



ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»

HYDROATATIC AND SHOCK-WAVE COMPRESSION OF A MOLECULAR CRYSTAL

E.B. Smirnov, A.A. Degtyarev, O.V. Kostitsin, A.V. Stankevich, A.K. Muzyrya, K.A. Ten, E.R. Pruuel, A.O. Kashkarov, B.P.Tolochko, L.H. Batretdinova



Введение

Потребность в термодинамических функциях состояния вещества всегда была актуальной и постоянно увеличивается в связи с возрастающими возможностями расчетного моделирования. До настоящего времени малоизученной остается область высокомолекулярных органических соединений и особенно метаустойчивых химических соединений, каковыми являются взрывчатые вещества (BB).

Термодинамические свойства вещества полностью определены, если известен один из термодинамических потенциалов. Уравнения состояния твердых веществ традиционно строятся на основе потенциалов Гиббса G(T,P) или Гельмгольца F(T,V).

Потенциал Гельмгольца лишь в редких случаях позволяет получить аналитическое выражение для изобары, однако свободная энергия F(T,V) наиболее простым образом связана с физической моделью строения твердого вещества и позволяет проводить как согласование любых термодинамических функций по экспериментальным данным, так и их расчет в широком диапазоне изменения температуры и давления.

Уравнение состояния

В данной работе при построении физически корректного уравнения состояния взрывчатого вещества предпочтение было отдано потенциалу Гельмгольца, который для твердого вещества может быть представлен в виде суммы

 $F(V,T) = F_X(V) + F_0(V) + F_T(V,T)$

где: F_x(V) - потенциальная (холодная) часть свободной энергии, которая зависит только от объема V; F₀- свободная энергия нулевых колебаний кристалла при T=0; F_T(V,T) - тепловая (квазигармоническая) часть свободной энергии, зависящая от объема и температуры. Ангармоническая часть свободной энергии в данной работе не учитывалась ввиду того, что область статических экспериментов, анализируемых в данной работе, не выходит за рамки низких и умеренных (~1000 K) температур.

Квазигармоническая часть свободной энергии определяется колебательным движением молекул, входящих в состав кристалла, и может быть представлена различными моделями, имеющими физический смысл: Дебая, Эйнштейна, Бозе-Эйнштейна или их комбинацией. В данной работе тепловые свойства взрывчатых веществ описываются в приближении Дебая, а выражение для свободной энергии Гельмгольца представлено в виде суммы из двух членов - потенциального и фононного $RT \begin{bmatrix} 9 & -\theta \\ 0 & -\theta$

$$F(V,T) = E_X(\delta) + \frac{\kappa T}{\mu} \left[\frac{9}{8} \frac{\sigma}{T} + 3\ln(1 - e^{-\sigma_T}) - D\left(\frac{\sigma}{T}\right) \right]$$

Объект исследования

Элементарная ячейка молекулярного кристалла ТАТБ



Высокая стойкость по сравнению с большинством известных ВВ позволяет расширить диапазон изменения термодинамических параметров (давления, температуры и т.д.) при проведении экспериментальных исследований.

ВВ ТАТБ привлекательно для научных исследований, благодаря своей сложной кристаллической структуре



Кривая холодного сжатия

Вид потенциальной составляющей в уравнении (2) зависит от типа твердого тела. Кристаллические взрывчатые вещества по характеру межатомных сил взаимодействия относятся к классу молекулярных кристаллов. Силами притяжения в кристаллах данного типа являются силы Ван-дер-Ваальса, а силы отталкивания, как и в ионных кристаллах, обусловлены перекрыванием электронных оболочек. Такой характер сил взаимодействия описывается потенциалом Куропатенко и

потенциальная составляющая энергии может быть представлена в виде:

$$E_{\mathcal{X}}(\delta) = \frac{3C_{ok}^2}{bs(b-3s-1)} \left(3s \exp\left[b\left(1-\delta^{-\frac{1}{3}}\right)\right] - b\delta^s + b - 3s\right),$$

где b, s - эмпирические константы, , рок и Cok - плотность вещества и скорость звука при T =0 и P=0. С учетом тождества $P_X = -\frac{dE_X(V)}{JV}$ для давления можем записать:

$$P_X(\delta) = \frac{3\rho_{ok}C_{ok}^2}{b-3s-1} \left(\delta^{\frac{2}{3}} \exp\left[b\left(1-\delta^{-\frac{1}{3}}\right)\right] - \delta^{s+1}\right),$$

Схема ячейки высокого давления с алмазными наковальнями



Исследования проводились с использованием синхротронного излучения (СИ) на 4 канале ускорителя ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН (λ=0.3685Å).

Регистрация дифракционных сигналов от сжатого образца ТАТБ осуществлялась при помощи детектирующей системы на основе запоминающего экрана MAR345 фирмы MarResearch

Дифрактограммы ТАТБ при сжатии в алмазных наковальнях



При атмосферном давлении регистрировалось ДО десяти дифракционных ПИКОВ, ЧТО вполне достаточно триклинной ДЛЯ анализа системы. Однако, с увеличением давления количество визуально различимых рефлексов существенно сокращалось.

Съемку выполнила сотрудник ИГМ СО РАН А.Ю. Лихачева.

Экспериментальная и теоретическая рентгенограммы



В результате анализа дифракционных спектров были определены параметры элементарной ячейки ТАТБ.

Изотерма ТАТБ при температуре T=293K



Давление складывается из потенциальной и тепловой составляющих

$$P(V,T) = P_X(V) + P_T(V,T)$$

Тепловой член учитывает начальную температуру проведения экспериментов. Потенциальная составляющая давления задавалась в виде, предложенном В.Ф. Куропатенко. Функция Грюнайзена описывалась приближением Ландау-Слейтера.

 $P(\delta) = -\rho_0 \left(\frac{\partial F}{\partial \delta}\right)_T = P_X(\delta) + \rho_0 \gamma(\delta) \delta \frac{R}{\mu} \left[\frac{9}{8}\theta + 3TD\left(\frac{\theta}{T}\right)\right] =$

Ударная адиабата ТАТБ



Изобара ТАТБ при давлении 0.1 МПа



Картина изменения положения рефлексов ТАТБ при температурном воздействии

Изобара ТАТБ при давлении Р=10⁵ Па в диапазоне температур от 200 *К* до 530 *К*

- Для уточнения тепловой компоненты уравнения состояния (1) были проведены эксперименты по изобарическому нагреву и охлаждению ВВ ТАТБ при давлении 0.1 МПа

Коэффициент объемного теплового расширения



На основе потенциала Гельмгольца может быть получено аналитическое выражение для производной

 $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, а следовательно и для коэффициента

объемного теплового расширения ВВ

Для коэффициента теплового расширения можем записать:

$$\alpha = \delta \left(\frac{\partial \delta}{\partial T} \right)_P = -\delta \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\delta}}{\left(\frac{\partial P}{\partial \delta} \right)_T}$$

$$\alpha = \frac{3R}{\mu} \frac{\rho_0 \gamma(\delta) \delta}{K_T} \left[4D \left(\frac{\theta}{T}\right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right]$$

Теплоемкость ТАТБ



Корректность уравнения состояния BB ТАТБ проверялась описанием экспериментов с прессованными образцами из ТАТБ. Для этих целей использовались данные для изобарической теплоемкости $c_{\rm P}(T)$, полученные калориметрическим методом

$$c_{P} = \frac{3R}{\mu} \left[4D\left(\frac{\theta}{T}\right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right] \left(1 + \alpha\gamma(\delta)T\right)$$

Ударное сжатие пористого ТАТБ



Выводы

Получено полуэмпирическое уравнение состояния кристаллического взрывчатого вещества ТАТБ, хорошо описывающее статические эксперименты по изотермическому сжатию и динамические эксперименты по ударному сжатию.

Корректность уравнения состояния подтверждена хорошим описанием экспериментов по термическому расширению и определению теплоемкости для макроструктурных прессованных деталей из ВВ ТАТБ.

Уравнение состояния описывает данные по ударно-волновому сжатию пористых деталей из ВВ ТАТБ.