

кого-либо из потоков диффузии, возможных в рассматриваемом кристаллите. В соответствии с вышеизложенным, будем считать D функцией тензора напряжений σ : $D = D(*, \sigma)$, где $*$ означает совокупность всех других (скалярных) аргументов этой тензорной функции состояния. На основе тождества Гамильтона-Кэли в разложение тензора $D(*, \sigma)$ по степеням тензора σ не должны входить степени выше второй. С учетом этого для кристаллита или монокристалла с заданным типом решетки имеем [4]:

$$D = D_0 I + D_1 \sigma + D_2 \sigma \cdot \sigma, \quad (7)$$

где D_0 , D_1 , D_2 – коэффициенты функции инвариантов тензора напряжений и температуры:

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} = \nabla \cdot D \cdot \nabla c. \quad (8)$$

Однако детализация всех тензорных коэффициентов от упомянутых аргументов нуждается в экспериментальном уточнении.

В классическом случае коэффициент диффузии не зависит от деформации, а распространение самой диффузии носит изотропный характер. Это определяется тем, что большинство металлов имеет кубические решетки, а для любого класса кубической сингонии тензор D в (7) сводится к шаровому тензору – произведению скаляра на единичный тензор.

Отсутствие зависимости от деформации для классического уравнения диффузии объясняется тем, что

влияние времени на коротких промежутках мало, и экспериментальное измерение коэффициента проводилось для тел при отсутствии в них напряженно-деформируемого состояния. Считая этот D постоянным числом, уравнение (8) сводится к классическому уравнению Фика.

При уже рассматриваемом условии симметричности с простейшей попыткой учета напряженного состояния, связанного с объемным расширением решетки, коэффициент диффузии $D(*, \sigma)$ принимает вид:

$$D = (D_0 + D_1 I_1) I,$$

где D_0 и D_1 постоянные скаляры, а I_1 первый инвариант тензора напряжений.

Замечание. Пластические деформации в рассматриваемом теле внесут дополнительно в разложение тензорного коэффициента диффузии (7) члены, связанные с тензором плотности дислокаций. Так как дислокации имеют преимущественное направление, то такое представление добавляет в упомянутый коэффициент анизотропию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вакулко А.А., Проскура А.В. О диффузионной ползучести металлов // Изв. АН, МТТ. 1997. № 2. С. 133-144.
2. Курбатова Г.И., Филиппов Б.В. Основы моделирования движущихся сплошных сред. С.-Пб.: Изд-во СПбГУ, 1997. 76 с.
3. Де Гроот С.Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: ГИТЛ, 1956. 280 с.
4. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1976. 528 с.

УДК 539.3

МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ В СПЛАВАХ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_2$

© В.А. Старенченко, Ю.В. Соловьева, Ю.А. Абзаев

Россия, Томск, Томский государственный архитектурно-строительный университет

Starenchenko V.A., Solovjeva J.V., Abzaev Ur.A. Model of temperature strengthening of intermetallic single crystals with the $L1_2$ superstructure. At the present study the imitation and mathematical modelling of the process for dislocation density accumulation in the $L1_2$ alloys has been performed. The phenomenological model in the form of differential equations system describing the intensity of dislocation accumulation, WHR and the dependence of the CRSS upon the magnitude of temperature has been constructed. The model was verified by the comparison of the calculations obtained with the experimental values of CRSS, WHR and dislocation densities in Ni_3Ge single crystals.

К настоящему времени для объяснения положительной температурной зависимости механических свойств сплавов со сверхструктурой $L1_2$ предложены многочисленные механизмы, которые могут быть разделены на два основных класса: механизмы бездиффузионные (механизмы типа Кира-Вильсдорф) и диффузионные (приводящие к переползанию краевой компоненты дислокационной петли, либо изменяющие состояние кристаллической решетки и планарных дефектов). Традиционной является точка зрения, объясняющая температурную аномалию с позиции механизма Кира-Вильсдорф и его типа. По нашему мнению, математическая модель процесса аномального

термического упрочнения должна органически синтезировать математические описания всех механизмов как диффузионной, так и бездиффузионной природы, с учетом их взаимовлияния и взаимозависимостей. В реализацию такого описания поверить трудно. Однако, благодаря тому, что энергии активации механизмов бездиффузионной и диффузионной природы значительно различаются, удастся построить модель, в которой синтезируются два класса механизмов, посредством включения в нее двух существенно различающихся энергий активации и учетом различий в особенностях проявления механизмов этих двух классов.

Кривые упрочнения монокристаллов сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Учтем, что сопротивление движению дислокаций со стороны дислокационного леса в однородных дислокационных структурах описывается соотношением

$$\tau = \tau_F + \alpha G b \rho^{1/2} \quad (1)$$

Для сплавов со сверхструктурой $L1_2$ величины τ_F и α могут быть представлены как [1]:

$$\tau_F = \tau_0^{(1)} \exp(-U_1/kT) + \tau_0^{(2)} \exp(-U_2/kT), \quad \alpha = \alpha_0 - \beta T, \quad (2)$$

где $\tau_0^{(1)}$, $\tau_0^{(2)}$, α_0 , β - константы, независимые от температуры, U_1 , U_2 - энергии активации самоблокировки винтовых и краевых компонент сверхдислокационных петель.

Величина интенсивности накопления плотности дислокаций (ρ) со сдвигом (a) $\frac{d\rho}{da}$ была получена нами

для множественного и одиночного скольжения [1] в предположении, что единственным механизмом накопления дислокаций является механизм Кира-Вильсдорф. Однако существенную роль в стабилизации возникающих в процессе движения дислокаций через дислокационный «лес», барьеров Кира-Вильсдорф играет подвижность краевых компонент дислокаций: уменьшение подвижности краевых компонент увеличивает число таких сегментов, содержащих барьеры Кира-Вильсдорф, которые преодолеваются механизмом Орована и, следовательно, увеличивают плотность дислокаций, оставшихся внутри зоны. При этом относительная зона прямолинейных конфигураций уменьшается. Это обстоятельство учтем в соотношении, описывающем накопление дислокаций, добавив интенсивность накопления по аналогии с ранее рассмотренным механизмом Кира-Вильсдорф, учитывая, что энергия активации при этом определяется механизмами диффузии.

Учитывая, что из (2) следует: $\frac{d\tau}{da} = \frac{\alpha G b}{2\sqrt{\rho}} \cdot \frac{d\rho}{da}$, получим

системы дифференциальных уравнений: в случае множественного скольжения:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{da} = C_1 \cdot \frac{\rho}{\tau} + \frac{C_2 e^{-U_1/kT} + C_3 e^{-U_2/kT}}{G \cdot b \rho^{1/2}} \\ \frac{d\tau}{da} = \frac{\alpha \cdot G \cdot b}{2\sqrt{\rho}} \cdot \left(C_1 \frac{\rho}{\tau} + \frac{C_2 e^{-U_1/kT} + C_3 e^{-U_2/kT}}{G \cdot b \rho^{1/2}} \right) \end{cases} \quad (3)$$

в случае одиночного, полагая неизменной плотность дислокаций «леса»,

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{da} = C_1 \cdot \frac{\rho}{\tau} + \frac{C_2 e^{-U_1/kT} + C_3 e^{-U_2/kT}}{G \cdot b \rho_0^{1/2}} \\ \frac{d\tau}{da} = \frac{\alpha \cdot G \cdot b}{2\sqrt{\rho}} \cdot \left(C_1 \frac{\rho}{\tau} + \frac{C_2 e^{-U_1/kT} + C_3 e^{-U_2/kT}}{G \cdot b \rho_0^{1/2}} \right) \end{cases} \quad (4)$$

Задав начальные условия

как: $\begin{cases} a_0 = 0 \\ \tau_0 = \tau_F + \alpha \cdot G \cdot b \cdot \rho_0^{1/2} \end{cases}$, (τ_F и α определяются соотношением (2)), ρ_0 - начальная плотность дислокаций,

численно решив системы уравнения (3), (4), получим

зависимости $\tau(a)$ и $\rho(a)$, которые могут быть сопоставлены с экспериментально наблюдаемыми зависимостями, полученными для Ni_3Ge [2]. Для решения систем необходимы значения параметров C_1 , C_2 , C_3 , которые определим из следующих соображений. C_1 положим равным значению, характерному для чистых металлов ($C_1 = 6 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ [3]), $\alpha = \alpha_0 - \beta T$, где $\alpha_0 = 1,8$; $\beta = 1,8 \cdot 10^{-3}$ [1], C_2 и C_3 подберем так, чтобы наилучшим образом описать зависимость скорости накопления дислокаций от деформации, полученной экспериментально для Ni_3Ge в ориентации [100] при 523К [1], ($C_2 = 5 \cdot 10^{16} \text{ Н/м}^4$, $C_3 = 10^{23} \text{ Н/м}^2$). Примем $G = 8 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $b = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $\rho_0 = 10^{10} \text{ 1/м}^2$.

Значения энергий активации U_1 , U_2 и величин предэкспоненциальных множителей ($\tau_0^{(1)}$, $\tau_0^{(2)}$) в соотношении (2) примем равными экспериментально определенным из зависимости предела текучести от температуры для монокристаллов Ni_3Ge в ориентации [100]: $U_1 = 0,01 \text{ эВ}$, $U_2 = 0,07 \text{ эВ}$, $\tau_0^{(1)} = 300 \text{ МПа}$, $\tau_0^{(2)} = 1700 \text{ МПа}$ [2]. Чтобы проследить характер влияния ориентации кристаллов, связанного с количеством систем скольжения, осуществляющих деформацию монокристаллов, величины используемых параметров оставим одинаковыми как в случае множественного, так и в случае одиночного скольжения, полагая, что множественное скольжение описывается системой (3), а одиночное - системой (4). Результаты численного

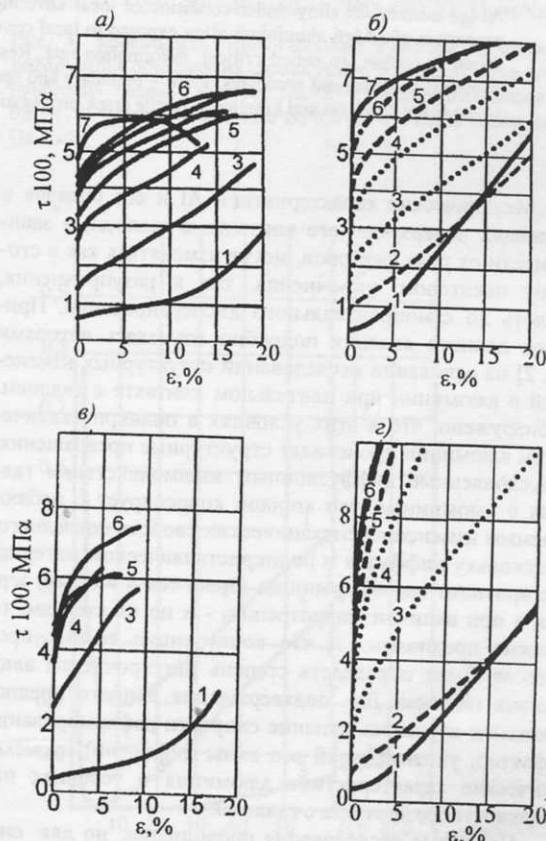


Рис. 1. Кривые упрочнения монокристаллов Ni_3Ge , ориентированных для множественного и одиночного скольжения: а и б - ось сжатия [100]; а - экспериментальные данные; б - модельные расчеты; в и г - ось сжатия [139]; в - экспериментальные данные; г - модельные расчеты.

интегрирования систем (3) (4) представлены на рис. 1. Здесь же для сопоставления приведены экспериментальные кривые $\tau(\epsilon)$ и $\rho(\epsilon)$. Как следует из рисунка 1, системы уравнений (3) (4) верно описывают экспериментально наблюдаемые особенности изменения кривых деформации с температурой и деформацией [1, 2]. Скорость деформационного упрочнения в случае одностороннего скольжения существенно выше, что является аномальным по сравнению с поведением, характерным для чистых металлов.

Несомненно, построенная модель термического упрочнения является лишь грубым приближением к действительно наблюдаемому процессу термического упрочнения, однако многочисленные совпадения

результатов моделирования с реальностью позволяют рассматривать эту модель как полезный и эффективный инструмент, способствующий пониманию и познанию природы термического упрочнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Старенченко В.А., Абзаев Ю.А., Черных Л.Г. Феноменологическая теория термического упрочнения сплавов со сверхструктурой L1₂ // Металлофизика. 1987. Т. 2. № 12. С. 22-28.
2. Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Абзаев Ю.А., Николаев В.И., Шнейдман В.В., Смирнов Б.И. Ориентационная зависимость термического упрочнения монокристаллов сплава Ni₃Ge // ФТТ. 1996. Т. 38. № 10. С. 3050-3058.
3. Попов Л.Е., Кобышев В.С., Ковалевская Т.А. Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1984. 182 с.

УДК 669.15:539.219.2:542.4

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЛАВА АМг6 В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО КОНТАКТА С ГАЛЛИЕМ

© В.Г. Шипша, Е.Л. Лебедев, В.Ю. Ефименко, В.А. Маспанов

Россия, Санкт-Петербург, ВИККА им. А.Ф. Можайского

Shipsha V.G., Lebedev E.L., Efimenko V.Yu., Maspanov V.A. Deformation rate influence on mechanical characteristics of AMg6 aluminium alloy under condition of local covering by Ga. An influence of deformation rate on the mechanical properties of AMg6 aluminium alloy exposed to local covering by Ga is studied. Maximum embrittlement action of Ga is found at certain, so called critical, deformation rate. Results, obtained throughout this study, are explained in terms of competition of several processes: grain - boundary and spatial diffusion of Ga, selfdiffusion of Ga along the crack flanges towards the crack tip and kinetics of brittle crack propagation in AMg6 alloy after Ga diffusion.

Механические характеристики Al и его сплавов в условиях поверхностного контакта с галлием, в зависимости от ряда факторов, могут изменяться как в сторону некоторого упрочнения, так и разупрочнения, вплоть до самопроизвольного диспергирования. Природа данного явления подробно изучалась авторами [1, 2] на основании исследований структурных изменений в алюминии при длительном контакте с галлием. Обнаружено, что в этих условиях в поликристаллическом алюминии происходят структурные превращения, обусловленные диффузионным взаимодействием галлия с алюминием, что хорошо коррелирует с наблюдаемым изменением механических свойств последнего. Поскольку диффузия в поликристаллическом материале проходит как по границам зерен, так и в объеме зерна, а при наличии микротрещин - и по их стенкам, то можно предположить, что конкуренция данных процессов будет определять степень разупрочнения алюминия галлием. Для подтверждения данного предположения изучалось влияние скорости деформирования (фактор, учитывающий все виды диффузии) на механические характеристики алюминия в условиях поверхностного контакта с галлием.

Подобные исследования проводились, но для систем Al - Hg, Zn - Ga [3, 4]. Кроме того, полученные результаты по разному трактовались и носят зачастую противоречивый характер.

В нашем случае для исследований использовались плоские образцы лопаточного типа (ГОСТ 1497-84),

выполненные из АМг6, с сечением рабочей части 3х3 мм. Образцы подвергались отжигу и электролитической полировке (проявление микроструктуры, в частности границы зерен, происходило за счет зернограничной диффузии галлия рис. 5а). Дозированный галлий массой 0,2, 0,5 и 1 мг наносился в жидком виде на середину рабочей части образца. Для обеспечения смазывания оксидная пленка алюминия под каплями галлия разрушалась методом нацарапывания. Образец нагревался радиационным методом до температуры 30°С и подвергался одноосному растяжению в соответствии с ГОСТ 9651-84 на установке ИМАШ-5С. Процесс разрушения записывался на видеоматрифон с помощью видеокамеры, установленной на микроскоп МВТ (375х). Площадь поверхности излома (рис. 1) вычислялась по следующей формуле:

$$F = F_X + F_B,$$

где: F_X - площадь хрупкой зоны; F_B - площадь вязкой зоны.

В результате испытания на растяжение определялось временное сопротивление (σ_B) и относительное сужение после разрыва (ψ) (ГОСТ 1497-87) при различной скорости движения активного захвата (скорость деформирования $V_{\text{деф}}$), которая варьировалась в диапазоне от 0,00034 до 0,22 мм/с (1,23 - 785 мм/ч).

Результаты испытаний показали, что при массе галлия 0,5 мг σ_B и ψ сплава АМг6 с увеличением $V_{\text{деф}}$