

РАЗДЕЛ I МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАБОТКИ ДАВЛЕНИЕМ

УДК 531.8+669.14

Алюшин Ю. А.
Кузнецов С. А.

МЕХАНИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЕФОРМАЦИИ

Энергетические методы широко применяются при решении различных задач механики, в том числе обработки металлов давлением. Вместе с тем, определенные трудности, связанные с прогнозированием разрушения и свойств материалов после различных видов обработки, в частности, в условиях сверхпластичности и для новых, например, синтетических материалов, побуждают к их развитию с ориентацией на применение физических свойств вместо механических [1, 2].

Любые, значимые с точки зрения механики, внешние воздействия и внутренние изменения должны проявляться в уравнениях движения, например, в форме Лагранжа:

$$x_i = x_i(\alpha_p, t), \quad (1)$$

где t – время; $x_i \in (x, y, z)$, $\alpha_p \in (\alpha, \beta, \gamma)$ – переменные Эйлера и Лагранжа, соответственно. Из этого следует, что 13 локальных инвариантов системы (1), включая 3 модуля векторов перемещения \vec{u} , скорости \vec{v} и ускорения \vec{w} , 6 инвариантов тензоров деформации $x_{i,p} = \partial x_i / \partial \alpha_p$ и скорости деформации $x_{i,p} = \partial x_{i,t} / \partial \alpha_p$, а также пройденный частицей путь и 3 интеграла по времени от инвариантов тензора скорости деформации несут всю информацию, необходимую для определения характеристик, связанных с движением и изменением состояния каждой частицы сплошной среды. Энергия, как обобщенный скаляр любых видов движения, должна зависеть от перечисленных независимых инвариантов.

В простейшем случае энергию бесконечно малой частицы δE можно представить в виде суммы произведений локальных инвариантов ξ_i на скалярные коэффициенты k_i , обеспечивающие единую размерность слагаемых и характеризующие физические свойства частицы или среды, в которой происходит движение [1, 2]:

$$\delta E = \sum_i \delta E_i(\xi_i) = \sum_i k_i \xi_i \delta V_0. \quad (2)$$

С учетом энергии внешних воздействий $d\delta E_e$, представленной в виде скалярного произведения сил $\delta \vec{P}$ и скоростей \vec{v} на границах бесконечно малого параллелепипеда:

$$d\delta E_e = \sum (\delta \vec{P} \cdot \vec{v}) dt = \delta V_0 dt (\tau_{pi} x_{i,tp} + x_{i,t} \partial \tau_{pi} / \partial \alpha_p),$$

закон сохранения энергии принимает вид:

$$d\delta E = \delta V_0(d \sum_i k_i \xi_i) - \delta dE_e = 0. \quad (3)$$

Здесь и далее операторы d и δ характеризуют бесконечно малые приращения функций во времени и в пространстве переменных Лагранжа, соответственно.

Целью работы является выявление возможной зависимости между коэффициентами k_i , физическими и механическими свойствами материалов, а также их использование для расчета энергетических изменений частиц за счет деформации и тепловых воздействий.

Записывая инварианты ξ_i через компоненты соответствующих векторов или тензоров и приравнивая коэффициенты при одинаковых множителях $x_{i,p}$, из закона сохранения энергии (3) получаем соотношения между напряжениями τ_{pi} на гранях фиксированной частицы, коэффициентами k_i и производными $x_{i,p} = \partial x_i / \partial \alpha_p$ [1, 2]:

$$\tau_{pi} = k_5 \delta_{pi} + 2k_6 x_{i,p} + k_7 \tilde{x}_{i,p}, \quad (4)$$

где $\tilde{x}_{i,p}$ – алгебраические дополнения элементов $x_{i,p}$ матрицы производных системы уравнений (1):

$$x_{i,p} \equiv \partial x_i / \partial \alpha_p = \begin{bmatrix} x_\alpha & x_\beta & x_\gamma \\ y_\alpha & y_\beta & y_\gamma \\ z_\alpha & z_\beta & z_\gamma \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Нижние индексы, в том числе после запятой при обозначении индексных функций, соответствуют дифференцированию по указанным в индексах переменным, например $x_{i,p} \equiv \partial x_i / \partial \alpha_p$, $x_\alpha \equiv \partial x / \partial \alpha$. Единичный тензор δ_{pi} принимает значения $\delta_{pi} = 1$ для $\tau_{ax}, \tau_{by}, \tau_{cz}$ и $\delta_{pi} = 0$ для остальных напряжений.

Отличие соотношений (4) от известных состоит в том, что они получены из самого общего закона механики лишь при одном предположении: линейной зависимости энергии от кинематических инвариантов движения.

Можно показать, что соотношения (4) согласуются с рассмотренными в работе [3], полученными из анализа инвариантности мощности деформации, а также с используемыми в общепринятых теориях [4, 5].

Учитывая соотношения между напряжениями [5]:

$$\tau_{pi} = \sigma_{ji} \tilde{x}_{j,p}; \quad \sigma_{ji} = \tau_{pi} x_{j,p} / R,$$

где $R = |x_{i,p}|$, для напряжений σ_{ji} получаем:

$$\sigma_{ji} = \frac{1}{R} (\tau_{ai} x_{j,\alpha} + \tau_{\beta i} x_{j,\beta} + \tau_{\gamma i} x_{j,\gamma}) = \frac{1}{R} \left[k_5 \frac{\partial x_j}{\partial \alpha_i} + 2k_6 (x_{i,\alpha} x_{j,\alpha} + x_{i,\beta} x_{j,\beta} + x_{i,\gamma} x_{j,\gamma}) \right] + k_7 \delta_{ji}. \quad (6)$$

При $k_5 = 0$ или $\partial x_j / \partial \alpha_i = \partial x_i / \partial \alpha_j$ тензор напряжений Коши (6) становится симметричным, как в классической механике сплошных сред [5]. Инвариантное соотношение:

$$3\sigma R = k_5 \xi_5 + 2k_6 \xi_6 + 3k_7 \xi_7,$$

где $3\sigma = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}$, и значение инварианта $\xi_7 = R$ [1] позволяют утверждать, что коэффициент k_7 определяет выбор начала отсчета шкалы средних напряжений σ :

$$\sigma = (k_5 \xi_5 + 2k_6 \xi_6) / 3R + k_7. \quad (7)$$

В исходном состоянии (при $t = 0$), когда $\xi_5 = 3$, $\xi_6 = 3$, $\xi_7 = R = 1$, имеем:

$$\sigma_0 = k_5 + 2k_6 + k_7. \quad (7a)$$

Коэффициенты k_1 и k_2 , ассоциируемые с модулями векторов перемещения и скорости, характеризуют потенциальную и кинетическую энергию через постоянную гравитационного поля g и плотность материала ρ ($k_1 = \rho g$, $k_2 = \rho/2$) в дифференциальных уравнениях движения:

$$\frac{\partial \tau_{pi}}{\partial \alpha_p} + \rho_0 \mathbf{g}_i = \rho_0 x_{i,tt} \quad \text{или} \quad \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} + \rho \mathbf{g}_i = \rho x_{i,tt}. \quad (8)$$

Коэффициент k_3 не входит в приведенные уравнения, так как в соответствии с основным постулатом механики [5] поведение системы зависит от положения частиц и их скоростей. Ускорения должны определяться через физические свойства среды и кинематические характеристики движения.

Коэффициенты k_8, k_9, k_{10} с инвариантами ξ_8, ξ_9, ξ_{10} также не вошли в уравнение энергетического баланса (3) (в выражении для мощности внешних сил нет множителей типа x_{ip}). Можно предположить, что они определяют внутренние процессы переходов одних видов энергии в другие, например, энергии изменения объема в энергию изменения формы, т. е. самоорганизацию процессов деформации, включая отношение между продольными и поперечными деформациями при линейном растяжении.

Коэффициенты $k_4, k_{11}, k_{12}, k_{13}$ учитывают интегральные во времени энергетические изменения с постоянным увеличением соответствующих им инвариантов (пройденный путь, интегральная деформация и пр.) в процессах диссипации за счет сил трения и необратимой деформаций.

Коэффициенты k_5, k_6, k_7 , в соответствии с уравнением (2), характеризуют физические свойства материала при его деформации и, если они известны, по уравнениям движения (1) можно определить кинематические, а затем энергетические и силовые функции, в том числе напряжения (4) и (6).

Вместе с тем, коэффициенты k_5, k_7 могут быть использованы для выбора начала отсчета шкалы средних напряжений. Есть достаточно оснований считать, в том числе на основе сравнения законов упругого изменения объема $\sigma = 3K\varepsilon$ и изотермического расширения газа $pV = const$, что в исходном состоянии средние напряжения не следует принимать равными 0. В дополнение к соображениям, высказанным в работе [1], ниже рассмотрены другие возможные варианты определения коэффициентов k_5, k_6, k_7 , не противоречащие общепринятым представлениям о физических свойствах материалов в области упругих и пластических деформаций.

Если считать $\sigma_0 \neq 0$, коэффициенты k_5, k_6, k_7 можно определить из условий пропорциональности шаровых тензоров и девиаторов напряжений и деформаций. В частности, для шаровых тензоров, приведенных к обычной шкале средних напряжений:

$$\sigma - \sigma_0 = k_5[\xi_5/(3R) - 1] + 2k_6[\xi_6/(3R) - 1],$$

при значениях множителей правой части с точностью до ε :

$$\xi_5/(3R) - 1 = (1 + \varepsilon)/(1 + 3\varepsilon) - 1 = -2\varepsilon; \quad \xi_6/(3R) - 1 = (1 + 2\varepsilon)/(1 + 3\varepsilon) - 1 = -\varepsilon,$$

закон упругого изменения объема принимает вид:

$$\tilde{\sigma} = \sigma - \sigma_0 = -2(k_5 + k_6)\varepsilon = 3K\varepsilon. \quad (9)$$

Компоненты девиаторов:

$$\sigma'_{ji} = \sigma_{ji} - \sigma\delta_{ji} = \frac{1}{R}k_5\left(\frac{\partial x_j}{\partial \alpha_i} - \frac{1}{3}\xi_5\delta_{ji}\right) + \frac{2}{R}k_6\left(x_{i,\alpha}x_{j,\alpha} + x_{i,\beta}x_{j,\beta} + x_{i,\gamma}x_{j,\gamma} - \frac{1}{3}\xi_6\delta_{ji}\right)$$

для любой шкалы средних напряжений остаются одинаковыми. В общем виде выражения для компонент тензора деформаций Коши в пространстве переменных Лагранжа имеют громоздкий вид [6], поэтому ниже они приведены для линейного растяжения (μ – коэффициент Пуассона):

$$\varepsilon'_x = \varepsilon_x - \varepsilon = \frac{2}{3}\varepsilon_x(1 + \mu); \quad \varepsilon'_y = \varepsilon_y - \varepsilon = -\frac{1}{3}\varepsilon_x(1 + \mu);$$

$$\sigma'_{xx} = \frac{2\varepsilon_x(1 + \mu)}{3R}(k_5 + 4k_6); \quad \sigma'_{yy} = \frac{-\varepsilon_x(1 + \mu)}{3R}(k_5 + 4k_6).$$

Отсюда:

$$\frac{\sigma'_{xx}}{\varepsilon'_{xx}} = \frac{\sigma'_{yy}}{\varepsilon'_{yy}} = (k_5 + 4k_6) = \lambda. \quad (10)$$

Полученная система уравнений (7), (9), (10) имеет решение:

$$k_5 = -\lambda/3 - 2K; \quad k_6 = \lambda/3 + K/2; \quad k_7 = \sigma_0 - \lambda/3 + K. \quad (11)$$

Как частный случай из решения (11) следуют значения коэффициентов k_5 , k_6 , k_7 , если считать $\sigma_0 = 0$, тогда все изложенное можно рассматривать как новую энергетическую интерпретацию известных теорий. С другой стороны, учитывая, что k_7 входит в уравнения (6) только для нормальных напряжений, есть достаточно оснований считать допустимым предположение $k_7 = \sigma_0$, тогда:

$$k_5 = -3K; \quad k_6 = 1,5K; \quad k_7 = \sigma_0 \quad (12)$$

при любом σ_0 . Предположения непротиворечивы при $2G = 3K$ (при коэффициенте Пуассона $\mu = 0$).

Вариант (12) с одним модулем согласуется с рассмотренным в работе [3]. Фактически в современной теории упругости физической константой также следует считать только один модуль объемной упругости K . Модули Юнга E и сдвига G связаны с модулем K коэффициентом

Пуассона μ , который нельзя относить к физическим свойствам, так как он соответствует определенным условиям деформации и допускает достаточно большой диапазон возможных изменений [7]. Для любых видов деформации с учетом общего соотношения (4) получаем:

$$\tau_{pi} = -3K\delta_{pi} + 3Kx_{i,p} + \sigma_0\tilde{x}_{i,p} = 3K(x_{i,p} - \delta_{pi}) + \sigma_0\tilde{x}_{i,p}.$$

Эта модель допускает переходы между любыми видами энергии, ассоциируемыми с инвариантами тензора (5).

Вместе с тем, решение (11) следует считать более предпочтительным, так как оно позволяет учитывать изменение свойств материала, например, его упрочнение в процессе деформации с помощью коэффициента λ , который в упругой области совпадает с удвоенным модулем сдвига $\lambda = 2G$.

Коэффициенты k_5, k_6, k_7 определяют энергетические изменения за счет деформации под влиянием любых, в том числе тепловых, воздействий в соответствии с уравнением:

$$\Delta \frac{\delta E}{\delta V_0} = k_5 \Delta \xi_5 + k_6 \Delta \xi_6 + k_7 \Delta \xi_7. \quad (13)$$

При нагреве на температуру ΔT линейные размеры частицы из изотропного материала изменяются на величину $\alpha_T \Delta T$, где α_T – коэффициент линейного расширения, при этом затрачивается энергия:

$$\Delta \delta E = \int_{T_0}^T c \delta m dT$$

или, приближенно, $\Delta \delta E = c_{cp} \delta m \Delta T$, $\Delta \delta E / \delta V_0 = c_{cp} \rho_0 \Delta T$, где c_{cp} – средняя теплоемкость в рассматриваемом диапазоне температур от T_0 до T . С учетом уравнений движения $x_i = \alpha_i (1 + \alpha_T \Delta T)$, $x_\alpha = (1 + \alpha_T \Delta T)$ и приращения инвариантов:

$$\Delta \xi_5 = 3\alpha_T \Delta T; \quad \Delta \xi_6 = 6\alpha_T \Delta T + 3(\alpha_T \Delta T)^2; \quad \Delta \xi_7 = 3\alpha_T \Delta T + 3(\alpha_T \Delta T)^2 + (\alpha_T \Delta T)^3,$$

переходу тепла в энергию частицы должно соответствовать уравнение:

$$c\rho_0 / \alpha_T = 3k_5 + 6k_6 + 3k_7 + 3(k_6 + k_7)\alpha_T \Delta T + k_7(\alpha_T \Delta T)^2 \approx 3(k_5 + 2k_6 + k_7). \quad (13a)$$

Сравнивая правые части уравнений (7a) и (13a), можно утверждать, что средние напряжения в исходном состоянии следует считать равными:

$$\sigma_0 = c_{cp} \rho_0 / (3\alpha_T) = k_5 + 2k_6 + k_7, \quad (14)$$

где физические характеристики в правой части должны соответствовать исходному состоянию материала, т. е. при нормальном давлении и температуре 20 °С. По существу использование соотношения (14) соответствует переходу к новой энергетической шкале средних напряжений, по аналогии с термодинамической шкалой температуры Кельвина.

Как следует из графиков на рис. 1, для сталей величина σ_0 в значительно меньшей степени зависит от содержания углерода, чем твердость HB или предел текучести σ_T (после нормализации) [12], и мало изменяется с повышением температуры (рис. 2), если в рассматриваемом интервале нет аллотропических, фазовых или иных превращений.

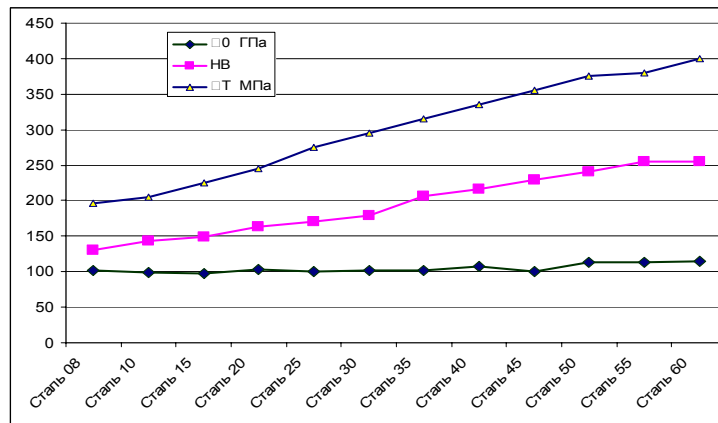


Рис. 1. Зависимость объемной плотности энергии σ_0 , твердости HV и предела текучести σ_T от содержания углерода в стали (состояние поставки)

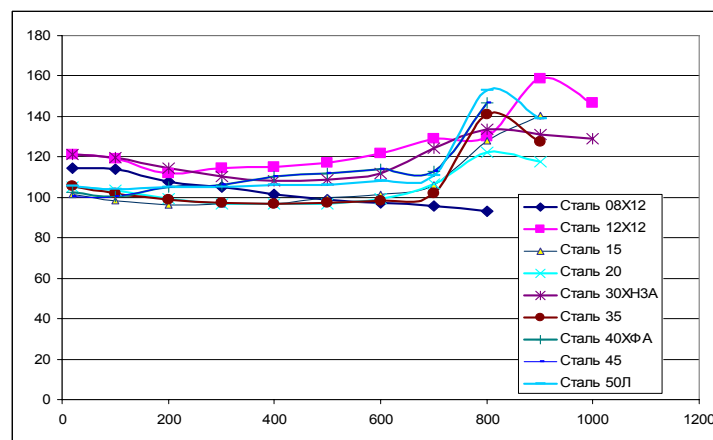


Рис. 2. Влияние температуры на объемную плотность энергии σ_0

Величина σ_0 с размерностью $\text{Па} = \text{Н}/\text{м}^2$ характеризует объемную плотность энергии в исходном состоянии материала. Если перейти к массовой плотности $e_0 = \sigma_0 / \rho_0$ с размерностью $\text{Дж}/\text{кг}$, тогда в правой части останется только отношение средней теплоемкости c_{cp} и коэффициента объемного термического расширения $3\alpha_T$:

$$e_0 = \sigma_0 / \rho_0 = c_{cp} / (3\alpha_T). \quad (15)$$

В соответствии с законом Грюнайзена [8], открытого немецким физиком в 1908 году, правая часть не должна зависеть от температуры, что дополнительно подтверждает ранее высказанное предположение, что коэффициенты k_i характеризуют физические свойства среды. По существу соотношения (14) и (15) можно рассматривать как новую интерпретацию закона Грюнайзена. С другой стороны, в работе [9] отмечено, что произведение коэффициента линейного расширения α_T и температуры плавления T_{nl} (в градусах Кельвина) для большинства металлов остается примерно одинаковым (см. табл. 1):

$$\alpha_T \times T_{nl} = N \approx const$$

и правую часть соотношения (15) можно представить в виде:

$$e_0 = \sigma_0 / \rho_0 = c_{cp} T_{nl} / (3\alpha_T T_{nl}) = c_{cp} T_{nl} / (3N) = Q_{nl} / (3N) = n Q_{nl},$$

т. е. массовая плотность энергии e_0 в исходном состоянии примерно в 20 (для железа в 17,67) раз превышает энергию, необходимую для нагрева материала до температуры плавления (табл. 1) и практически для всех металлов превышает сумму энергий:

$$e_s = e_{20-T_{пл}} + e_{пл} + e_{кип},$$

где $e_{20-T_{пл}}$ – энергия нагрева материала до температуры плавления; $e_{пл}$, $e_{кип}$ – скрытая теплота плавления и кипения, соответственно (табл. 2, [10]).

Таблица 1

Характеристики материалов в зависимости от температуры плавления

Металл	$T_{пл}, K^{\circ}$	$\alpha_T \cdot 10^6, 1/K^{\circ}$	$\alpha_T \cdot T_{пл} \cdot 10^3$	$N = 1/(3N)$
Алюминий	933	23,9	22,30	14,95
Вольфрам	3783	4,3	16,27	20,49
Железо	1612	11,7	18,86	17,67
Золото	1336	16,2	21,64	15,40
Магний	923	26	24,00	13,89
Медь	1356	16,5	22,37	14,90
Олово	504	23	11,59	28,76
Свинец	600	29,3	17,58	18,96
Серебро	1233	19,7	24,29	13,72
Титан	2193	8,5	18,64	17,88
Цинк	692	15	10,38	32,11

Таблица 2

Энергия нагрева материала до температуры плавления, скрытая теплота плавления и кипения для различных материалов

Металл	e_0	c_{cp}	$e_{20-T_{пл}}$	$e_{пл}$	$e_{кип}$	e_s	e_0/e_s
	[кДж/кг]	Дж/(К°·кг)	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	
Алюминий	12 495,82	902,45	596,07	398,41	10 529,24	11523,73	1,08
Вольфрам	11 136,95	132,02	451,76	190,38	4 482,16	5124,30	2,17
Железо	12 700,03	450,16	692,79	247,10	6 088,06	7027,96	1,81
Золото	2 846,79	128,91	137,23	64,38	1 726,18	1927,79	1,48
Магний	13 233,60	1 024,48	664,89	378,52	5 422,75	6466,16	2,05
Медь	8 035,71	384,60	416,74	204,73	4 793,38	5414,85	1,48
Олово	4 663,92	228,37	52,96	59,56	2 493,47	2605,99	1,79
Свинец	1 411,43	128,62	42,14	23,02	858,11	923,27	1,53
Серебро	4 095,24	235,10	226,19	110,78	2 355,65	2692,63	1,52
Титан	18 867,92	524,23	870,22	392,65	8 826,23	10089,10	1,87
Цинк	1 822,52	388,44	162,99	111,33	1 755,62	2029,94	0,90

Затраты энергии на нагрев жидкой фазы от температуры плавления до температуры кипения не рассмотрен в связи с недостатком данных в физических и химических энциклопедиях. Вместе с тем, есть достаточно оснований считать, что массовая плотность энергии материалов e_0 в исходном состоянии не только имеет один порядок с суммой энергий e_s , необходимых для превращения исходного материала в газообразное состояние, но и близка к этому значению. В частности, по данным сайта [11] значение теплоемкости жидкого железа изменяется в интервале 0,76–0,85 кДж/(кг·К°). С учетом этого e_s железа увеличивается на 1123,7 кДж/кг с 7027,96 кДж/кг до 8151,66 кДж/кг, что только в 1,5 (вместо 1,8) раза меньше e_0 .

Дополнительно отметим, что в расчетах не учтено увеличение теплоемкости с повышением температуры нагрева металлов в твердом состоянии, что также должно способствовать приближению отношения e_0/e_S к 1.

Если считать величины σ_0 и K постоянными, тогда механические и технологические свойства должны быть связаны с отношением (10), т. е. коэффициентом пропорциональности девиаторных составляющих тензоров или интенсивностей напряжений и деформаций, а также интегральными по времени инвариантами (интегральная деформация или параметр упрочнения Одвишта и пр.), которые отличают обратимую деформацию от необратимой.

ВЫВОДЫ

Предлагаемые варианты определения новых физических характеристик материалов, в том числе с учетом теплофизических свойств, массовой и объемной плотности энергии в исходном состоянии, а также общепринятых соотношений между компонентами шаровых тензоров и девиаторов напряжений и деформаций, создают предпосылки для учета общих энергетических изменений за счет любых факторов, включая термическую обработку и обработку давлением, которые в конечном итоге определяют эксплуатационные свойства изделий.

Представление общих энергетических изменений в виде суммы слагаемых, каждое из которых зависит только от одного инварианта тензора (5), позволяет целенаправленно управлять энергетическим состоянием частиц путем выбора соответствующих технологических операций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алюшин Ю. А. Энергетическая шкала средних напряжений и физические свойства металлов в области обратимых и необратимых деформаций / Ю. А. Алюшин // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2010. – №3. – С. 95–104.
2. Алюшин Ю. А. Механические и физические свойства материалов в области упругих и пластических деформаций / Ю. А. Алюшин // Обработка материалов давлением : сборник научных трудов. – Краматорск, 2010. – № 1 (22). – С. 17–24.
3. Алюшин Ю. А. Определяющие соотношения при лагранжевом описании обратимой и необратимой деформации / Ю. А. Алюшин // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2007. – № 5. – С. 47–56.
4. Унксова Е. П. Теория пластических деформаций металлов / Е. П. Унксова, А. Г. Овчинникова. – М. : Машиностроение, 1983. – 598 с.
5. Седов Л. И. Механика сплошной среды Т. 1 / Л. И. Седов. – М. : Наука, 1976. – 536 с.
6. Алюшин Ю. А. Механика процессов деформации в пространстве переменных Лагранжа : учеб. пособие для вузов / Ю. А. Алюшин. – М. : Машиностроение, 1997. – 136 с.
7. Белл Д. Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. В 2-х частях / Д. Ф. Белл. – М. : Наука, 1984. – 600 с.
8. Ландау Л. Д. Статистическая физика. Ч. 1 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц ; 3 изд. – М. : Наука, 1973. – 456 с.
9. Чалмерс Б. Физическое металловедение / Б. Чалмерс. – М. : Металлургия, 1963. – 299 с.
10. Химическая энциклопедия : в 5 т / Редкол. : И. Л. Кнунянц (гл. ред.). – М. : Советская энциклопедия, 1990. – Т. 2. – 671 с.
11. Лаборатория крупного слитка. Теплофизические свойства стали [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://steelcast.ru/steel_properties.
12. Неофициальный сайт ГОСТов [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.rgost.ru>.

Алюшин Ю. А. – д-р техн. наук, проф. МГГУ;

Кузнецов С. А. – д-р техн. наук, проф., зам. ген. директора ОАО «Уралмашзавод».

МГГУ – Московский государственный горный университет, г. Москва, Россия.

E-mail: alyushin7@gmail.com