

ТЕРМИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ТАТБ

К.Ф. ГРЕБЕНКИН, А.Л. ЖЕРЕБЦОВ, В.В. ПОПОВА, М.В. ТАРАНИК

Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский НИИ технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

Введение

В последнее время появились кинетические модели детонационных процессов в гетерогенных ВВ [1, 2], в которых предполагается, что скорость реакции определяется в основном температурой ВВ в двухкомпонентной неизотермической смеси ВВ и ПВ в зоне химической реакции. В связи с этим актуальной задачей является построение уравнения состояния, которое бы позволяло надежно прогнозировать температуру кристаллических ВВ в условиях ударно-волнового нагружения.

В работе предложено термическое уравнение состояния взрывчатых составов (ВС) на основе ТАТБ, при построении которого наряду с экспериментальными данными (ударные адиабаты образцов РВХ 9502 (95%ТАТБ, 5%Кел–F) с различной начальной температурой [3, 4]) использовались результаты квантово-механических и молекулярно-динамических расчетов термодинамических параметров — теплоемкости при постоянном объеме и изохорического коэффициента давления. Были выявлены их особенности, а именно — сильная зависимость теплоемкости от температуры, а изохорического коэффициента давления от удельного объема, свойственные, по-видимому, и другим кристаллическим взрывчатым веществам.

В уравнении состояния используются термодинамически согласованные параметры состояния кристаллического ТАТБ на изобаре 1 атмосфера, полученные на основе анализа расчетных и экспериментальных данных. Проведена оценка влияния пластификатора (фторопласта Кел–F) на ударную сжимаемость ВС на основе ТАТБ (РВХ 9502, LX–17).

Предложенное уравнение состояния позволило описать результаты экспериментов по ударному сжатию ВС РВХ 9502, в которых начальная температура образцов варьировалась в широких пределах — от -55 до 252 °С, а начальная плотность — от $1,7$ г/см³ до $1,93$ г/см³ [3, 4]. Рассчитаны температуры ударного нагревания этого ВС с различной начальной температурой. Обнаружен сильный нелинейный эффект — ВС с повышенной начальной температурой имеют более крутую зависимость $T(P)$. Исследовано поведение термодинамических коэффициентов на ударных адиабатах составов различной начальной температуры и пористости, и обнаружен сильный рост коэффициента Грюнайзена с давлением.

1. Вид уравнения состояния

Предлагаемое уравнение состояния записывается в виде [5]:

$$p = p_X(V) + p_T(V, T) = p_X(V) + \left(\frac{dp}{dT} \right)_V \cdot T,$$

где первый член описывает потенциальную компоненту давления (нулевую изотерму), а второй — тепловую, возникающую за счет теплового движения частиц (V — удельный объем, T — температура, $(\partial p / \partial T)_V$ — изохорический коэффициент давления). Внутренняя энергия вещества также представляется как сумма двух слагаемых:

$$\varepsilon_{\delta}(V) = - \int_{V_0}^V P_{\delta}(V') dV'; \quad \varepsilon_T(T) = \int_{T_0}^T C_V(T') dT',$$

где V_0 — кристаллический удельный объем (удельный объем сплошного вещества) при температуре T_0 . Здесь предполагается, что теплоемкость C_V является функцией только температуры, а изохорический коэффициент давления — только удельного объема. Такое поведение указанных термодинамических коэффициентов удовлетворяет термодинамическому равенству $\partial / \partial V [(C_V / T)_T] = \partial / \partial T [(\partial p / \partial T)_V]$.

В данной работе предлагается новый подход к построению термического уравнения состояния ВВ, при котором тепловая компонента УРСа получается расчетным путем, а параметры кривой холодного сжатия, по аналогии с эмпирическими УРСами, подбираются так, чтобы воспроизвести экспериментальную ударную адиабату.

Корректность такого подхода подтверждается тем, что в рамках единой модели удалось описать результаты экспериментов по ударному сжатию предварительно нагретых ВС. Можно ожидать, что использование предложенного УРСа позволит повысить точность моделирования температуры непрореагировавшего ВС по сравнению с эмпирическими уравнениями состояния, что актуально для разработки нового поколения моделей кинетики разложения взрывчатых веществ.

2. Расчетная зависимость теплоемкости молекулярного кристалла ТАТБ от температуры

Теплоемкость молекулярного кристалла можно представить в виде $C_V = C_{V1} + C^{\text{кол}}(T)$, где C_{V1} — межмолекулярная часть теплоемкости, связанная с движением молекул как целого, $C^{\text{кол}}(T)$ — внутримолекулярная часть, связанная с внутримолекулярными колебаниями.

Предельные значения составляющих теплоемкости, соответствующие полному возбуждению всех степеней свободы, равны $C_{V1}^m = 6R$, $C_m^{\text{кол}}(T) = (3 \cdot N - 6) \cdot R$, где N — число атомов в молекуле. Предельное значение межмолекулярной теплоемкости соответствует шести колебательно-вращательным степеням свободы молекулы около положений равновесия в кристалле, определяемым тремя координатами и тремя углами Эйлера. Молекулярные кристаллы обычно имеют низкие температуры Дебая (~100÷300 К) [6], поэтому при комнатных температурах и выше межмолекулярная теплоемкость приближается к идеальному значению $6R$.

Как показывают расчеты, при нормальных условиях вклад внутримолекулярных колебательных мод составляет 80 % от полной теплоемкости молекулярного кристалла ТАТБ, и при повышении температуры вклад внутримолекулярной теплоемкости возрастает до 90 %.

Таким образом, вклад колебательных степеней свободы является определяющим, поэтому при вычислении полной теплоемкости $C_V(T)$ основное внимание уделялось определению внутримолекулярной части теплоемкости. Последнюю можно представить в виде

$$C^{\text{кол}}(T) = R \sum_k \left(\frac{h\nu_k}{kT} \right)^2 \cdot \exp\left(\frac{h\nu_k}{kT} \right) / \left[\exp\left(\frac{h\nu_k}{kT} \right) - 1 \right]^2,$$

где ν_k — частоты внутримолекулярных колебаний, h — постоянная Планка, R — универсальная газовая постоянная, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Давления 10—20 ГПа, характерные для ударноволнового инициирования ТАТБ, практически не влияют на колебательный спектр [7], поэтому для расчета внутримолекулярной теплоемкости можно воспользоваться частотами, рассчитанными для изолированной молекулы. Для решения этой задачи была использована программа GAMESS [8], предназначенная для проведения первопринципных квантово-механических расчетов молекул. На первом этапе была проведена оптимизация геометрии молекулы [9] в приближении Хартри-Фока с базисом TZV [8], а затем были рассчитаны частоты нормальных колебаний молекулы.

Для практических целей удобно воспользоваться аналитической формулой для температурной зависимости полной теплоемкости [10]:

$$C_V(T) = C_V^m \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{C_V^0}{C_V^m} \right) \cdot \exp\left(\frac{T - T_0}{T_c} \right) \right].$$

Эта формула содержит только один подгоночный параметр — T_c , значение которого $T_c = 550\text{K}$ было подобрано так, чтобы воспроизвести расчетную зависимость колебательной теплоемкости от температуры. Опорной точкой в этой формуле служит экспериментальное значение полной теплоемкости при н. у. ($T_0 = 293\text{K}$, $C_V^0 = 1,0\text{ Дж/г/К}$ [10], а максимальное значение полной теплоемкости (классический предел) равно $C_V^m = 72R \approx 2,32\text{ Дж/г/К}$. Формула применима при $T > 200\text{K}$.

3. Изохорический коэффициент давления

Расчеты изохорического коэффициента давления $(\partial P / \partial T)_V$ молекулярного кристалла ТАТБ проводились по методу классической молекулярной динамики с атом-атомными потенциалами.

Параметры внутримолекулярных взаимодействий (силовые константы валентных связей, плоских и торсионных углов и т.д.) были взяты из работы [11]. Межмолекулярное атом–атомное взаимодействие представлялось в виде суммы электростатических и (6–exp)–взаимодействий. Параметры (6–exp)–потенциалов были взяты из работы [11]. Эффективные заряды на атомах молекулы ТАТБ, воспроизводящие электростатический потенциал в окрестности молекулы, были рассчитаны по программе PDC (Potential Determining Charge) комплекса GAMESS в приближении Хартри–Фока.

Молекулярно–динамические расчеты проводились по программе TINKER [12]. Моделировалась система, состоящая из $3 \times 3 \times 3$ элементарных ячеек кристалла ТАТБ (54 молекулы, 1296 атомов) с периодическими граничными условиями. Расчеты проводились с использованием NVT–ансамбля, в котором число молекул, форма и объем ячейки, а также температура поддерживаются постоянными, а давление и энергия, являясь функциями этих параметров, выходят на некоторые стационарные значения в процессе релаксации системы. Геометрия ячейки задавалась в соответствии с экспериментальными данными, полученными рентгеноструктурным методом в условиях изотермического сжатия кристаллического ТАТБ [13].

Для каждого набора параметров ячейки были получены зависимости $P(T)$ путем вариации температуры NVT–ансамбля. Расчетный шаг имел величину 1 фс. На выбранном временном отрезке величина давления усреднялась за все предыдущие шаги. Величина давления выходила на равновесное значение приблизительно за 15–25 пс.

Как оказалось, расчетная величина давления NVT–ансамбля зависит в том числе и от внутренних степеней свободы молекул, а именно – от барьеров вращения нитро– и аминогрупп. Чем меньше барьер вращения, тем больший эффективный объем занимает каждая молекула, и тем больше давление, особенно при повышенных температурах. Для нитрогрупп бралось значение барьера 68 кДж/моль, полученное в первопринципном расчете [14].

На рис. 1 изображена расчетная кривая изотермического сжатия при температуре 293 К и приведены соответствующие экспериментальные данные, наблюдается их удовлетворительное согласие.

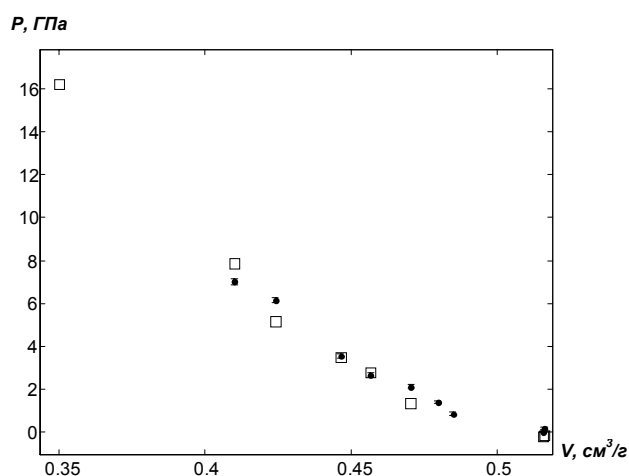


Рис. 1. Изотермическое сжатие кристаллического ТАТБ:

• — эксперимент [13], $T = 293$ К; □ — молекулярно–динамический расчет (NVT–ансамбль, $T = 293$ К).

Величина $(\partial P / \partial T)_V$ определялась как $\Delta P / \Delta T$ для двух NVT–ансамблей, имеющих одинаковую ячейку (по форме и объему), но разные температуры. Использовалось упрощающее предположение, что для заданного удельного объема форма ячейки, соответствующая комнатной температуре, остается оптимальной и при повышенных температурах.

Вообще говоря, $(\partial P / \partial T)_V$ является функцией двух переменных, например, удельного объема и температуры. В молекулярно–динамических расчетах удалось выявить сильную зависимость $(\partial P / \partial T)_V$ от удельного объема, температурная же зависимость оказалась значительно слабее и имела нерегулярный характер, обусловленный погрешностью вычисления давления.

Поэтому при фиксированной ячейке и нескольких температурах (в диапазоне 300–800 К) величина $(\partial P / \partial T)_V = \Delta P / \Delta T$ была рассчитана для каждых двух пар значений (P, T) . В итоге для каждого удельного объема мы имеем набор величин $(\partial P / \partial T)_V$. Зависимость изохорического коэффициента давления от объема,

вычисленного в указанной манере, приведена на рис. 2. Несмотря на разброс значений при фиксированном V , выявляется сильная зависимость $(\partial P/\partial T)_V$ от удельного объема. Если при нормальных условиях (ячейка № 1) величина $(\partial P/\partial T)_V$ приблизительно равна $1 \cdot 10^{-3}$ ГПа/К, то при сжатии до давлений $\sim 15 \div 20$ ГПа она возрастает до $\sim (4—8) \cdot 10^{-3}$ ГПа/К.

По результатам молекулярно–динамических расчетов и с учетом значения при атмосферном давлении $g_0 = (\partial P/\partial T)_V^0$ для коэффициента $(\partial P/\partial T)_V$ была принята следующая аналитическая зависимость от сжатия $\delta = V_0(T_0)/V$ при $\delta \geq 1$:

$$(\partial P/\partial T)_V = g_0 + g_1(\delta - 1) \text{ ГПа / К, } g_1 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ ГПа / К.}$$

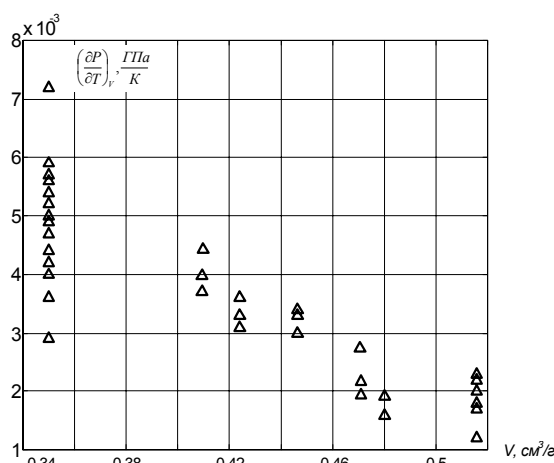


Рис. 2. Изохорический коэффициент давления $(\partial P/\partial T)_V$ кристаллического ТАТБ как функция удельного объема

Значительный рост $(\partial P/\partial T)_V$ при сжатии является, по–видимому, общим свойством молекулярных сред. Анализ экспериментальных данных по ударному сжатию жидкого нитрометана при различных начальных температурах также выявил сильный рост $(\partial P/\partial T)_V$ на ударных адиабатах [15], причем и в этом случае зависимость от удельного объема оказалась значительно сильнее, чем от температуры.

4. Термодинамические характеристики кристаллического ТАТБ при атмосферном давлении

Анализ экспериментальных [13, 16, 17] и расчетных данных позволил получить термодинамически согласованные параметры на изобаре 1 атмосфера в диапазоне температур $200 \div 600$ К. Из–за недостатка места приведем лишь результаты. Коэффициент объемного температурного расширения ТАТБ был принят в виде (размерность α — К^{-1}):

$$\alpha(T) = 7,0554 \cdot 10^{-7} \cdot T, \quad \text{при } T \leq 160 \text{ К;}$$

$$\alpha(T) = 1,1333 \cdot 10^{-4} - 5,7359 \cdot 10^{-7} \cdot T + 3,5676 \cdot 10^{-9} \cdot T^2, \quad \text{при } T > 160 \text{ К.}$$

Изменение удельного объема кристаллического ТАТБ при изменении температуры от T_0 до T можно определить, используя приведенную выше зависимость $\alpha(T)$:

$$V(T) = V_0 \exp \left[\int_{T_0}^T \alpha(T') dT' \right],$$

где V_0 — удельный объем при температуре T_0 . Опорной точкой может служить значение плотности кристаллического ТАТБ при нормальных условиях $\rho(T = 293 \text{ К}) = 1,937 \text{ г/см}^3$ [13].

Отношение двух типов теплоемкостей представляется выражением

$$C_P(T) / C_V(T) = 9,9978 \cdot 10^{-1} - 5,3162 \cdot 10^{-6} \cdot T + 4,6700 \cdot 10^{-7} \cdot T^2.$$

Зависимости $C_V(T)$, $C_P/C_V = f(T)$, $\alpha(T)$, $V(T)$ однозначно определяют температурную зависимость объемной скорости звука, коэффициента Грюнайзена, изохорического коэффициента давления в соответствии с термодинамическими соотношениями:

$$c_0 = \sqrt{\left(C_P/\alpha^2 T\right) \cdot (C_P/C_V - 1)}; \quad \Gamma = \alpha c_0^2 / C_P; \quad (\partial P / \partial T)_V = \Gamma C_V / V.$$

5. Уравнение состояния ВС PBX9502

PBX 9502 содержит по массе 95% ТАТБ и 5% пластификатора Kel-F (трифторхлорэтилена) [3]. Будем пренебрегать влиянием пластификатора на зависимости коэффициента температурного расширения и теплоемкость от температуры. Плотность пластификатора Kel-F при нормальных условиях равна $2,122 \text{ г/см}^3$, а ТАТБ — $1,937 \text{ г/см}^3$, поэтому теоретическая плотность сплошного PBX 9502 при н.у. равна $1,946 \text{ г/см}^3$. Этой величине соответствует значение $\rho(T=0 \text{ К})=2,009 \text{ г/см}^3$. При построении УРСа в виде, описанном в п.1, в качестве «опорной» ударной адиабаты использовалась адиабата с начальным состоянием, соответствующим нормальным условиям $T_0 = 25^\circ\text{C}$ ($\rho_0 = 1,89 \text{ г/см}^3$). Для этого начального состояния экспериментальные точки имеются вплоть до давлений $\sim 25 \text{ ГПа}$ [4]. Нулевая изотерма $P_x(V)$ была подобрана так, чтобы воспроизводить эту экспериментальную ударную адиабату, и представлена в аналитическом виде.

Зависимости $C_V(T)$ и $(\partial P / \partial T)_V = f(\delta) = f[V_0(T_0)/V]$ для PBX9502 брались такими же, как для чистого ТАТБ. Уравнение состояния имеет физический смысл при $\delta = V_0(T_0)/V \geq 1$, фактически область его применимости начинается с давлений выше 1 ГПа. При меньших давлениях необходимо учитывать прочностные и тензорные свойства среды, что выходит за рамки данной работы.

Верификация предложенного уравнения состояния PBX 9502 производилась путем сравнения с экспериментальными ударными адиабатами при начальных температурах: -55 ; 75 ; 252°C [3] (рис. 3)

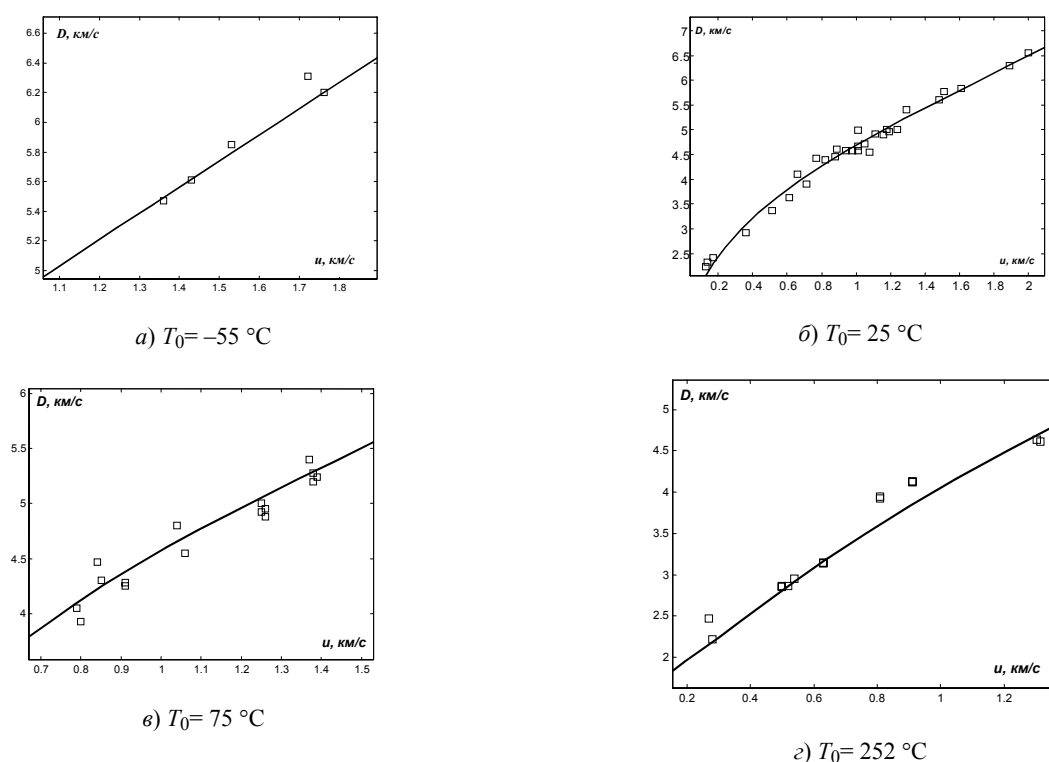


Рис. 3. Расчетные ударные адиабаты PBX 9502 при начальной температуре -55°C ($\rho_0 = 1,93 \text{ г/см}^3$), 25°C ($\rho_0 = 1,89 \text{ г/см}^3$), 75°C ($\rho_0 = 1,857 \text{ г/см}^3$) и 252°C ($\rho_0 = 1,857 \text{ г/см}^3$); приведены экспериментальные данные [3, 4].

Наблюдается значительный рост коэффициента Грюнайзена и теплоемкости с увеличением давления. Это означает, что часто используемые приближения $\Gamma = \Gamma_0 = \text{const}$ или $\Gamma/V = \text{const}$, а также $C_V = C_V^0 = \text{const}$

некорректны. Очевидно, что поведение коэффициента Грюнайзена $\Gamma = V \cdot (\partial P / \partial T)_V / C_V$ на ударной адиабате определяется тремя конкурирующими факторами — уменьшением удельного объема, а также ростом теплоемкости и изохорического коэффициента давления.

Рассчитанные по предложенному уравнению состояния температуры ударного нагревания РВХ 9502 как функции давления для ВС с различной начальной температурой приведены на рис. 4.

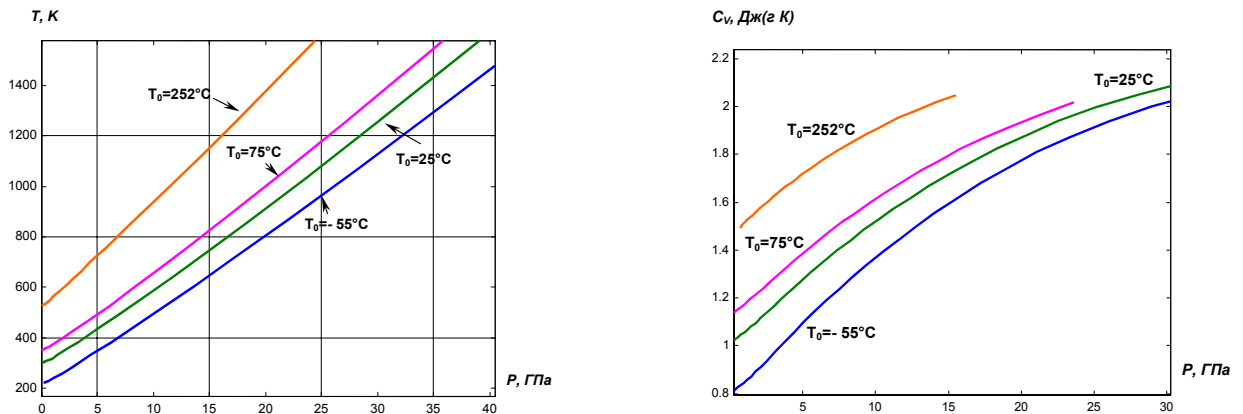


Рис. 4. Температура и теплоемкость на ударных адиабатах ВС РВХ 9502 с начальными температурами -55 ; 25 ; 75 °С и 252 °С как функция давления

Наблюдается сильная нелинейность зависимости $T_H(P)$ на ударных адиабатах от T_0 . Более нагретое при начальных условиях ВВ имеет более кругую температурную зависимость $T_H(P)$, т. е. большую производную dT_H/dP .

На рис. 5 представлена зависимость $T_H(P)$ РВХ 9502 начальной плотности $\rho_0 = 1,7 \text{ г/см}^3$ для двух случаев — предварительно нагретого до 252 °С и с комнатной начальной температурой. Можно видеть, что нагретое в начальном состоянии ВВ характеризуется более высокими температурами ударного нагревания, по сравнению с пористым ВВ той же плотности.

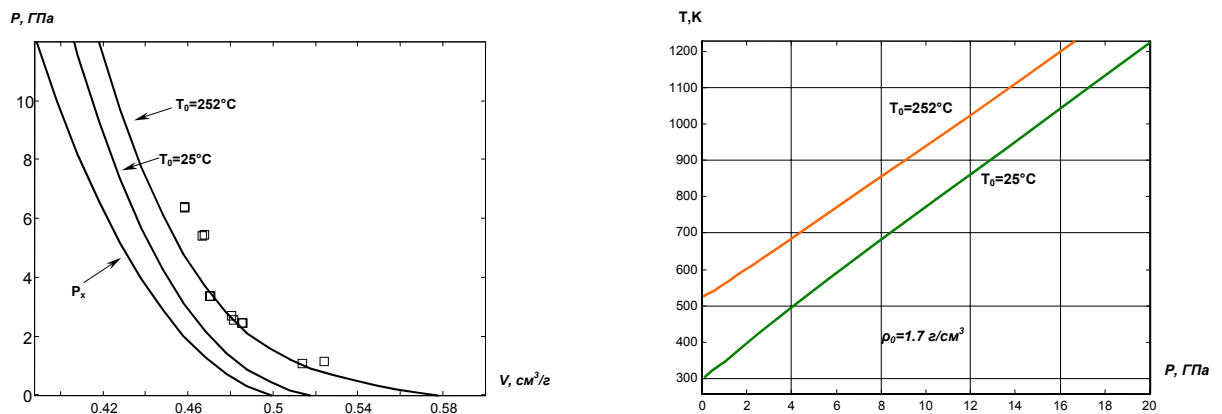


Рис. 5. Ударные адиабата РВХ 9502 при начальной плотности $\rho_0 = 1,7 \text{ г/см}^3$ в $(P-V)$ и $(T-P)$ переменных:

1 — предварительно нагретого до 252 °С (\square — экспериментальные данные [3]); 2 — с комнатной начальной температурой (образцы с повышенной пористостью); P_x — расчетная нулевая изотерма

6. Оценка влияния пластификатора

С использованием теории возмущений были сделаны оценки влияния пластификатора на ударную сжимаемость ВС на основе ТАТБ при массовом содержании пластификатора не более 10% , например, LX-17(92.5% ТАТБ, 7.5% Kel-F), РВХ 9502 (95% ТАТБ, 5% Kel-F). При этом использовались упрощенные уравнения состояния [18] компонентов ВС, воспроизводящие их ударные адиабаты (ТАТБ, фторопласт [19]). Расчеты

показывают, что влияние добавок действительно невелико – различие между давлением в чистом ТАТБ и ВС на его основе составляет от 7% (PBX 9502) до 10% (LX-17) в диапазоне до 25 ГПа. Коррекция предложенного термического уравнения состояния для PBX 9502 при переходе к другому ВС на основе ТАТБ может производиться лишь коррекцией кристаллической плотности при нормальных условиях. Ударные адиабаты высокоплотных ВС на основе ТАТБ при небольшой вариации содержания пластификатора и начальной плотности очень близки. Для примера на рис.6 представлены ударная адиабата PBX 9502 ($\rho_0 = 1,89 \text{ г/см}^3$), а также ударная адиабата пластифицированного состава (90% ТАТБ, $\rho_0 = 1,91 \text{ г/см}^3$), экспериментально полученная в [20].

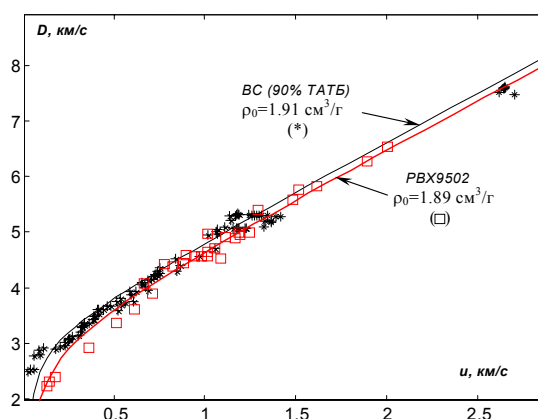


Рис. 6. Ударные адиабаты ВС на основе ТАТБ; приведены экспериментальные данные [4, 20]

7. Обсуждение результатов применительно к ударно–волновой чувствительности ВС на основе ТАТБ

Анализ расчетных данных по температурам ударного сжатия дает указания на то, что помимо структурных факторов (пористость, размер зерен ВВ), определяющих формирование «горячих точек», температура объемного разогрева в значительной степени определяет скорость химического превращения ВВ. С этой точки зрения можно объяснить следующие экспериментально наблюдаемые эффекты:

1. Значительное снижение давления инициирования ВС на основе ТАТБ при предварительном нагревании образцов или увеличении пористости при нормальной температуре [3, 21]. К такому выводу можно прийти, анализируя рис. 4, 5. Например, температура ударного объемного разогрева ВС 800—900 К достигается при существенно различных давлениях в зависимости от начальных условий: 17÷20 ГПа при начальной плотности $1,9 \text{ г/см}^3$ и комнатной температуре, 7÷9 ГПа — предварительно нагретого до 252°C ($\rho_0 = 1,7 \text{ г/см}^3$), 9÷13 ГПа — при плотности $1,7 \text{ г/см}^3$ и комнатной начальной температуре (сильно пористое вещество).

2. Снижение ударноволновой чувствительности пластифицированного ТАТБ при его предварительном поджатии. Это может быть поджатие слабой воздушной ударной волной [22], образующейся перед летящей пластиной, либо поджатие ВС, предварительно нагретого в толстой металлической оболочке [23]. Для примера на рис. 7 представлена температура повторного ударного сжатия для ВС комнатной начальной температуры и номинальной плотности. Даже очень слабая первая ударная волна приводит к существенно меньшему нагреву второй ударной волной.

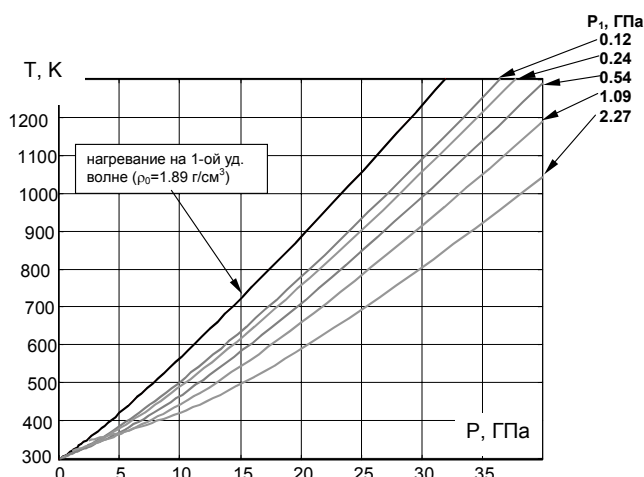


Рис. 7. Нагревание ВС PBX 9502 при однократном и двукратном ударном сжатии. (Для двукратного сжатия указана амплитуда первой волны)

Ссылки

1. Tarver C.M. Next generation experiments and models for shock initiation and detonation of solid explosives. Proc. of Int. Conf. Shock Compression of condensed matter. — 1999. — P. 873.
2. Гребенкин К.Ф. Физическая модель ударно-волнового инициирования детонации в прессованных мелкокристаллических взрывчатых веществах. // Письма в ЖТФ. — 1998. — Т. 24. — № 20. — С. 1.
3. Dallman J.C., and Wackerle J. Temperature-dependent shock initiation of TATB-based high explosives. Proceedings of the 9th Symposium (Int.) on Detonation. — P. 130—137.
4. Dick J.J., Forest C.A., Ramsay J.B., Seitz W.L. The Hugoniot and shock sensitivity of a plastic-bonded TATB explosive PBX 9502. // J. Appl. Phys. — 1988. — V. 63 (10). — P. 4881—4888.
5. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — Москва, Наука, 1971.
6. Китайгородский А.И. Молекулярные кристаллы. — Москва, Наука, 1971.
7. Miller P.J., Block S., Piermarini G.J. Effect of Pressure on the Vibration Spectra of Liquid Nitromethane. // Journal of Physical Chemistry. — 1989. — V. 93. — P. 462—466.
8. Кларк Т. Компьютерная химия. — Москва, Мир, 1990.
9. Cady H.H., Larson A.C., Acta Crystallogr. — 1965. — V. 18. — № 3. — P. 485.
10. Щетинин В.Г. Расчет теплоемкости органических веществ в ударных и детонационных волнах. // Химическая физика. — Т. 18. — № 5. — С. 90—95.
11. Mayo S., Olafson B., Goddard W. DREIDING: A general force field for molecular simulation // J. Phys. Chem. — 1990, 94. — P. 8897—8909.
12. TINKER Software Tools for Molecular Design, 1997.
13. Олинджер Б., Кейди Г. Ударная сжимаемость тэна, ТАТБ, CO₂ и H₂O при давлениях до 10 ГПа. // В сб. Детонация и взрывчатые вещества. — М.: Мир, 1981. — С. 203—219.
14. Sewell T. Monte Carlo simulations of crystalline TATB. Los Alamos National Laboratory, LA-UR 95-4130, Los Alamos, New Mexico, USA.
15. Lysne P.C., Hardesty D.R. Fundamental equation of state of liquid nitromethane to 100 kbar // J. Chem. Phys. — 1973. — V. 59. — P. 6512—6523.
16. Dobratz V. The Insensitive High Explosive TATB : Development and Characterization — 1888 to 1994 // LANL UC-741. — 1995. — P. 33.
17. Pastine D.J., Bernecker R.R. (P, V, E, T)-equation of state for 1,3,5-triamino-2,4,6-trinitrobenzene // J. Appl. Phys. — 1974. — V. 45. — № 10. — P. 4458—4468.
18. Забабахин Е.И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. — Снежинск, 1997.
19. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Уравнения состояния полимерных материалов при высоких давлениях. // Хим. Физика. — 1994. — Т. 13. — № 1. — С. 64.
20. Шорохов Е.В., Литвинов Б.В. Ударная сжимаемость взрывных композиций на основе ТАТБ в диапазоне давлений от 0.1 до 40 ГПа. // Хим. Физика. — 1993. — № 6. — С. 722.

21. Власов Ю.А., Косолапов В.Б., Фомичева Л.В., Хабаров И.П. Влияние температуры, плотности и технологических факторов на ударно-волновую чувствительность пластифицированного ТАТБ. Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34. — № 4. — С. 110—112.
22. Fritz J.N., Kennedy J.E. Air cushion effect in the short-pulse initiation of explosives. Proc. of Int. Conf. Shock Compression of condensed matter. — 1997. — P. 393—396.
23. Fobers J.W., Tarver C.M., Urtiew P.A., Garcia F. The effects of confinement and temperature on shock sensitivity of solid explosives LLNL, Livermore, CA 94551.