

05;12

## Метод определения динамических адиабат сжатия порошков

© В.В. Иванов, А.А. Ноздрин

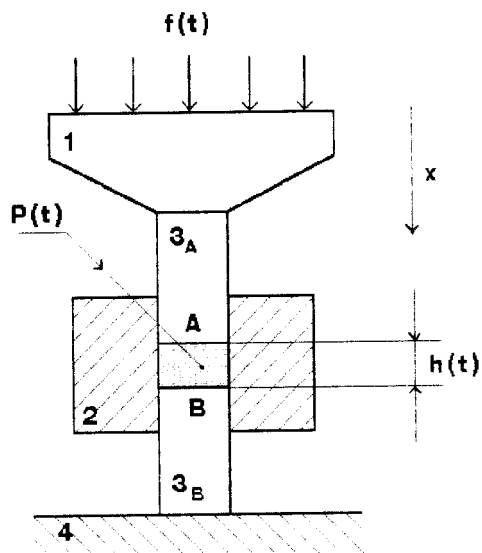
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 14 февраля 1997 г.

Представляется метод для исследования динамических адиабат сжатия порошков, основанный на измерениях импульсного давления в порошке при одноосном прессовании упругим инструментом. Текущая плотность порошка определяется путем численного решения импульсной спектральной задачи с использованием импульса прессующего давления и известных характеристик пресс-инструмента и внешней силы.

В последние годы возрос интерес к динамическим методам компактирования в связи с тем, что использование импульсного сжатия оказывается предпочтительным для уплотнения некоторых новых типов порошковых материалов. В частности, при динамическом сжатии твердых наноразмерных порошков ( $d = 5-100$  нм) эффективно преодолеваются силы адгезионного сцепления частиц и достигаются плотности прессовок более высокие, чем в статических методах при одинаковом уровне давлений [1-3]. Ввиду большого разнообразия порошковых материалов актуальным является создание оперативного метода изучения их динамической сжимаемости в зависимости от фазового состава, дисперсности и формы частиц.

В настоящей работе излагаются принципы экспериментального определения динамических адиабат порошков с использованием воздействия мягких импульсных волн сжатия. Импульсное давление в порошке генерируется в результате ускорения пресс-инструмента сильным импульсным магнитным полем с последующим торможением порошковой мишенью и характеризуется длительностью фронтов нарастания и спада порядка 100 мкс. При этом форма импульса определяется тремя факторами: ускоряющей силой, упругими свойствами пресс-инструмента и сжимаемостью порошка. Используя измеряемый экспериментально импульс прессующего давления  $P(t)$  и известные из калибровки упругие



**Рис. 1.** Принципиальная схема эксперимента по динамическому сжатию порошков: 1 — ударник, 2 — матрица, 3<sub>А</sub>, 3<sub>В</sub> — верхний и нижний пуансоны, 4 — жесткая опора.

свойства пресс-инструмента и ускоряющую магнитную силу  $f(t)$ , метод позволяет рассчитать текущую плотность порошка  $\gamma(t)$ .

Плотность порошка определяется через скорость сближения плоских поверхностей двух пуансонов в цилиндрическом канале матрицы (рис. 1):

$$\gamma(t) = \frac{\gamma_0 \cdot h_0}{h_0 - \int_0^t V(\xi) d\xi},$$

где  $\gamma_0$ ,  $h_0$  — исходные плотность и высота засыпки порошка. Верхний пуансон приводится в движение ударником, на который действует внешняя ускоряющая сила  $f(t)$ . Нижний неподвижный пуансон опирается на жесткую опору. Объем сжимаемого между пуансонами порошка выбирается столь малым, чтобы давление вблизи границ пуансонов А и В можно было считать одинаковым (условие квазистационарности).

Ударник и пуансоны имеют одну общую степень свободы  $x$ , вдоль которой они совершают поступательное движение и вынужденные колебания на собственных частотах. При таком уровне внешней силы, когда механические напряжения в пресс-инструменте не выходят за пределы области линейной упругости материала (для стали P-18 —  $\sigma_T \leq 2$  ГПа), перемещение границ пуансонов является линейной функцией от условий на границах, что проверено экспериментально. При этом скорость сближения границ пуансонов  $A$  и  $B$  выражается разностью двух линейных операторов от ускоряющего и тормозящего воздействий:

$$V = V_A - V_B = L[f(t)] - L_{AB}[P(t)].$$

Из решений задач о вынужденных колебаниях стержней и плит [4,5], применимых для описания поведения пуансонов и ударника, известно, что эти операторы имеют вид простых сверток, линейных по переменному граничному условию. Следовательно, фурье-образы искомой скорости и условий на границах связаны простым линейным соотношением:

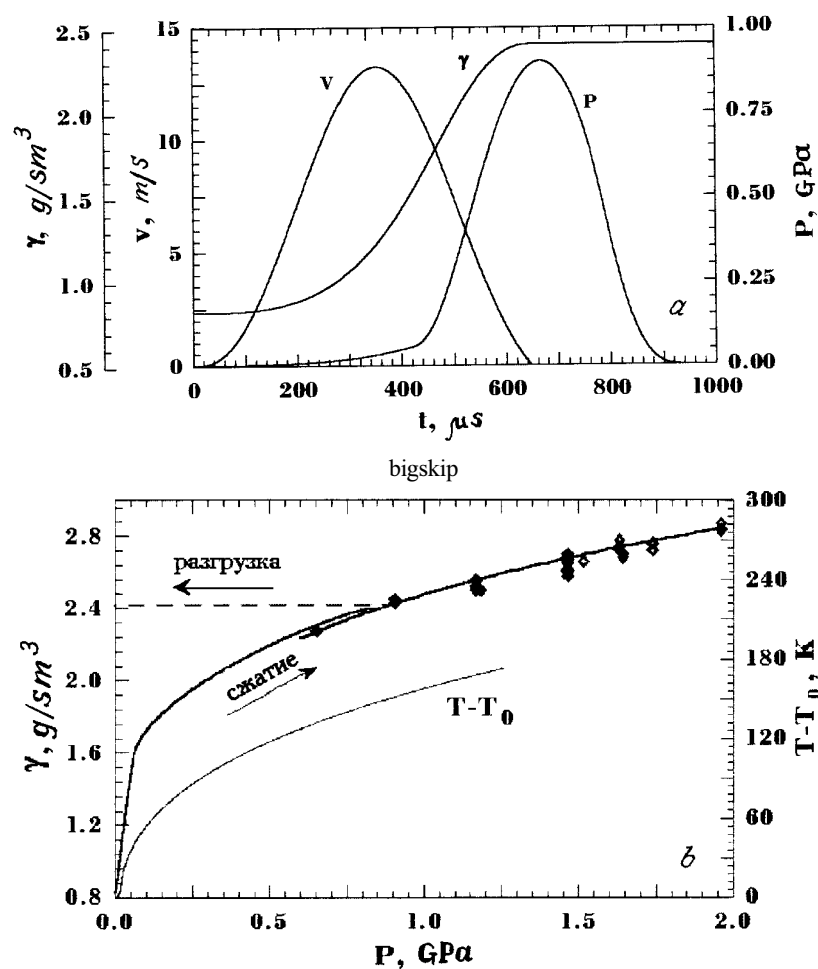
$$V^F(\omega) = f^F(\omega) \cdot S(\omega) - P^F(\omega) \cdot S_{AB}(\omega),$$

в которое входят частотные характеристики пресс-инструмента  $S(\omega)$ ,  $S_{AB}(\omega)$ , определяемые экспериментально в двух калибрующих ситуациях. Здесь верхние индексы "F" означают прямое преобразование Фурье.

В первой ситуации порошок в матрице отсутствует, и поверхности пуансонов приведены в контакт. Под действием внешней силы  $f_1(t)$  на контактной границе  $A-B$  развивается давление  $P_1(t)$ , относительного перемещения поверхностей  $A$  и  $B$  нет ( $V(t) \equiv 0$ ). Во второй ситуации под действием силы  $f_2(t)$  происходит свободное ускорение ударника с верхним пуансоном ( $P(t) \equiv 0$ ), скорость движения которого  $V_2(t)$  контролируется. В результате искомая скорость сближения пуансонов при сжатии порошка выражается как обратное преобразование Фурье от комбинации спектральных плотностей двух функций ( $P(t)$ ,  $f(t)$ ), характеризующих данный процесс, и четырех калибровочных функций ( $f_1(t)$ ,  $P_1(t)$ ,  $f_2(t)$ ,  $V_2(t)$ ), характеризующих инструмент:

$$V(t) = F^{-1} \left\{ V_2^F \cdot \left[ \frac{f^F}{f_2^F} - \frac{f_1^F \cdot P^F}{f_2^F \cdot P_1^F} \right] \right\}.$$

Данным методом исследовано динамическое сжатие наноразмерного порошка  $Al_2O_3$  ( $d = 20$  нм), полученного электровзрывом в лаборатории чл.-корр. РАН Ю.А. Котова (ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург). На



**Рис. 2.** Характеристики одноосного динамического сжатия нанопорошка  $\text{Al}_2\text{O}_3$ :  $a$  — временные зависимости прессующего давления  $P(t)$ , скорости сближения пуансонов  $V(t)$  и плотности порошка  $\gamma(t)$  в одном процессе сжатия;  $b$  — динамическая адиабата порошка: сплошная линия — сжатие; пунктирная линия — разгрузка. Символами даны точки, полученные в отдельных опытах. Кривая  $(T - T_0)$  — разогрев порошка при адиабатическом сжатии.

рис. 2, а для одного процесса сжатия порошка представлены характерные временные зависимости прессующего давления, скорости сближения пуансонов и плотности порошка. Видно, что уплотнение порошка завершается вблизи максимума импульса давления и разгрузка давления происходит практически при неизменной плотности. Текущие плотность и давление задают параметрически динамическую адиабату порошка  $\gamma(P)$ , которая в явном виде представлена на рис. 2, б: сплошной линией — ветвь сжатия, пунктиром — ветвь разгрузки. Наблюдается удовлетворительное совпадение адиабаты сжатия и экспериментальных точек  $\{P, \gamma\}$  (символы), полученных во многих отдельных опытах по амплитуде импульса давления и конечной плотности прессовки. Из адиабаты сжатия в изэнтропическом приближении оценивался импульсный нагрев порошка ( $c_p = 775$  Дж/кг · К):

$$\Delta T = \frac{1}{c_p} \cdot \int_{\gamma_0}^{\gamma_1} P \gamma^{-2} d\gamma,$$

представленный на рис. 2, б кривой  $(T - T_0)$ .

Предложенный метод можно рекомендовать для изучения механизмов динамического уплотнения порошков разных типов и для оперативного выбора режимов их прессования.

## Список литературы

- [1] *Ivanov V., Kotov Yu., Samatov O., Boehme R., Karov H., Schumacher G.* // Nanostructured Materials. 1995. V. 6. N 1–4. P. 287–290.
- [2] *Ivanov V.V., Paranin S.N., Vikhrev A.N., Boehme R., Schumacher G.* // Proc. of Conf. FOURTH EURO CERAMICS. Italy. 1995. V. 2. P. 169–176.
- [3] *Munitz A., Livne Z., Rawers J.C., Fields R.J.* // Proc. of Third International Conference on Nanostructured Materials. Hawaii. U.S.A. 1996. P. 140.
- [4] *Гольдсмит В.* // Удар. Теория и физические свойства соударяемых тел. М.: Изд-во литературы по строительству, 1965. 448 с.
- [5] *Жарий О.Ю., Улитко А.Ф.* // Введение в механику нестационарных колебаний и волн. Киев: Высш. школа, 1989. 184 с.