

УДК 539.3,539.11 (575.2) (04)

О МАКРОКИНЕТИКЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Г.М. Аманбаева – соискатель

The dynamic super-plasticity of aluminum alloys is considered according to non-equilibrium phase transition theory. The determined relations are analyzed using thermodynamic response function.

Динамическая сверхпластичность [1] в отличие от структурной имеет место в металлах и сплавах с неподготовленной структурой (деформированной или литой). Формирование ультрамелкозернистой равноосной структуры, необходимой для реализации механизма зернограничного проскальзывания, характерного для сверхпластичности, происходит в процессе нагрева и деформации. Иными словами, эффект динамической сверхпластичности связан с резкими структурными изменениями – необратимыми фазовыми переходами [2]. В частности, для промышленных алюминиевых сплавов таким превращением является динамическая рекристаллизация, в процессе которой зерно раздробляется и структура становится ультрамелкозернистой [3]. Отмеченный факт был использован при формулировке модели [1, 4] адекватно, с позиций механики деформируемого твердого тела, отражающей накопленные экспериментальные данные. Модель описывает поведение алюминиевых сплавов не только при сверхпластичности, но и в пограничных областях термопластичности и высокотемпературной ползучести.

Естественно, оценить модель [1, 4] с точки зрения определения представляющих реальный интерес физических величин и получения дополнительной информации. Очевидно, что динамической сверхпластичности сопутствует размытый фазовый переход [2], и поэтому целесообразно проследить за поведением функ-

ций отклика, которые сравнительно легко определяются при известном аналитическом выражении для плотности термодинамического потенциала. К указанным функциям можно, прежде всего, отнести удельную теплоемкость и энтропию.

К сожалению, прямые данные об изменении теплоемкости в зависимости от термодинамических переменных отсутствуют. Это, по-видимому, связано с техническими трудностями проведения прецизионных теплофизических измерений в механических экспериментах. Исключение составляют опыты [3], в которых на сплаве Zn-22%Al показано соответствие оптимальной температуры сверхпластичности максимуму удельной теплоемкости, а следовательно, и наличию структурного (в данном случае эвтектоидного) превращения. Непрерывность функции удельной теплоемкости объясняет связь сверхпластичности с теорией размытых фазовых переходов [5].

Исследование функции энтропии позволяет рассмотреть процесс деформации с позиций самоорганизации диссипативных структур в неравновесных открытых системах [6].

При формулировке модели энергетическая функция состояния была принята в форме потенциала катастрофы сборки [7] с учетом влияния внешнего поля

$$\Phi(\eta, \beta, q) = \frac{1}{4} m_0 \eta^4 + \frac{1}{2} \beta(\xi) \eta^2 - q \eta. \quad (1)$$

Здесь $q = \frac{\sigma}{\sigma^*} - 1$; $\eta = \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}^*} - 1$; σ – действительное напряжение; $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформации; $\beta = \beta(\xi)$ – управляющий параметр; $\xi = \frac{\theta - \theta_c^n}{\theta_c^s - \theta_c^n}$ – нормированная температура; m_0 – постоянная материала; причем $\sigma^*, \dot{\varepsilon}^*$ – внутренние альтернативные параметры состояния; θ – абсолютная температура; θ_c^n, θ_c^s – нижняя и верхняя границы термического диапазона сверхпластичности.

Показано [1, 4], что функция (1) пригодна для описания закономерностей высокотемпературной деформации в широком скоростном диапазоне, включая интервалы сверхпластичности промышленных алюминиевых сплавов.

В соответствие [1, 4, 7], 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 η накладываются следующие ограничения:

на область структурных превращений

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

на диапазон развития сверхпластичности

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

Кинетическое уравнение для управляющего параметра имеет вид:

$$\frac{d\beta}{dt} = \dot{\xi} f(\beta / q), \quad (4)$$

где $\dot{\xi} = d\xi/dt$ – скорость возрастания нормированной температуры, $f(\beta, q)$ – функция чувствительности среды к структурным превращениям, определяемая для алюминиевых сплавов

$$f(\beta, q) = \frac{d\beta}{d\xi} = \frac{4\mu - 1}{\alpha\mu + 1} \left[\Gamma(\xi) - \frac{1}{2} \right], \quad (5)$$

причем $\Gamma(\beta, \xi)$ – степень полноты развития фазового перехода, для которой получено выражение

$$\Gamma(\beta, \xi) = (1 - \beta)^{-\alpha} \frac{1 + \mu}{2} \frac{2\xi - 1}{1 + \mu(2\xi - 1)^2} + \frac{1}{2}; \quad (6)$$

α, μ – постоянные материала.

Для внутренних параметров состояния записаны эволюционные уравнения

$$\frac{d\sigma^*}{dt} = A\xi [\exp(\beta - s)] f(\beta, q), \quad (7)$$

$$\frac{d\dot{\varepsilon}^*}{dt} = A\xi [\exp(\beta - s)] \beta(\xi) f(\beta, q), \quad (8)$$

где A – постоянная материала; $s = \beta|_{\xi=\xi_0}, \xi_0$ – начальное значение нормированной температуры.

Уравнение состояния определяется минимизацией (1) по параметру порядка и, следовательно,

$$q = m_0 \eta^3 + \beta(\xi) \eta. \quad (9)$$

Модель, как уже отмечалось, апробирована на группе промышленных алюминиевых сплавов в исходном литом и деформированном состояниях [1].

Легко видеть аналогию энергетической функции состояния (1) с термодинамическим потенциалом Ландау-Гинзбурга [8]. Установим главные отличия предлагаемых [1] представлений от положений, развиваемых в классической теории фазовых переходов Ландау [9].

Различные теории критических явлений сталкиваются с необходимостью сформулировать аналитический аппарат, позволяющий описать неаналитическое поведение термодинамических величин в критических точках [10].

Одним из результатов теории фазовых переходов Ландау является существование термодинамической функции, которая аналитична по своим аргументам в критической температурной точке $\theta = \theta_c$. Это предполагает, что термодинамические свойства системы должны выводиться из свободной энергии, которая принимается в качестве функции состояния среды, находящейся в тепловом равновесии. В [9] показано, что функция энтропии, как первая производная от свободной энергии, по температуре не претерпевает разрывов. В то же время значения удельной теплоемкости при приближении к критической температурной точке слева и справа оказываются неодинаково-

выми. Такой результат соответствует теории фазовых переходов второго рода. Из-за непрерывности функции энтропии и фазовый переход принято считать непрерывным.

Таким образом, теория Ландау описывает фазовые переходы в равновесных системах неадекватно. В точке фазового перехода удельная теплоемкость и, по-видимому, другие физические величины имеют особенности, описываемые критическими показателями. Теория, естественно, не отвечает экспериментальным данным. Расхожее мнение об этом заключается в неадекватном учете флуктуаций [10]. Для изучаемого явления считается, что критическая точка $\theta = \theta_c$ соответствует пику сверхпластичности [5]. При этом не будем забывать, что теория Ландау справедлива для систем, находящихся в тепловом равновесии. Понятно, что реальный фазовый переход размыт, а термодинамические функции отклика непрерывны. Такое обстоятельство, безусловно, характерно для систем, находящихся вдали от теплового равновесия, и учтено при построении описанной выше модели (1) ... (9).

Учет флуктуаций для равновесных систем можно производить с привлечением аппарата ренормализационной группы Вильсона [11].

Идея ренормализационной группы и ε -разложения дает возможность более аккуратно рассмотреть проблему фазового перехода, чем принято в теории Ландау. В этой связи теорию Ландау можно рассматривать как первый шаг в описании явлений в критической точке, а идеи Вильсона – следующим.

Перейдем теперь к анализу неравновесной системы, к которой можно отнести, как уже упоминалось, материал, одним из этапов в иерархии состояний которого является сверхпластичность.

Акцентируем внимание на реакции неравновесной системы на поведение, аналогичное разрывам теплоемкости, следующим из теории фазовых переходов второго рода.

Будем, как и ранее, кинематику пластического течения характеризовать параметром порядка η . При этом, следуя подходам статистической механики, за меру отклонения указанного параметра примем $\langle \eta^2 \rangle$. Полагая ки-

нетическую энергию распределением вероятностей, для $\langle \eta^2 \rangle$ можем записать

$$\langle \eta^2 \rangle = \frac{\int \eta^2 \exp(-\Phi) d\eta}{\int \exp(-\Phi) d\eta}, \quad (10)$$

где Φ – плотность термодинамического потенциала.

Принимаем для Φ модельное представление (1.1). Очевидно, что

$$\eta^2 = 2 \frac{\partial \Phi}{\partial \beta}. \quad (11)$$

Подставляем (11) в (10) и получаем

$$\langle \eta^2 \rangle = 2 \frac{\int \frac{\partial \Phi}{\partial \beta} \exp(-\Phi) d\eta}{\int \exp(-\Phi) d\eta}. \quad (12)$$

Несложно показать, что выражение (12) эквивалентно следующему

$$\frac{1}{2} \langle \eta^2 \rangle = - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln \int \exp(-\Phi) d\eta. \quad (13)$$

Для вычисления интеграла (13) полагаем, что подинтегральная функция имеет максимум при любом значении параметра порядка, принадлежащего диапазону сверхпластичности (3). Пусть при этом занято одно значение $\eta = \bar{\eta}$. Это предположение позволяет учесть обстоятельство, называемое при фазовом переходе второго рода нарушением симметрии [8].

Вводим, следуя [10], разложение для минимального значения Φ , оставляя квадратичные члены,

$$\Phi = \Phi(\bar{\eta}) + \frac{1}{2} \Phi''(\bar{\eta})(\eta - \bar{\eta})^2. \quad (14)$$

Подставив (14) в (13) и вычислив полученный интеграл, будем иметь

$$\langle \eta^2 \rangle = \bar{\eta}^2 + \frac{1}{3m_0 \bar{\eta}^2 + \beta}. \quad (15)$$

Результат (15) показывает существование вероятных значений $\langle \eta^2 \rangle$, а разрывы отвечают точкам бифуркации (3), при переходе через которые свойства среды кардинально меняются.

При определении удельной теплоемкости в рамках соотношений (1) ... (9) следует учесть зависимость параметров порядка как от кинематических переменных, так и от темпе-

ратуры. Кроме того, в процедуру описания закономерностей входит непрерывность управляющего параметра β и внутренних параметров состояния $\sigma^*, \dot{\epsilon}^*$. Иными словами, для функций отклика априорно заложена непрерывность.

Удельную теплоемкость будем определять по известной [10] формуле

$$c = -\theta \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right), \quad (16)$$

где F – свободная энергия.

Полагаем далее, что плотность потенциала можно [11] через свободную энергию выразить как $\Phi = F/k\theta$, где k – постоянная Больцмана. Подставив теперь в (16) соотношения (1)...(9) и учитывая, что удельная теплоемкость вычисляется при постоянном напряжении, получаем

$$\Delta C/k = a(\xi)\eta^2 + b(\xi)\eta. \quad (17)$$

Здесь

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

$$b(\xi) = -2(\xi + \nu) \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} + (\xi + \nu)^2 \times \\ \times \left[\beta \frac{d\beta}{d\xi} \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} + 2\beta^2 \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right)^2 + \beta \left(\frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right)^2 - \frac{d^2 \ln \sigma^*}{d\xi^2} \right]; \quad (18)$$

причем β есть решение уравнения

$$(1 - \beta)^{-\alpha} = 1 - \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \frac{\mu - 1}{\mu} \ln \frac{1 + \mu(2\xi - 1)}{1 + \mu}; \quad (19)$$

$\nu = \theta_c^u / \Delta \theta_c$, где $\Delta \theta_c = \theta_c^e - \theta_c^u$ – температурный диапазон сверхпластичности.

На рис. 1 представлен график зависимости приращения $\Delta c/k$ ($s = \beta|_{\xi=\xi_0} = 0; \xi_0 = 0$) удельной теплоемкости от нормированной температуры в диапазоне сверхпластичности ($\xi \in]1, 0[$). 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 $\theta_c^e = 783$ К; $\theta_c^u = 743$ К.

Как видно из рис. 1, приращение удельной теплоемкости переходит через максимум в середине температурного интервала сверхпластичности. Качественная картина поведения функции $\Delta c/k \sim \xi$ не изменится и для других исследованных материалов, постоянные параметры которых приведены в [1]. Следовательно, полученный результат находится в соответствии с данными экспериментов, изложенных в [5].

Обратимся теперь к изучению поведения производства энтропии в кинематических и термических условиях сверхпластичности. Функция энтропии при известном выражении для свободной энергии определяется [10] формулой

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial F}{\partial \theta}. \quad (20)$$

Если учесть, как и выше, что свободная энергия и плотность потенциала связаны соотношением $\Phi = F/k\theta$, то для производства энтропии получим

$$\mathcal{E}/k = \frac{3}{4} m_0 \eta^4 + \frac{1}{2} \beta \eta^2 + (\xi + \nu) \times \\ \times \left[\frac{1}{2} \frac{d\beta}{d\xi} \eta^2 - \beta (3m_0 \eta^3 + 3m_0 \eta^4 + \beta \eta^2 + \beta \eta) \frac{d \ln \sigma^*}{d\xi} \right] \quad (21)$$

Результаты расчетов, осуществленных по формуле (21), показаны в виде графических зависимостей приращения производства энтропии ($\xi_0 = 0$) от нормированной температуры (рис. 2) и параметра порядка (рис. 3).

Вычисления производили для приведенных выше констант для сплава АМг5. Характер представленных на рис. 2, 3 зависимостей качественно повторяется и для других исследованных в [1] алюминиевых сплавов.

Отметим следующие особенности полученных закономерностей. Из рис. 2 видно, что изменение производства энтропии по температуре в пределах скоростных диапазонов сверхпластичности носит флуктуирующий характер, отвечающий неустойчивому структурному состоянию, присущему механизму зернограничного проскальзывания. При этом в середине термического диапазона сверхпластичности ($\xi = 0,5$) имеем $\Delta \mathcal{E}/k = 0$. Значения

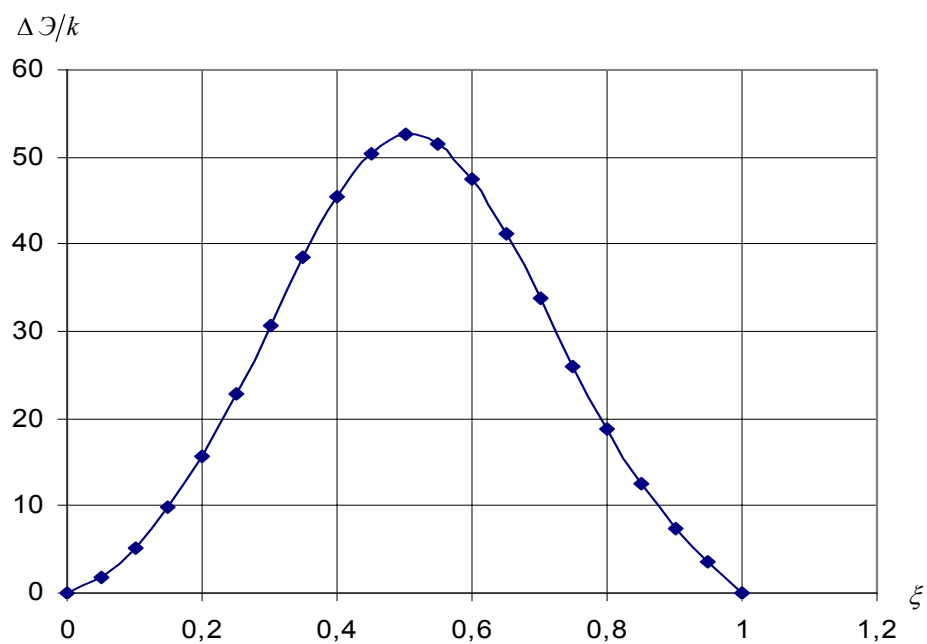


Рис. 1. Функция приращения удельной теплоемкости в температурном интервале сверхпластичности.

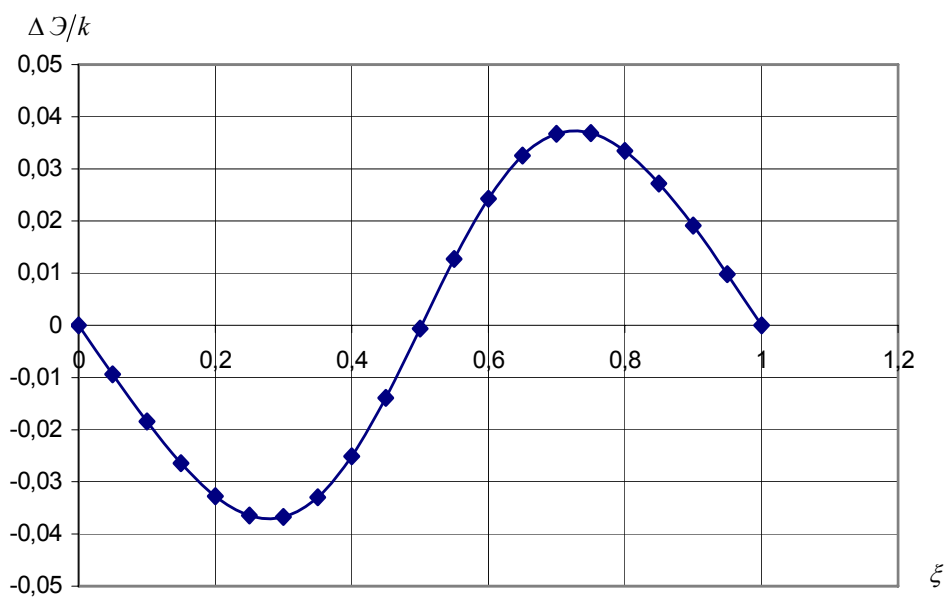


Рис. 2. Функция приращения производства энтропии в температурном интервале сверхпластичности.

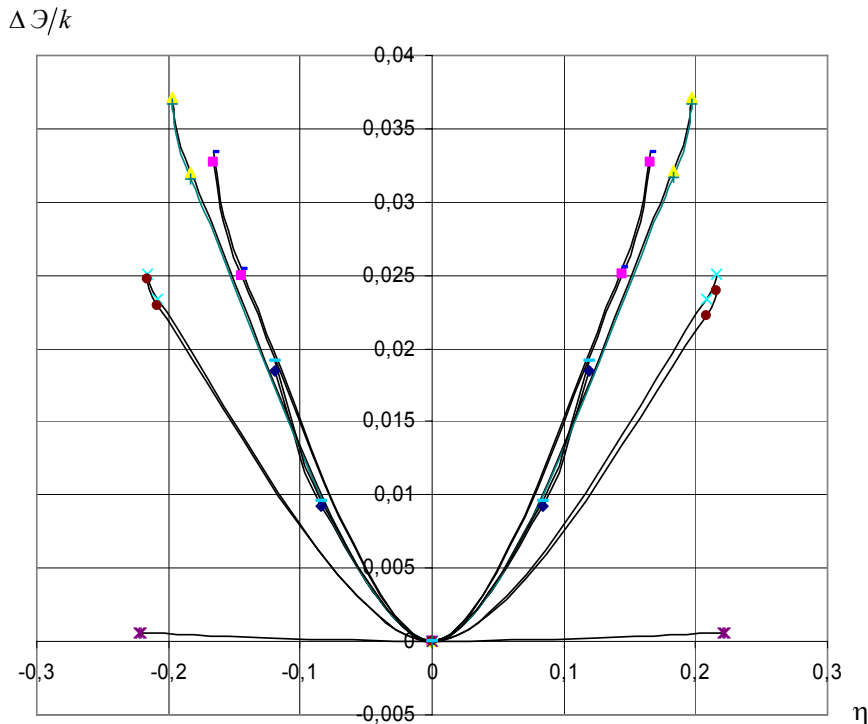


Рис. 3. Зависимость приращения производства энтропии от скорости деформации в условиях сверхпластичности при $\xi = 0, 0,1, \dots, 1$.

$\Delta \mathcal{E}/k = 0$ при $\xi = 0$; $\xi = 1$ отражают смену структурных состояний – при $\xi = 0$ деформированная или литая структура начинает превращаться в ультрамелкозернистую, а при $\xi = 1$ осуществляется переход к крупнозернистой рекристаллизованной структуре.

На рис. 3 приведены зависимости $\Delta \mathcal{E}/k \sim \eta$ при температурах $\xi = 0, 0,1, \dots, 1$. Общим для этих температур является тенденция стремления к нулю производства энтропии в среднем значении скоростного интервала сверхпластичности ($\eta = 0$).

Середине термического и кинематического диапазонов сверхпластичности ($\xi = 0; \eta = 0$) соответствует нулевое значение приращения производства энтропии.

В заключение отметим следующее. При формулировке модели [1, 4] было принято, что сверхпластичность считается особым (структурно неустойчивым) состоянием деформируемого материала в иерархической смене состоя-

ний. Указанное состояние трактуется как эффект, осуществляемый в условиях структурного неравновесного фазового перехода. Анализ удельной теплоемкости, приращение которой в режимах сверхпластичности носит пикообразный характер (рис. 1), подтверждает последнее и показывает качественное соответствие известным dilatометрическим испытаниям [5]. Минимизации энтропии отвечает образование упорядоченной равноосной ультрамелкозернистой структуры [1, 3], позволяющей прогнозировать возникновение структурной ситуации, способствующей осуществлению механизма зернограничного проскальзывания. Иными словами, путем самоорганизации в условиях, далеких от термодинамического равновесия, реализуется процесс оптимального структурообразования [12, 13], сопровождающийся выделением [14] энтропии открытой системой.

Автор выражает благодарность проф. Я.И. Рудаеву за участие в обсуждении результатов работы.

Литература

1. Рудаев Я.И. Введение в механику динамической сверхпластичности. – Бишкек: Изд-во КРСУ, 2003. – 134 с.
2. Рудаев Я.И. О фазовых переходах в сверхпластичности // Проблемы прочности. – 1990. – №10 – С. 50–54.
3. Вайнблат Ю.М., Шаршагин Н.А. Динамическая рекристаллизация алюминиевых сплавов // Цветные металлы. – 1984. – №2. – С. 67–70.
4. 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.
5. Кувшинов Г.А., Новиков И.И. Об оптимальной температуре сверхпластичности // Теплофизика конденсированных сред. – М.: Наука, 1985. – С. 41–43.
6. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости, флуктуаций. – М.: Мир, 1973. – 568 с.
7. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. – Ч. 1. – М.: Мир, 1984. – 285 с.
8. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Э. Фазовые переходы второго рода и симметрия кристаллов. – М.: Наука, 1984. – 248 с.
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 564 с.
10. Хакен Г. Синергетика: иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. – М.: Мир, 1985. – 423 с.
11. Вильсон К., Когут Дж. Ренормализационная группа и ϵ -разложение. – М.: Мир, 1985. – 256 с.
12. Золотаревский Ю.С., Паняев В.А., Рудаев Я.И. и др. Сверхпластичность некоторых алюминиевых сплавов // Судостроительная промышленность. Серия материаловедение. – 1990. – Вып. 16. – С. 21–26.
13. Пригожин И. От существующего к возникающему. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – 288 с.
14. Волькенштейн М.В. Сущность биологической эволюции // Успехи физических наук. – 1984. – Т. 143. – С. 429–466.