

(во время их пребывания в зоне прогрева), тем больше его остается в карбиде титана.

Для проверки этой гипотезы проведены следующие опыты. Изменением температуры и длительности отжига и начальной температуры образцов T_0 добивались таких малых скоростей горения, что фронт горения, распространившись на некоторое расстояние вдоль образца, останавливался — происходило погасание. Таким образом, получался образец, состоящий из двух частей — карбида титана и исходной смеси. После остывания образцы извлекали из вакуумной камеры и измеряли распределение кислорода вдоль образцов. На рис. 6 видно, что перед волной горения (в непрореагировавшей шихте) концентрация кислорода увеличивается почти в два раза (по сравнению с концентрацией кислорода в исходной шихте) и лишь после прохождения волны (в карбиде титана) концентрация снижается.

Поступила в редакцию 1/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Миртиросян, С. К. Долухаян, Г. М. Мкртчян и др. Порошковая металлургия, 1977, 7, 36.
2. В. М. Шкиро, В. И. Доронин, И. П. Боровинская. ФГВ, 1980, 16, 4, 13.
3. Н. А. Мартиросян, Л. В. Минасян, С. К. Долухаян. — В кн.: Проблемы технологического горения. Т. II. Черногловка, 1981.
4. В. М. Шкиро, В. К. Прокудина, И. П. Боровинская. Порошковая металлургия, 1981, 12, 49.
5. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1977, 13, 2, 186.
6. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев, А. Г. Мержанов и др. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черногловка, 1977.
7. Т. С. Азатян. Канд. дис. М., 1979.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ГАЗОВЫМИ СТРУЯМИ

В. З. Касимов, Ю. П. Хоменко

(Томск)

В работах [1—7] приведены обширные экспериментальные данные по ускорению сферических твердых частиц высокоскоростной струей продуктов детонации (ПД) трубчатого заряда ВВ. В [8] проведен численный расчет течения в окрестности фронта детонационной волны с целью объяснения механизма образования струи. В последнее время такие заряды нашли применение для разработки взрывных ударных труб с высоким КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию газовой струи, а также в других устройствах [9, 10]. При разработке многоступенчатых метательных систем из трубчатых зарядов [11] возникает задача определения начальной скорости и начального положения частицы в полости заряда, при которых достигается максимум конечной скорости при допустимом уровне аэродинамической нагрузки. С целью

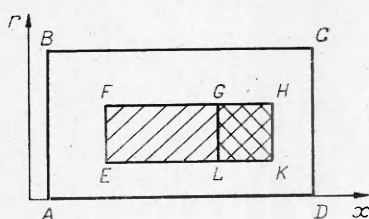


Рис. 1.

ее решения в настоящей статье проводится численное моделирование процесса ускорения частицы высокоскоростной струей ПД.

Рассматривается нестационарное осесимметричное движение ПД, которые предполагаются вязким, нетеплопроводным газом, подчиняющимся реальному уравнению состояния из [11]. Система уравнений газовой динамики в условиях задачи имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\rho r) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) &= 0, \\
\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho uv) &= -\rho \frac{uv}{r}, \\
\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v^2 + p) &= -\rho \frac{v^2}{r}, \\
\frac{\partial}{\partial t}[\rho Er] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho ur\left(E + \frac{p}{\rho}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial r}\left[\rho vr\left(E + \frac{p}{\rho}\right)\right] &= 0,
\end{aligned}
\tag{1}$$

где t — время; x, r — цилиндрические координаты; ρ — плотность; u, v — осевая и радиальная составляющие вектора скорости; p — давление; $E = e(p, \rho) + (u^2 + v^2)/2$ — полная энергия единицы массы; $e(p, \rho)$ — внутренняя энергия. Использование уравнений движения в такой форме позволяет уменьшить погрешность расчета в окрестности оси симметрии [12].

Система (1) рассчитывалась в области $ABCD$: (рис. 1); AB, BC и CD — внешние границы области, AD — ось симметрии. Области непрореагировавшего $BB\ EFGL$ и насадок $LGHK$ предполагались жесткими, и на их границах FH, HK, KE , как и на AD , задавалось условие непротекания, а на EF — условия стационарной детонации Чепмена — Жуге. Внешние границы определялись следующим образом. Расчетная область окружалась рядом фиктивных ячеек, давление в которых полагалось равным p_0 , а значения плотности и нормальной к границе составляющей скорости вычислялись в предположении, что газ из состояния в приграничной ячейке переходит в состояние с давлением p_0 в простой волне. Решение задачи о распаде разрыва между этими состояниями применялось для расчета граничных значений потоков массы, импульса и энергии. Такое граничное условие разделяет весь расчетный период на два этапа. В течение первого движение газа внутри расчетной области не зависит от внешних условий. В [13] показано, что первый этап продолжается до давлений в приграничной ячейке порядка $2p_0$.

Используя описанный алгоритм, тем самым пренебрегаем влиянием вторичных ударных волн, когда они возникают за границами расчетной области. Это предположение подтверждается экспериментальными данными [14], откуда следует, что вторичная ударная волна приходит на ось симметрии, когда детонационная волна проходит путь в несколько сотен внешних диаметров заряда. В начальный момент времени расчетная область заполнена покоящимися ПД с $p_0 = 0,4$ МПа, $\rho_0 = 1,2$ кг/м³.

Расчет поставленной задачи производился методом С. К. Годунова [15] в подвижной прямоугольной неравномерной сетке, связанной с детонационной волной EF , которая выделялась в качестве сеточной линии. В области левее фронта детонации производилось плавное сгущение сетки в направлении оси x . При этом максимум сгущения находился на расстоянии d_0 от фронта (d_0 — внутренний диаметр заряда). Как показали расчеты, в окрестности этой точки на оси симметрии находится область максимума давления, совпадающая с точкой торможения в системе координат, движущейся со скоростью детонации.

При расчете движения метаемой частицы полагалось, что она ускоряется под действием аэродинамической силы со стороны струи и архимедовой силы поля давления ПД. Пренебрегая потерей массы частицы в результате абляции, уравнение ее движения запишем в виде

$$\delta d_n \frac{d^2 \vec{Z}}{dt^2} = 0,75 C_D \rho \left(\vec{w} - \frac{d\vec{Z}}{dt} \right) \left| \vec{w} - \frac{d\vec{Z}}{dt} \right| - d_n \text{grad } p,$$

где δ — плотность частицы; d_n — диаметр; $\vec{Z} = Xi + Rj$ — радиус-вектор частицы в плоскости (x, r) ; $\vec{w} = ui + vj$; p — параметры потока ПД в точке X, R ; C_D — коэффициент сопротивления. Считая, что частица, дви-

Материал частицы	$\frac{d_1}{d_0}$	$\frac{l}{d_0}$	$\frac{X_0}{d_0}$	$\frac{d_H}{d_0}$	U_K , км/с		Источник
					Расчет	Эксперимент	
Сталь	3,0	25	20	0,1	7,0	7,3	[2]
	3,0	25	20	0,1	8,1	7,8	[3]
	2,4	25	20	0,1	7,25	7,3	[3]
	2,0	25	20	0,1	6,3	6,4	[3]
Стекло	1,22	22,2	22,2	0,097	2,8	3,2	[6]
				0,1445	2,3	2,4	

жущаяся в струе, не влияет на параметры набегающего потока ПД, можно на фоне решения газодинамической задачи рассчитать движение ряда частиц, различающихся плотностью, диаметром, начальными значениями радиус-вектора и скорости. Последнее предполагаем выполненным в силу того, что поток ПД движется с большой сверхзвуковой скоростью и максимальные размеры частицы не превышают $0,25d_0$ [3].

Расчеты, проведенные в диапазоне изменения $\bar{d} = d_1/d_0$ (d_1 — внешний диаметр заряда) от 1,22 до 6 для ТГ 50/50 показали, что картина течения в окрестности фронта детонации качественно совпадает с описанной в [8]. Распределение плотности струи по сечению канала на расстояниях от фронта, больших $2d_0$, близко к линейному. Расчетные значения скорости потока около оси симметрии составляют 14,5—16 км/с, при удалении от оси скорость падает до 6—8 км/с в основной части струи и до 3—4 км/с в головной части. При этом спад скорости струи в основной ее части происходит в пристеночной области (при $r = 0,35 d_0$ и $u \approx 13$ км/с, а среднемассовая скорость находится в пределах 12—13 км/с).

Корректность результатов численного решения проверялась путем сравнения с экспериментальными данными работ [2, 3, 5, 6]. В таблице приведены расчетные значения конечных скоростей частиц U_K и опытные данные из [2, 3, 6]. Через l обозначена длина заряда ВВ. Расчетные данные взяты для частиц, движущихся по оси симметрии. Видно, что расчетные значения скорости с точностью до погрешности измерения ($\pm 0,25$ км/с) совпадают с измеренными для частиц, заглубленных в заряд, и несколько занижены для находящихся на торце. Последнее, по-видимому, связано с существенно пространственным характером течения ПД за торцом заряда, которое рассчитывается недостаточно точно на используемой сетке (параметры сетки следующие: $h_{x_{\min}} = 0,05 d_0$, $h_{x_{\max}} = 0,2 d_0$, $h_r = 0,05 d_0$, сгущение сетки в направлении оси x производилось в обе стороны от центра сгущения на длине примерно $3d_0$).

На рис. 2 показаны экспериментальные [5] и расчетные траектории частиц, помещенных первоначально на оси симметрии (кривая А) и на расстоянии $0,25d_0$ от нее (кривая В). Имеется хорошее совпадение, свидетельствующее об адекватности численной модели рассматриваемому явлению. Плотность струи на оси симметрии достигает 0,05—0,06 г/см³, что согласуется с оценками [2] и противоречит данным [5].

Влияние начальных значений координаты X_0 и скорости U_0 на конечную скорость показано на рис. 3 для начального отклонения от оси $R_0 = 0$ на примере заряда и частицы из [5]. Здесь изображены изолинии конечной скорости U_K в км/с (сплошные кривые) и максимального скоростного напора (штриховые кривые) в ГПа в плоскости $X_0/d_0, U_0$. Заметна немонотонность изменения U_K от U_0 и X_0 . Это связано с тем, что распределение параметров вдоль струи в области около фронта детонации имеет немонотонный характер, обусловленный приходом отраженной от внутренней поверхности канала ударной волны, что отмечено в [8]. Область

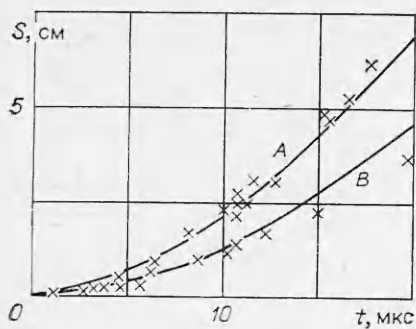


Рис. 2.

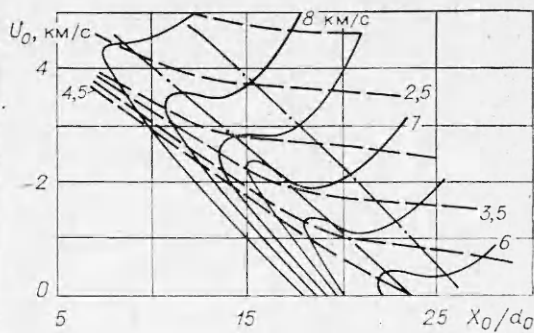


Рис. 3.

оптимальных в этом смысле параметров X_0 , U_0 лежит между двумя штрихпунктирными линиями.

На основании приведенных результатов можно сделать вывод о возможности эффективного численного моделирования процессов ускорения твердых частиц газовыми струями.

Поступила в редакцию 3/VI 1983,
после доработки — 4/I 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Титов, Ю. И. Фадеев, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1051.
2. А. С. Загумениов, Н. С. Титова и др. ПМТФ, 1969, 2, 79.
3. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.
4. Г. В. Прякин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
5. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VII, Новосибирск, 1971.
6. В. П. Урушкин, Н. Н. Горшков, В. М. Титов. ФГВ, 1977, 13, 3, 439.
7. М. А. Лаврентьев, В. М. Титов и др. — В кн.: Фундаментальные исследования. Физико-математические и технические науки. Новосибирск: Наука, 1977.
8. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеев. ФГВ, 1974, 10, 1, 119.
9. И. А. Стадниченко, В. М. Титов и др. ФГВ, 1982, 18, 3, 84.
10. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов. ТВТ, 1982, 20, 4, 745.
11. В. Ф. Куропатенко. ЧММСС, 1977, 8, 6, 68.
12. Л. В. Шуршалов. ЖФММФ, 20, 3, 793.
13. С. Л. Дмитриева, Ю. П. Хоменко. — В кн.: Газовая динамика. Томск: Изд-во ТГУ, 1977.
14. В. И. Мали, А. К. Ребров и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 122.
15. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ 2,4,6-ТРИНИТРОТОЛУОЛА ПРИ ВИБРАЦИИ

Н. П. Логинов, В. Б. Епифанов, С. М. Муратов

(Куйбышев)

Влияние вибрации на разложение твердых веществ изучено недостаточно подробно. В [1, 2] указано, что реакция разложения тринитротолуола (ТНТ) при вибрации протекает с более высокой скоростью при меньших температурах, чем при термораспаде. Однако в указанных работах не приведены результаты химического и структурного анализа ТНТ до и после вибрационного воздействия.

Цель данной работы — изучение параметров вибрации на степень разложения, структуру кристаллов и стойкость ТНТ, а также выявление возможности существования в обработанных вибрацией образцах конденсированных продуктов распада.