

220, а у разбавленного — 150 м²/г. Это объясняется прежде всего высокой экзотермикой реакции разложения в первом случае.

Отмеченные факты показывают, что для неразбавленного ацетиленового влияния двухступенчатого нагрева на процесс сажеобразования сказывается еще более явно, чем у смеси, содержащей 5% С₂Н₂, как показано в [1]. Одновременно с этим подтверждается вывод о том, что образование зародышей сажевых частиц идет из ацетилена быстрее, чем из более тяжелых углеводородов.

В заключение подчеркнем, что падение дисперсности сажи при $T_5 > 2000$ К происходит в отличие от случая разбавленного ацетилена [1], несмотря на сопровождающую реакцию разложения резкое повышение температуры, вплоть до 3000 К (близкая величина получена при измерении температуры за ударным фронтом детонации ацетилена в трубе диаметром 70 мм и начальном давлении 3—8 ат в [3]). Это еще раз демонстрирует то обстоятельство, что определяющими для дисперсных свойств образующейся сажи являются скорость нагрева и температурный интервал низкотемпературной фазы процесса [5], а основное тепловыделение происходит за счет гетерогенной реакции разложения ацетилена на поверхности образующихся частиц.

Поступила в редакцию
24/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Теснер, В. Г. Кнорре и др. ФГВ, 1976, 12, 5.
2. Е. М. Кудрявцев, Н. Н. Соболев и др. Тр. ФИАН, XVIII, 1962, с. 159.
3. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1960, 11.
4. В. Г. Кнорре, А. Г. Ляхов. ФГВ, 1978, 14, 2.
5. В. Г. Кнорре, П. А. Теснер. Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗЛОЖЕНИЯ ЛИТОГО ТНТ В УДАРНОМ СКАЧКЕ

В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова
(Черноголовка)

Одной из важнейших характеристик процесса химического превращения взрывчатого вещества является скорость удельного (на единицу массы) тепловыделения $\dot{Q}_{p,v}$, отнесенного к условиям постоянства давления p и удельного объема v . Для извлечения из экспериментальных данных информации по кинетике этого превращения в условиях детонации целесообразно ввести другую характеристику:

$$\dot{v} = v_0^2 \Gamma \dot{Q}_{p,v} / (vc^2), \quad (1)$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена; v_0 и v — начальный и текущий удельные объемы соответственно; c — лагранжева скорость звука, определяемая выражением

$$c^2 = -v_0^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{s,k}; \quad (2)$$

s — удельная энтропия; k — переменная (возможно многокомпонентная), характеризующая химический состав.

Величина \dot{v} связывает скорости изменения p и v в адиабатическом процессе

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{v_0^2}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \dot{v}, \quad (3)$$

где частные производные по времени t берутся при постоянных лагранжевых координатах (т. е. определяют скорости изменения давления и объема у фиксированного элемента среды). Равенство (3) получается из выведенного в [1] уравнения (63) путем замены в нем обозначений в соответствии с (1), (2). Отсюда легко видеть, что величина \dot{v} представляет собой скорость увеличения удельного объема при постоянном давлении в процессе химического превращения.

Величины $\partial v/\partial t$, $\partial p/\partial t$ и c можно определить в динамическом эксперименте. Первые две рассчитываются с помощью уравнений Эйлера и непрерывности по экспериментально определенному (например, электромагнитным методом [2]) распределению массовой скорости среды u в пространстве и во времени. Для одномерного движения метод расчета предложен в [3]. Пространственно-временное распределение лагранжевой скорости звука можно установить путем измерения времен пробега волн разрежения от границы заряда до расположенных на разной глубине датчиков [4]. Следовательно, величина \dot{v} может быть рассчитана из (3) по данным только динамического эксперимента. В этом и состоит ее преимущество перед $Q_{p, v}$. Расчет последней будет менее точным, так как, согласно (1), для этого нужно знать зависимость коэффициента Грюнайзена от p , v , k , которая в настоящее время устанавливается лишь теоретически на основании качественных соображений.

Таким образом, имеется принципиальная возможность, опираясь только на данные динамического эксперимента, построить уравнение

$$\dot{v} = f(p, v, E) \quad (4)$$

(E — удельная внутренняя энергия) или сделать вывод о необходимости увеличения в (4) числа независимых переменных. Это было бы важным шагом в установлении реальной кинетики разложения ВВ. Из одного только существования зависимости (4) следует возможность описания этой кинетики простейшим однокомпонентным уравнением вида

$$\partial k/\partial t = F(p, T, k), \quad (5)$$

где T — абсолютная температура. Увеличение числа параметров в (4) приводит к тому же и в (5).

Настоящая работа представляет собой частичную реализацию предлагаемого расчета величины \dot{v} непосредственно за ударным фронтом устанавливающейся детонации в литом тротиле (ТНТ) с начальной плотностью $\rho_0 = 1,62 \cdot 10^3$ кг/м³ по экспериментальным данным [4, 5, 6]. Некоторые предварительные результаты этого расчета уже использованы в [7]. Он проделан только для ударного фронта, так как в настоящее время нет данных для построения пространственно-временного распределения лагранжевой скорости звука. На ударном же фронте ее можно оценить сверху и снизу [8] на основании неравенства

$$|dp/dv| > |\partial p/\partial v|_{s, k} > p/(v_0 - v),$$

где полная производная берется вдоль ударной адиабаты. С помощью (2) и формул

$$p = \rho_0 Du; \quad (6)$$

$$v = v_0(1 - u/D) \quad (7)$$

это неравенство преобразуется к виду

$$D^2 \cdot \frac{(1 + u/D \cdot dD/du)}{(1 - u/D \cdot dD/du)} > z^2 > D^2, \quad (8)$$

где D — волновая скорость ударного фронта; производная dD/du берется вдоль ударной адиабаты ВВ.

Расчетная формула для \dot{v} выводится из уравнений одномерного движения среды в форме Лагранжа

$$\partial v / \partial t - v_0 \cdot \partial u / \partial l = 0; \quad (9)$$

$$\partial u / \partial t + v_0 \cdot \partial p / \partial l = 0, \quad (10)$$

где l — лагранжева координата, которую будем отсчитывать вдоль оси заряда от его начала. Отнесем полные производные du/dl и dp/dl к точке, следующей за ударным фронтом на постоянном лагранжевом расстоянии Δl . Тогда из (3), (9), (10) получаем

$$\frac{\dot{v}}{v_0} = \frac{D^2}{c^2} \cdot \frac{v_0}{D} \cdot \frac{dp}{dl} + \frac{du}{dl} - \left(1 - \frac{D^2}{c^2}\right) \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (11)$$

Выразив давление по (6), приходим к искомой формуле

$$\frac{\dot{v}}{v_0} = \frac{D^2}{c^2} \cdot \frac{u}{D} \cdot \frac{dD}{dl} + \left(1 + \frac{D^2}{c^2}\right) \cdot \frac{du}{dl} - \left(1 - \frac{D^2}{c^2}\right) \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (12)$$

которая применима лишь к ударному фронту и достаточно малой его окрестности шириной Δl , где справедливо равенство (6). При сравнении (6) с точной формулой, получаемой из (10),

$$p = \rho_0 D u + \rho_0 D \cdot \frac{d\bar{u}}{dl} \cdot \Delta l \quad (13)$$

(\bar{u} — среднее значение массовой скорости на отрезке Δl) видно, что разница между ними будет малой, если мало изменение средней массовой скорости на пути Δl . Отсюда, в частности, следует, что формула (12) применима ко всей зоне реакции установившейся детонации. В наших расчетах различие между (6) и (13) на пике осциллограмм $u(t)$ было меньше 5% (точность эксперимента).

Ударный фронт на оси заряда имеет конечный радиус кривизны R [5, 9, 10]. Путем преобразования уравнений непрерывности и Эйлера к лагранжевым координатам легко убедиться, что учет данного обстоятельства в окрестности ударного фронта шириной $\Delta l \ll R/2$ сводится к добавлению в правую часть (9) вычитаемого $2uv/R$. Это ведет к появлению в (12) дополнительного слагаемого

$$\Delta \dot{v} / v_0 = 2u(D - u) / RD, \quad (14)$$

которое в дальнейшем называется сферической поправкой.

Экспериментальные данные [1, 5, 6] позволяют рассчитать или оценить все величины в правых частях (12), (14). Зависимости $D(l)$ и $u(l)$ для начальной амплитуды ударного фронта $p_n = 50 \cdot 10^8$ Па представлены в [5], а для $p_n = 100 \cdot 10^8$ Па в [6]. Производные dD/dl и du/dl находились графическим дифференцированием. Значения величины $1/D \times \partial u / \partial t$ непосредственно за ударным фронтом для $p_n = 50 \cdot 10^8$ Па при семи значениях l найдены с точностью $\pm 10^4$ 1/с по осциллограммам $u(t)$ (см. рис. 7 из [5], осциллограмму 1 на рис. 52 и табл. 1, 2 из [1]). В остальных точках величине $1/D \cdot \partial u / \partial t$ приписаны значения на основании интерполяции, учитывающей качественное описание развития профиля $u(t)$ [1, 5, 6]. По нашим оценкам наибольшая ошибка в рассчитанном значении \dot{v} из-за неточности интерполяции возможна при $l \approx 62 \cdot 10^{-3}$ м, где она не превышает 15%. Для $p_n = 100 \cdot 10^8$ Па величина $1/D \cdot du/dt$ оценивалась по данным рис. 2—4 из [6] лишь в одной точке ($l = 20 \cdot 10^{-3}$ м), где рассчитанное значение \dot{v} меньше всего зависит от выбора лагранжевой скорости звука.

В качестве ударной адиабаты литого ТНТ в формуле (8) использовалась зависимость $D(u)$, полученная исключением l из $D(l)$ и $u(l)$ для $p_n = 50 \cdot 10^8$ Па. С точностью до разброса экспериментальных точек

($\Delta D = \pm 80$ м/с, $\Delta u = \pm 60$ м/с) она описывается выражениями вида

$$D = D_1 + A(u - u_1) + B(u - u_1)^2, \quad (15)$$

где $u_1 = 912$ м/с; при $u < u_1$ $D_1 = 4,24 \cdot 10^3$ м/с, $A = 0,27$, $B = -18,1 \times 10^{-3}$ с/м; при $u > u_1$ $D_1 = 4,34 \cdot 10^3$ м/с, $A = 3,15$, $B = -0,78 \cdot 10^{-3}$ с/м. Разница в приведенных значениях D_1 близка к ошибке эксперимента. Другое выражение для ударной адиабаты

$$D = 2,16 \cdot 10^3 + 2,24u \text{ м/с} \quad (16)$$

найдено в [5] по начальным значениям D и u в момент входа в ТНТ ударных волн разной амплитуды p_n . Расхождение между (15) и (16) при $u = 1500$ м/с достигает 400 м/с. Если оно не связано с экспериментальной ошибкой, его можно объяснить лишь частичным разложением ТНТ в ударном фронте, причем до разной степени внутри заряда и у его границы. В этом случае dD/du в (8) должна была бы браться вдоль соответствующей динамической адиабаты промежуточных продуктов разложения. Однако, поскольку степень последнего с ростом амплитуды ударного сжатия растет, dD/du вдоль зависимости (15) может быть лишь больше, чем вдоль пересекаемых ею динамических адиабат ТНТ. Значит, подстановка (15) в (8) только увеличит максимальную оценку c .

Для получения хотя бы приближенного представления о скорости тепловыделения $\dot{Q}_{p,v}$ на ударном фронте используем предложенное в [11] единое уравнение состояния для ТНТ и продуктов. В этом случае вместо (8) имеем

$$c^2 = \frac{v_0^2}{v^2} \left\{ -v^2 \frac{dp_0}{dv} - \left[v \frac{d\Gamma}{dv} - \Gamma(\Gamma - 1) \right] (E_1 - E_0) \right\}, \quad (17)$$

где $p_0(v)$, $E_0(v)$ — соответственно давление и удельная упругая энергия на кривой «холодного» сжатия; E_1 — удельная внутренняя энергия за вычетом запасенной химической энергии. На ударном фронте

$$E_1 = u^2/2 + Q, \quad (18)$$

где Q — выделившееся тепло (в приближении [11] начальное значение E_1 равно нулю).

В [1, 5, 6] радиус кривизны ударного фронта не определялся. Его можно оценить снизу по величине δl отставания края фронта от центра

$$R \geq (r^2 + \delta l^2)/2\delta l, \quad (19)$$

где $r = 30 \cdot 10^{-3}$ м — радиус заряда в [5]. Для δl имеем верхнюю оценку

$$\delta l \leq l - D_0 \int_0^l \frac{dl}{D(l)}, \quad (20)$$

полученную в предположении, что край ударного фронта бежит по боковой границе заряда с начальной скоростью $D_0 = 3,93 \cdot 10^3$ м/с [5]. Приводим нижние оценки R_1 и R_2 радиуса кривизны (R_1 найдена по (19), (20), R_2 определена по боковой фоторазвертке процесса из [5], все размеры в мм):

l	20	30	40	50	62	70	82	90	100	105	120
R_1	2500	484	209	96	51	41	33	—	—	—	—
R_2	2500	484	209	96	57	48	42	46	63	78	78

Сравнение полученных величин с шириной зоны реакции a [1] дает: $a = 1,3 \cdot 10^{-3} \ll R/2$. Значит, формула (14) применима вплоть до точки Жуге.

В прилагаемой таблице в первых 6 столбцах собраны необходимые исходные данные для $p_n = 50 \cdot 10^8$ Па при некоторых l (в действитель-

l , мм	D , км/с	u , км/с	$\frac{u}{D} \frac{dD}{dt} \cdot 10^{-4}$, 1/с	$\frac{du}{dt} \cdot 10^{-4}$, 1/с	$\frac{1}{D} \frac{du}{dt} \cdot 10^{-4}$, 1/с	$p \cdot 10^{-8}$, Па	$\left(\frac{\dot{v}}{v_0}\right)_1 \cdot 10^{-4}$, 1/с	$\left(\frac{\dot{v}}{v_0}\right)_2 \cdot 10^{-4}$, 1/с	$\left(\frac{\dot{v}}{v_0}\right)_3 \cdot 10^{-4}$, 1/с	$\Delta \dot{v}/v_0 \cdot 10^{-4}$, 1/с	$Q_{pp, v(3)} \cdot 10^{-12}$, Дж/(кг·с)
0	3,93	0,80	0	0	-2,61	51	0	2,43	0,77	0	0,12
4	3,93	0,80	0	0	-3,09	51	0	2,87	0,92	0	0,14
8	3,93	0,80	0	0	+0,55	51	0	-0,51	-0,16	0	-0,02
16	3,98	0,81	0,95	0,90	+0,79	52	2,75	0,38	2,02	0	0,31
20	4,19	0,87	0,84	1,95	(+1,27)	59	4,74	2,48	3,82	0,05	0,60
25	4,26	0,91	0,06	0,06	(+1,36)	63	0,18	0,02	-0,18	0,17	-0,03
30	4,30	0,92	0,32	0,16	+1,37	64	0,63	-0,84	0,21	0,30	0,04
35	4,45	0,95	0,96	1,21	(+1,30)	69	3,38	0,63	2,77	0,47	0,46
40	4,80	1,05	1,92	3,02	(+1,02)	82	7,96	3,27	7,39	0,78	1,28
45	5,36	1,28	3,03	5,85	(-0,12)	112	14,73	8,09	13,05	1,40	2,93
50	6,03	1,58	3,43	6,12	-3,54	156	15,67	11,43	11,51	2,44	5,16
55	6,65	1,90	2,81	5,65	(-9,89)	206	14,11	15,00	14,92	3,87	3,65
62	6,97	2,11	0,06	0,13	(-21,11)	240	0,32	11,97	10,51	5,75	2,23
65	6,97	2,11	0	0	(-24,79)	240	0	13,80	12,07	6,36	2,57
70	6,97	2,11	0	0	-27,20	240	0	15,14	13,25	7,24	2,81

ности шаг по l брался равным 10^{-3} м). В скобках даны значения $1/D \cdot du/dt$, найденные интерполяцией. Амплитуды ударного скачка p рассчитаны по (6). Чтобы отличать величину \dot{v}/v_0 , равную сумме (12) и (14), от этой же величины, рассчитанной только по (12), условимся вторую заключить в скобки: (\dot{v}/v_0) . Три значения (\dot{v}/v_0) при каждом l найдены по трем значениям лагранжевой скорости звука: индекс 1 соответствует минимальной, 2 — максимальной оценке s по (10), 3 — оценке s по (17), (18) при $Q=0$. Максимальная оценка сферической поправки $\Delta \dot{v}/v_0$ определена по (14), (19), (20). Менее точно, но полнее результаты представлены на рис. 1, 2. Номера кривых соответствуют индексам в таблице. Сферическая поправка показана штрихом ($p_n = 50 \cdot 10^8$ Па).

Для $p_n = 100 \cdot 10^8$ Па сферическая поправка не рассчитывалась. Из-за большого разброса экспериментальных точек найдена только оценка величины (\dot{v}/v_0) при $p = 210 \cdot 10^8$ Па ($l = 20 \cdot 10^3$ м): $25 \cdot 10^4 < (\dot{v}/v_0) < 50 \cdot 10^4$ 1/с. По данным соответствующей строки таблицы ($l = 55 \cdot 10^{-3}$ м, $p = 206 \cdot 10^8$ Па) при $p_n = 50 \cdot 10^8$ Па $\dot{v}/v_0 \leq 18,9 \cdot 10^4$ 1/с, т. е. минимум в 1,3 раза меньше, чем при $p_n = 100 \cdot 10^8$ Па.

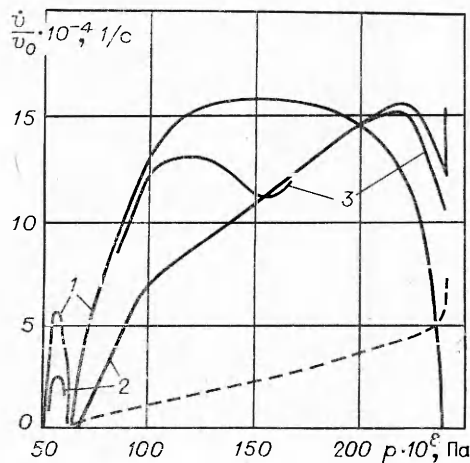


Рис. 1.

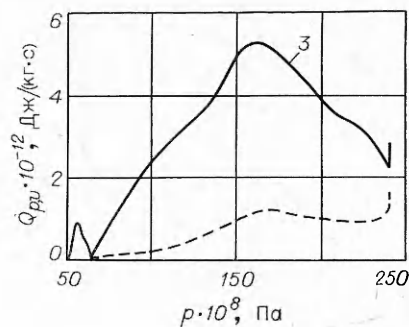


Рис. 2.

Обращает на себя внимание изменение величин $(\dot{v}/v_0)_2$ и $(\dot{v}/v_0)_3$ с ростом лагранжевой координаты даже на начальном и конечном отрезках пути ($0 \leq l \leq 12 \cdot 10^{-3}$ м, $62 \cdot 10^{-3} \leq l \leq 70 \cdot 10^{-3}$ м), где амплитуда ударного фронта постоянна. На этих отрезках величина (\dot{v}/v_0) определяется одним последним слагаемым выражения (12), в котором переменна только производная $\partial u/\partial t$. Ее изменение легко увидеть даже при качественном изучении осциллограмм $u(t)$ (см. осциллограммы в [5, 6]).

Отсюда для начального отрезка следует, что либо ударный фронт здесь представляет собою установившуюся детонационную волну, соответствующую частичному тепловыделению в ТНТ [6], либо скорость разложения ТНТ непосредственно за ударным фронтом меняется, несмотря на постоянство давления. В самом деле, на начальном отрезке $\Delta \dot{v}/v_0 = 0$, $\dot{v}/v_0 = (\dot{v}/v_0)$. Если (см. (12)) $\dot{v}/v_0 = \text{const}$, то должно выполняться условие Жуге $D = c$, что возможно только в случае детонации. Если же $D < c$, то производная $\partial u/\partial t$ качественно повторяет изменение \dot{v}/v_0 . От границы раздела ($l = 0$, $\dot{v}/v_0 > 0$) до $l \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м она возрастает, затем падает. Ее переход через нуль около $l \approx 8 \cdot 10^{-3}$ м, по-видимому, связан с экспериментальной ошибкой, и его нельзя трактовать как начало эндотермического превращения. Однако можно говорить о резком падении скорости тепловыделения в этом месте.

На конечном отрезке ($62 \cdot 10^{-3} \leq l \leq 70 \cdot 10^{-3}$ м) значение \dot{v}/v_0 определяется суммой (12) и (14). Первое слагаемое растет, так как здесь по данным [1] $D < c$. Этот рост нельзя скомпенсировать уменьшением второго слагаемого. Во-первых, в силу постоянства D и u второе слагаемое меняется только за счет R , который скорее всего еще продолжает уменьшаться (см. выше оценки R_1 и R_2). Во-вторых, если даже R растет, то не быстрее скорости детонации. Отсюда имеем максимальную оценку для уменьшения сферической поправки на длине конечного отрезка $a = 8 \cdot 10^{-3}$ м: $100a/(R_2 + a) \leq 12\%$, где $R_2 = 57 \cdot 10^{-3}$ м при $l = 62 \cdot 10^{-3}$ м. Какое изменение $\partial u/\partial t$ соответствует такому уменьшению сферической поправки? На конечном отрезке это можно найти по зависимости среднего значения $\frac{\partial u}{\partial t}$ в химике установившейся детонации от диаметра заряда d , так как ему пропорционален радиус кривизны детонационного фронта [9]. По данным табл. 2 из [1], уменьшение сферической поправки на 50% (d меняется от $28 \cdot 10^{-3}$ до $60 \cdot 10^{-3}$ м) вызывает изменение $\frac{\partial u}{\partial t}$ всего на 15%. Следовательно, наблюдаемое качественно изменение $\partial u/\partial t$ на конечном отрезке свидетельствует о действительном возрастании скорости разложения ТНТ непосредственно за ударным фронтом.

Итак, величина \dot{v}/v_0 не является однозначной функцией давления ударного сжатия. Она может принимать разные значения при одном и том же давлении, но в разных по p_n опытах и в различные моменты времени в одном опыте. Следовательно, для описания кинетики разложения ТНТ в уравнения (6) и (7) необходимо ввести, по крайней мере, один дополнительный независимый параметр. Попытки построения уравнений типа (7) только с тремя переменными [12, 13], по-видимому, бесперспективны с точки зрения установления реальной кинетики разложения ТНТ. Таким образом, представленные на рис. 1, 2 кривые следует рассматривать как относящиеся только к данному случаю инициирования литого ТНТ.

Согласно соответствующему уравнению неравновесной термодинамики (см. (4), (18) из [14]), искомый параметр — это дивергенция массовой скорости — $\text{div } \vec{u}$. При одномерном течении она определяет сдвиговые деформации, которые ускоряют химические превращения в конденсированной среде [15]. С микроскопической точки зрения это объясняется размножением дислокаций и понижением в их окрестности энер-

гии активации реакции [16, 17]. Следовательно, в нашем случае в отличие от условий, близких к термодинамическому равновесию [14], реакция должна ускоряться при любом знаке $\text{div } \vec{u}$ (т. е. даже в первом приближении важна не только первая, но и вторая степень $\text{div } \vec{u}$).

Оценивая сверху ширину ударного фронта как $D\tau$ ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с — минимальное время нарастания сигнала у осциллограмм $u(t)$ в [1]), легко найти, что за ударным скачком величина $|\text{div } \vec{u}|$ минимум на два порядка меньше, чем внутри него. Поэтому последовательное введение $\text{div } \vec{u}$ как параметра, определяющего скорость реакции, требует допущения, что существенная доля ТНТ разлагается внутри ударного скачка (в этой связи его ширина больше, чем при прочих равных условиях в инертной среде). Косвенным подтверждением такого вывода является тот факт [6], что начиная от момента достижения ударным фронтом в ТНТ максимальной скорости до окончательного установления детонации время реакции уменьшается в 2,5 раза, массовая скорость в точке излома осциллограмм $u(t)$ увеличивается на 20—30%, а соответствующее перераспределение энергии в зоне реакции в пределах ошибки опыта никак не отражается на скорости ударного фронта. О возможности протекания в ударном фронте другой реакции, а именно полимеризации, говорится в [18].

Предположение о зависимости скорости реакции от $\text{div } \vec{u}$ и о разложении ТНТ в ударном фронте позволяет понять качественные особенности поведения величины \dot{v} . Увеличение скорости расширения среды в волне разрежения ($1/v \cdot \partial v / \partial t = \text{div } \vec{u}$) при прочих равных условиях должно приводить к уменьшению скорости ударного сжатия, и наоборот. Поэтому в зависимости от крутизны волны разрежения происходит перераспределение долей тепловыделения между ударным скачком и областью остального потока. Это дает возможность объяснить наблюдаемое различие в значениях величины \dot{v} при одном и том же давлении тем, что с уменьшением $\text{div } \vec{u}$ в волне разрежения реакция перемещается внутрь ударного фронта, где она становится ненаблюдаемой. Аналогично объясняется формальная (как теперь ясно) зависимость \dot{v}/v_0 от давления (см. рис. 1, 2).

Выражение (16) линейно относительно D^2/c^2 , поэтому кривые 1, 2 на рис. 1, соответствующие крайним допустимым значениям скорости звука, являются границами области, в которой лежит действительная зависимость (\dot{v}/v_0) от давления. Отсюда, учитывая сферическую поправку, можно качественно воссоздать зависимость \dot{v}/v_0 от p . Она немонотонна, имеет максимум около $p = 55 \cdot 10^8$ Па и минимум (практически нуль) при $p = 63 \cdot 10^8$ Па. По-видимому, это можно связать с тем, что небольшая часть ТНТ разлагается в «горячих» точках, а основная масса — в результате гомогенного ударного разогрева [19]. Таким образом, до $p = 63 \cdot 10^8$ Па (в данном конкретном случае!) первая реакция успевает развиться и переместиться внутрь ударного фронта, в то время как заметное разложение основной массы ТНТ еще не началось.

При дальнейшем увеличении давления развивается вторая реакция. Рост \dot{v}/v_0 в интервале $150 \cdot 10^8 \leq p \leq 240 \cdot 10^8$ Па замедляется, по-видимому, из-за перехода разложения в ударный скачок. В этом месте, возможно, находится другой максимум \dot{v}/v_0 (см. кривую 3 на рис. 1, 2), но он маскируется неопределенностью скорости звука и большим значением верхней оценки сферической поправки. Последующий рост \dot{v}/v_0 при $p = \text{const}$ объясняется увеличением $\text{div } \vec{u}$ в зоне реакции.

До сих пор все рассуждения опирались на предположение об адиабатичности процесса разложения ВВ. Однако есть основание полагать [7, 14, 20], что при больших градиентах давления и температуры имеет

место скоростная диффузия и ассоциированная с нею теплопередача. При этом уравнение (3) по форме не меняется, но процессы переноса могут внести заметный вклад в величину \dot{v} . Выделить их роль можно будет по мере расширения экспериментального материала [5, 6, 15, 16], в том числе для инертных сред.

Подведем итоги проведенного исследования.

1. Введение величины \dot{v} вместо скорости тепловыделения позволяет извлечь из эксперимента информацию по кинетике детонационного превращения ВВ, не опираясь на уравнение состояния.

2. Анализ зависимости \dot{v} от параметров ударного сжатия показывает, что разложение литого ТНТ нельзя описать обычным кинетическим уравнением (7), необходимо введение дополнительного параметра — $\text{div } \vec{u}$.

3. Введение $\text{div } \vec{u}$ приводит к выводу о разложении ТНТ в ударном скачке, что позволяет качественно объяснить экспериментальные данные.

Авторы благодарят за помощь А. Н. Дремину, С. А. Колдунова и К. К. Шведова за представленные оригиналы осциллограмм и полезные советы при обсуждении работы.

Поступила в редакцию
20/III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. Р. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 6, 1339.
3. Г. А. Ададунов, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
4. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 133, 1, 155.
5. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20, 1967.
6. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ПМТФ, 1963, 6, 131.
7. В. С. Трофимов.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, РИО ОИХФ АН СССР, 1978.
8. Л. Д. Лапдау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
9. М. А. Соок. The Science of High Explosives, London, Reinhold publ. corp., 1958.
10. К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. ФГВ, 1977, 13, 4, 606.
11. В. Е. Фортон, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 1, 162.
12. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
13. Г. И. Канель, Т. Н. Фортон и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, РИО ОИХФ АН СССР, 1977.
14. С. Р. Де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика. М., Мир, 1964.
15. А. Н. Дремин, О. Н. Бреусов. Усп. хим., 1968, 37, 5, 898.
16. Д. П. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972.
17. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М., Наука, 1974.
18. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1966, 2, 3, 95.
19. К. К. Шведов, С. А. Колдунов.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972, с. 439.
20. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. Деп. № 715—76, 1976.