Iskh.022048 Positive

3. A device for automated contouring parts for sewing. NIP RK Patent RK № 27813 from 12.19.2013 ./ Kazahbaev SZ Taukebaeva KS, Baubek SS Talipov AZ -Astana: Bull. № 12. - 4: ill.
4. Bishop R. fluctuations. Trans. with eng. / Ed. Ya.G.Panovko /. M .: Nauka. 1986. p. 87 - 111.
5. V. Zhukov Studies of the mechanisms for moving loose-parts in sewing machines billet-automatic action. Kand. diss. -M .: MTILP, 1986, 241 p.
6. The strength, stability, vibrations. Guide in three volumes. Volume 1 / Ed. I.A.Birgera and YG Panovko /. M .: Mechanical Engineering, 1988, 831 p.
7. Baubek SD Modeling effective tools for automated contour machining. Monograph - M .: Vserossisky deposited in the Research Institute of the Academy of Sciences of the Russian Federation, 2007. - 247 p.
8. Baubek SD Basics of creating a friction-orienting devices for automated contour machining. Tutorial. // - Taraz. Typography ICGS, 2009.- 236 p.
9. Baubek SD, Taukebaeva K.S.Osnovy design of machines and mechanisms. For students of technical specialties of higher education institutions, as well as for graduate students, doctoral students and engineers involved in the design of machines. Textbook. -Almaty. Publishing house "Avery" 2012 - s.437.
10. Baubek SD A.Dzhuraev Theory of mechanisms with flexible links. For undergraduates, graduate students, doctoral students and specialists in the theory of mechanisms and machines, as well as for students of technical specialties. Textbook. / - A .: Eber, 2012. -202 p.
11. Baubek SD Theoretical study of the technological opportunities to work atm. Report 2 - installment contract for innovation grants JSC "Fund of Science» №9 of 10.12.2010. - Astana JSC "Fund of Science" - 2011. - 168 p.
12. Baubek SD, KS Taukebaeva Dynamics automated contour edging parts products of light industry / PAE magazine "Basic research» №10, RISC = 0.316, - Moscow, -S.1946-1950 2013
13. Baubek SD "Manufacturing and testing of prototype atm." Report 5 - tranche contract of innovative grants JSC "Fund of Science» №9 of 10.12.2010 city-Astana - 2012 -147s.
14. Baubek SD, Taukebaeva KS Experimental study of the kinetics of orientation details / PAE magazine "Basic research» №3, RISC = 0.316, - Moscow - S.13-17 2014

УДК 539.374

О МОЛЕДИРОВАНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Субботина Елена Александровна, *ст. преподаватель, Кыргызско-Российский Славянский университет им. Б.Н. Ельцина, Кыргызстан, 720000, г. Бишкек, ул. Киевская,44, e-mail: lina-bishkek@mail.ru*

Обоснована формулировка соотношений, пригодных для исследования процессов деформирования металлов и сплавов в условиях высоких гомологических температур и широком диапазоне скоростей деформаций. Показана приемлемость для описания закономерностей пластического течения теории упругопластических процессов малой кривизны.

Ключевые слова: напряжение, деформация, скорость деформации, температура.

ON MODELLING HIGH TEMPERATURE PROCESSES OF DEFORMATION METALS AND ALLOYS

Subbotina Elena Aleksandrovna, *Senior Lecturer, Kyrgyz Russian Slavic University, Bishkek, Kyrgyz Republic, 720000, c. Bishkek, st. Kiev, 44, e-mail: lina-bishkek@mail.ru*

Proved formulation equations suitable for study of deformation processes of metals and alloys at high homologous temperatures and a wide range of strain rates. It is shown that the acceptability to describe the regularities of plastic flow theory of elastic-plastic processes of the small curvature.

Keywords: stress, strain, strain rate, temperature.

Введение

Одним из наиболее перспективных технологических процессов обработки металлических материалов является горячее формоизменение заготовок. Целью таких процессов можно считать получение полуфабрикатов с требуемой формой, размерами и свойствами. Проектированию подобных операций предшествует глубокая научная проработка, которая, в свою очередь, способствует развитию математических теорий горячего формообразования сплавов.

Технологические задачи относятся к физически и геометрически нелинейным. В теоретическом отношении приходится иметь дело с нестационарными задачами механики, решаемыми в двух и трехмерной постановке со сложными меняющимися граничными условиями. Один из подходов к постановке и решению краевых задач теории обработки металлов давлением связан с теорией упругопластических процессов малой кривизны.

1. Скорости перемещений и деформаций

Представим металлы и сплавы как совокупность материальных частиц (сплошная среда), движение которых будем рассматривать относительно неподвижной декартовой системы координат x_1, x_2, x_3. Положим, что в начальный момент времени частица занимает положение с координатами c_i ($i \sim 1,2,3$), а в момент времени t положение с координатами x_i. Будем считать движение сплошной среды известный, если для любого t заданы соотношения:

$$x_i = x_i(c_i, t). \tag{1}$$

Зависимостями (1) определяется закон движения. Функции (1) принимаются непрерывными и дифференцируемыми необходимое число раз по всем переменным. Кроме этого, предполагается, что якобиан отличен от нуля:

$$\left\| \frac{\partial x_i}{\partial c_j} \right\| \neq 0\,. \tag{2}$$

Неравенством (2) утверждается, что соотношение (1) взаимно однозначно. Поэтому зависимость (1) может быть разрешена относительно c_i:

$$c_i = c_1(x_i, t). \tag{3}$$

Все механические параметры материальной частицы или, другими словами, состояние деформируемого тела в окрестности выделенной точки – плотность, скорость, температура, тензоры напряжений и деформаций и т.д. – могут быть выражены на основании соотношений (1) и (3) либо в функции переменных (c_i, t), либо в функции переменных (x_i, t). В соответствие этому математическое описание движения сплошной среды может быть реализовано в переменных Лагранжа или Эйлера.

В первом случае (переменные Лагранжа) из закона движения (1) перемещения материальных частиц отыскиваются по формуле

$$u_i = x_i - c_i = x_i(c_i, t) - a_i,$$

а скорости и ускорения будут равны

$$v_i(c_i, t) = \frac{\partial u_i}{\partial t}; \quad w_i = \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}\,.$$

Рассматривая движение частиц, соседних с принятой, можно построить тензор конечной деформации e_{ij} . Лагранжевы координаты c_i , как видно из (1), в любой момент времени, кроме начального, являются криволинейными неортогональными. Поэтому для тензора конечных деформаций получаются сложные выражения. С этой точки зрения лагранжев подход менее предпочтителен для описания процессов развитого пластического течения. Следует отметить, что на методе Лагранжа основана формулировка физических законов, ибо они записываются для индивидуальных материальных частиц.

Пусть теперь фиксация движения частиц с течением времени осуществляется в данной геометрической точке пространства x_i . Иными словами, установим механические параметры частиц, в разные моменты времени проходящих через точку x_i пространства.

Обозначим через v_i скорости частиц в точке A(x_i) пространства. Изменение деформации окрестности точки A(x_i) за бесконечно малый промежуток времени dt может быть определено. Если в момент времени t частица М находилась в точке А, то в момент $t + dt$ она будет находиться в точке с координатами $x_i + v_i dt$. Поэтому величины $v_i dt$ будут бесконечно малыми перемещениями. Построив по этим перемещениям тензор деформаций и, отнеся его к промежутку времени dt, получим тензор скоростей деформаций

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \tag{4}$$

или

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} + v_{j,i}\right). \tag{5}$$

Если положить $x_1 = x$; $x_2 = y$; $x_3 = z$, то можно зависимости (4), (5), устанавливающие связь между составляющими тензора скорости деформации и вектора скорости перемещения, в координатной форме в декартовой системе координат записать следующим образом

$$\dot{\varepsilon}_x = \frac{\partial v_x}{\partial x}; \qquad \dot{\gamma}_{xy} = \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x};$$

$$\dot{\varepsilon}_y = \frac{\partial v_y}{\partial y}; \qquad \dot{\gamma}_{yz} = \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y}; \tag{6}$$

$$\dot{\varepsilon}_z = \frac{\partial v_z}{\partial z}; \qquad \dot{\gamma}_{zx} = \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x}.$$

В цилиндрической системе координат (ραz) вместо (6) будем иметь

$$\dot{\varepsilon}_\rho = \frac{\partial v_\rho}{\partial \rho}; \qquad \dot{\varepsilon}_\alpha = \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial v_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{v_\rho}{\rho}; \qquad \dot{\varepsilon}_z = \frac{\partial v_z}{\partial z};$$

$$\dot{\gamma}_{\rho\alpha} = \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial v_\rho}{\partial \alpha} + \frac{\partial v_\alpha}{\partial \rho} - \frac{v_\alpha}{\rho}; \quad \dot{\gamma}_{\alpha z} = \frac{\partial v_\alpha}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial v_z}{\partial \alpha}; \quad \dot{\gamma}_{z\rho} = \frac{\partial v_z}{\partial \rho} + \frac{\partial v_\rho}{\partial z}. \tag{7}$$

Геометрические координаты пространства x,y,z (ραz) и время t называются переменными Эйлера, а само пространство вместе с построенным в нем полем параметров движения называется эйлеровым.

Примем для описания движения сплошной среды эйлеров подход. Будем считать заданным поле вектора скорости перемещения. В соответствие ему записан тензор скоростей деформаций (4), (5) с компонентами (6), (7).

Введем скорость относительного изменения объема

$$\dot{\varepsilon}_0 = div\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_y + \dot{\varepsilon}_z \ . \tag{8}$$

При известной величине $\dot{\varepsilon}_0$ становится легко определяемым девиатор скоростей деформаций $\dot{Э}$ с компонентами

$$\dot{Э}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_0\delta_{ij} \tag{9}$$

и его интенсивность

$$\dot{\varepsilon}_u = \frac{2}{3}\left(\dot{Э}_{ij}\dot{Э}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\sqrt{2}}{3}\left[\left(\dot{\varepsilon}_x - \dot{\varepsilon}_y\right)^2 + \left(\dot{\varepsilon}_y - \dot{\varepsilon}_z\right)^2 + \left(\dot{\varepsilon}_z - \dot{\varepsilon}_x\right)^2 + \frac{3}{2}\left(\dot{\gamma}_{xy}^2 + \dot{\gamma}_{yz}^2 + \dot{\gamma}_{zx}^2\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

2. Напряженное состояние

Напряженное состояние в окрестности точки деформируемого тела описывается симметричным тензором второго ранга (σ_{ij}). Если через σ_0 обозначить среднее (гидростатическое) напряжение, то девиатор напряжений определится равенством

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_0\,\delta_{ij}. \tag{11}$$

где $\sigma_0 = \frac{1}{3}\sigma_{ki}\delta_{ki}$.

Интенсивность напряжений будет равна

$$\sigma_u = \left(\frac{2}{3}S_{ij}S_{ij}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\sigma_x - \sigma_y\right)^2 + \left(\sigma_y - \sigma_z\right)^2 + \left(\sigma_z - \sigma_x\right)^2 + 6\left(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{12}$$

Заметим, что среднее напряжение соответствует нормальному, а интенсивность напряжений – касательному (с точностью до множителя) напряжению на октаэдрической площадке.

В [1] предложена в рамках геометрической интерпретации процессов деформации классификация с точки зрения их сложности. Из траекторий сложного нагружения выделяются процессы деформации с траекторией малой кривизны. Это существенно сложные процессы, характерные, как отмечается в [2], для операций обработки металлов давлением. В каждой точке траектории деформаций вектор напряжений направлен по касательной к траектории.

В этом случае векторная связь между девиаторами напряжений S и скоростей деформаций $\dot{Э}$ выражается зависимостью [2]

$$\vec{S} = \frac{\sigma_u}{\dot{\varepsilon}_u}\vec{\dot{Э}}, \tag{13}$$

причем интенсивности напряжений и скоростей деформаций определяются соответственно формулами (12), (10).

3. Об уравнении состояния

Следуя [2], запишем выражение работы, совершаемой за время dt при деформации выделенного элементарного объема. Если $\dot{\varepsilon}_{ij}$ являются скоростями деформаций, то произведения $v_{ij}dt$ будут бесконечно малыми деформациями. Для элементарной работы теперь можно записать

$$dU = Wdt = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}dt\,, \tag{14}$$

где W – мощность.

Воспользуемся теперь законом пластического течения (13), который в тензорной форме будет иметь вид

$$\sigma_{ij} + p\delta_{ij} = \frac{2\sigma_u}{3\dot{\varepsilon}_u}\left(\dot{\varepsilon}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_0\delta_{ij}\right), \tag{15}$$

где введено обозначение $p = -\sigma_0$, причем p – давление.

Внесем (15) в выражение (14). Имеем

$$dU = \frac{1}{3}p\dot{\varepsilon}_0 dt + \sigma_u\dot{\varepsilon}_u dt\,. \tag{16}$$

Полагаем, что кинематическая и тепловая история процессов деформации выделенного элементарного объема известна. Иными словами, установлена работа dU или мощность W. Это означает, что должны существовать соотношения, выражающие интенсивность напряжений σ_u и давление p через различные кинематические и термические скалярные величины. Указанные соотношения, называемые уравнениями состояния, определяют скалярные законы связи между напряженным и деформированным состояниями и представляются в общем случае в форме функционалов:

$$p = \Phi_1(\dot{\varepsilon}_u, \varepsilon_u, \theta, t, \beta, \ldots), \tag{17}$$

$$\sigma_u = \Phi_2(\dot{\varepsilon}_u, \varepsilon_u, \theta, t, \beta, \ldots). \tag{18}$$

Здесь θ – температура (К), ε_u – интенсивность деформации, β – параметр состояния.

Зависимости (17), (18) являются функционалами по времени от отмеченных характеристик и учитывают, наряду с другими свойствами, влияние структурных (фазовых) трансформаций, температуры, сдвигов на изменение объема, давления на сопротивление сдвигу и т.п.

Вместе с векторными свойствами (12), (13) соотношения (17), (18) определяют зависимость напряжений от кинематических и других параметров процесса.

Построение функционалов типа (17), (18) относится к сложнейшим задачам механики деформируемого тела. Поэтому понятны различного рода упрощения, предпочтительные для определенных диапазонов изменения параметров.

Естественным и общепризнанным является допущение условия несжимаемости. Действительно, изменение объема за счет температуры, структурных превращений и сжимаемости малы сравнительно со сдвиговыми деформациями практически во всех процессах обработки металлов давлением, особенно в операциях объемного формоизменения. Поэтому можно положить:

$$\dot{\varepsilon}_0 = 0\,. \tag{19}$$

Вторым допущением принципиального характера является предположение, в соответствие которому уравнение состояния (17), (18) принимает вид функций. Если при этом считать, что сопротивление сдвигу зависит, главным образом, от температуры, степени и скорости деформации, а также внутренних параметров состояния, то вместо (18) можно записать:

$$\sigma_u = \sigma_u(\theta, \dot{\varepsilon}_u, \varepsilon_u, \beta), \tag{20}$$

где интенсивность деформаций

$$\varepsilon_u = \int_0^t \dot{\varepsilon}_u dt\,. \tag{21}$$

Существенно, что производные от функции σ_u по её аргументам конечны и в общем случае удовлетворяют неравенства

$$\frac{\partial\sigma_u}{\partial\theta} > 0; \frac{\partial\sigma_u}{\partial\varepsilon_u} \geq; \frac{\partial\sigma_u}{\partial\dot{\varepsilon}_u}\ \mathrm{J}\ \ 0; \frac{\partial\sigma_u}{\partial\beta}\ ¤\ 0 \tag{22}$$

При отсутствии деформационного упрочнения функция (20) принимает вид

$$\sigma_u = \sigma_u(\theta, \dot{\varepsilon}_u, \beta)\,. \tag{23}$$

При выполнении обсужденных упрощающих предположений, зависимость (12) в тензорной форме может быть переписана так:

$$\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_0 = \frac{2\sigma_u}{3\dot{\varepsilon}_u}\dot{\varepsilon}_{ij}. \qquad (24)$$

В дальнейшем может возникнуть необходимость представления определяющих соотношений (24) в полярной системе координат (ρ, α, z). Имеем

$$\sigma_\rho - \sigma_0 = \frac{2\sigma_u}{3\dot{\varepsilon}_u}\dot{\varepsilon}_\rho; \quad \sigma_\alpha - \sigma_0 = \frac{2\sigma_u}{3\dot{\varepsilon}_u}\dot{\varepsilon}_\alpha; \quad \sigma_z - \sigma_0 = \frac{2\sigma_u}{3\dot{\varepsilon}_u}\dot{\varepsilon}_z;$$
$$\tau_{\rho\alpha} = \frac{1}{3}\cdot\frac{\sigma_u}{\dot{\varepsilon}_u}\dot{\gamma}_{\rho\alpha}; \quad \tau_{\alpha z} = \frac{1}{3}\cdot\frac{\sigma_u}{\dot{\varepsilon}_u}\dot{\gamma}_{\alpha z}; \quad \tau_{z\rho} = \frac{1}{3}\cdot\frac{\sigma_u}{\dot{\varepsilon}_u}\dot{\gamma}_{z\rho}. \qquad (25)$$

Здесь σ_ρ, σ_α, σ_z – радиальная, окружная и осевая, а $\tau_{\rho\alpha}$, $\tau_{\alpha z}$, $\tau_{z\rho}$ – сдвиговые компоненты тензора напряжений; $\dot{\varepsilon}_\rho$, $\dot{\varepsilon}_\alpha$, $\dot{\varepsilon}_z$, $\dot{\gamma}_{\rho\alpha}$, $\dot{\gamma}_{\alpha z}$, $\dot{\gamma}_{z\rho}$ – соответствующие им составляющие тензора скоростей деформаций.

Интенсивности напряжений и скоростей деформаций в этом случае могут быть определены зависимостями

$$\sigma_u = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\sigma_\rho - \sigma_\alpha)^2 + (\sigma_\alpha - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_\rho)^2 + 6(\tau_{\rho\alpha}^2 + \tau_{\alpha z}^2 + \tau_{z\alpha}^2)\right]^{\frac{1}{2}}; \qquad (26)$$

$$\dot{\varepsilon}_u = \frac{\sqrt{2}}{3}\left[(\dot{\varepsilon}_\rho - \dot{\varepsilon}_\alpha)^2 + (\dot{\varepsilon}_\alpha - \dot{\varepsilon}_z)^2 + (\dot{\varepsilon}_z - \dot{\varepsilon}_\rho)^2 + \frac{3}{2}(\dot{\gamma}_{\rho\alpha}^2 + \dot{\gamma}_{\alpha z}^2 + \dot{\gamma}_{z\rho}^2)\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (27)$$

Следует обратить внимание на формальное совпадение соотношений (24) с уравнениями теории пластического течения Сен-Венана-Леви-Мизеса [3]. Основное отличие заключено в зависимости (20), из которой следует, что интенсивность напряжений является не только функцией интенсивности скоростей деформаций, но также функцией интенсивности деформаций, температуры и внутренних параметров состояния.

4. Контактные условия

Предполагаем, что деформируемое тело занимает некоторую область V в эйлеровом пространстве с границей Г, которая считается кусочно-гладкой. Течение материала в области V происходит вследствие сложного взаимодействия его с рабочим телом инструмента. Условие такого взаимодействия вводится в предположении, что тело инструмента остается жестким, и, как следствие, геометрия поверхностей контакта – неизменной. В этом случае условия контакта формулируются на жестких поверхностях тел инструмента, совершающих заданное движение.

Пусть $\Gamma_c(x_i, t)$ – уравнение поверхности контакта. Физические точки поверхности инструмента могут перемещаться относительно своих геометрических поверхностей. Подобное происходит, например, с валками прокатного стана. Условие трения на поверхности контакта Γ_c означает, что вектор касательного напряжения $\vec{\tau}_k$ направлен противоположно движению, а его модуль есть известная функция параметров процесса

$$\tau_k = \tau_k(\chi, |\tau_{max}|, \ldots), \qquad (28)$$

где χ – коэффициент трения пары «Материал инструмента – деформируемый материал», τ_{max} – максимальное касательное напряжение.

В операции прокатки в круглых валках в области контакта могут быть выделены две зоны:

– зона скольжения (опережения), примыкающая к границе области Γ_c , в которой, следуя [3], принимаем условие

$$\tau_k = -\chi\tau_{max}; \qquad (28)$$

– зона торможения (отставания или Прандтлева скольжения), где τ_k равняется максимально возможному сопротивлению сдвига при существующих на контактной поверхности температурах, степени и скорости деформации

$$\tau_k = \tau_{max}. \qquad (29)$$

Пусть на некотором участке поверхности контакта Γ_S заданы компоненты напряжений $X_{\upsilon j}$. Здесь будут иметь место условия

$$X_{\upsilon j} = \sigma_{ij}\cdot l_j, \qquad (30)$$

где l_j – направляющие косинусы нормали $\vec{\upsilon}$ к поверхности Γ_S; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений.

Сделаем два замечания [2].

1. Касательные контактные напряжения τ_k могут вызывать нормальные перемещения точек поверхности инструмента. Оценки показывают, что эти перемещения на порядок ниже тех, которые вызываются нормальными напряжениями, и ими пренебрегают.

2. Вследствие тепловых воздействий в инструменте возникают деформации, которые мало влияют на геометрию инструмента и считаются пренебрежимо малыми.

Выводы: В заключение отметим, что система дифференциальных уравнений равновесия

$$\sigma_{ij,j} + F_i = 0, \qquad (31)$$

кинематические зависимости (5), условие несжимаемости (19), определяющие соотношения (24), уравнение состояния (20) вместе с начальными данными и условиями на поверхности (28), (30) составляют полную систему уравнений, достаточную для исследования процессов пластического формообразования в широком диапазоне температур и скоростей деформаций для обширного класса металлов и сплавов. Приведенная система уравнений с конкретизацией [4] уравнения состояния (20) использована для постановки и решения класса задач управления процессами объемного формоизменения алюминиевых сплавов в условиях сверхпластичности [4–6].

Список литературы

1. Ильюшин А.А., Ленский В.С. Сопротивление материалов.– М.:Физматгиз, 1959. – 371 с.
2. Кийко И.А. Пластическое течение металлов / Научные основы прогрессивной техники и технологии. – М.: Машиностроение, 1985. – С. 102-133.
3. Малинин Н.Н. Технологические задачи пластичности и ползучести. – М.: Высш. шк., 1979. – 119 с.
4. Рудской А.И., Рудаев Я.И. Механика динамической сверхпластичности алюминиевых сплавов. – СПб.: Наука, 2009. – 218 с.
5. Сулайманова С.М. Моделирование процессов объемного формоизменения в режимах сверхпластичности. – Бишкек: КРСУ, 2012. – 176 с.
6. Rudaev Ja., Kodzhaspirov G., Kitaeva D., Subbotina E. Modeling of longitudinal rolling procedure of aluminum sheet under superplasticity conditions // Metal 2015, Brno, Czech Rep, EU. – 2015. – 7 pp.

Reference

1. Ilyushin A.A., Lenskiy V.S. Resistance of materials. – M: Fizmatgiz, 1959. – 371 p.
2. Kiyko I.A. Plastic flow for metal / Progressive scientific basis of engineering and technology. – M .: Mashinostroenie, 1985. – pp. 102–133.
3. Malinin N.N. Technological problems of plasticity and creep. – M .: Vish. Scho., 1979. – 119 p.
4. Rudskoy A.I., Rudaev Ja. The mechanics of dynamic superplasticity aluminum alloys. – SPb.: Nauka, 2009. – 218 p.
5. Sulaimanova S.M. Modelling of processes volumetric forming modes on superplasticity. – Bishkek KRSU, 2012. – 176 p.
6. Rudaev Ja., Kodzhaspirov G., Kitaeva D., Subbotina E. Modeling of longitudinal rolling procedure of aluminum sheet under superplasticity conditions // Metal 2015, Brno, Czech Rep, EU. –2015. – 7 pp.

УДК. 621.01

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ МНОГОМАССОВЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ С УПРУГИМИ ЗВЕНЬЯМИ

Г. Уалиев[1], З.Г. Уалиев[1], И.М. Уалиева[2] ,

[1]Казахский Национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан (050010, г.Алматы, ул. Толе би, 86), e-mail: z.ualiyev@mail.ru

[2]Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, e-mail: i.ualiyeva@mail.ru

В данной работе рассмотрены вопросы построения динамических моделей многомассовых передаточных механизмов с существенно (конечные упругие перемещения) упругими звеньями. Приводятся модели цепных передаточных систем с закрепленными и свободными концами.

Ключевые слова: динамическая модель, механизм, упругие звенья, многомассовые системы.

SOME METHODS OF THE BUILDING OF THE DYNAMIC MODELS OF MULTIMASS MECHANICAL SYSTEM WITH ELASTIC LINKS

G. Ualiyev[1], Z.G. Ualiyev[1], I.M. Ualiyeva[2]

[1]Kazakh National Pedagogical University named after Abai, Almaty, Kazakhstan (050010, Almaty, Tole bi, 86), e-mail: z.ualiyev@mail.ru

[2] Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty, Kazakhstan, e-mail: i.ualiyeva@mail.ru

In this paper the questions of the building of the dynamic models of multimass mechanisms with essential (finite elastic movements) elastic links are considered. The models of the chain transfer systems with fixed and free ends are presented.

Keywords: dynamic model, mechanism, elastic links, multi-mass system.