

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА, АРМИРОВАННОГО S2 СТЕКЛОВОЛОКНОМ

**Ю.М. Ковалев**

Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Российская Федерация  
E-mail: yum\_kov@mail.ru

Представлены результаты построения полуэмпирического уравнения состояния полимерного композита, армированного S2 стекловолокном. Уравнение состояния включает в себя тепловую и холодную составляющие. Для описания холодной составляющей уравнения состояния было проведено обоснование выбора формы ( $m$  и  $n$ ) потенциала межмолекулярного взаимодействия, адекватно описывающего структуру взаимодействий в компонентах композиционного материала. Для описания тепловой составляющей данного уравнения состояния свободная энергия Гельмгольца определялась в приближении Дебая. При построении уравнения состояния было показано, что уравнение состояния полимерного композита, армированного S2 стекловолокном, может быть представлено в форме Ми-Грюнайзена. Предложен вид зависимости коэффициента Грюнайзена от объема и подход к определению коэффициента Грюнайзена при начальных условиях проведения эксперимента по ударно-волновому воздействию на композиционный материал. Построены экспериментальные и расчетные ударные адиабаты полимерного композита, армированного S2 стекловолокном. Равенство первой и второй производных экспериментальной и теоретической ударных адиабат в точке, определяющей начальное состояние композитного материала, позволило определить коэффициенты, входящие в структуру ( $m$  и  $n$ ) потенциала межмолекулярного взаимодействия компонентов композиционного материала. Сравнение давлений, рассчитанных по определенному в работе уравнению состояния полимерного композита, армированного S2 стекловолокном, с экспериментальной ударной адиабатой показало, что они совпадают с расхождением менее 1 %.

*Ключевые слова:* уравнение состояния; энергия Гельмгольца; приближение Дебая; коэффициент Грюнайзена; уравнение Ми-Грюнайзена.

### Введение

Изучение поведения разнородных материалов в условиях динамической загрузки имеет жизненно-важное значение для многих областей применения композитов. Сложность построения уравнений состояния таких материалов заключается в том, что компоненты, входящие в состав композита, имеют разные механические и термодинамические свойства. Понимание реакции композитных материалов на ударно-волновые нагрузки имеет важное практическое значение в ситуациях, связанных со смягчением удара и взрыва, а также оптимизацией конструкций сооружений, имеющих дело с потенциальной опасностью динамического нагружения. В настоящее время множество различных материалов, начиная от металла, керамики и полимеров, как в монолитных, так и в композитных формах, используются для достижения поставленных целей. Наибольшее распространение получили стекловолоконные [1] и углерод-углеродные композиционные материалы [2].

В литературе имеется большой объем экспериментальных данных о распространении ударных волн в гетерогенных и композитных материалах [3–8]. Применение полимерных композитов, армированных S2 стекловолокном [9], в качестве важного компонента в системах, связанных со смягчением ударно-волновых нагрузок, требует углубленного и детального изучения поведения композиционного материала в широком диапазоне напряженных состояний. Для таких систем рассеяние, дисперсия и ослабление ударных волн играют решающую роль при определении тер-

момеханической реакции среды. В частности, нелинейное поведение полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном (GRP), можно отнести к сложной структуре материала, развитию многочисленных повреждений в виде обширного расслоения, сдвига волокон, разрушения волокна при растяжении, большого отклонения волокна, микроразрушения волокна и локального напряжения волокна.

Несмотря на большой объем экспериментального материала, многие особенности ударно-волнового нагружения композиционных материалов могут быть исследованы только с помощью математического моделирования. Для быстропротекающих процессов математическое моделирование очень часто оказывается единственным надежным источником получения достоверной информации. Для замыкания математических моделей актуальной остается проблема получения точных уравнений состояния [9].

Целью настоящей работы является разработка подхода к построению уравнения состояния S2 стеклопластиковых армированных полимерных композитов для описания экспериментов по ударно-волновому воздействию, представленных в работе [9], до уровней давления во фронте ударной волны 4,5 ГПа.

### Уравнения состояния полимерного композита, армированного S2 стекловолокном

В зависимости от набора экспериментальных данных построение полуэмпирического уравнения состояния связующего [10–13] и минералов [13–18] начинается с выбора термодинамического потенциала. В данной работе таким термодинамическим потенциалом является свободная энергия Гельмгольца  $F(V, T)$ , которая наиболее простым и естественным образом связана с моделью строения вещества [10–13] и автоматически разбивается на тепловую и «холодную» составляющие:

$$F = U + E_{0V} + kT \sum_{\alpha} \ln(1 - \exp(-\frac{h\omega_{\alpha}}{kT})), \quad E_{0V} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} h\omega_{\alpha}. \quad (1)$$

Здесь  $U$ ,  $T$ ,  $h$ ,  $k$ ,  $\omega_{\alpha}$ ,  $E_{0V}$  – энергия межчастичного взаимодействия между атомами композитного материала, температура тела, постоянная Планка, постоянная Больцмана, частоты нормальных колебаний, энергия нулевых колебаний соответственно. В формуле (1) суммирование производится по всем частотам нормальных колебаний молекул, входящих в структуру композитного материала. Определив выражение для функции свободной энергии Гельмгольца  $F(V, T)$ , путем дифференцирования по объему и температуре данного термодинамического потенциала находят все выражения для определения как измеряемых (давление), так и вычисляемых термодинамических характеристик (внутренняя энергия, энтропия) [19].

Не ограничивая общности, применим подход Дебая и перепишем колебательную часть свободной энергии Гельмгольца  $F(V, T)$  свободной энергии в выражение (1) следующим образом:

$$F = U + E_{0V} + 3NRT \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \xi \ln(1 - \exp(-\xi)) d\xi, \quad (2)$$

здесь  $R$ ,  $N$ ,  $\theta_D$  – универсальная газовая постоянная, поделенная на эффективную молекулярную массу композитного вещества  $\mu$ , число атомов, характеристическая температура Дебая.

Интегрируя по частям третье слагаемое в выражении для свободной энергии  $F(V, T)$ , определенное равенством (2), а также вводя функцию Дебая  $D(x)$  [20]

$$D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \xi^3 \frac{d\xi}{\exp(\xi) - 1},$$

получим следующее выражение для свободной энергии Гельмгольца:

$$F = U + E_{0V} + 3NRT \left( \ln(1 - \exp(-x_D)) - \frac{D(x_D)}{3} \right), \quad (3)$$

где  $x_D = \theta_D / T$ .

Выражение для свободной энергии  $F(V, T)$  (3), позволяет определить давление  $P$  и энтропию  $S$  путем дифференцирования свободной энергии Гельмгольца по объему и температуре соответственно

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -\frac{\partial U}{\partial V} - \frac{dE_{0V}}{dV} - 3NRTD(x_D) \frac{d(\ln \theta_D)}{d(\ln V)} \frac{1}{V} \quad (4)$$

$$S = -\left\{ 3NR \left[ \ln(1 - \exp(-x_D)) - \frac{D(x_D)}{3} \right] - 3NMRD(x_D) \right\}. \quad (5)$$

При выводе формулы (5) было использовано свойство функции Дебая

$$D(x) = \frac{x}{\exp(x) - 1} - \frac{x}{3} D'(x),$$

где штрих обозначает дифференцирование по характеристической температуре  $x$ .

Уравнения (3) и (5) позволяют определить выражения для энергии  $E$  и теплоемкости при постоянном объеме  $C_V$ :

$$E = F + TS = U + E_{0V} + 3NRTD(x_D), \quad (6)$$

$$C_V = 3NR \left( 4D(x_D) - \frac{3x_D}{\exp(x_D) - 1} \right). \quad (7)$$

Вводя в рассмотрение коэффициент Грюнайзена по формуле

$$\gamma_D(V) = -\frac{d(\ln \theta_D)}{d(\ln V)},$$

выражение (4) можно записать в виде

$$P = -\frac{\partial U}{\partial V} - \frac{dE_{0V}}{dV} + \frac{3NRT\gamma_D(V)D(x_D)}{V}. \quad (8)$$

Исходя из определения энергии нулевых колебаний и учитывая разделение частот, получаем выражения для функций  $E_{0V}$  и  $\frac{dE_{0V}}{dV}$ :

$$E_{0V} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} h\omega_{\alpha} = \frac{9}{8} NR\theta_D(V); \quad \frac{dE_{0V}}{dV} = -\frac{9}{8} \frac{NR\gamma_D(V)\theta_D(V)}{V}. \quad (9)$$

Дифференцируя выражение (3) по объему  $V$  с учетом равенства (9), получим выражение для давления  $P$ :

$$P = \frac{3NRT\gamma_D(V)}{V} (D(x_D)) + P_X, \quad P_X = -\frac{\partial U}{\partial V} + \frac{9}{8} NRT\gamma_D(V)x_D/V, \quad (10)$$

где второе выражение (10) определяет холодную составляющую давления композитного материала.

Объединяя давление нулевых колебаний с тепловой частью давления, преобразуем первое равенство (10) к следующему виду

$$P = 3NRT\gamma_D(V)\rho(D(x_D) + \frac{3}{8}x_D) + P_C \quad P_C = -\frac{\partial U}{\partial V}. \quad (11)$$

Подставляя выражение для энергии нулевых колебаний в равенство (6), получим следующее выражение для определения внутренней энергии

$$E = U + \frac{9}{8} NR\theta_D(V) + 3NRTD(x_D).$$

Объединяя второй и третий члены правой части последнего уравнения, получим выражение для определения внутренней энергии

$$E = U + 3NRT(D(x_D) + \frac{3}{8}x_D). \quad (12)$$

Выражая второй член правой части уравнения (12) через внутреннюю энергию  $E$  и энергию меж частичного взаимодействия  $U$  и подставляя полученное равенство в уравнение (11), получим уравнение состояния в форме Ми–Грюнайзена

$$P - P_C = \gamma_D(V)\rho(E - U) \quad (13)$$

Для полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном, в работе [8] на основании экспериментальных данных была получена зависимость скорости ударной волны  $D$  от массовой скорости полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном, за ударной волной  $u$ :

$$D = a + bu = 3,228 + 0,996u, \quad (14)$$

где  $a$  и  $b$  – постоянные значения, определенные из экспериментов по ударно- волновому нагружению полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном. Выражение для скорости ударной волны (14) позволяет построить ударную адиабату полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном в виде:

$$P = \rho_0 a^2 (1 - x) / (1 - b(1 - x))^2, \quad (15)$$

где  $x = \rho_0 / \rho$ . Для уравнения Ми–Грюнайзена (13) построим ударную адиабату (адиабату Ренкина–Гюгонио). Соотношение, связывающее внутреннюю энергию и давление за фронтом сильной ударной волны, имеет следующий вид

$$E - E_0 = \frac{P}{2}(V_0 - V),$$

где  $E, P, V$  – значения внутренней энергии, давления и удельного объема за фронтом ударной волны соответственно,  $E_0, V_0$  значения внутренней энергии и удельного объема до фронта ударной волны.

Выражая внутреннюю энергию  $E$  из уравнения (13) и подставляя в последнее уравнение, получим уравнение для адиабаты Ренкина–Гюгонио

$$P = (P_C + \gamma_D(V)\rho(E_0 - U)) / (1 - 0,5\gamma_D(V)\rho(V_0 - V)). \quad (16)$$

Выражение для коэффициента Грюнайзена в дальнейшем было принято в виде, полученном в работе [21, 22]

$$\gamma_D(V) = \gamma_0(\rho / \rho_0), \quad (17)$$

где  $\gamma_0$  – значение коэффициента Грюнайзена при начальной плотности  $\rho_0$  равной 1,959 г/см<sup>3</sup> [8]. Для определения начального значения коэффициента Грюнайзена  $\gamma_0$  рассмотрим предельный случай, когда давление  $P$  стремится к бесконечности, и определим предельные значения плотности  $\rho_*$  или удельного объема  $V_*$ . Из уравнения (15) следует, что давление стремится к бесконечности, когда знаменатель равен нулю. Таким образом, из равенства

$$1 - b(1 - x) = 0,$$

следует, что

$$x_* = (b - 1) / b. \quad (18)$$

Из уравнения Ренкина–Гюгонио (16) можно определить начальное значения коэффициента Грюнайзена при условии стремления давления к бесконечности в точке  $x_*$ . Из равенства нулю знаменателя в уравнении (16)

$$1 - 0,5\gamma_0(1 - x_*) = 0,$$

получаем, что начальное значение коэффициента Грюнайзена связано с параметром  $b$  экспериментальной ударной адиабаты следующим образом:

$$\gamma_0 = 2b. \quad (19)$$

Таким образом, уравнение Ренкина–Гюгонио можно представить в следующем виде:

$$P = (P_C + 2b\rho_0(E_0 - U)) / (1 - b(1 - x)). \quad (20)$$

Сравнение выражений для описания холодной составляющей давления и внутренней энергии, полученных в работе [23], с уравнением Винета [24], показало [23], что эти составляющие могут быть представлены следующим образом:

$$P_C = 3\rho_0 C_0^2 (x^{-(m+1)} - x^{-(n+1)}), \quad (21)$$

$$U = 3C_0^2 \left( \frac{1}{m} x^{-m} - \frac{1}{n} x^{-n} \right), \quad (22)$$

где  $C_0$  – объемная скорость звука, равная 2,6 км/с [8]. Из равенства нулю при  $x = 1$  экспериментальных (15) и расчетных (20) значений давления на ударной адиабате следует, что

$$E_0 = U_0 = 3C_0^2 \left( \frac{1}{m} - \frac{1}{n} \right). \quad (23)$$

Для определения значений  $m$  и  $n$ , потребуем равенства первой и второй производных по  $x$  на экспериментальной (15) и расчетной (20) ударных адиабатах в точке  $x = 1$ . Получим систему из двух уравнений

$$\frac{\partial P_{ex}}{\partial x} = \frac{\partial P_{calc}}{\partial x} = \frac{\partial P_C}{\partial x} \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 P_{ex}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 P_{calc}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 P_C}{\partial x^2}, \quad (25)$$

где  $P_{ex}$  и  $P_{calc}$  определяются из уравнений (15) и (20) соответственно.

Подставляя в уравнения (24) и (25) выражения для соответствующих производных давления на ударных адиабатах, определенных равенствами (15) и (20) по  $x$ , получим следующую систему уравнений для нахождения параметров  $m$  и  $n$ :

$$a^2 / (3C_0^2) = m - n, \quad (26)$$

$$(4a^2 b) / (3C_0^2) = (m+1)(m+2) - (n+1)(n+2). \quad (27)$$

В результате решения системы уравнений (26) и (27) были получены следующие значения:  $m = 0,7567$ ,  $n = 0,2429$ . В таблице приведены значения давлений на экспериментальной [8] и расчетной ударной адиабате (20).

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений давления

$\varepsilon$	$x$	$P_{ex}$ , ГПа	$P_{calc}$ , ГПа
0,01	0,99	0,2083	0,2083
0,02	0,98	0,4250	0,4252
0,03	0,97	0,6507	0,6512
0,04	0,96	0,8857	0,8869
0,05	0,95	1,1304	1,1377
0,06	0,94	1,3854	1,3895
0,07	0,93	1,6511	1,6576
0,08	0,92	1,9280	1,9380
0,09	0,91	2,2168	2,2312
0,10	0,90	2,5179	2,5387
0,11	0,89	2,8319	2,8580
0,15	0,85	4,2320	4,2588

Приведенные в таблице данные показывают, что расхождение экспериментальных и расчетных значений давления на ударных адиабатах менее 1 %.

## Выводы

1. Предложенный в данной работе подход позволил получить уравнение состояния, позволяющее с высокой точностью воспроизводить экспериментальные данные по ударно-волновому нагружению полимерного композиционного материала, армированного S2 стекловолокном.

2. Преставление уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена позволяет применять данную методику и к другим композитным материалам, для которых известны экспериментальные ударные адиабаты и объемная скорость звука при нормальных условиях.

## Литература

1. Neubrand, A. Gradient materials: an overview of a novel concept / A. Neubrand, J. Rodel // *Zeitschrift für Metallkunde*. – 1997. – Vol. 88, № 5. – P. 358–371.
2. Влияние структурных неоднородностей углерод-углеродных композиционных материалов тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов на разбросы обгарных форм / М.Г. Булыгин, Г.Ф. Костин, Н.Н. Тихонов и др. // *Конструкции из композиционных материалов*. – 2004. – № 3. – С. 3–15.
3. Barker, L.M. A Model for Stress Wave Propagation in Composite Materials / L.M. Barker // *J. Composite Materials*. – 1971. – Vol. 5, Iss. 2. – P. 140–162.
4. Holmes, B.S. Steady shock waves in composite materials / B.S. Holmes, F.K. Tsou // *J. Appl. Phys.* – 1972. – Vol. 43, Iss. 3. – P. 957–961.
5. Lundergan, C.D. Propagation of Stress Waves in a Laminated Plate Composite / C.D. Lundergan, D.S. Drumheller // *Journal of Applied Physics*. – 1971. – Vol. 42, Iss. 2. – P. 669 – 675.
6. Munson, D.E. Stress-wave propagation in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-epoxy mixtures / D.E. Munson, R.R. Boade, K.W. Schuler // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Vol. 49, Iss. 9. – P. 4797–4807.
7. Munson, D.E. Steady wave analysis of wave propagation in laminates and mechanical mixtures / D.E. Munson, K.W. Schuler // *Journal of Composite Materials*. – 1971. – Vol. 5, Iss. 3. – P. 286–304.
8. Oved, Y. Shock wave propagation in layered composites / Y. Oved, G.E. Luttwak, Z. Rosenberg // *Journal of Composite Materials*. – 1978. – Vol. 12, Iss. 1. – P. 84–96.
9. Shock compression behavior of a S2-glass fiber reinforced polymer Composite / L. Tsai, F. Yuan, V. Prakash, D.P. Dandekar // *J. Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 105, Iss. 9. – P. 093526-1–093526-11.
10. Китайгородский, А.И. Молекулярные кристаллы / А.И. Китайгородский. – М: Наука, 1971. – 424 с.
11. Бушман, А.В. Модели уравнения состояния вещества / А.В. Бушман, В.Е. Фортов // *Успехи физических наук*. – 1983. – Т. 140, № 6. – С. 177–232.
12. Жарков, В.Н. Уравнения состояния при высоких температурах и давлениях / В.Н. Жарков, В.А. Калинин. – М.: Наука, 1968. – 311 с.
13. Olinger, B. The isothermal linear and volume compression of pentaerythritol tetranitrate (PETN) to 10 GPa (100 kbar) and the calculated shock compression / B. Olinger, P.M. Halleck, H.H. Cady // *J. Chem. Phys.* – 1975. – Vol. 62, Iss. 11. – P. 4480–4483.
14. Дорогокупец, П.И. Почти абсолютные уравнения состояния алмаза, AG, AL, AU, CU, MO, NB, PT, TA, W для квазигидростатических условий / П.И. Дорогокупец, Т.С. Соколова, Б.С. Данилов, К.Д. Литасов // *Геодинамика и тектонофизика*. – 2012. – Т. 3, № 2. – С. 129–166.
15. Уравнения состояния форстерита, вадслеита, рингвудита, акимотоита, MgSiO<sub>3</sub>-перовскита и постперовскита и фазовая диаграмма системы Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> при давлениях до 130 ГПа / П.И. Дорогокупец, А.М. Дымшиц, Т.С. Соколова и др. // *Геология и геофизика*. – 2015. – Т. 56, № 1-2. – С. 224–246.
16. Дорогокупец, П.И. Внутренняя ангармоничность уравнениях состояния твердых веществ / П.И. Дорогокупец, А.Р. Оганов // *Доклады Академии наук*. – 2004. – Т. 394, № 6. – С. 804–807.
17. Dorogokupets, P.I. Thermodynamic functions at zero pressure and their relation to equations of state of minerals / P.I. Dorogokupets // *American Mineralogist*. – 2000. – Vol. 85, № 2. – С. 329–337.
18. Дорогокупец, П.И. Термическое уравнение состояния минералов / П.И. Дорогокупец, И.К. Карпов, В.В. Лашкевич // *Записки Всесоюзного минералогического общества*. – 1988. – Т. 117, № 3. – С. 334–344.
19. Базаров, И.П. Термодинамика / И.П. Базаров. – М.: Высшая школа, 1991. – 375 с.
20. Ландау, Л.Д. Статистическая физика. Ч. I / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1976. – 583 с.
21. Ковалев, Ю.М. Определение вида коэффициента Грюнайзена для молекулярных кристаллов / Ю.М. Ковалев // *Доклады Академии наук*. – 2005. – Т. 403, № 4. – С. 475–477.
22. Ковалев Ю.М. Функция Грюнайзена для твердых взрывчатых веществ / Ю.М. Ковалев // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Математическое моделирование физических процессов*. – 2005. – № 2. – С. 55–59.

23. Ковалев, Ю.М. Определение температурной зависимости изобарического коэффициента объемного расширения для некоторых молекулярных кристаллов нитросоединений / Ю.М. Ковалев // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91, № 6. – С. 1653–1663.

24. A Universal Equation of State for Solids / P. Vinet, J.R. Smith, J. Ferrante, J.H. Rose // Journal of Physics C: Solid State Physics. – Vol. 19, no. 20. – L467–L473.

*Поступила в редакцию 1 июня 2020 г.*

---

*Bulletin of the South Ural State University  
Series "Mathematics. Mechanics. Physics"  
2020, vol. 12, no. 3, pp. 48–55*

---

DOI: 10.14529/mmph200307

## EQUATION OF STATE FOR S2 GLASS-FIBER REINFORCED POLYMER COMPOSITE

**Yu.M. Kovalev**

*South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation  
E-mail: yum\_kov@mail.ru*

This article presents the results of building a semi-empirical equation of state for S2 glass-fiber reinforced polymer composite. The equation of state includes the heat and cold elements. To describe the cold element of the equation of state, the substantiation has been performed for the choice of the form ( $m$  and  $n$ ) of the intermolecular potential adequately describing the structure of interactions in the composite material's components. To describe the heat element of this equation of state, the Helmholtz free energy has been determined with the Debye approximation. When building the equation of state, it has been shown that the equation of state for S2 glass-fiber reinforced polymer composite can be presented in the form of a Mie–Grüneisen equation. A type of dependency has been suggested between the Grüneisen coefficient and the volume, as well as an approach to determining the Grüneisen coefficient at the initial conditions of holding an experiment on the shock-wave exposure of the composite material. Experimental and calculated shock adiabats have been built for the for S2 glass-fiber reinforced polymer composite. The equality of the first and second derivatives of the experimental and theoretical shock adiabats in the point determining the initial state of the composite material has allowed to determine the coefficients being part of the structure ( $m$  and  $n$ ) of the intermolecular potential of the composite material's components. The comparing of the pressures calculated as per the work-determined equation of state for S2 glass-fiber reinforced polymer composite, with an experimental shock adiabat, has shown that those correspond with a difference of less than 1 %.

*Keywords: equation of state; Helmholtz energy; Debye approximation; Grüneisen coefficient; Mie–Grüneisen equation.*

### References

1. Neubrand, A., Rodel J. Gradient materials: an overview of a novel concept. *Zeitschrift für Metallkunde*, 1997, Vol. 88, no. 5, pp. 358–371.
2. Bulygin M.G., Kostin G.F., Tikhonov N.N., Dementyev O.N., Kovalev Yu. M., Yagafarov Sh. Sh. Structural Inhomogeneities Influence of Carbon-Carbon Composite Materials for Hypersonic Heat Shield of Aircraft on the Spreads in Ablating Forms. *Konstrukcii iz kompozicionnyh materialov* (Composite materials constructions), 2004, no. 3, pp. 3–15. (in Russ.).
3. Barker L.M. A Model for Stress Wave Propagation in Composite Materials. *J. Composite Materials*, 1971, Vol. 5, Iss. 2, pp. 140–162. DOI: 10.1177/002199837100500202
4. Holmes B.S., Tsou F.K. steady shock waves in composite materials. *J. Appl Phys.*, 1972, Vol. 43, Iss. 3, P. 957–961. DOI: 10.1063/1.1661314
5. Lundergan C.D., Drumheller D.S. Propagation of Stress Waves in a Laminated Plate Composite. *Journal of Applied Physics*, 1971, Vol. 42, Iss. 2, pp. 669–675. DOI: 10.1063/1.1660078

6. Munson D.E., Boade R.R., Schuler K.W. Stress-wave propagation in  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -epoxy mixtures. *J. Appl. Phys.*, 1978, Vol. 49, Iss. 9, P. 4797–4807. DOI: 10.1063/1.325562
7. Munson D.E., Schuler K.W. Steady wave analysis of wave propagation in laminates and mechanical mixtures. *Journal of Composite Materials*, 1971, Vol. 5, Iss. 3, P. 286–304. DOI: 10.1177/002199837100500301
8. Oved Y., Luttwak G.E., Rosenberg Z. Shock wave propagation in layered composites. *J. Compos. Mater.*, 1978, Vol. 12, Iss. 1, P. 84–96. DOI: 10.1177/002199837801200107
9. Tsai L., Yuan F., Prakash V., Dandekar D.P. Shock compression behavior of a S2-glass fiber reinforced polymer Composite. *J. Appl. Phys.*, 2009, Vol. 105, Iss. 9, pp. 093526-1–093526-11. DOI: 10.1063/1.3124622
10. Kitaygorodskiy A.I. *Molekulyarnye kristally* (Molecular crystals). Moscow, Nauka Publ., 1971, 424 p. (in Russ.).
11. Bushman A.V., Fortov V.E. Model equations of state. *Sov. Phys. Usp.*, 1983, Vol. 26, no. 6, pp. 465–496. DOI: 10.1070/PU1983v026n06ABEH004419
12. Zharkov V.N., Kalinin V.A. *Uravneniya sostoyaniya pri vysokikh temperaturakh i davleniyakh* (Equations of state at high temperatures and pressures). Moscow, Nauka Publ., 1968, 311 p.
13. Olinger B., Halleck P.M., Cady H.H. The isothermal linear and volume compression of penterythritol tetranitrate (PETN) to 10 GPa (100 kbar) and the calculated shock compression. *J. Chem. Phys.*, 1975, Vol. 62, Iss. 11, pp. 4480–4483. DOI: 10.1063/1.430355
14. Dorogokupets P.I., Sokolova T.S., Danilov B.S., Litasov K.D. Near-Absolute Equations of State of Diamond, Ag, Al, Au, Cu, Mo, Nb, Pt, Ta, AND W FOR Quasi-Hydrostatic Conditions. *Geodynamics & Tectonophysics*, 2012, Vol. 3, no. 2, pp. 129–166. DOI: 10.5800/GT-2012-3-2-0067
15. Dorogokupets P.I., Dymshits A.M., Sokolova T.S., Danilov B.S., Litasov K.D. The Equations of State of Forsterite, Wadsleyite, Ringwoodite, Akimotoite,  $\text{MgSiO}_3$ -Perovskite, and Postperovskite and Phase Diagram For The  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  System at Pressures of up to 130 GPa. *Russian Geology and Geophysics*, 2015, Vol. 56, Iss. 1–2, pp. 172–189. DOI: 10.1016/j.rgg.2015.01.011
16. Dorogokupets P.I., Oganov A.R. Intrinsic Anharmonicity in Equations of State of Solids and Minerals. *Doklady Earth Sciences*, 2004, Vol. 395, no. 2, pp. 238–241.
17. Dorogokupets, P.I. Thermodynamic functions at zero pressure and their relation to equations of state of minerals. *American Mineralogist*, 2000, Vol. 85, no. 2, pp. 329–337. DOI: 10.2138/am-2000-2-311
18. Dorogokupets P.I., Karpov I.K., Lashkevich V.V. Termicheskoe uravnenie sostoyaniya mineralov (Thermal equation of state for minerals). *Zapiski Vsesoyuznogo mineralogicheskogo obshchestva*, 1988, no. 3, pp. 334–344. (in Russ.).
19. Bazarov I.P. *Termodinamika* (Thermodynamics). Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1991, 375 p. (in Russ.).
20. Landau L.D., Lifshits E.M. *Statisticheskaya fizika. Ch. I* (Statistical Physics. Part I). Moscow, Nauka Publ., 1976, 584 p.
21. Kovalev Yu. M. Determination of Form of the Gruneisen Coefficient for Molecular Crystals. *Doklady Akademii nauk*, 2005, Vol. 403, no. 4, pp. 475–477. (in Russ.).
22. Kovalev Yu.M. Gruneisen Function for Solid Explosives. *VANT. Ser.: Mat. Mod. Fiz. Proc.*, 2005, no. 2, pp. 55–59. (in Russ.).
23. Kovalev Y.M. Determination of the Temperature Dependence of the Isobaric Volumetric Expansion Coefficient for Certain Molecular Crystals of Nitro Compounds. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2018, Vol. 91, no. 6, pp. 1573–1582. DOI: 10.1007/s10891-018-1895-8
24. Vinet P., Smith J.R., Ferrante J., Rose J.H. A Universal Equation of State for Solids. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Vol. 19, no. 20, L467–L473. DOI: 10.1088/0022-3719/19/20/001

Received June 1, 2020