

УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

АМАНБАЕВА Г.М.
КГТУ им.И.Раззакова
izvestiya@ktu.aknet.kg

The dynamic superplasticity of aluminum alloys is considered from positions of the nonequilibrium phase transition theory. The evolution of a open and nonequilibrium system, which the temperature-rate process of materials simulated, within the framework of worked out defining relations is analysed with attraction thermodynamic response function. Correspondence of superplasticity peak with maximum specific heat is shown.

При динамической сверхпластичности, как известно, формирование мелкого зерна происходит в процесс нагрева и деформации [1]. Последнее, естественно, связано с сильнейшей структурной перестройкой в условиях, при которых имеют место аллотропическое превращения различной природы. В частности, для алюминиевых сплавов таким переходом является динамическая рекристаллизация [2].

Таким образом, при анализе на макроуровне эффектов, характеризующих динамическую сверхпластичность, полезным инструментом может оказаться использование представлений о неравновесных фазовых переходах.

Использование квазистационарного подхода к исследованию динамических процессов приводит к тому, что развитие любой сложной системы можно рассматривать как смену одного устойчивого состояния другим с кратким периодом переходного процесса между ними. Это позволяет, в соответствии с принципом локального равновесия [3], характеризовать состояние незамкнутой неравновесной системы локальными термодинамическими потенциалами, которые зависят от времени через термодинамические параметры, причем для всех них выполняются уравнения классической термодинамики. В иносказательной форме последнее утверждение не противоречит положениям рациональной механики сплошных сред [4].

К настоящему времени методология анализа нелинейных динамических систем оформилась в новое научное направление, называемое синергетикой. Следуя [5], будем считать, что синергетика изучает процессы самоорганизации, развития, устойчивости и распада структур различного происхождения.

Самоорганизация, вообще говоря, может быть вызвана различными способами [6]. Но в конкретных случаях одновременного нагрева и статического нагружения металлических материалов можно считать, что реализуется медленное однородное изменение воздействия окружающей среды, при котором сложная система в некоторых критических точках переходит в новые состояния, отличающиеся более высоким порядком и структурой. Согласно [6], такой способ относится к самоорганизации через изменение управляющих параметров. Процесс самоорганизации осуществляется как последовательность неравновесных фазовых переходов.

Теперь становится очевидным, что гипотеза о физической природе сверхпластичности, сформулированная в [7], имеет синергетическую природу. В соответствии с указанной гипотезой, сверхпластичность есть суперпозиция деформации и одного или нескольких превращений. В таком случае естественно предположить существование критических температурных точек перехода материала в сверхпластическое состояние. Наложение деформаций приводит к появлению вблизи критических точек ограниченной области температур, соответствующих процессу перехода из одного структурно устойчивого состояния к другому.

В [1] сформулирована модель, описывающая поведение промышленных алюминиевых сплавов как в условиях сверхпластичности, так и в пограничных областях термопластичности и высокотемпературной ползучести.

Установлено в [1], что динамическая сверхпластичность реализуется в условиях неравновесного фазового перехода (динамической рекристаллизации), размытого по температурам и скоростям деформации. Естественным представляется оценить установленные зависимости с точки зрения определения представляющих интерес физических величин и получения дополнительной информации. Поэтому логичным можно считать изучения аналогий между фазовыми переходами, происходящими в условиях теплового равновесия и далеких от теплового равновесия. В связи с этим проследим за поведением функций отклика, которые сравнительно

легко определяются при известном аналитическом выражении плотности термодинамического потенциала - удельной теплоемкости.

Теплоемкость является [9] существенной характеристикой при исследовании структурных фазовых превращений в сплавах.

Удельную теплоемкость будем определять по известной [9] формуле,

$$\Delta C = -\theta \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right), \quad (1)$$

где F , – свободная энергия; θ – абсолютная температура.

Полагаем далее, что плотность потенциала можно [9] через свободную энергию выразить как $\Phi = F/k\theta$, где k – постоянная Больцмана.

Для приращения удельной теплоемкости получено [8] выражение

$$\frac{\Delta C(\xi)}{k} = a_0(\xi) + a_1(\xi)\eta + a_2(\xi)\eta^2 + a_3(\xi)\eta^3 + a_4(\xi)\eta^4. \quad (2)$$

Здесь

$$a_0(\xi) = (\xi + \nu)^2 \beta \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2; \quad (3)$$

$$a_1(\xi) = -2(\xi + \nu) \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} + (\xi + \nu)^2 \left[\beta \frac{d \beta}{d \xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} + 2\beta^2 \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 + \beta \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 - \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d \xi^2} \right]; \quad (4)$$

$$a_2(\xi) = -(\xi + \nu) \left[\frac{d \beta}{d \xi} + 2\beta \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right] - (\xi + \nu)^2 \left[-\beta \frac{d \beta}{d \xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \beta}{d \xi^2} - 2\beta^2 \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 + \beta \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d \xi^2} + \frac{d \beta}{d \xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right]; \quad (5)$$

$$a_3(\xi) = (\xi + \nu)^2 4m_0 \beta \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 \quad (6)$$

$$a_4(\xi) = -2(\xi + \nu)m_0 \frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} + (\xi + \nu)^2 4m_0 \beta \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} \right)^2 - (\xi + \nu)^2 m_0 \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d \xi^2} \quad (7)$$

причем β есть решение уравнения

$$(1 - \beta)^{-\alpha} = 1 - \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \frac{\mu - 1}{\mu} \ln \frac{1 + \mu(2\xi - 1)^2}{1 + \mu}; \quad (8)$$

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

$\xi = \frac{\theta - \theta_c^H}{\theta_c^e - \theta_c^H}$ - нормированная температура; θ - абсолютная температура; θ_c^H, θ_c^e - нижняя и

верхняя границы термического диапазона сверхпластичности; α, μ - постоянные материала;

$\sigma^*, \dot{\epsilon}^*$ - внутренние альтернативные параметры состояния;

$$\frac{d \ln \sigma^*}{d \xi} = A_0 \exp(\beta - s) \frac{d \beta}{d \xi}; \quad (9)$$

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}^*}{d \xi} = A_0 \exp(\beta - s) \beta \frac{d \beta}{d \xi}. \quad (10)$$

Здесь величина $s = 0$, поскольку вычисления производятся только для диапазона сверхпластичности; A_0 - постоянная материала.

Конкретные вычисления выполнены для алюминиевого сплава АМг5 в исходном деформированном состоянии. Параметры материала заимствованы из [1]: $\alpha = 0,54$; $\mu = 1,08$;

$A = -0,8434$. Укажем также, что $\theta_c^e = 783K$; $\theta_c^H = 743K$.

Графики, представленные на рис. 1...5, сведены к единому масштабу и показаны на рис. 6. Очевидно, что слагаемые $a_0(\xi)$; $a_3(\xi)\eta^3$; $a_4(\xi)\eta^4$ можно принять несущественными,

практически не влияющими на величину удельной теплоемкости [10]. В связи со сказанным уравнение (2) можно записать в форме

$$\frac{\Delta C_1(\xi)}{k} = a_1(\xi)\eta + a_2(\xi)\eta^2. \quad (11)$$

На рис. 7 приведены графики изменения приращения удельной теплоемкости в зависимости от приведенной температуры, построенный на основании соотношений (2), (11) в условиях сверхпластичности ($\xi \in]1,0[$). Параметры материала взяты для сплава АМг5 в деформированном состоянии.

Как видно из графика, приращение удельной теплоемкости переходит через максимум в середине температурного интервала сверхпластичности. Качественная картина поведения функции $\Delta C/k \sim \xi$ и $\Delta C_1/k \sim \xi$ не изменится и для других исследованных материалов [10], постоянные параметры которых приведены в [1]. Следовательно, полученный результат находится в соответствии с данными экспериментов, изложенных в [11].

Оценка погрешности вычисления удельной теплоемкости для некоторых сплавов приведены в табл. 1 и относятся к середине температурного диапазона сверхпластичности ($\xi = 0.5$).

Таблица 1

Оценка погрешности вычисления удельной теплоемкости сверхпластических промышленных алюминиевых сплавов

Марка сплава	АМг5	Д18Т	1561	АК6
$\delta, \%$	4,202	19,237	10,735	7,9181

Из табл. 1 видно, что наибольшая сравнительная погрешность вычисленных по формулам (2) и (11) значений удельной теплоемкости приходится на сплав Д18Т. Здесь следует обратить внимание на интересную «особенность» в поведении сплава Д18Т при температуре $\xi = 0.5$, обусловленную следующим. Известно, что существенный вклад в сверхпластическое течение вносит эффект проскальзывания по границам зерен, сопровождаемый процессами внутризеренной деформации, необходимыми для сохранения сплошности материала и предотвращающими значительную накопляемость повреждений. У сплава Д18Т в процессе нагрева и деформации измельчение зерна (от 30...300 до 2...5 мкм) происходит более резко по сравнению

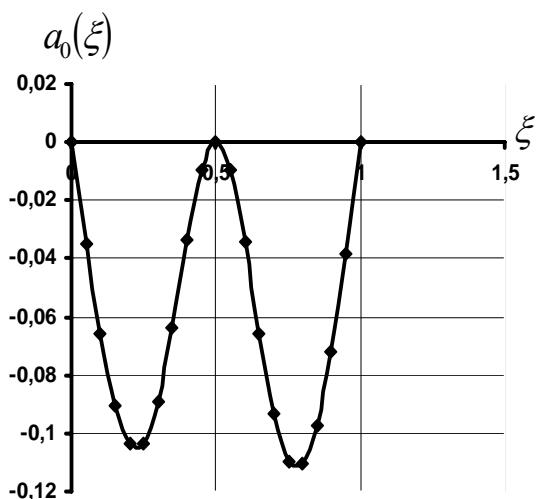


Рис. 1. График зависимости слагаемых $a_0(\xi)$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

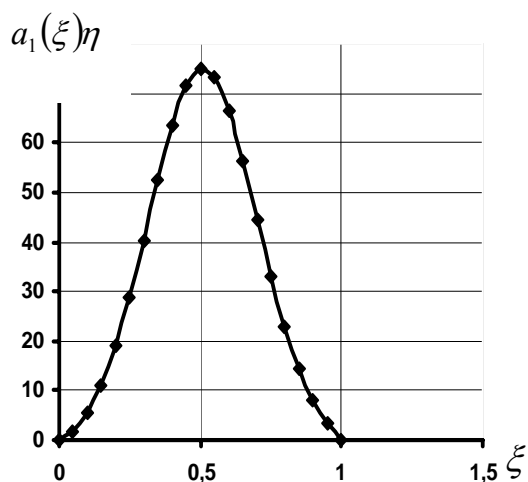


Рис. 2. График зависимости слагаемых $a_1(\xi)\eta$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

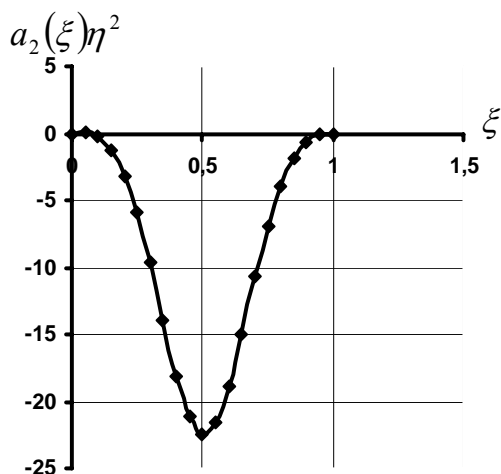


Рис. 3. График зависимости слагаемых $a_2(\xi)\eta^2$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

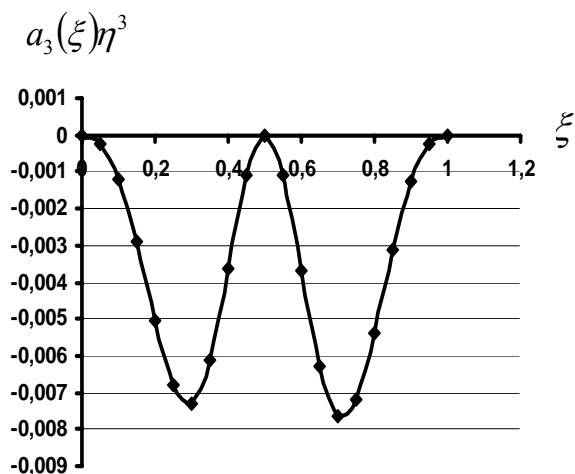


Рис. 4. График зависимости слагаемых $a_3(\xi)\eta^3$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

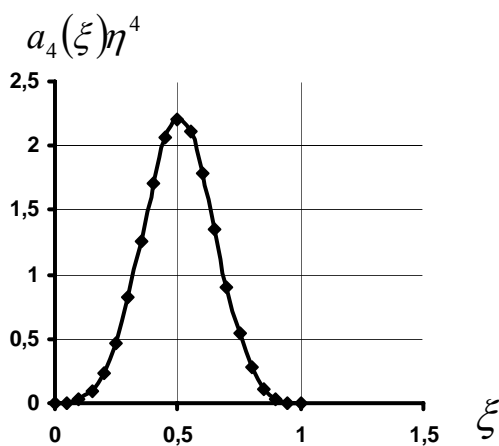


Рис. 5. График зависимости слагаемых $a_4(\xi)\eta^4$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

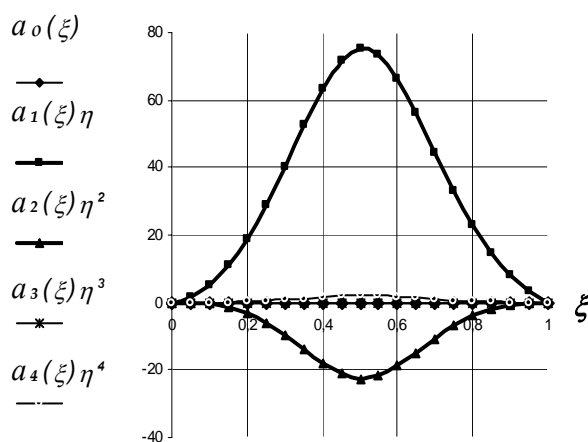


Рис. 6. Графики зависимостей слагаемых $a_0(\xi)$, $a_1(\xi)\eta$, $a_2(\xi)\eta^2$, $a_3(\xi)\eta^3$, $a_4(\xi)\eta^4$ от нормированной температуры ξ из диапазона сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

с остальными исследованными материалами [12]. Середина температурного диапазона $\xi = 0.5$, в свою очередь, отвечает формированию наиболее оптимальной структуры, где отмеченное расхождение наиболее влияет на результат.

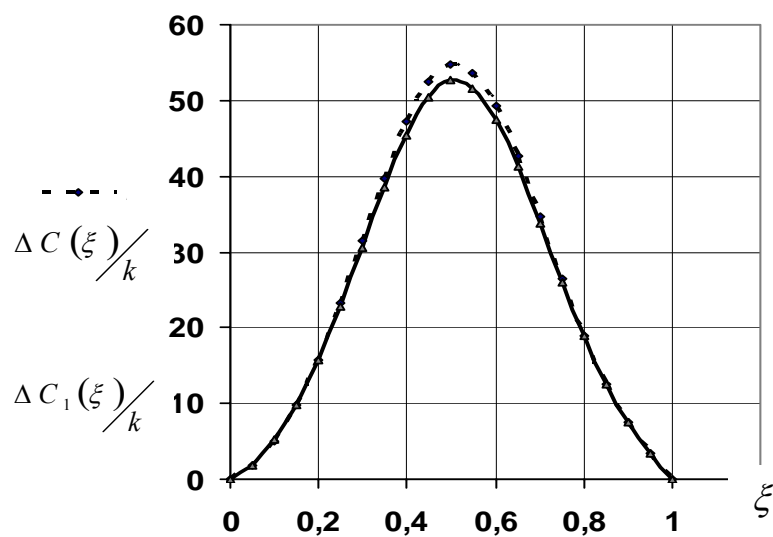


Рис. 7. Функция приращения удельной теплоемкости в температурном интервале сверхпластичности при растяжении сплава АМг5.

Литература

1. Рудаев Я. И. Введение в механику динамической сверхпластичности. – Бишкек. Изд-во КРСУ, 2003. – 134 С.
2. Вайнблат Ю.М., Шаршагин Н.А. Динамическая рекристаллизация алюминиевых сплавов // Цветные металлы. – 1984. – №2. – С. 67-70.
3. Базаров И.П. Термодинамика. – М.: Высшая школа, 1991.– 376 С.
4. Трудселл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. - М.: Мир, 1975. – 592 С.
5. Механические свойства металлов и сплавов с позиций синергетики / В.С. Иванова, Г.В. Встовский // Итоги науки и техники, материаловедение и термическая обработка. – М.: ВИНТИ, 1990. – т.24. – С. 43-98.
6. Хакен Г. Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. – М.: Мир, 1985.– 423С.
7. Пресняков А.А. О природе сверхпластического течения // Тез. докл. III Всесоюзн. научн.-технич. конф. “Сверхпластичность металлов”. Ч. I.–Тула, 1986.– С. 4–5.
8. Аманбаева Г.М. О макрокинетики динамической сверхпластичности алюминиевых сплавов // ВЕСТНИК КРСУ. – 2007. – Т.7. — №4. –С. 120– 126.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука,1976. – 564 С.
10. Аманбаева Г.М. Макрокинетика сверхпластичности промышленных алюминиевых сплавов. Автореф. дисс.: к. ф.-м. наук. – Бишкек, 2008. – 8 С.
11. Кувшинов Г.А., Новиков И.И. Об оптимальной температуре сверхпластичности // Теплофизика конденсированных сред. – М.: Наука, 1985. – С.41-43.
12. Золотаревский Ю.С., Паняев В.А., Рудаев Я.И. и др. Сверхпластичность некоторых алюминиевых сплавов // Судостроительная промышленность. Серия материаловедение. – 1989. – Вып.12. – С. 41-48.