

В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова

ПРОСТЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ОТ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ВЕЩЕСТВА В ДВ

В [1, 2] сделан вывод о том, что скорость разложения взрывчатого вещества (ВВ) в зоне реакции детонационной волны (ДВ) существенно зависит от скорости его объемной деформации. Он основан на анализе экспериментальных данных [3, 4]. Согласно этому выводу, уравнения химической кинетики имеют вид

$$\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial t}\right)_l = f_i\left(p, v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_l\right), \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$; n — число независимых переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$, необходимых для выражения химического состава среды; t — время; l — лагранжева координата (в общем случае — радиус-вектор) рассматриваемой частицы среды; p — давление; v — удельный объем.

Принципиальное отличие выражений (1) от обычных уравнений химической кинетики — наличие дополнительного аргумента $(dv/dt)_l$ в их правых частях. Что касается температуры T , которая в таких уравнениях обычно используется в качестве независимой переменной, то в (1) она выражена через другие независимые переменные, согласно уравнению состояния среды переменного химического состава

$$T = T(p, v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n). \quad (2)$$

Из взаимосвязанных величин p, v и T предпочитаем именно первые две в качестве независимых переменных лишь потому, что только их текущие значения можно измерить в современном динамическом эксперименте в случае конденсированных сред [5]. К тому же заметим, что уравнения химической кинетики в форме (1) допускают обобщения тогда, когда температура принципиально не определена.

Вывод о наличии дополнительного аргумента $(dv/dt)_l$ сделан в работах [1, 2] на основании данных только для частного случая — приблизительно плоского одномерного движения среды [3, 4]. При таком движении любая деформация среды действительно сводится к изменению ее удельного объема. В общем же случае не исключено, что в (1) придется добавить еще дополнительные переменные — независимые компоненты девiatorа тензора скоростей деформации. Однако время рассматривать такие усложнения уравнений химической кинетики, по-видимому, еще не пришло. В современных расчетах ударно-волновых процессов в конденсированных ВВ (см., например, [6]) не учитывается даже аргумент $(dv/dt)_l$. Поэтому сейчас важнее найти простые и наглядные доказательства того, что, по крайней мере, этот аргумент существует.

По нашему мнению, доказательство такого рода можно провести, сравнивая экспериментальные кривые нарастания скорости детонации в одном и том же ВВ при его ударном инициировании разными инициаторами в условиях плоской одномерной постановки опытов. Доказательство основано на следующих предположениях:

1. Вся работа, производимая любой частицей среды, определяется выражением $p dv$. В общем случае это означает, что тензор напряжений изотропный и его диагональные компоненты равны давлению.

2. Для рассматриваемой среды переменного состава объективно существует калорическое уравнение состояния

$$E = E(p, v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n), \quad (3)$$

где E — удельная внутренняя энергия. Последняя, в соответствии с классической термодинамикой [7], понимается как удельная мера всего внут-

ренного движения частицы среды, включая и ту его часть, которая обуславливает химические связи между атомами. Таким образом, в общем случае величина E может меняться только за счет обмена теплом и работой между данной частицей среды и ее окружением.

3. Явлениями переноса (вязкостью, теплопередачей, диффузией) можно пренебречь. Другими словами, движение каждой частицы среды адиабатическое и, следовательно, справедливо выражение

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_l = -p \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_l, \quad (4)$$

в правой части которого стоит удельная работа, производимая данной частицей в единицу времени.

4. Правые части уравнений (1) — бесконечное число раз дифференцируемые функции всех своих аргументов.

5. При любых значениях $v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, (\partial v/\partial t)_l$ (без аргумента p) величина, характеризующая скорость химической реакции, растет или, по крайней мере, не убывает с увеличением удельной внутренней энергии.

Уточним понятие характеристики скорости химической реакции. Оно не тривиально, так как выбор переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ неоднозначен [5] — один и тот же химический состав среды можно выразить множеством разных способов. Следовательно, производные $(\partial \alpha_i/\partial t)_l, i = 1, 2, \dots, n$, вообще говоря, нельзя использовать непосредственно для объективной характеристики скорости химической реакции.

В рамках предположений 1—4 выбор переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ можно естественным образом ограничить [5], потребовав, чтобы правые части (1), разложенные в ряд по степеням $(\partial v/\partial t)_l$, не содержали членов первой степени, т. е. имели вид

$$f_i \left(\dots, \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_l \right) = f_{i0}(\dots) + f_{i2}(\dots) \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_l^2 + \dots, \quad (5)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$. Для краткости точками в скобках обозначены аргументы $p, v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$, от которых зависят функции f_i, f_{i0}, f_{i2} , а в конце суммы — члены данного ряда третьей и высших степеней.

Это условие необходимо и достаточно, чтобы соотношение между давлением и удельной внутренней энергией имело обычный вид

$$p = - \left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{s, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} \quad (6)$$

(s — удельная энтропия), а величину, определяемую выражением

$$c^2 = -v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{s, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n}, \quad (7)$$

можно было отождествить с замороженной скоростью звука. Другими словами, p и c , определенные по (6), (7), имеют указанный физический смысл при выполнении и только при выполнении условия (5). Поэтому в дальнейших рассуждениях подразумевается выбор переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$, удовлетворяющий данному условию. Однако и он далеко не однозначен. Следовательно, для объективной характеристики скорости реакции надо найти соответствующую величину, которая зависела бы от всех производных $(\partial \alpha_i/\partial t)_l$ ($i = 1, 2, \dots, n$), но не менялась бы в зависимости от выбора переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$.

Такому условию удовлетворяет абсолютная величина $|v^*|$ обобщенной кинетической характеристики химической реакции:

$$v^* = - \frac{v^2}{c^2} \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_{v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial E}{\partial \alpha_i}\right)_{p, v} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial t}\right)_l, \quad (8)$$

предложенной в [1, 2]. Независимость этой характеристики от выбора переменных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ вытекает из уравнения

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_l = - \frac{v^2}{c^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_l + v^*, \quad (9)$$

которое определяет связь между изменениями удельного объема и давления в случае адиабатического движения реагирующей среды. Выражение (9) выводится на основании предположений 1—3 из выражений (3), (4), (6)—(8) и термодинамического тождества

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{s, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_r} = - \frac{\left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{p, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} + p}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_{v, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n}} \quad (10)$$

Абсолютная величина $|v^*|$ и будет подразумеваться в дальнейшем под характеристикой скорости химической реакции, о которой говорится в предположении 5.

Величина v^* обладает важным свойством, которое полезно учитывать при анализе соответствующих экспериментальных данных [5]. А именно, на основании (1), (5) получаем

$$v^* = F_0(\dots) + F_2(\dots) \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_i^2 + \dots, \quad (11)$$

где точками в скобках обозначены аргументы $p, v, \alpha_1, \dots, \alpha_n$, от которых зависят функции F_0, F_2 , а в конце суммы — члены третьей и высших степеней в разложении v^* по степеням $(\partial v/\partial t)_i$. Таким образом, если величина v^* зависит от $(\partial v/\partial t)_i$, то эта зависимость в первом приближении квадратичная (тождественное равенство $F_2 = 0$ маловероятно при отличных от нуля членах третьей и высших степеней в ряде (11)). Естественно предположить, что деформация реагирующей среды увеличивает или, во всяком случае, не уменьшает скорость химической реакции. Отсюда имеем

$$F_2/F_0 \geq 0. \quad (12)$$

Это неравенство, как будет показано ниже, подтверждается на опыте.

Заметим, что предположения 1—5 без учета аргумента $(\partial v/\partial t)_i$ в том или ином виде явно или неявно используются при анализе ударно-волновых процессов в конденсированных ВВ почти во всех соответствующих работах. Таким образом, в предыдущих рассуждениях к общепринятым предположениям добавлено единственное допущение, что скорость химической реакции может зависеть еще от дополнительного аргумента $(\partial v/\partial t)_i$. Справедливость такого допущения и предлагается показать путем сравнения разных экспериментальных кривых нарастания скорости детонации в одном и том же ВВ. Очевидно, для этого достаточно убедиться в том, что, по крайней мере, в отдельных пространственно-временных точках рассматриваемого процесса в разложении (11) $F_2 \neq 0$ или осуществляется строгое неравенство (12).

В качестве примера рассмотрим соответствующие экспериментальные данные для литого ТНТ с начальной плотностью $\rho_0 = 1,62 \cdot 10^3$ кг/м³ из [3, 4]. На рис. 1 представлены кривые нарастания скорости детонационного фронта D в зависимости от пути l , пройденного фронтом вдоль оси заряда. Под детонационным фронтом понимается ударный скачок, в котором возможно (но не обязательно) разложение ВВ в соответствии с выводами [1, 2]. Кривая из работы [3] отражает развитие детонации в литом ТНТ, когда на его границе создается плоский детонационный фронт с начальной скоростью $D_n = 5 \cdot 10^3$ м/с, сзади которого параметры течения постоянны 10^{-6} с. Эта кривая перенесена из [3] целиком. В данном случае l отсчитывается от границы ТНТ с инициатором. Кривая из [4] отражает развитие детонации в литом ТНТ, когда на его границе создается детонационный фронт с $D_n = 3,9 \cdot 10^3$ м/с.

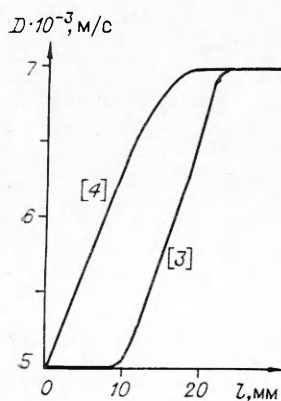


Рис. 1.

Она перенесена из [4], начиная с точки, в которой $D = 5 \cdot 10^3$ м/с. От соответствующей точки на оси заряда (она находится на расстоянии 42 мм от инициатора) и отсчитывается l в данном случае.

Таким образом, предлагается рассматривать ту часть заряда ТНТ в [4], в которой $D < 5 \cdot 10^3$ м/с, как дополнительный элемент инициатора. Он и создает на границе другой части заряда ТНТ детонационный фронт с $D_n = 5 \cdot 10^3$ м/с, как в [3]. Но в отличие от [3] сзади этого фронта параметры течения заведомо сразу непостоянны (см. ниже), что и обуславливает различие кривых $D(l)$ на рис. 1. Правомерность такой точки зрения на экспериментальные данные [4] вытекает из предположения 3 — при адиабатическом движении не важно, как получаются заданные исходные характеристики течения в рассматриваемом ВВ.

Покажем, что естественное объяснение различий между кривыми $D(l)$ на рис. 1 в рамках предположений 1—5 возможно только при зависимости v^* от $(\partial v/\partial t)_i$. Для этого по данным [3, 4] рассчитаем $(\partial v/\partial t)_i$, $(\partial p/\partial t)_i$ и оценим величину v^* в точке $l=0$ непосредственно за детонационным фронтом.

За исходные примем уравнения сохранения массы и импульса для плоского одномерного течения среды в лагранжевых координатах

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_i - v_0 \left(\frac{\partial u}{\partial l}\right)_i = 0, \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_i + v_0 \left(\frac{\partial p}{\partial l}\right)_i = 0, \quad (14)$$

где $v_0 = 1/\rho_0$ — начальный удельный объем среды; u — ее массовая скорость. Воспользуемся известным соотношением между полной и частной производными одной и той же функции в точке движущейся относительно среды по заданному закону $l(t)$:

$$\frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_i + \frac{dt}{dl} \left(\frac{\partial}{\partial l}\right)_i. \quad (15)$$

Для точки, которая движется непосредственно за детонационным фронтом, из (13) — (15) с учетом равенств $p = \rho_0 D u$, $dt/dl = 1/D$ получаем

$$\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_i = \frac{du}{dl} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial u}{\partial l}\right)_i, \quad (16)$$

$$\frac{v_0}{D^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_i = \frac{u}{D} \frac{dD}{dl} + \frac{du}{dl} + \frac{1}{D} \left(\frac{\partial u}{\partial l}\right)_i. \quad (17)$$

В [3, 4] содержатся все необходимые экспериментальные данные для расчета правых частей выражений (16), (17) для обоих случаев иницирования ТНТ: зависимости $D(l)$ (см. рис. 1), серии осциллограмм массовой скорости, снятых при разных значениях l , и зависимости $u(l)$, построенные по этим осциллограммам. Используя известные приемы графического дифференцирования и интерполяцию, по тем же данным можно определить dD/dl , du/dl и $(du/dt)_i$ для всех значений l [2], а с помощью выражений (16), (17) рассчитать производные $(\partial v/\partial t)_i$, $(\partial p/\partial t)_i$ непосредственно за детонационным фронтом.

В точке $l=0$ для условий работы [4] $(u/d)(\partial D/\partial l) = 2,4 \cdot 10^4$ 1/с, $\partial u/\partial l = 4,4 \cdot 10^4$ 1/с, $(1/D)(\partial u/\partial t)_i = 0,6 \cdot 10^4$ 1/с, $(1/v_0)(\partial v/\partial t)_i = 3,8 \times 10^4$ 1/с, $(v_0/D^2)(\partial p/\partial t)_i = 7,4 \cdot 10^4$ 1/с, а для условий работы [3] все эти величины равны нулю.

Теперь обратимся к уравнению (9). Даже не зная замороженной скорости звука s , легко видеть, что непосредственно за детонационным фронтом при $l=0$ для [3] $v^* = 0$, а в случае [4] $v^* > 0$. Этот вывод принципиально важен для доказательства зависимости v^* от $(\partial v/\partial t)_i$. Однако на него можно опереться только при условии, что значение v^* при $l=0$ для [4] сопоставимо по порядку величины с максимальными значениями v^* в том же и в других подобных детонационных процессах в данном ВВ.

С целью проверки этого условия сравним величины v^* при $l=0$ для [4] и при $l \geq 28$ мм (здесь детонация практически установившаяся) в работах [3, 4]. Согласно рис. 1, для $l \geq 28$ мм имеем $dD/dl = du/dl = 0$. По данным [3, 4], непосредственно за фронтом установившейся детонации находим $(1/D) (\partial u/\partial t)_i = -27 \cdot 10^4$ 1/с. Отсюда с помощью (16), (17) получаем

$$\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_i = - \frac{v_0}{D^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_i = 27 \cdot 10^4 \text{ 1/с.} \quad (18)$$

Сравнение этих значений с полученными выше для [4] при $l=0$ с учетом структуры уравнения (9) уже дает основание полагать, что соответствующие численные значения v^* действительно сопоставимы по порядку величины. Однако сделаем более точную оценку.

При расчете v^* по (9) необходимо знать замороженную скорость звука. В работах [3, 4] она не определялась. Поэтому ограничимся верхней и нижней оценками. Непосредственно за детонационным фронтом их можно рассчитать по формуле [8]

$$c^2 = (D - u)^2 \left(1 + \frac{u}{D} \frac{dD}{du} \right) \left(1 - z \frac{u}{D} \frac{dD}{du} \right), \quad (19)$$

где для конденсированных ВВ следует положить $z=1$ и $z=-1$ соответственно для верхней и нижней оценки замороженной скорости звука. Производная dD/du берется вдоль кривой ударной сжимаемости ВВ. Заметим, что в случае конденсированных ВВ эта кривая, по-видимому, зависит от протекающего в нем детонационного процесса [1, 2]. Данное обстоятельство связано с тем, что, начиная с некоторой амплитуды ударного скачка, конденсированное ВВ может претерпевать глубокое разложение уже в момент ударного сжатия [1, 2, 8]. Поэтому рассматривая нестационарный детонационный процесс в конденсированном ВВ, производную dD/du в (19) следует определять по кривой ударной сжимаемости ВВ, полученной именно в этом процессе. Такая кривая находится путем исключения l из соответствующих зависимостей $D(l)$ и $u(l)$ [1, 2].

Продлав все указанные расчеты по данным работы [4], имеем: $1 \geq v^2 D^2 / (v_0^2 c^2) \geq 0,22$ ($l=0$) и $1 \geq v^2 D^2 / (v_0^2 c^2) \geq 0,44$ ($l \geq 28$ мм). Далее, используя полученные выше значения $(1/v_0) (\partial v/\partial t)_i$, $(v_0/D^2) \times (\partial p/\partial t)_i$ для $l=0$ и $l \geq 28$ мм, с помощью (9) находим: $11,2 \cdot 10^4 \geq v^*/v_0 \geq 5,4 \cdot 10^4$ 1/с ($l=0$) и $0 \leq v^*/v_0 \leq 15,1 \cdot 10^4$ 1/с ($l \geq 28$ мм).

Таким образом, значения v^* при $l=0$ в [4] и $l \geq 28$ мм в [3, 4] непосредственно за детонационным фронтом действительно одного порядка. Отсюда, в свою очередь, следует, что установленное выше различие между значениями v^* при $l=0$ ($v^*=0$ для [3] и $v^*>0$ для [4]) существенно, и на него можно опираться в дальнейших рассуждениях.

Итак, непосредственно сзади детонационного фронта, движущегося в литом ТНТ с одной и той же скоростью $D = 5 \cdot 10^3$ м/с, обобщенная кинетическая характеристика химической реакции v^* может принимать разные значения. При этом наблюдается корреляция: $(\partial v/\partial t)_i = 0$ и $v^* = 0$, $(\partial v/\partial t)_i > 0$ и $v^* > 0$. По нашему мнению, этот факт является неоспоримым доказательством зависимости v^* от $(\partial v/\partial t)_i$. Более того, на основании указанной корреляции можно утверждать, что при $D \leq 5 \cdot 10^3$ м/с главную роль в развитии химической реакции за детонационным фронтом в литом ТНТ играет именно член второй степени в разложении (11), причем $F_2 > 0$. Что касается члена нулевой степени, то в данном случае его роль ничтожна, т. е. $F_0 \approx 0$. При этом одновременно подтверждается неравенство (12), так как деформация реагирующей среды во всяком случае не должна приводить к изменению знака v^* .

Этот вывод требует серьезных изменений в обычных представлениях о кинетике химических реакций в условиях детонации конденсированных ВВ. Достаточно ли для этого точность экспериментальных данных? Соответствующий анализ показал, что характер указанной корреляции между v^* и $(\partial v/\partial t)_i$ сохраняется даже тогда, когда в расчетах используются

зависимости $D(l)$, $u(l)$, построенные на основании качественного описания, и значения $(\partial u/\partial t)_l$, определенные по осциллограммам массовой скорости с точностью $\pm 50\%$. Таким образом, для вывода о зависимости v^* от $(\partial v/\partial t)_l$ точность данных [3, 4] достаточна.

Предыдущие выводы остаются в силе также, если учесть возможное искривление детонационного фронта в [4] (в [3] оно ничтожно). Оно учитывается прибавлением к полученным выше значениям $(\partial v/\partial t)_l$ и v^* поправки

$$\Delta = 2uv_0(D - u)/(RD), \quad (20)$$

где R — радиус кривизны детонационного фронта на оси заряда. Данные [4] допускают лишь верхнюю оценку Δ [2]. При $l = 0$ (см. рис. 1) $\Delta \leq 10^4$ 1/с. Очевидно, увеличение v^* и $(\partial v/\partial t)_l$ для [4] на эту величину никак не отразится на наблюдаемой корреляции между v^* и $(\partial v/\partial t)_l$.

Таким образом, вывод о характере зависимости v^* от $(\partial v/\partial t)_l$ (т. е. в (11) $F_2 > 0$, $F_0 \approx 0$, $F_2/F_0 > 0$ (12)) фактически вытекает из качественного анализа экспериментальных данных. Чтобы в этом еще раз убедиться, рассмотрим выражение

$$\frac{u}{D} \frac{dD}{dt} + 2 \frac{du}{dt} = \frac{v_0^2 c^2}{v^2 D^2} \left[v^* - \left(1 - \frac{v^2 D^2}{v_0^2 c^2} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_l \right]. \quad (21)$$

Оно выводится из (9), (16), (17) путем исключения $(\partial p/\partial t)_l$ и $(\partial u/\partial t)_l$. Левая часть (21), в дальнейшем L , характеризует ускорение детонационного фронта, правая определяет факторы этого ускорения: v^* и $(\partial v/\partial t)_l$. Именно через них реагирующая среда воздействует на фронт сзади. Из общетеоретических соображений вытекает, что детонационный фронт во время ускорения должен двигаться относительно реагирующей среды с дозвуковой скоростью. Следовательно, в правой части (21) имеем

$$\left[1 - v^2 D^2 / (v_0^2 c^2) \right] \geq 0. \quad (22)$$

К этому же результату, естественно, приводит и описанная выше оценка замороженной скорости звука при всех l для [3] и [4]. Таким образом, согласно (21), (22), факторы v^* и $(\partial v/\partial t)_l$ действуют на фронт противоположным образом: величина L увеличивается с ростом v^* и уменьшается с ростом $(\partial v/\partial t)_l$.

С учетом этого обстоятельства и проанализируем представленные на рис. 1 кривые $D(l)$ в окрестности точки $l = 0$. Будем исходить из того, что во время разгона детонационного фронта непосредственно за ним выполняется условие

$$(\partial v/\partial t)_l \geq 0. \quad (23)$$

В данном случае оно подтверждается приведенными выше расчетами. Однако, по-видимому, должно существовать и общее обоснование неравенства (23) для конденсированных ВВ. По крайней мере, при обработке методами [1, 2] соответствующих экспериментальных данных для других ВВ мы ни разу не отметили нарушение этого неравенства при $dD/dl > 0$.

Постоянная скорость детонационного фронта ($L = 0$), наблюдаемая в начале кривой [3], возможна, согласно (21), (22), либо при близких к нулю значениях обоих факторов v^* и $(\partial v/\partial t)_l$, либо, если эти факторы велики по абсолютным значениям, при их взаимной компенсации. Вторая возможность в рассматриваемом случае маловероятна. Чтобы она осуществилась, необходимо согласовать движение границы раздела ВВ — инициатор с распределением значений v^* по всей реагирующей среде сзади детонационного фронта, причем в течение достаточно длительного времени. Поэтому при $l = 0$ для [3] имеем $v^* \approx 0$, $(\partial v/\partial t)_l \approx 0$ (отметим, что эти приближенные равенства получены без обращения к осциллограммам массовой скорости). Далее замечаем, что переход от кривой [3] к кривой [4], т. е. от $L = 0$ к $L > 0$, возможен только при условии, что одновременно с ростом $(\partial v/\partial t)_l$ (согласно (23)) должно возрасти и

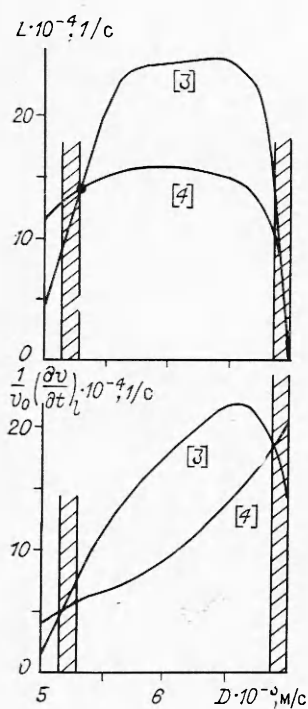


Рис. 2.

заданном значении D . Если этот факт подтвержден в эксперименте, то в разложении (11) для v^* имеет место $F_2 > 0$. Как было показано, только при этом L может увеличиваться вместе с $(\partial v/\partial t)_i$.

Для примера снова возьмем данные [3, 4]. На рис. 2 показаны зависимости величин $(\partial v/\partial t)_i$ и L от скорости детонационного фронта D , соответствующие кривым $D(l)$ [3] и [4] на рис. 1. Увеличение L с ростом $(\partial v/\partial t)_i$ в основном подтверждается. Отступление от этого факта в окрестностях точек пересечения кривых (заштрихованные зоны на рис. 2) можно объяснить недостаточной точностью исходных данных [3, 4], а возможно, и тем, что не учитывалась поправка (20) на кривизну детонационного фронта для [4]. Ее учет невозможен, так как радиус кривизны фронта R в работе [4] не измерялся.

Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что скорость разложения литого ТНТ (а он принципиально не отличается от других ВВ) существенно зависит от деформации вещества в ударно-волновом процессе). В частности, при ударном инициировании детонации волной до 10 ГПа указанная зависимость играет главную роль в этом процессе. Данное обстоятельство необходимо учитывать в соответствующих расчетах ударно-волновых процессов в конденсированных ВВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимов В. С., Трофимова Г. П. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
2. Трофимов В. С., Трофимова Г. П. Деп. в ВИНТИ, № 598—80.
3. Дремин А. Н., Колдунов С. А., Шведов К. К. ПМТФ, 1963, 6, 131.
4. Дремин А. Н., Колдунов С. А. // Взрывное дело.— М.: Недра, 1967.— № 63/20.
5. Трофимов В. С. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
6. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1964.
8. Трофимов В. С. ФГВ, 1983, 19, 4, 150.