

## ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ДВУХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ФАЗ ПОЛИСТИРОЛА

В. М. Елькин, В. Н. Михайлов, Т. Ю. Михайлова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 456770, г. Снежинск Челябинской обл.

Предложено полуэмпирическое уравнение состояния полистирола с учетом двух конденсированных фаз и построением фазовой диаграммы. Уравнение состояния согласовано с имеющимися экспериментальными данными, полученными как при квазистатическом, так и ударном воздействиях. Расчетные ударные адиабаты полистирола хорошо согласуются с экспериментальными измерениями во всем исследованном диапазоне давлений (до  $\sim 1000$  ГПа) и температур (до  $\sim 10^5$  К), а за пределами этого диапазона – с расчетами по модели ТФПК. Хорошее согласие получено также и с результатами ударного сжатия пористого полистирола в широком диапазоне начальных плотностей от 1,05 до 0,055 г/см<sup>3</sup>.

*Ключевые слова:* уравнение состояния, полистирол, фазовая диаграмма, ударная адиабата.

### Введение

Пластики являются материалами, обладающими уникальными физическими свойствами. Сочетание низкой плотности, малых значений электро- и теплопроводности, высокой радиационной стойкости, пластичности определяет широкое применение пластиков в конструкциях, несущих высокие силовые и тепловые нагрузки. Необходимым условием для численного моделирования поведения пластиков при воздействии на них интенсивных потоков энергии является наличие уравнения состояния, адекватно описывающего термодинамические свойства в широком диапазоне температур и давлений. В данной работе рассматривается полуэмпирическое уравнение состояния полистирола.

Полистирол – термопластичный полимер преимущественно линейного строения с повторяющимся химическим звеном  $\text{CH}_2\text{CH}(\text{C}_6\text{H}_5)$  (молекулярная масса 104,15) [1]. При нормальных условиях полистирол находится в аморфном стеклообразном состоянии. Температура стеклования жидкого полистирола ( $T_g \approx 373$  К [1]) зависит от скорости охлаждения и приблизительно равна температуре обратного процесса размягчения при на-

гревании. Стеклование является релаксационным процессом, хотя имеет некоторые признаки фазового перехода второго рода, в частности, оно сопровождается скачками теплоемкости, сжимаемости и коэффициента теплового расширения. При ударном нагружении полистирол претерпевает физико-химическое превращение (при давлении  $\sim 20$  ГПа) со значительным уменьшением объема ( $\sim 20$  %) и сжимаемости [2, 3]. При этом образуется смесь алмазоподобной формы углерода и низкомолекулярных компонентов [4]. В данной работе это превращение рассматривается в рамках формализма фазового перехода первого рода, при этом фазы низкого и высокого давлений обозначаются как  $\alpha$ - и  $\beta$ -фазы соответственно.

При построении полуэмпирического уравнения состояния полистирол представляется как одноатомное вещество со средними значениями молекулярного веса  $M = 6,509$  г/моль и заряда ядра  $Z = 3,5$ . Свободная энергия полистирола записывается в традиционном виде, включающем потенциальную (холодную) и тепловые составляющие ионов и электронов. Холодная составляющая энергии при сверхвысоком сжатии предусматривает предельный переход к модели атома Томаса–Ферми, а тепловые вклады имеют газовые асимптотики.

Несмотря на то, что полистирол является диэлектриком, учет электронного вклада позволяет описать состояния в области высоких давлений и температур, где существенную роль играет ионизация атомов. При подборе параметров уравнения состояния использовались теплофизические свойства полистирола, полученные при квазистатических измерениях [1, 5, 6], и данные ударно-волновых экспериментов на сплошных и пористых образцах в широком диапазоне начальных плотностей [2, 3, 7, 8]. Помимо этого, были использованы расчеты по методу Томаса–Ферми с поправками Копышева на движение ядер (ТФПК) в гомогенном приближении [9, 10], а также расчеты методом квантовой молекулярной динамики (QMD) [11].

### Модель уравнения состояния

Для построения термодинамически полного уравнения состояния полистирола используется традиционное представление свободной (молярной) энергии Гельмгольца в виде

$$F(V, T) = F_C(V) + F_A(V, T) + F_E(V, T) - TS_r, \quad (1)$$

где  $V$  – молярный объем,  $T$  – температура,  $F_C = E_C(V)$  – потенциальная («холодная») энергия взаимодействия атомов при  $T = 0$  К;  $F_A(V, T)$  и  $F_E(V, T)$  – тепловые вклады атомов и термически возбужденных электронов в свободную энергию. Последнее слагаемое  $-TS_r$  используется для описания фазового перехода.

Холодная составляющая давления в области сжатия записывается в виде, предложенном в работе [12]

$$P_C(y) = 3B_{0K} \frac{1-y}{y^5} \exp[C_0(1-y)] \times \left\{ 1 + C_1 y(1-y) + C_2 y(1-y)^2 + C_3 y(1-y)^3 \right\}, \quad (2)$$

где  $y = x^{1/3}$ ,  $x = V/V_{0K}$ ,  $V_{0K}$ ,  $B_{0K}$  – молярный объем и модуль объемного сжатия при  $x = 1$ . При сильном сжатии  $x \rightarrow 0$  холодное давление стремится к предельному соотношению в модели атома Томаса–Ферми  $P_C \rightarrow \frac{P_{F0}}{y^5}$ . При этом параметр  $C_0$

представляется в виде  $C_0 = -\ln(3B_{0K}/P_{F0})$ , где  $P_{F0} = [(3\pi^2)^{2/3}/5] \hbar^2/m_e(Z/V_{0K})^{5/3}$ ,  $m_e$  – масса электрона,  $Z$  – полный заряд ядра. В размерностях, принятых в данной работе ( $[P] = \text{ГПа}$ ,  $[V] = \text{см}^3/\text{моль}$ ),  $P_{F0} = 1002(Z/V_{0K})^{5/3}$ . Параметры  $C_0$  и  $C_1$  связаны

соотношением  $C_1 = 1,5(B'_{0K} - 3) - C_0$ , где  $B'_{0K}$  – производная модуля объемного сжатия по давлению при  $x = 1$ . Потенциальная составляющая свободной энергии определяется путем интегрирования  $E_C(V) = E_{0K} - \int_{V_{0K}}^V P_C(V) dV$ . Здесь  $E_{0K}$  – значение холодной энергии при  $x = 1$ .

В области растяжения  $x > 1$  холодная энергия задается полиномом

$$E_C(x) = V_{0K} \left[ \frac{A}{m}(x^{-m} - 1) + \frac{B}{n}(x^{-n} - 1) + \frac{C}{k}(x^{-k} - 1) \right] + E_{0K}, \quad (3)$$

из которого следует уравнение для давления

$$P_C(x) = Ax^{-(1+m)} + Bx^{-(1+n)} + Cx^{-(1+k)}. \quad (4)$$

При этом параметры уравнения (3) связаны с энергией сублимации соотношением  $\frac{A}{m} + \frac{B}{n} + \frac{C}{k} = -\frac{E_{sub}}{V_{0K}}$ .

Уравнения (2) и (4) «сшиваются» вместе с их первыми и вторыми производными по объему при  $x = 1$ , что налагает ряд условий на параметры уравнений:  $A + B + C = 0$ ,  $mA + nB + kC = B_{0K}$ ,  $m^2A + n^2B + k^2C = (B'_{0K} - 2)B_{0K}$ . В качестве свободных (подгоночных) используются параметры  $k$  и  $m$ .

Тепловая составляющая свободной энергии ионов записывается в виде суперпозиции дебаевского и эйнштейновских вкладов с разными характеристическими температурами

$$F_a(V, T) = w_D F_D(V, T) + \sum_i w_{Ei} F_{Ei}(V, T), \quad (5)$$

где

$$F_D(V, T) = RT \left\{ \frac{9}{8} \tau_D + 3 \ln [1 - \exp(-\tau_D)] - D(\tau_D) \right\}, \quad (6)$$

$$F_{Ei}(V, T) = RT [1 - \exp(-\tau_{Ei})], \quad (7)$$

где  $\tau_D = \frac{\sqrt{\theta_D^2 + \theta_G^2}}{T}$ ,  $\tau_{Ei} = \frac{\sqrt{\theta_{Ei}^2 + \theta_G^2}}{T}$ ,  $\theta_G =$

$$= \lambda V^{-1/3} T^{1/2}, \quad D(\tau) = \frac{3}{\tau^3} \int_0^\tau x^3 dx e^x - 1 \quad \text{– функция Дебая,}$$

$w_D$ ,  $w_{Ei}$  – относительные доли степеней свободы  $w_D + \sum_i w_{Ei} = 1$ ,  $\lambda$  – подгоночный параметр. Уравнение (5) с характеристической температурой в виде  $\theta = \sqrt{\theta_{D,Ei}^2 + \theta_G^2}$  [10] позволяет при низких температурах ( $\theta \approx \theta_{D,Ei}$ ) описывать твердое тело, а при

высоких ( $\theta \approx \theta_G$ ) – идеальный газ атомов.

Функция Грюнайзена принимается в виде эмпирического соотношения [13]

$$\Gamma(V) = \frac{2}{3} + \frac{\left(\Gamma_0 - \frac{2}{3}\right)(B^2 + D^2)}{B^2 + (D - \ln x)^2}, \quad (8)$$

где  $\Gamma_0$  – параметр Грюнайзена при  $x = 1$ ,  $B$  и  $D$  – подгоночные коэффициенты. Функция (8) обеспечивает предельный переход к идеальному газу  $\Gamma(V) \rightarrow 2/3$  как в случае сильного сжатия  $x \rightarrow 0$ , так и сильного растяжения  $x \rightarrow \infty$ . Дебаевская и эйнштейновские температуры определяются интегрированием уравнения  $\Gamma(V) = -\frac{\partial \ln \theta(V)}{\partial \ln V}$ , и при выбранном виде функции Грюнайзена выражается в виде

$$\begin{aligned} \theta_{D,Ei}(V) &= \theta_{0,D,Ei} \exp \left\{ - \int_{V_{0K}}^V \frac{\Gamma(V)}{V} dV \right\} = \\ &= \theta_{0,D,Ei} x^{-\frac{2}{3}} \exp \left\{ \frac{\left(\Gamma_0 - \frac{2}{3}\right)(B^2 + D^2)}{B^2} \left[ \arctg \frac{D - \ln x}{B} - \arctg \frac{D}{B} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Электронная составляющая свободной энергии задается в виде [13]

$$F_E(V, T) = -C_E(V, T) T \ln \left[ 1 + \frac{B_E(T) T}{2C_{Ei}} x^{\Gamma_E(V, T)} \right], \quad (10)$$

где  $B_E(T) = \frac{2}{T^2} \int_0^T \int \beta(\tau) d\tau dT$ ,  $C_{Ei} = \frac{3RZ}{2}$ . Урав-

нение (10) содержит обобщенные аналоги теплоемкости электронного газа

$$\begin{aligned} C_E(V, T) &= \frac{3R}{2} \left[ Z + \frac{T_Z^2(1-Z)x}{(x+x_Z)(T^2+T_Z^2)} \right] \exp \left( -\frac{\tau_i}{T} \right), \\ \tau_i &= T_i \exp \left( -\frac{x}{x_i} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

коэффициента Грюнайзена электронов

$$\Gamma_E(V, T) = \Gamma_{Ei} + \left( \Gamma_{E0} - \Gamma_{Ei} + \gamma_m \frac{T}{T_g} \right) \exp \left( -\frac{T}{T_g} \right) \quad (12)$$

и коэффициента электронной теплоемкости

$$\beta(T) = \beta_i + (\beta_o - \beta_i) \exp \left( -\frac{T}{T_b} \right). \quad (13)$$

Свободная энергия (10) при  $T \rightarrow \infty$  стремится к выражению для идеального газа электронов при их полной ионизации

$$F_E(x, T) = \frac{3RZ}{2} \ln \left( x^{-2/3} T \right),$$

где  $Z$  – атомный номер. Принятая модель учитывает первую ионизацию и снижение потенциала ионизации с ростом плотности плазмы (11) введением параметров  $T_i$  и  $x_i$ . Коэффициенты  $T_z$  и  $x_z$  определяют температурную зависимость перехода от однократно ионизованного газа к полностью ионизованной плазме с зарядом иона  $Z$  и характерную плотность перехода вещества из металлического состояния в плазменное. Коэффициент Грюнайзена электронов задан с учетом асимптотик  $\Gamma_E = \Gamma_{E0}$  при  $T = 0$  К и  $\Gamma_E = \Gamma_{Ei} = 2/3$  при  $x \rightarrow 0$ ,  $x \rightarrow \infty$  и при  $T \rightarrow \infty$ . Константы  $T_b$  и  $T_g$  задают температурный ход  $\beta(T)$  и  $\Gamma_E(V, T)$ .

Параметры уравнений состояния подбирались с использованием генетического алгоритма [14] из условия оптимального описания экспериментальных и теоретических данных. Численные значения некоторых параметров, приведенных в таблице, иллюстрируют значительное различие свойств двух фаз полистирола.

### Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Адекватность функционального представления свободной энергии и оптимальность выбранных параметров иллюстрируются далее при сравнении результатов расчетов (по УРС) с экспериментальными данными и расчетами по теоретическими моделям.

На рис. 1 приводится сравнение расчетных и экспериментальных [5] данных по температурной зависимости теплоемкости при нормальном давлении. Как уже отмечалось, тепловая составляющая свободной энергии атомов представляется в виде суперпозиции дебаевского и эйнштейновских вкладов. Хорошее описание теплоемкости достигается в данном случае при трех эйнштейновских составляющих. Как видно из представленных на рис. 1 экспериментальных данных, теплоемкость имеет характерный скачок, связанный со стеклованием полистирола. Температура стеклования  $T_g$  отмечена на рисунке вертикальной линией. Отметим, что значения теплоемкости, приведенные

на графиках, соответствуют молекулярному весу химического звена  $\text{CH}_2\text{CH}(\text{C}_6\text{H}_5) - 104,15$  г/моль.

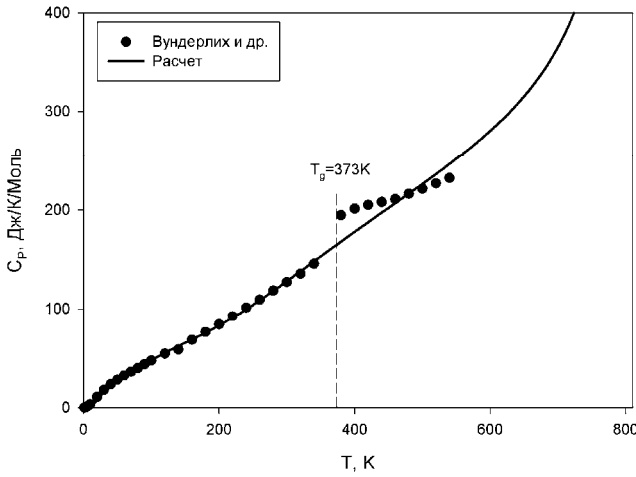


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости  $\alpha$ -фазы полистирола. Экспериментальные данные из [5]

Расчетные и экспериментальные (в скобках) значения плотности  $\rho = 1,05$  (1,05 [1]) г/см<sup>3</sup>, коэффициента объемного теплового расширения  $\beta_P = 2,04 \cdot 10^{-4}$  К<sup>-1</sup> (2,0 · 10<sup>-4</sup> К<sup>-1</sup> [1]) и адиабатического модуля объемного сжатия  $B_S = 3,78$  (3,77 [3]) ГПа при нормальных условиях (для  $\alpha$  фазы) хорошо согласуются. Изобарическое падение изотермического модуля с температурой заканчивается при температуре 804 К, при которой он становится равным нулю, что свидетельствует о пересечении изобары с линией абсолютной неустойчивости – спинодально  $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = 0$ . Полученное значение тем-

пературы на спинодали хорошо согласуется с экспериментальным значением ~805 К [6]. Информация о теплофизических свойствах фазы высокого давления ( $\beta$ -фазы) в литературе отсутствует.

На рис. 2 представлены ударные адиабаты однократного и двукратного сжатий для сплошного материала в области давлений до 160 ГПа, а на рис. 3 – в области сверхвысоких давлений. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными для однократного [2, 3, 8] и двукратного сжатий [7] (состояние за фронтом первой волны характеризуется давлением  $P = 40,7$  ГПа). Кроме того, производится сравнение с расчетами методом квантовой молекулярной динамики (QMD) [11] и ТФПК.

Изломы на ударной адиабате в области давлений 20–30 ГПа (см. рис. 2) являются следствием физико-химического превращения в полистироле. Расчетные координаты начала и конца (в скобках) перехода:  $P_{tr} = 19,4$  (29,7) ГПа,  $\rho_{tr} = 1,79$  (2,21) г/см<sup>3</sup>,  $T_{tr} = 1370$  (2229) К. Фазовый переход происходит без выделения фазового предвестника. На рис. 4 приведена зависимость температуры ударного сжатия от давления. Видно, что расчеты по УРС хорошо согласуются с экспериментальными данными [8] и результатами расчетов по QMD [11] и ТФПК. Результаты расчетов изотермического сжатия при 0 К для  $\beta$ -фазы показаны на рис. 5.

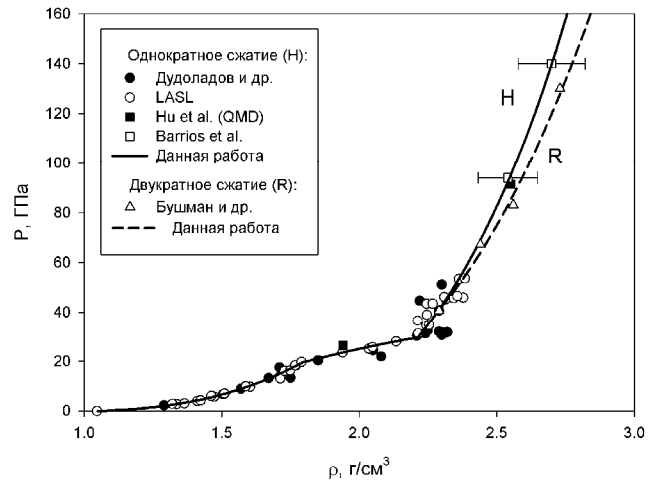


Рис. 2. Ударные адиабаты однократного (H) и двукратного (R) сжатий полистирола в диапазоне давлений до 160 ГПа. Расчетные и экспериментальные данные из [2, 3, 7, 8, 11]

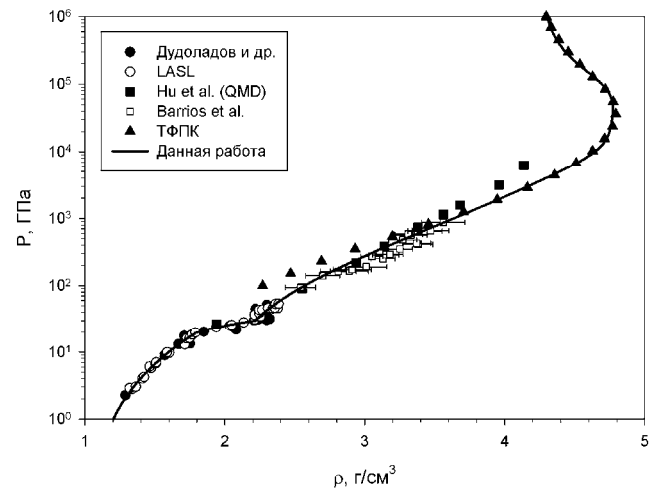


Рис. 3. Ударные адиабаты полистирола в области сверхвысоких давлений. Расчетные и экспериментальные данные из [2, 3, 7, 8, 11].

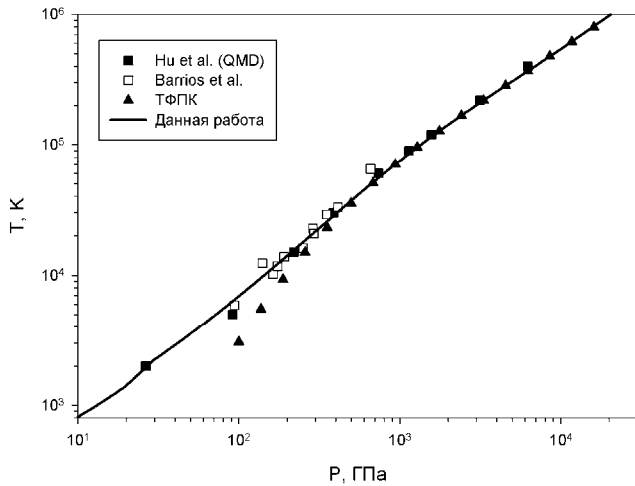


Рис. 4. Ударные адиабаты полистирола в  $(P, T)$ -координатах. Расчетные и экспериментальные данные из [8, 11]

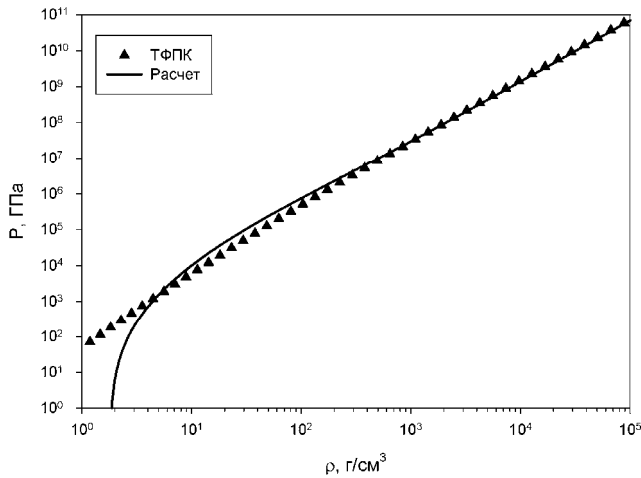


Рис. 5. Зависимость давления от плотности на изотерме  $T = 0$  К для  $\beta$ -фазы

Экспериментальные ударные адиабаты пористого полистирола [2, 3] в координатах  $\rho - P$  характеризуются очень большим разбросом. Поэтому на рис. 6, 7 они представлены в координатах  $U - P$  вместе с результатами расчетов. Кроме того, на рис. 6 представлены ударные адиабаты однократного [2, 3] и двукратного сжатий [7] сплошного материала и изэнтропы разгрузки из состояния  $P = 40,7$  ГПа и  $U = 4,58$  км/с. Изэнтропа разгрузки рассчитана по УРС  $\beta$ -фазы. Расчет с учетом фазового перехода значительно ухудшает описание экспериментальных данных, что свидетельствует о сохранении (в рамках данного УРС) алмазоподобной  $\beta$ -фазы при разгрузке. По-видимому, здесь уместна аналогия с образованием алмазов из продуктов взрыва и сохранением их после разгрузки. Отметим, что последняя экспериментальная точка ( $P = 0,2$  ГПа) на расчетной кривой разгрузки нахо-

дится в области ограниченной спинодально в состоянии полной термодинамической неустойчивости конденсированной фазы. Экспериментальные адиабаты пористого полистирола с исходной плотностью  $\rho_{00} = 0,7; 0,5$  г/см<sup>3</sup> соответствуют УРС  $\alpha$ -фазы полистирола. При  $\rho_{00} = 0,3$  г/см<sup>3</sup> разница в описании уравнениями состояния  $\alpha$ - и  $\beta$ -фаз еще сохраняется, а при плотностях от 0,055 до 0,2 г/см<sup>3</sup> УРС  $\alpha$ - и  $\beta$ -фаз практически одинаково (различие не превышает толщины линий) описывают экспериментальные данные (рис. 7).

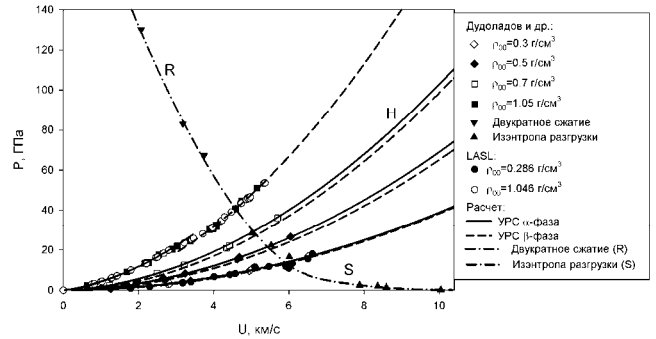


Рис. 6. Ударные адиабаты с различной начальной плотностью ( $H$ ), ударная адиабата двукратного сжатия ( $R$ ) и изэнтропа расширения ( $S$ ). Экспериментальные данные из [2, 3, 7]

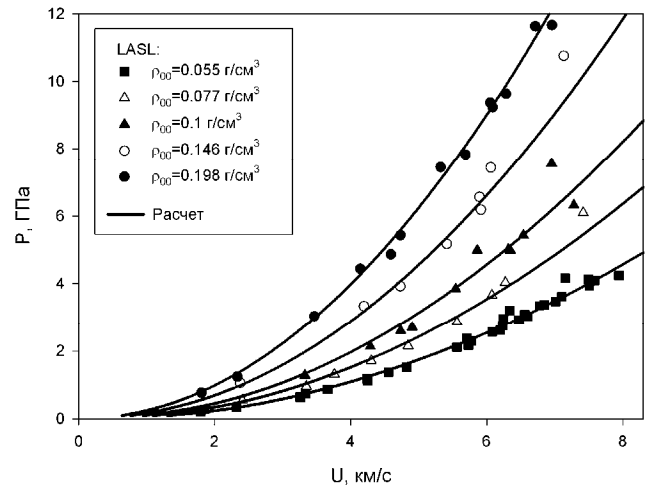


Рис. 7. Экспериментальные и расчетные ударные адиабаты пористого полистирола. Экспериментальные данные из [3]

Некоторые параметры уравнения состояния

Параметр	$\alpha$ -фаза	$\beta$ -фаза
$\rho_{0K}$ , г/см <sup>3</sup>	1,079	1,849
$B_{0K}$ , ГПа	4,69	40,67
$B'_{0K}$	10,0	19,5
$\Gamma_0$	0,55	0,47

Экспериментальные данные, касающиеся линии  $\alpha$ - $\beta$ -фазового перехода, в литературе отсутствуют. Предложенный в данной работе вариант фазовой диаграммы (см. рис. 8) строился следующим образом. Первоначально были рассчитаны температуры на ударной адиабате, соответствующие началу и завершению перехода. На экспериментальной адиабате эти две точки достаточно отчетливо выражены. Затем через эти точки, из условия равенства термодинамических потенциалов двух фаз, была построена линия фазового равновесия с соблюдением следующих дополнительных условий. Во-первых, состояния на  $P - T$  плоскости тех ударных адиабат для пористого материала, которые хорошо описываются УРС  $\alpha$ -фазы ( $\rho_{00} = 0,3 \div 0,7 \text{ г/см}^3$ ), но не описываются УРС  $\beta$ -фазы, должны находиться в области фазовой диаграммы, соответствующей  $\alpha$ -фазе, что возможно только при положительном наклоне  $dT/dP$  кривой превращения в области давлений 20–36 ГПа. Во-вторых, линия фазового равновесия должна быть монотонно возрастающей, чтобы не допустить обратного  $\beta$ - $\alpha$ -превращения. Эти условия были удовлетворены путем оптимизации значений параметров  $E_{0K}$ ,  $S_{tr}$ ,  $\theta_{0E_1}^\beta$  и  $w_{E_1}^\beta$ .

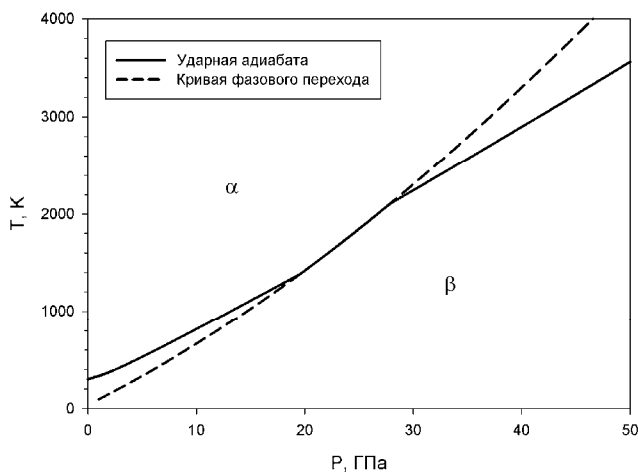


Рис. 8. Фазовая диаграмма полистирола

Предложенный в данной работе вариант фазовой диаграммы полистирола существенно отличается от диаграммы работы [15] для фенилона наклоном кривой превращения. В работе [15] были построены уравнения состояния полистирола, полиимида и фенилона с учетом происходящих в этих полимерах физико-химических превращений. Фазовая диаграмма, представленная в [15] только для фенилона, имеет положительный наклон

в области давлений до  $\sim 2,5$  ГПа, а при более высоких давлениях, наклон кривой превращения становится отрицательным. Предполагается, что и для других ароматических полимеров реализуется подобный вид фазовой диаграммы. Этот вывод находится в противоречии с результатами данной работы. Устранить имеющиеся противоречия могли бы дополнительные эксперименты с пористыми образцами с надежной фиксацией давления превращения.

## Заключение

Построено полуэмпирическое уравнение состояния двух фаз полистирола, согласованное с данными как статических, так и динамических экспериментов. Расчетные ударные адиабаты полистирола хорошо согласуются с экспериментальными измерениями во всем исследованном диапазоне давлений (до  $\sim 1000$  ГПа) и температур (до  $\sim 10^5$  К), а за пределами этого диапазона, с расчетами по модели ТФПК. Хорошее согласие получено также и с результатами ударного сжатия пористого полистирола в широком диапазоне начальных плотностей от 1,05 до 0,055 г/см<sup>3</sup>. Предложен вариант фазовой диаграммы, разделяющей области существования фаз низкого и высокого давлений.

## Список литературы

1. Энциклопедия полимеров / Под. ред. Каргина В. А. М.: Советская энциклопедия. 1972. Т. 1. Т. 2. Т. 3.
2. Дудолов И. П., Ракитин В. И., Сутулов Ю. Н., Телегин Г. С. Ударная сжимаемость полистирола с различной начальной плотностью // ПМТФ. 1969, № 4. С. 148–151.
3. Shock Hugoniot Data. Los Alamos series on dynamic material properties. Ed. S. P. Marsh. University of California Press, 1980.
4. Ree F. H. Systematics of high-pressure and high-temperature behavior of hydrocarbons // J. Chem. Phys. 1979. Vol. 70. P. 974–983.
5. Вундерлих Б., Баур Г. Теплоемкость линейных полимеров. М.: Мир, 1972.
6. Хищенко К. В., Ломоносов К. В., Форттов В. Е., Шленский О. Ф. Термодинамические свойства пластиков в широком диапазоне плотностей и температур // Докл. АН 1996. Т.349, № 3. С. 322–325.

7. Бушман А. В., Жерноклетов М. В., Ломоносов И. В., Сутолов Ю. Н., Фортвов В. Е., Хищенко К. В. Экспериментальное исследование фенилона и полистирола в условиях ударного нагружения и изэнтропического расширения. Уравнение состояния пластиков при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. Вып. 5. С. 1662–1670.
8. Barrios M. A., Hicks D. G., Boehly T. R., Fratanduono D. E., Eggert J. H., Celliers P. M., Collins G. W., Meyerhofer D. D. High-precision measurements of the equation of state of hydrocarbons at 1-10 Mbar using laser-driven shock waves // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 056307.
9. Копышев В. П. О термодинамике ядер одноатомного вещества: Препринт № 59. М.: Ин-т прикл. Математики АН СССР, 1978.
10. Копышев В. П. Теория уравнений состояния. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2009.
11. Hu S. X., Boehly T. R., Collins L. A. Properties of warm dense polystyrene plasmas along the principal Hugoniot // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89. P. 063104.
12. Holzappel W. B. Comment on «Energy and pressure versus volume: Equations of state motivated by the stabilized jellium model» // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 026102; Tse J. S., Holzappel W. B. Equations of state for diamond in wide ranges of pressure and temperature // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. P. 043525.
13. Альтшулер Л. В., Бушман А. В., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Леонтьев А. А., Фортвов В. Е. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. 1980. Вып. 2. С.741–760.
14. Михайлов В. Н., Елькин В. М., Михайлова Т. Ю. Применение генетического алгоритма в задачах оптимизации параметров уравнения состояния: Препринт № 232. Снежинск РФЯЦ-ВНИИТФ, 2007.
15. Khishenko K. V., Fortov V. E., Lomonosov I. V. Thermodynamic properties and physical-chemical transformations of polymer materials at high temperatures and pressures // Int. J. Thermophys. 2002. Vol. 23, № 1. P. 211–219.

Статья поступила в редакцию 19.07.2016