17. **Федоров К. Н.** О медленной релаксации термического следа урагана в океане.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 4.

УДК 539.374

ЯВЛЕНИЕ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕССОВАНИИ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

С. А. Баланкин, Л. П. Горбачев, Е. Г. Григорьев, Д. М. Скоров

(*Москва*)

Один из перспективных способов прессования порошковых материалов заключается в пропускании через порошок электрического тока большой плотности [1, 2]. Этот способ позволяет получать материалы высокой плотности с необходимыми свойствами. Получение контролируемой плотности спрессованных материалов достигается выбором параметров прессования: приложенного внешнего механического давления, амплитуды и длительности импульсов тока. Экспериментально установлен факт существования определенных параметров, при которых процесс становится нестабильным — происходит «выплеск» прессуемого материала из прессформы [1]. В данной работе рассматривается возможная причина возникновения «выплеска» и определяется область параметров, в которой такое явление имеет место.

Поведение порошкообразного материала при уплотнении под действием приложенного давления можно описать с помощью «модели полых сфер» [3]. При значениях компонент тензора скоростей деформаций 10^3—10^5 $с^{-1}$ реологическое поведение материала порошка достаточно хорошо отвечает вязкопластической среде с упрочнением [3, 4]. В этом случае уравнение, определяющее изменение пористости прессуемого материала $\alpha = v/v_m$, где v — удельный объем порошка; v_m — удельный объем вещества порошка ($\alpha > 1$), имеет вид [3]

$$-\frac{1}{3}(\alpha_0-1)^{-2/3}\frac{d}{d\alpha}\left\{\frac{\dot\alpha^2}{2}\left[(\alpha-1)^{-1/3}-\alpha^{-1/3}\right]\right\} = 1-\frac{2}{3}\beta\times \tag{1}$$

$$\times\left\{\ln\frac{\alpha}{\alpha-1}+3m\int\limits_1^{\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{1/3}}\left[\frac{2}{3}\ln\left(1+\frac{\alpha_0-\alpha}{(\alpha-1)\,x^3}\right)\right]^n\frac{dx}{x}\right\}+\frac{4}{3\,\mathrm{Re}_0}\frac{\dot\alpha}{\alpha(\alpha-1)},$$

где $\mathrm{Re}_0 = (a_0/\nu)\sqrt{p/\rho}$; $\beta = Y_0/p$; $\tau = a_0\sqrt{\rho/p}$; a_0 — характерный размер пор; ν — вязкость; ρ — плотность вещества порошка; p — внешнее давление прессования; α_0 — начальное значение пористости. Точка означает дифференцирование по безразмерному времени t/τ. Закон упрочнения материала выбран в виде [3]

$$Y = Y_0\left(1+m\,(\bar\varepsilon^p)^n\right),$$

где Y_0 — начальный предел текучести; m, n — параметры упрочнения; ε^p — накопленная пластическая деформация.

В зависимости от параметров Re_0 и β уравнение (1) дает два качественно различных типа решения $\alpha(t)$: к первому типу относятся решения, определяющие конечное значение пористости при прессовании $\alpha > 1$, ко второму — такие, в которых конечное значение пористости $\alpha = 1$ (беспористый материал) и при этом $\dot\alpha \neq 0$ (в момент $\alpha = 1$). Анализ решений второго типа удобно проводить, исходя из соответствующего уравнения для изменения внутреннего радиуса $a(t)$ «полой сферы», которое можно получить из уравнения (1), учитывая, что

$$\xi = \frac{a(t)}{a_0} = \left(\frac{\alpha(t)-1}{\alpha_0-1}\right)^{1/3}, \quad u = \frac{da}{dt}\sqrt{\frac{\rho}{p}},$$

u — безразмерная скорость движения внутреннего радиуса «полой сферы»; ξ — безразмерный внутренний радиус «полой сферы».

В таких обозначениях уравнение (1) имеет вид

$$\frac{du}{d\xi}+\frac{u}{\xi}\left(2-\frac{1}{2}\frac{1-\varphi^{-4/3}}{1-\varphi^{-1/3}}\right)+\frac{1}{u\xi}\left\{1-\frac{2}{3}\beta\left[\ln\varphi+3m\times\right.\right. \tag{2}$$

$$\left.\left.\times\int\limits_1^{\varphi^{1/3}}\left[\frac{2}{3}\ln\left(1+\frac{1-\xi^3}{\xi^3x^3}\right)\right]^n\frac{dx}{x}\right]\right\}(1-\varphi^{-1/3})^{-1}+\frac{4}{\mathrm{Re}_0}\frac{1}{\xi^2}\left[\varphi\,(1-\varphi^{-1/3})\right]^{-1},$$

где $\varphi = 1+1/\xi^3(\alpha_0-1)$.

Начальное условие к уравнению (2) (при $t = 0$) есть $\xi = 1$, $u = 0$. Особая точка этого уравнения ($\xi = 0$, $u^{-1} = 0$) является сложной и аналогична особой точке уравнения, описывающего захлопывание пузырька в вязкой жидкости [5]. Захлопывание поры в вязкопластическом материале возможно двумя путями: 1) за бесконечное время, при этом $u \to 0$ и $\xi \to 0$; 2) за конечное время с кумуляцией энергии в точке $\xi = 0$, при этом $u \sim \xi^{-3/2}$. Сепаратриса, разделяющая на фазовой плоскости различные семейства решений и сама являющаяся особым решением уравнения (2), определяет закон изменения скорости $u = -8\xi^{-1}$. Кумуляция энергии приводит к неограниченному нарастанию давления в момент захлопывания и образованию расходящейся ударной волны.

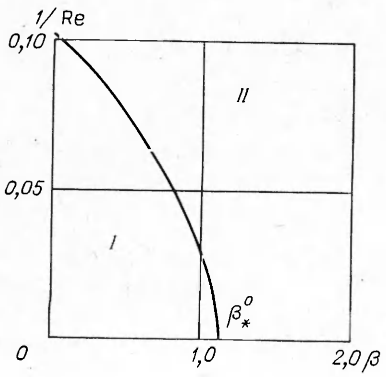
Экспериментально наблюдаемое явление «выплеска» материала из прессформы [1], по-видимому, связано с кумуляцией энергии при захлопывании пор в процессе электроимпульсного прессования.

Важно установить область параметров, приводящих к кумуляции при прессовании. Отметим, что для вязкой жидкости критический режим определяется одним параметром — критическим значением числа Рейнольдса Re_* [5]. Для вязкопластического материала, обладающего упрочнением, критическая область определяется как параметрами Re_*, β_*, так и параметрами упрочнения m и n. Удобно рассматривать условия возникновения кумуляции в плоскости параметров $(1/\mathrm{Re}_0)$, β. На фиг. 1 показаны области, отвечающие параметрам с различными режимами прессования ($\alpha_0 = 1{,}89$). Область I отвечает режиму с кумуляцией, область II — обычному режиму прессования с отличной от единицы конечной пористостью материала ($\alpha > 1$). Линия $(1/\mathrm{Re}_*) = f(\beta_*, \alpha_0, m, n)$ ограничивает область параметров прессования, приводящих к кумуляции. Точка $(1/\mathrm{Re}_0) = 0$, $\beta = 0$ отвечает рэлеевскому случаю захлопывания пузырька в идеальной жидкости. Точка $(1/\mathrm{Re}_0) = 0$, $\beta = \beta_*^0$, где

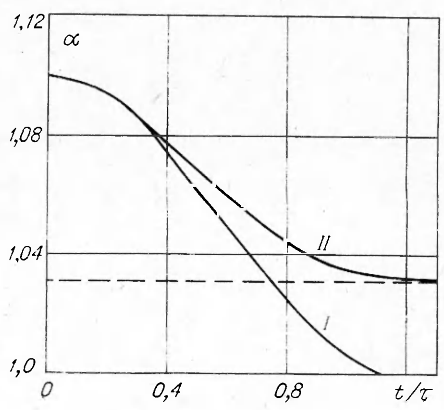
$$\beta_*^0 = \frac{3}{2}\left\{\ln\frac{\alpha_0}{\alpha_0-1} + \frac{\ln\alpha_0}{\alpha_0-1} + \frac{3m}{\alpha_0-1}\int\limits_1^{\alpha_0} d\alpha \int\limits_1^{\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right)^{1/3}} \left[\frac{2}{3}\ln\left(1+\frac{\alpha_0-\alpha}{(\alpha-1)x^3}\right)\right]^n \frac{dx}{x}\right\}^{-1},$$

соответствует критическому режиму кумуляции в пластическом порошкообразном материале с упрочнением без учета влияния вязкости. В общем случае функция $f(\beta_*, \alpha_0, m, n)$ определяется численным интегрированием уравнения (2) для $u(\xi)$ способом, аналогичным указанному в работе [5].

Влияние упрочнения материала на процесс прессования иллюстрируется фиг. 2, где приводится зависимость пористости $\alpha(t)$ от времени, полученная численным интегрированием уравнения (1) для параметров: $\mathrm{Re}_0 = 10$; $\beta = 0{,}2$, $\alpha_0 = 1{,}1$; $m = n = 0$ (кривая I); $m = 4{,}8$, $n = 0{,}8$ (кривая II соответствует прессованию алюминия [3]). Упрочнение материала увеличивает конечную пористость спрессованных образцов, полу-



Фиг. 1



Фиг. 2

ченных при тех же условиях прессования, несколько возрастает и время достижения конечной пористости.

Результаты, представленные на фиг. 1, 2, получены для случая ступенчатого изменения давления и температуры, изменяющей вязкость ν и предел текучести Y материала. При непрерывном изменении параметров $\mathrm{Re}(t)$ и $\beta(t)$ во времени условие возникновения кумуляции содержит временные характеристики. В этом случае удобно проводить исследование, используя уравнение, определяющее изменение числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = -a\dot{a}/\nu$. Непосредственно из (2) вытекает следующее уравнение:

$$\frac{1}{\nu}\frac{d\,\mathrm{Re}}{dt} = \frac{\mathrm{Re}^2}{a^2}\left(1 - \frac{1}{2}\,\frac{1 - a^4/b^4}{1 - a/b}\right) + \frac{p - \dfrac{2}{3}Y_0\left[\ln(b/a)^3 + 3m\displaystyle\int_a^b (2\ln r/r_0)^n\,\frac{dr}{r}\right]}{\rho\nu^2(1 - a/b)} -$$

$$(3) \qquad - \frac{4\,\mathrm{Re}}{a^2}\,\frac{1 - a^3/b^3}{1 - a/b}$$

(b — внешний радиус полой сферы). При $Y_0 = 0$, $b \to \infty$ уравнение (3) переходит в уравнение, определяющее изменение числа Рейнольдса при захлопывании пузырька в вязкой жидкости [6]. К уравнению (3) присоединяем уравнения движения и несжимаемости

$$(4) \qquad \frac{1}{\nu}\frac{da}{dt} = -\frac{\mathrm{Re}}{a}, \qquad b^3 = a^3 + (b_0^3 - a_0^3),$$

где b_0, a_0 — внешний и внутренний радиусы полой сферы при $t = 0$. Численное интегрирование системы (3), (4) с начальными условиями $t = 0$, $\mathrm{Re}(0) = 0$, $a(0) = a_0$ при заданном законе изменения внешних воздействий позволяет определить критические параметры кумуляции.

Оценку критического значения числа Рейнольдса, при котором возможна кумуляция, можно получить, используя квазистатическое приближение. В начальные моменты времени Рейнольдс мал, при этом инерционными членами в уравнении (3) можно пренебречь. Интегрирование системы (3), (4) в этом предположении дает изменение числа Рейнольдса во времени

$$(5) \qquad \mathrm{Re}(t) \simeq \frac{a^2(t)\left[p(t) - \dfrac{2}{3}Y_0(t)\left[\ln(b/a)^3 + 3m\displaystyle\int_a^b (2\ln r/r_0)^n\,\frac{dr}{r}\right]\right]}{4\rho\nu^2(t)\,(1 - a^3/b^3)}.$$

Соотношение (5) позволяет определить также и $a(t)$. При постоянном давлении $p(t) = p_0$ и изменении $\nu(t)$ и $Y_0(t)$, связанном с нагревом порошка, для $\beta \ll 1$ выражение (5) дает

$$(7) \qquad \mathrm{Re}(t) \simeq \frac{a_0^2 p_0}{4\rho\nu^2(t)}\exp\left(-\frac{p_0}{4\rho}\int_0^t \frac{d\tau}{\nu(\tau)}\right).$$

Время τ_T, за которое вязкость изменяется от значений при низких температурах [7] до вязкости жидкого металла, можно оценить с помощью соотношения

$$(6) \qquad \rho c_p(\Delta T/\tau_T) \sim \frac{j_0^2}{\sigma},$$

где j_0 — плотность тока; σ — проводимость порошка; c_p — теплоемкость вещества порошка; ΔT — интервал изменения температуры.

Используем полученные соотношения (6), (7) для оценки значений чисел Рейнольдса, соответствующих двум качественно различным режимам прессования работы [1] с близкими значениями параметров прессования. Режим прессования с «выплеском» материала из прессформы — давление 39 МН/м^2 (режим 6), режим обычного прессования без «выплеска» — давление 26 МН/м^2 (режим 5). Остальные параметры одинаковы для обоих случаев: плотность тока $j_0 = 5 \cdot 10^8$ А/м^2, $a_0 = 100$ мк. $1/\sigma = 10^{-6}$ Ом·м, $\rho = 7{,}6$ г/см^3. Изменение температуры $\Delta T \sim 500°$С, значение вязкости при низких температурах ($\nu = 0{,}3$ м^2/с) взято из работы [7]. Обозначения режимов взяты из работы [1]. Для режима с «выплеском» оценка дает Re $\sim$ 11; для режима без «выплеска» Re $\sim$ 7.

Отметим, что изменение параметров Re и β, по-видимому, связано не только с джоулевым нагревом порошка, но и с электропластическим эффектом действия импульсов тока [8], который уменьшает предел текучести материала.

Поступила 20 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рыморов Е. В., Коган В. М., Радомысельский И. Д.** Электроимпульсное спекание под давлением сложнолегированных износостойких материалов.— Порошковая металлургия, 1974, № 7.
2. **Сериков М. И., Слетков А. А., Умрихин В. М.** Электроимпульсное формование пермаллоевых порошков.— Порошковая металлургия, 1978, № 12.
3. **Butcher B. M., Carroll M. M., Holt A. C.** Shock-wave compaction of porous aluminum.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 9.
4. **Альшиц В. И., Инденбом В. Л.** Динамическое торможение дислокаций.— УФН, 1975, т. 115, вып. 1.
5. **Забабахин Е. И.** Заполнение пузырьков в вязкой жидкости.— ПММ, 1960, т. 24, № 6.
6. **Григорьев Н. А., Доронин Г. С., Одинокий В. Л.** Действие импульса давления на полость в вязкой жидкости.— ПМТФ, 1978, № 2.
7. **Campbell J. O., Ferguson W. G.** The temperature and strain-rate dependence of the shear strength of mild steel.— Philosophical Magazine, 1970, vol. 21, N 169.
8. **Троицкий О. А., Спицын В. И., Рыжков В. Г.** Электропластическое волочение стали, меди и вольфрама.— ДАН СССР, 1978, т. 243, № 2.

УДК 620.172 : 620.171.3

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

В. К. Голубев, С. А. Новиков, В. А. Синицын, Ю. С. Соболев

(*Москва*)

Вопрос о влиянии температуры на откольное разрушение металлов в настоящее время еще недостаточно изучен. Результаты немногочисленных экспериментальных исследований этого вопроса [1—4] крайне ограничены и весьма противоречивы. Если в работах [2, 4] отмечено снижение откольной прочности стали Ст. 3 и меди М1 при повышении температуры до 500°С, то в работах [1, 3] не было замечено влияния температуры на откольное разрушение алюминия.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования влияния температуры на критические условия откольного разрушения ряда конструкционных металлов: алюминия АД1, алюминиевых сплавов Д16 и АМг6, сталей Ст.3 и 12Х18Н10Т, титана ВТ14, меди М1 и никеля НП2 в широком температурном диапазоне (—196—+800)°С. Используемый экспериментальный метод основан на определении критической скорости удара пластины