

случае сосредоточенного освещения являются распределениями энергии, поглощенной (интегрально по сечению) слоем ВВ единичной толщины. При привлечении дополнительных сведений по распределениям плотности энергии в сечениях на разных глубинах ВВ можно будет построить пространственное распределение плотности поглощенной энергии для случая освещения ограниченным пучком заданной структуры. Эти же пространственные распределения можно найти, решая уравнение переноса излучения [16] с использованием полученных выше значений показателей поглощения и рассеяния с привлечением сведений по индикатрисе рассеяния.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // ФГВ.— 1966.— 2, № 3.
2. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. О механизме иницирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Там же.— 1969.— 5, № 4.
3. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин И. В. и др. Временные характеристики иницирования тэна лазерным излучением // Там же.— 1977.— 13, № 5.
4. Волкова А. А., Куропатенко В. Ф., Першина А. В. и др. // Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Детонация.— Черноголовка, 1978.— С. 46.
5. Yang L. C., Menichelli V. J. // Appl. Phys. Lett.— 1971.— 19, N 11.— P. 473.
6. Yang L. C., Menichelli V. J. // Proc. 6th Symp. (Int.) on Detonation, San Diego, California, 24—27 Aug., 1976.
7. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Зажигание октогена световым потоком // ФГВ.— 1977.— 13, № 2.
8. Галеев И. А., Зайцев Б. Н. Об отражательной способности ВВ // Там же.— 1969.— 5, № 3.
9. Хлевной С. С., Михеев В. Ф. Влияние начальной температуры и прозрачности нитроглицеринового пороха на зажигание его световым излучением // Там же.— 1968.— 4, № 4.
10. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.
11. Рвачев В. П., Сахновский М. Ю. // Оптика и спектроскопия.— 1965.— XVIII, вып. 3.
12. Розенберг Г. В., Сахновский М. Ю., Гуминецкий С. Г. // Там же.— 1967.— XXIII, вып. 5.
13. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.— М.: Гостехиздат, 1963.
14. Розенберг Г. В., Самсонов Ю. Б. Оптика и спектроскопия.— 1964.— XVII, вып. 6.
15. Антонов-Романовский В. В. // ЖЭТФ.— 1951.— 26, вып. 4.
16. Адзериго К. С. Лекции по теории переноса лучистой энергии.— Минск: Изд-во БГУ, 1975.
17. Савельев В. А. Известия вузов. Физика.— 1977.— № 12(187).

г. Челябинск

Поступила в редакцию 20/X 1989,  
после доработки — 20/III 1991

УДК 532.593

*И. Ф. Кобылкин, В. М. Шабанов, В. С. Соловьев*

### К ВОПРОСУ ОБ ИЗВЛЕЧЕНИИ КИНЕТИКИ РАЗЛОЖЕНИЯ ВВ ИЗ ФОРМЫ ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Анализируется метод извлечения кинетической информации о разложении ВВ в детонационном фронте из формы фронта искривленной стационарной детонационной волны. Показано, что неучет кривизны линий тока приводит к зависимости начальной скорости разложения ВВ не только от амплитуды ударно-волнового сжатия, но и от геометрических характеристик заряда ВВ. В связи с этим для получения реалистичной скорости разложения ВВ в соответствии с численным анализом необходимо ввести масштабный множитель — отношение диаметра заряда к критическому диаметру детонации.

Факт стационарности искривленного фронта неидеальной детонационной волны (ДВ) в зарядах ВВ конечного диаметра говорит о том, что существует однозначная взаимосвязь между формой фронта и характе-

рестиками течения и энерговыведения непосредственно за ударным скачком. Впервые попытка установить эту взаимосвязь предпринята в [1]. Получено дифференциальное уравнение для формы фронта стационарной ДВ в цилиндрическом заряде ВВ. Однако в этом уравнении недостаточно последовательно учитывалась кривизна линий тока в зоне химической реакции. В [2] найдено дифференциальное уравнение формы фронта, свободное от указанного недостатка:

$$W_{\text{Фр}} \frac{\Gamma Q}{uc^2} = Z_1(\psi) \frac{d\psi}{dr} + v \frac{\sin \theta}{r} - \frac{Z_3(\psi)}{R}, \quad (1)$$

$$Z_1(\psi) = \frac{\cos \psi}{\cos(\psi + \theta)} \frac{d\theta}{d\psi} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{u^2} - \frac{1}{c^2} \right) \frac{\cos \psi}{\sin(\psi + \theta)} \frac{dp}{d\psi},$$

$$Z_3(\psi) = \frac{1 - u^2/c^2 \cos^2(\psi + \theta)}{\cos(\psi + \theta) \sin(\psi + \theta)},$$

где  $r$  — радиальная координата, отсчитываемая от оси симметрии течения;  $\psi$  — угол между нормалью к фронту и осью заряда;  $\theta$  — угол поворота в ударном фронте;  $u$  — массовая скорость;  $c$  — скорость звука;  $\rho$  — плотность;  $R$  — радиус кривизны линий тока непосредственно за ударным фронтом;  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $Q$  — изобарно-изохорный тепловой эффект химической реакции;  $W_{\text{Фр}}$  — начальная скорость разложения ВВ после ударного сжатия;  $v = 0$  для плоского течения и  $v = 1$  для осесимметричного течения. Левая часть (1) пропорциональна скорости энерговыведения непосредственно за ударным фронтом. Выделяющаяся энергия компенсирует уменьшение внутренней энергии в частице реагирующей среды вследствие расходимости потока (первые два слагаемые в правой части (1)) и вследствие искривления линий тока (третье слагаемое в правой части).

На основании качественного анализа (1) в [2] проанализирована структура течения в зоне химической реакции и установлена связь формы фронта стационарной ДВ и предела детонации с кинетикой разложения ВВ. В [3] уравнение (1) использовалось для построения фронта детонационной волны в зарядах конкретных ВВ.

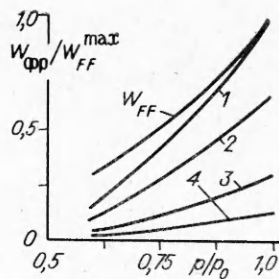
Кроме описания формы фронта и анализа структуры течения в зоне химической реакции обсуждаемое дифференциальное уравнение может быть использовано для извлечения кинетической информации о разложении ВВ непосредственно после ударного сжатия из измеренной формы фронта. Если известны формы фронта и ударная адиабата ВВ, то все параметры в правой части (1) кроме кривизны линий тока  $R$ , могут быть определены с большей или меньшей точностью из условий совместности на косо́й ударной волне.

Для определения  $R$  необходимо решить чрезвычайно сложную задачу о течении во всей зоне химической реакции. Если же пренебречь кривизной линий тока и считать их прямыми, то из уравнения (1) легко извлекается начальная скорость разложения ВВ  $W_{\text{Фр}}$ . Впервые это сделано в [4]. Метод получения кинетической информации о разложении ВВ по измеренной форме фронта обладает привлекательностью не только из-за простоты получения экспериментальной информации, но и из-за того, что он позволяет извлекать кинетическую информацию в диапазоне высоких фронтальных давлений (для высокоплотных ВВ — 20 ÷ 40 ГПа), где лагранжевы методы не обладают достаточной разрешающей способностью.

Однако неучет кривизны линий тока может существенно исказить кинетические данные о разложении ВВ. Связано это со следующим фундаментальным свойством экзотермически реагирующей среды: если ширина зоны химической реакции мала по сравнению с радиусом кривизны фронта волны, то линии тока за выпуклым ударным фронтом поворачивают к оси симметрии заряда в противоположность потоку без реакции, в котором они поворачивают от оси симметрии.

Рис. 1. Зависимости скорости разложения состава РВХ9404 от давления для различных диаметров заряда.

$d$ , мм: 1 — 2,82, 2 — 4,28, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 50.



Чтобы оценить возможность извлечения реалистичной кинетики разложения ВВ из измеренной формы фронта, с помощью (1) в предположении прямых линий тока проведен количественный анализ для зарядов из составов РВХ9404, ТГ 40/60 (состав В) и ТНТ. Необходимые данные по динамической сжимаемости и другим свойствам этих веществ брались из [5, 6]. Форма фронта предполагалась сферической с радиусом кривизны

$$R_{\text{фр}} = d / (2 \sin \psi_*),$$

где  $d$  — диаметр заряда;  $\psi_*$  — угол наклона детонационного фронта на границе заряда, обеспечивающий звуковой режим течения. Полученные результаты по скорости разложения ВВ сравнивались с известной кинетикой Forest Fire (FF) [5].

На рис. 1 представлены зависимости относительной скорости разложения РВХ9404 от относительного давления во фронте волны. Масштабной величиной для отвлекаемой кинетики является скорость разложения  $W_{FF}^{\text{max}}$ , вычисляемая на оси заряда. Давление во фронте  $p$  нормализуется осевым давлением  $p_0$ . При перемещении вдоль искривленного детонационного фронта давление изменяется в 1,5—2 раза. Именно в этом диапазоне давления и определяются по форме фронта кинетические кривые  $W_{\text{фр}}$ . Неучет кривизны линий тока приводит к тому, что для различных диаметров заряда кинетические зависимости получаются существенно различными. Более того, скорость разложения убывает с увеличением диаметра заряда. Удовлетворительное согласие расчетной скорости разложения  $W_{\text{фр}}$  с  $W_{FF}$  наблюдается при малом диаметре заряда, близком к  $d_{\text{кр}}$ . В этом случае, как показывает анализ, пренебрежение кривизной линий тока оправдывается относительной малостью третьего слагаемого в (1) по сравнению с первым.

Из анализа полученных результатов следует, что отношение скоростей разложения  $W_{\text{фр}}$ , соответствующих различным диаметрам, обратно пропорционально отношению этих диаметров. Таким образом, для получения реалистичной скорости разложения ВВ  $W$  нужно величину извлеченной из формы фронта скорости разложения увеличить во столько раз, во сколько раз диаметр заряда превосходит критический:

$$W = d / d_{\text{кр}} \cdot W_{\text{фр}}.$$

Этот вывод справедлив для всех трех рассмотренных составов.

В [4] на кинетических кривых для ТНТ вблизи оси заряда в области максимального давления обнаружен максимум. Его наличие объясняется тем, что разложение ВВ частично происходит внутри ударного скачка. Не отрицая возможности разложения ВВ внутри ударного скачка, обнаруженную в [4] немонотонность зависимости скорости разложения ВВ от давления можно объяснить чисто геометрическими эффектами, вносимыми пренебрежением кривизной линий тока и произволом выбора уравнения формы детонационного фронта. На рис. 2 представлены различные формы фронта и соответствующие им кинетические кривые. Максимумы на зависимостях  $W(p)$  наблюдаются для пологих вблизи оси симметрии фронтов. Данное обстоятельство указывает на необходимость тщательной аппроксимации экспериментально определенной формы фронта.

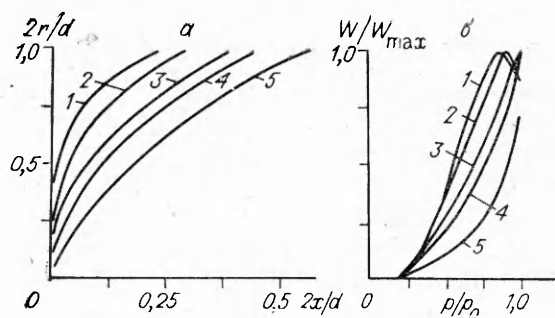


Рис. 2. Влияние формы фронта детонационной волны (а) на кинетику разложения ТГ 40/60 (б).

1 —  $\bar{x} = 0,24 r^2$ ; 2 —  $\bar{x} = 0,32 r^2$ ;  
3 — окружность; 4 —  $\bar{x} = 0,48 r^2$ ;  
5 —  $\bar{x} = 0,59 r^{1,6}$ .

Кривизну линий тока необходимо учитывать также при определении кинетики разложения ВВ лагранжеевым или динамическим методом в случае искривления фронта инициирующей ударной волны. В [7] кинетика разложения ТНТ находилась из анализа массовых скоростей в реагирующем ВВ динамическим методом и учитывалась только кривизна фронта инициирующей УВ. Неучет кривизны линий тока привел к немонотонной кинетике разложения ВВ (в области больших давлений скорость разложения падает) и к неоднозначной зависимости ее от давления ударного сжатия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлюк К. М., Трофимов В. С. О возможном газодинамическом пределе распространения детонации // ФГВ.— 1977.— 13, № 4.— С. 606—613.
2. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С. Структура течения за ударным фронтом неидеальной детонационной волны и пределы детонации КВВ // Первый Всесоюз. симп. по макрокинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 1, Ч. 1.
3. Chaisse F., Servas J. M., Avelle J. et al. A theoretical analysis of the shape of steady axisymmetrical reactive shock front in cylindrical charges of high explosive: Prepr. The 8th Symp. (Int.) on Detonation, Albuquerque, New Mexico, 1985.— P. 539—547.
4. Михайлюк К. М. Косвенный метод оценки скорости тепловыделения при детонации // Детонация.— Черноголовка, 1981.— С. 9—12.
5. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.— 384 с.
6. Dobratz V. M. Properties of chemical explosives and explosive simulants.— Livermore, Univ. California, 1974.
7. Трофимов В. С., Трофимова Г. П. О возможности разложения литого ТНТ в ударном скачке // ФГВ.— 1980.— 16, № 2.— С. 92—99.

г. Москва

Поступила в редакцию 18/II 1992

УДК 534.292.2

Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, С. Г. Цариченко, А. Ю. Каплин

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВОМ СЛОЕ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Теоретически исследовано влияние пространственных характеристик источника возбуждения детонационной волны на критическую энергию инициирования  $W_{кр}$ . Найдено, что при температуре возбуждаемого газа  $T < 12 T_0$  ( $T_0$  — температура окружающей среды), величина  $W_{кр}$  с уменьшением  $T$  резко возрастает. При этом также существенно возрастает и минимально необходимый пространственный размер источника инициирования. Найдено, что температура, ниже которой резко возрастает  $W_{кр}$ , приблизительно совпадает с температурой в точке Чепмена — Жуге для одномерной детонационной волны в стехиометрической водородно-кислородной смеси.

Изучение инициирования газовой детонации представляет как теоретический интерес в связи с дальнейшим развитием представлений о механизме возникновения детонационных волн (ДВ), так и в связи с