

*Аманбаева Г.М., Джоробеков Б.Дж.*

**ӨНӨР ЖАЙ АЛЮМИНИЙ КУЙМАЛАРЫНЫН ДИНАМИКАЛЫК ЖОГОРКУ ИЙКЕМДҮҮЛҮГҮН СҮРӨТТӨГӨН ПАРАМЕТРЛЕРГЕ ТЕРМОКИНЕТИКАЛЫК АНАЛИЗ ЖҮРГҮЗҮҮ**

*Аманбаева Г.М., Джоробеков Б.Дж.*

**ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ ПРОМЫШЛЕННЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ**

*G.M. Amanbaeva, B.Dj. Djorobekov*

**THERMOKINETIC ANALYSIS OF THE PARAMETERS OF DYNAMIC SUPERPLASTICITY THE INDUSTRIAL ALUMINUM ALLOYS**

УДК: 593.3; 548.4

*Маселе алюминий кошулмаларынын динамикалык жогорку ийкемдүүлүк шартында байкалуучу тунук эмес фазалык өтүүнүн өзгөчөлүгү салыштырма жылуулук сыйымдуулук функциясын колдонуу менен чечилет. Динамикалык жогорку ийкемдүүлүктү сүрөттөгөн моделге Фоккер-Планктын теңдемесин колдонуу менен жогорку ийкемдүүлүккө жана чекаралык метастабилдик абалга мүнөздүү болгон деформациянын жүрүшүнө анализ жүргүзүлдү. Жогорку ийкемдүүлүк учурунда негизги ролду данчалар аралык жылышуу процесси ал эми чекаралык метастабилдик абалда диффузия процесси бирге жүрө тургандыгы көрсөтүлдү.*

**Негизги сөздөр:** динамикалык жогорку ийкемдүүлүк, тунук эмес фазалык өтүү, салыштырма жылуулук сыйымдуулук, данчалар аралык жылышуу, диффузия.

*Задача установления особенностей развития размытых фазовых переходов, наблюдаемых в условиях динамической сверхпластичности алюминиевых сплавов, решается использованием функции удельной теплоемкости. В рамках разработанных модельных представлений с привлечением уравнения Фоккера-Планка проанализированы механизмы деформации, характерные для сверхпластичности и пограничных метастабильных состояний. Показано, что при сверхпластичности основным является механизм зернограничного проскальзывания, а в метастабильных состояниях добавляются диффузионные процессы.*

**Ключевые слова:** динамическая сверхпластичность, размытые фазовые переходы, удельная теплоемкость, зернограничное проскальзывание, диффузия.

*The problem the determination of the particularities the development diffuse phase transitions observed in condition dynamic superplasticity aluminum alloy, research the functions specific heat with use. Within the framework developed modelling representations with use of the equation Focker-Plank are analysed mechanisms to deformation typical for superplasticity and border metastability state. It is shown that under superplasticity main is a mechanism grain-boundary sliding, but in metastability state are added diffusive processes.*

**Key words:** dynamic superplasticity, diffuse phase transitions, specific heat, grain boundary sliding, diffusion.

В рамках модельных представлений [1,2], пригодных для описания закономерностей высокотемпературной деформации в широких скоростных диапазонах, включая интервалы сверхпластичности, промышленных алюминиевых сплавов, получено [3] явное выражение для функции удельной теплоемкости

$$\Delta C / k = a(\xi)\eta^2 + b(\xi)\eta \quad (1)$$

Здесь  $k$  – постоянная Больцмана,  $\eta = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}^*} - 1$  – параметр порядка,  $\dot{\epsilon}$  – скорость деформации

$$a(\xi) = -(\xi + \nu) \left[ \frac{d\beta}{d\xi} + 2\beta \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right] - (\xi + \nu)^2 \left[ -\beta \frac{d\beta}{d\xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \beta}{d\xi^2} - 2\beta^2 \left( \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right)^2 + \beta \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d\xi^2} + \frac{d\beta}{d\xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right] \quad (2)$$

$$b(\xi) = -2(\xi + \nu) \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} + (\xi + \nu)^2 \beta \frac{d\beta}{d\xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} + 2(\xi + \nu)^2 \beta^2 \left( \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right)^2 +$$

$$+ (\xi + \nu)^2 \beta \left( \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 - (\xi + \nu)^2 \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d \xi^2} \quad (3)$$

причем  $\beta$  есть решение уравнения

$$(1 - \beta)^{-\alpha} = 1 - \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \frac{\mu - 1}{\mu} \ln \frac{1 + \mu(2\xi - 1)^2}{1 + \mu}; \quad (4)$$

а  $\nu = \theta_c^H / \Delta \theta_c$ , где  $\Delta \theta_c = \theta_c^6 - \theta_c^H$  - температурный диапазон сверхпластичности;

$\xi = \frac{\theta - \theta_c^H}{\theta_c^6 - \theta_c^H}$  - нормированная температура;  $\theta$  - абсолютная температура;  $\theta_c^H, \theta_c^6$  - нижняя и верхняя

границы термического диапазона сверхпластичности;  $\alpha, \mu$  - постоянные материала;  $\sigma^*, \dot{\epsilon}^*$  - внутренние альтернативные параметры состояния;

$$\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} = A_0 \exp(\beta - s) \frac{d \beta}{d \xi}; \quad (5)$$

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}^*}{d \xi} = A_0 \exp(\beta - s) \beta \frac{d \beta}{d \xi}. \quad (6)$$

В соответствие [1,2] при  $\beta > 0 (\xi \notin ]1, 0[)$  изменений структурного характера в деформируемом материале не происходит. Условие  $\beta < 0 (\xi \in ]1, 0[)$  отвечает структурно неустойчивому состоянию среды. Если  $\beta = 0$ , то имеют место переходные процессы.

На параметр порядка  $\eta$  накладываются следующие ограничения:

- на область структурных превращений

$$-(-\beta/m_0)^{1/2} \leq \eta \leq (-\beta/m_0)^{1/2}; \quad (7)$$

- на диапазон развития сверхпластичности

$$-(-\beta/3m_0)^{1/2} \leq \eta \leq (-\beta/3m_0)^{1/2}. \quad (8)$$

Проанализируем информацию, которая следует из найденного приращения удельной теплоемкости в форме (1). Иными словами, с привлечением методов неравновесной статистической механики оценим вклад различных механизмов деформации в температурно-скоростных режимах структурного фазового перехода - динамической рекристаллизации, соответствующей сверхпластичности.

Соотношения (1), ..., (4) устанавливают зависимость  $\Delta C$  от температуры и скорости деформации. Обратимся теперь к кинематике сверхпластического течения, т.е.  $\Delta C = \Delta C(\eta, t)$ . Положим, что эта функция монотонно эволюционирует от любого начального распределения плотности вероятности к равновесному состоянию.

Указанная эволюция описывается, как известно, уравнением Фоккера-Планка [4].

$$\frac{\partial \Delta C(\eta, t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \eta} [R(\eta) \Delta C(\eta, t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} [Q(\eta) \Delta C(\eta, t)] \quad (9)$$

Здесь функция  $Q(\eta)$  - коэффициент диффузии, а функция  $R(\eta)$  - называется коэффициентом «дрейфа» [5] и описывает систематическое торможение.

Для сверхпластичности примем соответствующей стационарную форму уравнения (9). При этом на функцию  $R(\eta)$  будем возлагать ответственность за реализацию механизма зернограничного проскальзывания. При сверхпластичности формы массопереноса, конкурирующие с указанным механизмом, затормаживаются и коэффициент диффузии можно принять постоянным  $Q(\eta) = Q_0$ .

С учетом сказанного уравнение (9) переписывается так:

$$\frac{d}{d \eta} [R(\eta) \Delta C(\eta)] - \frac{1}{2} Q_0 \frac{d^2 \Delta C(\eta)}{d \eta^2} = 0. \quad (10)$$

Подставив (1) в (10), после несложных преобразований получаем линейное дифференциальное уравнение:

$$\frac{dR(\eta)}{d\eta} + \frac{2a\eta + b}{a\eta^2 + b\eta} R(\eta) = \frac{aQ_0}{a\eta^2 + b\eta}. \quad (11)$$

Решение уравнения (11) будем искать при условии, утверждающем, что на границе сверхпластичности и метастабильной зоны имеем:

$$R(\eta) \Big|_{\eta = \pm(-\beta/3m_0)^{1/2}} = R_0. \quad (12)$$

Если учесть, что при переходе от метастабильного состояния к области структурной неустойчивости ( $\eta = \pm(-\beta/m_0)^{1/2}$ ) функция  $R(\eta)$ , отвечающая за эффект зернограничного проскальзывания, обращается в нуль, то интеграл уравнения (11) будет иметь вид

$$\frac{R(\eta)}{R_0} = \begin{cases} \frac{\left[ a \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right) + b \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right)^{1/2} \right] \left[ \left( -\frac{\beta}{m_0} \right)^{1/2} - \eta \right]}{\left[ a \eta^2 + b \eta \right] \left[ \left( -\frac{\beta}{m_0} \right)^{1/2} - \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right)^{1/2} \right]} & \text{при } 0 \leq \eta \leq \left( -\beta / 3 m_0 \right)^{1/2} \\ \frac{\left[ a \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right) - b \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right)^{1/2} \right] \left[ -\left( -\frac{\beta}{m_0} \right)^{1/2} - \eta \right]}{\left[ a \eta^2 + b \eta \right] \left[ -\left( -\frac{\beta}{m_0} \right)^{1/2} + \left( -\frac{\beta}{3m_0} \right)^{1/2} \right]} & \text{при } -\left( -\beta / 3 m_0 \right)^{1/2} \leq \eta \leq 0 \end{cases} \quad (13)$$

На рис.1. приведены график функции  $R(\eta)$ , рассчитанный для значений температуры  $\theta = 753 K$  ( $\beta = -0.0335354$ ,  $m_0 = 0.333$ ), принадлежащих сплаву АМг5 в условиях сверхпластичности.

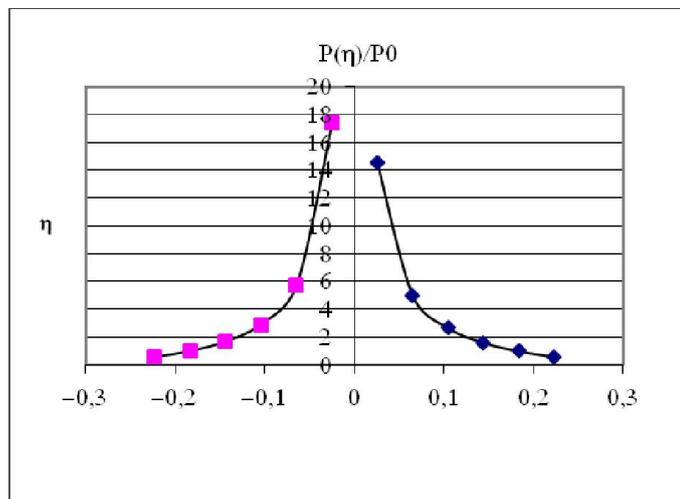


Рис. 1. Поведение функции  $R(\eta)/R_0$

Из графика видно, что к середине скоростного диапазона сверхпластичности ( $\eta \rightarrow 0$ ) все механизмы деформации, кроме проскальзывания по границам зерен, становятся несущественным ( $R(0) \rightarrow \infty$ ).

Вне кинематического диапазона сверхпластичности  $R(\eta) = 0$  и активизируются традиционные формы массопереноса.

Уравнение (9) при этом переписывается так

$$\frac{d^2}{d\eta^2} [Q(\eta) \Delta C(\eta)] = 0. \quad (14)$$

Принимая во внимание (1), уравнение (14) преобразуется в дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 Q(\eta)}{d\eta^2} + 2\varphi_1(\eta) \frac{dQ(\eta)}{d\eta} + \varphi_2(\eta) Q(\eta) = 0, \quad (15)$$

где,  $\varphi_1(\eta) = \frac{2a\eta + b}{a\eta^2 + b\eta}$ ;  $\varphi_2(\eta) = \frac{2a}{a\eta^2 + b\eta}$ .

Уравнение (15) подстановкой  $U(\eta) = Q(\eta) \exp\left[\int \varphi_1(\eta) d\eta\right]$  сводится к следующему уравнению  $U''(\eta) = 0$ , после интегрирования которого окончательно имеем

$$Q(\eta) = \frac{C_1\eta + C_2}{a\eta^2 + b\eta} \quad (16)$$

где  $C_1, C_2$  – постоянные интегрирования.

Уравнением (14) предполагается, что функция  $R(\eta)$  вне диапазона сверхпластичности  $\eta \notin \left[-(-\beta/m_0)^{1/2}; (-\beta/m_0)^{1/2}\right]$  обращается в нуль. Полагая, что в метастабильном состоянии ( $\eta \in \left[\pm(-\beta/3m_0)^{1/2}; \pm(-\beta/m_0)^{1/2}\right]$ ) известные формы массопереноса сосуществуют с зернограницным проскальзыванием, и следовательно, граничные условия можно записать так:

$$Q(\eta) \Big|_{\eta=\pm(-\beta/3m_0)^{1/2}} = Q_0; \quad \frac{dQ(\eta)}{d\eta} \Big|_{\eta=\pm(-\beta/3m_0)^{1/2}} = 0. \quad (17)$$

С учетом условий (17) для коэффициента диффузии получаем:

$$\frac{Q(\eta)}{Q_0} = \begin{cases} \frac{-\left[2a\left(-\frac{\beta}{3m_0}\right)^{1/2} + b\right]\eta - a\left(-\frac{\beta}{3m_0}\right)}{a\eta^2 - b\eta} & \text{при } -(-\beta/3m_0)^{1/2} \leq \eta \leq 0 \\ \frac{\left[2a\left(-\frac{\beta}{3m_0}\right)^{1/2} + b\right]\eta - a\left(-\frac{\beta}{3m_0}\right)}{a\eta^2 + b\eta} & \text{при } 0 \leq \eta \leq (-\beta/3m_0)^{1/2} \end{cases} \quad (18)$$

На рис.2. представлен график функции  $\frac{Q(\eta)}{Q_0} \sim \eta$ , построенный для упоминавшегося выше сплава

АМг5 при  $\frac{\beta}{m_0} = -0,107$ . Из графика видно, что при приближении скорости к режимам сверхпластичности

влияние диффузионных процессов убывает, причем коэффициент диффузии стремится к значению  $Q_0$ , соответствующему сверхпластичности.

Укажем, что качественное поведение функций  $R(\eta)$ ,  $Q(\eta)$  не изменится для всей группы алюминиевых сплавов.

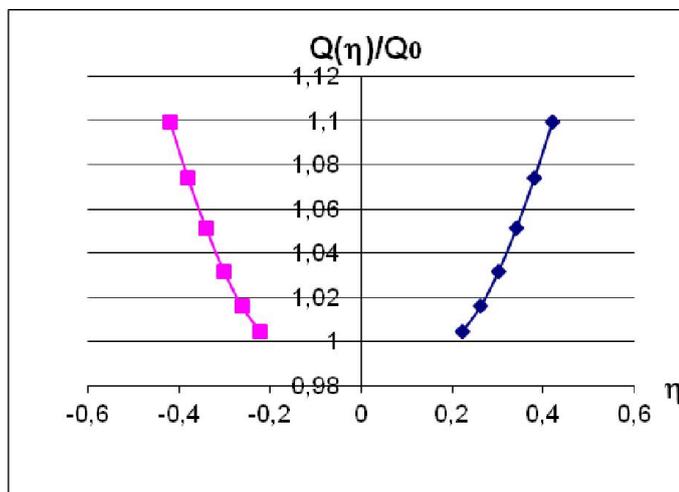


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии от параметра порядка

**Литература:**

1. Рудаев Я. И. Введение в механику динамической сверхпластичности. – Бишкек. Изд-во КРСУ, 2003. – 134 с.
2. Kitaeva D. A., Rudaev Ya. I. About kinetic equations of dynamic superplasticity model // Proceeding of the XXXI Summer School “Advanced Problems in Mechanics”. – St. Petersburg. – 2004. – P.172 – 176.
3. Аманбаева Г.М., Китаева Д.А. О термокинетике при динамической сверхпластичности // Актуальные проблемы механики и машиностроения: Тр. Международной научной конференции. – Алматы: Эверо, 2005. – Т.1. – С. 89 – 93.
4. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 2. М.: Мир, 1978. – 399 с.
5. Хакен Г. Синергетика: иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. – М.: Мир, 1985. – 423 с.

**Рецензент: к.ф.-м.н. Султанова Ф.Р.**