

Высокоскоростная сверхпластичность микрокристаллических сплавов в условиях локального плавления границ зерен

© В.Н. Перевезенцев, Ю.В. Свирина

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова, Нижегородский филиал,
603024 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 15 июля 1997 г.)

Предложена модель высокоскоростной сверхпластичности материалов в условиях локального плавления границ зерен при температурах, близких к солидусу. Показано, что процесс локального плавления границ, содержащих сегрегации атомов примеси, приводит к формированию структуры, состоящей из областей жидкой фазы и твердых перемычек между зернами, обеспечивающих когезию зерен в процессе деформирования. Найдены равновесная концентрация, размеры и энергия активации образования твердых перемычек в зависимости от температуры, исходной концентрации примеси в границе и толщины границы. Предложен механизм зернограничного проскальзывания в условиях локального плавления границ зерен, обеспечивающий возможность сверхпластического течения материала при аномально высоких скоростях деформации.

Введение

Длительное время было общепринятым, что деформация материалов в условиях структурной сверхпластичности осуществляется в интервале гомологических температур 0.4–0.6 и скоростей деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. В последние годы было обнаружено, что некоторые микрокристаллические алюминиевые сплавы и композиты демонстрируют все характерные признаки сверхпластичности при температурах, близких к температуре солидуса [1–5]. При этом может осуществляться сверхпластическая деформация с аномально высокими скоростями $\dot{\epsilon} = 10^0 - 10^3 \text{ s}^{-1}$. Это влияние было названо высокоскоростной сверхпластичностью (ВСП). Поведение материалов в условиях ВСП аналогично поведению материалов в условиях обычной структурной сверхпластичности, однако имеется ряд особенностей. В частности, пороговое напряжение ВСП увеличивается с уменьшением размера зерна и является почти линейно спадающей функцией температуры. При переходе через некоторую температуру $T = T_i$ наблюдается резкое увеличение (в несколько раз) энергии активации процесса деформации, определяемой по наклону зависимости $\ln \dot{\epsilon}(1/T)$, а также падение деформирующих напряжений и увеличение коэффициента скоростной чувствительности $m = \partial \lg \sigma / \partial \lg \dot{\epsilon}$. Экспериментально обнаружено [1–5], что переход материала в состояние ВСП обусловлен локальным плавлением границ зерен при температурах $T \geq T_i$, причем T_i может отличаться от температуры солидуса на десятки градусов вследствие отличия химического состава границ и тела зерен. Для алюминиевых ВСП сплавов эффект локального плавления связан с сегрегацией на межкристаллитных и межфазных границах магния, кремния и некоторых других элементов. Оптимальный режим деформации, соответствующий максимальным значениям коэффициента скоростной чувствительности и величины предельной деформации до разрушения, достигается при темпера-

турах, лежащих внутри интервала $T_i < T < T_S$, при этом оптимальная температура при заданной скорости деформации коррелирует с температурой локального плавления границ.

Как следует из сказанного, теория ВСП должна включать в себя описание процессов локального плавления границы и анализ механизмов деформации материала в этих условиях. В работе [6] была предложена модель ВСП, основанная на представлениях о том, что основным механизмом ВСП является проскальзывание по границам зерен, представляющим собой жидкие прослойки, содержащие определенную долю твердых перемычек, необходимых для поддержания когезии соседних зерен в процессе пластического течения. Целью настоящей работы является развитие модели структуры границ зерен и зернограничного проскальзывания в условиях локального плавления границ.

Модель локального плавления границ зерен

Как предполагалось в [6], при $T_i \leq T \leq T_S$ граница зерна представляет собой жидкую прослойку, содержащую островки твердой фазы, соединяющие соседние зерна (в дальнейшем именуемые S-перемычками).

Существование таких перемычек можно объяснить исходя из следующих представлений. Предположим, что при $T_i \leq T \leq T_S$ граница зерна представляет собой слой жидкости толщины δ , содержащий примесные атомы, объемная концентрация которых равна C_i . Легко видеть, что такая структура неустойчива по отношению к флуктуациям химического состава. Действительно, если в некотором элементе объема границы $V > V^*$ (где V^* — критический объем зародыша твердой фазы) в результате флуктуаций химсостава произойдет уменьшение концентрации примеси до некоторой величины $C' < C_i$, то данный объем жидкости оказывается переохлажденным

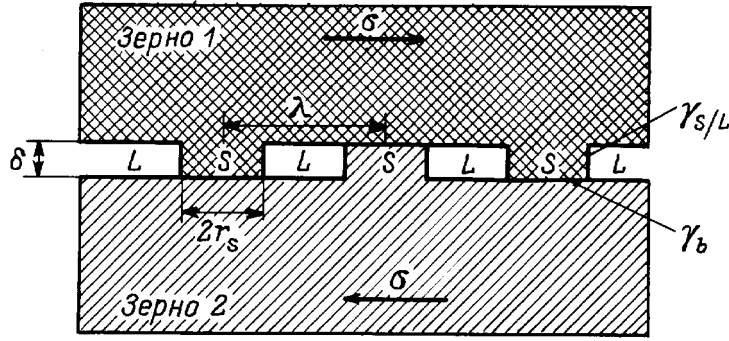


Схема двухфазной (жидко-твердой) границы: L — жидкая фаза, S — перемишки твердой фазы.

на некоторую величину $\Delta T = T_S(C) - T$ (где $T_S(C)$ — температура солидуса сплава при $C = C'$), и появляется вероятность его кристаллизации. При достаточно малой величине δ процесс кристаллизации жидкости в локальных объемах границы может приводить к образованию твердых перемишек между зернами. При возникновении все новых перемишек твердой фазы энергия системы понижается за счет выделения теплоты кристаллизации и возрастает за счет увеличения химического потенциала атомов примеси, обусловленного увеличением их концентрации в жидких участках границы (общее число атомов примеси в границе предполагается неизменным).

Предположим для простоты, что образование S-перемишек происходит лишь в том случае, когда все атомы примеси покидают объем кристаллизующейся жидкости и каждая перемишка имеет вид цилиндрика высотой δ и радиусом r_s (см. рисунок). Тогда изменение энергии Гельмгольца ΔF единицы площади границы при образовании S-перемишек можно оценить из выражения

$$\Delta F = n_s \left[-\pi \delta r_s^2 \lambda_m \rho (1 - T/T_S) + 2\pi \delta r_s \gamma_{LIS} + \pi r_s^2 (\gamma_b - 2\gamma_{LIS}) \right] + \Delta G_i. \quad (1)$$

Здесь n_s — число перемишек на единицу площади границы, λ_m — удельная теплота затвердевания, ρ — плотность, γ_{LIS} и γ_b — удельные поверхностные энергии границы раздела жидкость/кристалл и границы зерна соответственно. Первое слагаемое в (1) описывает изменение энергии, связанной с выделением теплоты кристаллизации и созданием (исчезновением) новых поверхностей раздела при появлении S-перемишек. Второе слагаемое описывает изменение химического потенциала атомов примеси, связанное с увеличением их концентрации в окружающей перемишки жидкой фазе. В приближении сильно разбавленного однородного раствора ($C_i a^3 \ll 1$) величину ΔG_i можно оценить из выражения

$$\Delta G_i = (C_i \delta) kT \ln(1 + \Delta C_i / C_i), \quad (2)$$

где $C_i \delta$ — число атомов примеси, отнесенное на единицу площади границы; ΔC_i — приращение концентрации

примесных атомов в жидких участках границы, обусловленное образованием кристаллических перемишек,

$$\Delta C_i = C_i \pi r_s^2 n_s / (1 - \pi r_s^2 n_s). \quad (3)$$

Полагая долю твердой фазы в общем объеме границы достаточно малой ($\pi r_s^2 n_s \ll 1$), можно воспользоваться приближенными выражениями $\Delta C_i / C_i = \pi r_s^2 n_s (1 + \pi r_s^2 n_s)$, $\ln(1 + \Delta C_i / C_i) \approx \Delta C_i / C_i$. При подстановке этих выражений в (2) получим

$$\Delta G_i \approx (C_i \delta) kT \pi r_s^2 n_s (1 + \pi r_s^2 n_s). \quad (4)$$

Анализируя выражения (1) и (4), нетрудно убедиться в том, что условие термодинамического равновесия между твердыми перемишками и окружающим их расплавом

$$\Delta F = 0, \quad \frac{\partial \Delta F}{\partial r_s} \delta r_s + \frac{\partial \Delta F}{\partial n_s} \delta n_s = 0$$

достигается при значениях n_s^* и r_s^* , равных соответственно

$$n_s^* = (\lambda_m \rho \Delta T / T_S + \Delta \gamma / \delta - C_i kT)^3 / 27 \pi \gamma_{LIS}^2 kT C_i \quad (5)$$

$$r_s^* = 3 \gamma_{LIS} / (\lambda_m \rho \Delta T / T_S + \Delta \gamma / \delta - C_i kT), \quad (6)$$

где

$$\Delta \gamma = 2\gamma_{LIS} - \gamma_b, \quad \Delta T = T_S - T.$$

Доля, занимаемая твердыми перемишками в общем объеме границы, $\alpha = n_s \pi r_s^2$ имеет вид

$$\alpha = (\lambda_m \rho \Delta T / T_S + \Delta \gamma / \delta - C_i kT) / 3kT C_i. \quad (7)$$

Величина максимума ΔF_S на кривой $\Delta F(r_s, n_s = n_s^*)$ может рассматриваться как энергия образования (исчезновения) кристаллических перемишек при заданных толщине границы и концентрации примеси. Аналитическое выражение для величины ΔF_S имеет вид

$$\Delta F_S = \eta \pi \gamma_{LIS}^2 / (\lambda_m \rho \Delta T / T_S + \Delta \gamma / \delta - C_i kT), \quad (8)$$

где η — численный коэффициент

$$\eta = \frac{3}{16} \left((\sqrt{3} - 1)^4 + (\sqrt{3} - 1) - 12 (\sqrt{3} - 1)^2 \right).$$

Из физических соображений должна существовать тесная взаимосвязь между концентрацией примеси C_i , толщиной жидкого слоя δ и температурой локального плавления границ зерен T_i . Оценим толщину жидкого слоя δ при заданной начальной концентрации примесных атомов C_{i0} (C_{i0} — концентрация при исходной толщине границы $\delta = \delta_0$) и температуре T в предположении, что общее число примесных атомов в границе не меняется по мере плавления приграничных слоев и расширения границы. Последнее предположение приемлемо в том случае, если профиль зависимости концентрации примесных атомов от расстояния по нормали к границе спадает настолько быстро, что вкладом примесных атомов, находящихся в объеме зерен, в величину C_i можно пренебречь. Тогда связь между C_i и δ может быть записана в виде

$$C_i = C_{i0} \frac{\delta_0}{\delta}. \quad (9)$$

В первом приближении движущую силу для расширения жидкого слоя, действующую на единицу площади границы, оценим из выражения

$$P_i = -\frac{\partial}{\partial \delta} \left(kTC_{i0}\delta_0 \ln \left(\frac{C_i}{C_{i0}} \right) + \lambda_m \rho (\delta - \delta_0) \frac{\Delta T}{T_S} \right), \quad (10)$$

где первое слагаемое в скобках описывает уменьшение химического потенциала системы, связанное с уменьшением концентрации примесных атомов, а второе слагаемое — увеличение энергии, связанное с плавлением приграничных слоев зерен по мере расширения жидкого зернограничного слоя.

При заданной температуре и исходной концентрации примеси процесс расширения границы прекратится при достижении условия $P_i \leq 0$. Полагая $P_i = 0$, найдем зависимость толщины жидкого слоя от температуры T и исходной концентрации примеси C_{i0}

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{C_{i0} k T_S}{\lambda_m \rho} \frac{T}{\Delta T}. \quad (11)$$

Оценка величины δ при характерных значениях параметров $\lambda_m \rho a^3 \sim 1.5kT_S$, $\delta_0 \sim 2a$, $C_{i0} a^3 \sim 0.1$ и характерных для ВСП значениях температур $T \sim (0.96 - 0.99)T_S$ [1] дает значения $\delta \sim (3 - 12)a$, что коррелирует с экспериментально найденными толщинами жидкого слоя в некоторых сплавах [4].

Из условия $\delta \geq \delta_0$, используя выражение (11), найдем температуру T_{Sb} начала расширения жидкого слоя границы, содержащей исходную концентрацию примеси C_{i0} ,

$$T_{Sb} = \frac{T_S}{1 + \frac{C_{i0} k T_S}{\lambda_m \rho}}. \quad (12)$$

Используя выражения (5), (6) и (11), найдем зависимость равновесного числа и размера S -перемычек от температуры и исходной концентрации примеси

$$n_S^* = \frac{1}{27\pi} \left(\frac{\Delta\gamma}{C_{i0}\delta_0 k T} \right)^3 \left(\frac{\lambda_m \rho}{\gamma_{LIS}} \right)^2 \left(\frac{\Delta T}{T_S} \right)^2, \quad (13)$$

$$r_S^* = \frac{3\gamma_{LIS} C_{i0} \delta_0}{\lambda_m \rho} \frac{k T_S}{\Delta\gamma} \frac{T}{\Delta T}. \quad (14)$$

Из полученных выражений видно, что с увеличением температуры радиус S -перемычек увеличивается, в то время как их число уменьшается. При этом доля твердой фазы α в общем объеме границы уменьшается

$$\alpha = \frac{2\gamma_{LIS} - \gamma_b}{3C_{i0}\delta_0 k T}. \quad (15)$$

Как можно видеть из (15), для существования твердых островков необходимо выполнение неравенства $2\gamma_{LIS} > \gamma_b$. В противном случае наступает полное смачивание границы жидкостью, приводящее к исчезновению твердых перемычек. Оценка величин n_S^* , r_S^* и α при характерных значениях параметров $\lambda_m \rho a^3 \sim 1.5kT_S$, $\delta_0 \sim 2a$, $C_{i0} a^3 \sim 0.1$, $\Delta\gamma a^2 \sim 0.1kT_S$, $\gamma_{LIS} a^2 \sim 0.2kT_S$ в интервале температур $T \sim (0.96 - 0.98)T_S$ дает $n_S^* a^2 \sim 3 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-5}$, $r_S^*/a \sim 12 - 39$ и $\alpha \sim 0.16$.

Зернограничное проскальзывание в условиях локального плавления

В рассматриваемой модели скорость зернограничного проскальзывания (ЗПП) лимитируется скоростью прохождения зернограничного сдвига через твердые участки границы (S -перемычки). Один из возможных механизмов такого процесса заключается в плавлении моноатомного слоя материала в любом поперечном сечении S -перемычки. Наиболее вероятно, что этот процесс будет происходить путем термоактивированного плавления границы зерна в области контакта твердой перемычки с одним из зерен. В последнем случае энергетические затраты, связанные с плавлением и образованием новых поверхностей раздела между жидкой и твердой фазой, будут частично компенсироваться уменьшением поверхностей энергии $\pi r_S^2 \gamma_b$ при исчезновении соответствующего участка границы. Энергия активации такого процесса F_a может быть записана в виде

$$F_a = \pi (r_S^*)^2 \left(\lambda_m \rho \frac{\Delta T}{T_S} \delta_0 + 2\gamma_{LIS} - \gamma_b \right) \quad (16)$$

или

$$F_a = \pi (r_S^*)^2 \lambda_m \rho \delta_0 \frac{T_{Sb}^0 - T}{T_S}, \quad (17)$$

где введено обозначение

$$T_{Sb}^0 = T_S \left(1 - \frac{\gamma_b - 2\gamma_{LIS}}{\lambda_m \rho \delta_0} \right).$$

Легко видеть, что величина T_{Sb}^0 имеет смысл температуры плавления границы толщины δ_0 , не содержащей сегрегаций примесных атомов. Используя формулу (14), выражение для F_a запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{F_a}{kT_S} &= 9\pi \left(\frac{\gamma_{LIS}}{\Delta\gamma} \right)^2 \left(\frac{kT_S}{\lambda_m \rho a^3} \right) \left(\frac{\delta_0}{a} \right)^2 (C_{i0} a^3)^2 \\ &\times \left(\frac{T}{\Delta T} \right)^2 \left(\frac{T_{Sb}^0 - T}{T_S} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Оценка величины F_a при характерных значениях параметров $\lambda_m \rho a^3 \sim 1.5kT_S$, $\delta_0 \sim 2a$, $C_{i0} a^3 \sim 0.05$, $\Delta\gamma a^2 \sim 0.1kT_S$, $\gamma_{LIS} a^2 \sim 0.2kT_S$, $T_{Sb}^0 \approx 0.996T_S$ в интервале температур $T \sim (0.94 - 0.98)T_S$ дает $F_a \sim (4 - 16)kT_S$. Из (18) видно, что энергия активации ЗГП вначале увеличивается с ростом температуры, а затем падает до нуля при температуре T_{Sb}^0 , при которой жидкий слой распространяется по всей длине границы.

Процесс ЗГП в целом можно представить следующим образом [6]. В поле внешних напряжений σ термоактивированное плавление S -перемычки в области ее контакта с одним из зерен приводит к взаимному смещению зерен вдоль площадки характерного размера 2λ (λ — среднее расстояние между S -перемычками) и появление вдоль периметра площадки локализованного сдвига мощности $B = (\lambda\sigma)/G$, который в дальнейшем для простоты рассматривается как "дислокационная петля" с вектором Бюргера B . Дальнейшее расширение этой петли в плоскости границы может происходить в двух различных режимах. Первый режим осуществляется в том случае, когда внешнее напряжение, действующее на "дислокацию", достаточно велико для осуществления силового (безактивационного) режима ее прохождения через S -перемычки. Второй режим осуществляется при меньших внешних напряжениях и связан с термоактивированным механизмом прохождения сдвига через S -перемычки. Для объяснения экспериментально наблюдаемых высоких значений скоростей деформации наибольший интерес представляет первый режим. Как показано в [6], для осуществления этого режима необходимо, чтобы внешнее напряжение σ превышало некоторую пороговую величину σ_0

$$\sigma_0 = (GQ)^{1/2} (n_S^*)^{3/4}, \quad (19)$$

где G — модуль сдвига; Q — энергия, необходимая для пересечения одной S -перемычки.

Предполагая, что пересечение S -перемычки осуществляется по рассмотренному выше механизму, и пренебрегая в первом приближении работой внешних напряжений, можно записать $Q \approx F_a$. Тогда, используя выражения (18) и (19), получим

$$\frac{\sigma_0}{G} = K \left(\frac{T}{T_S} \right)^{3/4} \frac{(T_S - T)^{1/2} (T_{Sb}^0 - T)^{1/2}}{T_S}, \quad (20)$$

где

$$K \approx 6 \cdot 10^{-2} \frac{\lambda_m \rho a^3}{\sqrt{Ga^3 \gamma_{LIS} a^2}} \left(\frac{\Delta\gamma a^2}{C_{i0} a^3 kT_S} \right)^{5/4}. \quad (21)$$

При характерных значениях параметров, используемых выше, и $Ga^3 \sim 50kT_S$, $C_{i0} a^3 \sim 0.1$ и температуре $T = 0.96T_S$ получим $\sigma_0 \sim 1.2 \cdot 10^{-3}G$. Из выражения (20) можно видеть, что величина порогового напряжения уменьшается с увеличением температуры вплоть до нуля при $T = T_{Sb}^0$. Возможно, что именно с этим связано экспериментально наблюдаемое существенное уменьшение напряжения течения с возрастанием температуры

в сверхпластичных сплавах, обнаруживающих эффект высокоскоростной сверхпластичности [1]. Интересно отметить также, что полученное выражение позволяет объяснить наблюдаемое на опыте неожиданное увеличение порогового напряжения при уменьшении размера зерна материала. В самом деле, при неизменном числе примесных атомов в предположении, что все они сегрегируют на границах, уменьшение размера зерен приведет к уменьшению исходной концентрации примеси в границе C_{i0} ($C_{i0} = C_{iv}(d/\delta)$, где C_{iv} — средняя по объему материала концентрация примеси). Как видно из (20) и (21), уменьшение C_{i0} приводит к увеличению порогового напряжения σ_0 .

Предполагая, что скорость расширения "дислокационных петель" в силовом режиме их распространения лимитируется вязким сопротивлением жидкости, выражение для скорости деформации, лимитируемой ЗГП, может быть записано в виде [6]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{G} \right)^2 \left(\frac{2\pi D_1}{ad} \right) \left(\frac{Ga^3}{kT} \right) \exp \left(-\frac{F_a}{2kT} \right), \quad (22)$$

где D_1 — коэффициент самодиффузии в жидкой фазе, d — средний размер зерна.

Оценка $\partial \varepsilon / \partial t$ при характерных значениях параметров $D_1 \sim 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$, $a \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $Ga^3/kT \sim 50$, типичных для ВСП значениях $(\sigma - \sigma_0)/G \sim 10^{-3}$, $d \sim 500a$ и теоретически полученных значениях $F_a \sim (4 - 16)kT_S$ дает интервал значений $\partial \varepsilon / \partial t \sim 10^1 - 10^3 \text{ s}^{-1}$. Как показывает эта оценка, рассмотренный механизм ЗГП позволяет получить наблюдаемые на эксперименте очень высокие скорости деформации.

Для более адекватного описания зависимости скорости деформации от напряжения, температуры и размера зерна необходимо дополнительно проанализировать процессы аккомодации зернограницного проскальзывания в стыках зерен [7,8], а также учесть влияние дисперсных частиц второй фазы на величину порогового напряжения σ_0 .

Выводы

1. Предложена модель локального плавления границ зерен, содержащих избыточную концентрацию атомов примеси. Показано, что в условиях локального плавления граница зерна представляет собой слой жидкости, содержащей островки твердой фазы, поддерживающие когезию между зернами в процессе деформирования.

2. Рассмотрен механизм зернограницного проскальзывания по двухфазной (жидко-твердой) границе, суть которого заключается в термоактивированном плавлении твердых перемычек с последующим силовым распространением в границе образующихся при этом "дислокационных петель".

3. Получены выражения, позволяющие оценить величины энергии активации и порогового напряжения ЗГП и проанализировать их зависимость от температуры и исходной концентрации примесных атомов в границе.

Список литературы

- [1] *Higashi K.* // Mater. Sci. Forum. 1994. Vol. 170–172. P. 131–134.
- [2] *Koike J., Mabuchi M., Higashi K.* // Acta Metall. Mater. 1995. Vol. 43. N 1. P. 199–206.
- [3] *Mabuchi M., Higashi K.* // Phil. Mag. Lett. 1994. Vol. 70. N 1. P. 1–6.
- [4] *Higashi K., Nieh T.G., Mabuchi M., Wadsworth J.* // Scr. Metall. 1995. Vol. 32. N 7. P. 1079–1084.
- [5] *Higashi K., Nieh T.G., Wadsworth J.* // Acta Metall. Mater. 1995. Vol. 43. N 9. P. 3275–3282.
- [6] *Перевезенцев В.Н.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 12. С. 140–143.
- [7] *Perevezentsev V.N., Rybin V.V., Chuvil'deev V.N.* // Acta Metall. Mater., 1992. Vol. 40. P. 887–924.
- [8] *Perevezentsev V.N., Chuvil'deev V.N., Larin S.A.* // Mater. Sci. Forum. 1994. Vol. 170–172. P. 613–620.