

05

Модель скольжения по границам зерен в процессе деформации

© Л.С. Метлов, М.М. Мышляев, А.В. Хоменко, Я.А. Ляшенко

Донецкий физико-технический институт НАН Украины, Донецк, Украина

E-mail: lsmet@fti.dn.ua

Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН,
Москва, Россия

E-mail: mr-mmm@yandex.ru

Институт физики твердого тела РАН, Москва, Россия

E-mail: myshlyae@issp.ac.ru

Сумский государственный университет, Сумы, Украина

E-mail: khom@mss.sumdu.edu.ua, nabl04@ukr.net

Поступило в Редакцию 14 июня 2012 г.

Предложена модель проскальзывания по границам зерен, основанная на представлениях о локальном плавлении границ зерен при интенсивном внешнем воздействии и на аналогии со сверхтонкими смазками. Описан режим прерывистого проскальзывания по границам зерен, подобный процессу stick-slip в тонких смазках.

Сверхпластичность (СП) является одним из интригующих свойств большого класса твердых тел, которое длительное время привлекает внимание исследователей [1,2]. Для объяснения механизмов ее реализации применялись различные теоретические модели [3–6]. Многие из них базируются на представлениях о проскальзывании по границам зерен (ГЗ) [1–3]. Одно из направлений развития теории СП деформации базируется на представлениях о плавлении ГЗ при интенсивном внешнем воздействии [4,7]. Эти представления экспериментально подтверждаются в работах [8–11]. В данном ракурсе ГЗ можно рассматривать как сверхтонкую смазку [12,13], разделяющую соседние зерна. При этом мы отвлекаемся от таких усложняющих факторов, как конечные размеры зерен и влияние тройных стыков. При тонких смазках наблюдаются различные режимы скольжения, включая режим прерывистого сухого трения stick-slip. Если представить, что в зоне ГЗ имеет место плавление сдвигом, то в результате теплового обмена с объемами зерен возможно

также затвердевание „смазки“. Периодическое повторение этого процесса приведет к прерывистому режиму скольжения.

Возможность пребывания границ зерен в расплавленном состоянии пока не является доказанной, поскольку в настоящее время отсутствуют измерения или оценки энтропии границ зерен (см. подробное обсуждение проблемы в [7]). Существующие доказательства отсутствия плавления ГЗ базируются на представлениях равновесной термодинамики. Однако следует иметь в виду, что проблематичным может быть существование равновесного термодинамического плавления в отсутствие внешних воздействий, в то время как плавление в области ГЗ может наступить и поддерживаться при наличии интенсивных внешних воздействий, например интенсивной пластической деформации (ИПД) или сверхпластического течения. В этом случае система в целом находится в сильно неравновесном состоянии, и плавление ГЗ может осуществляться по механизму сдвигового плавления [12,13]. Это означает, что в исходном состоянии границы могут быть и не в расплавленном состоянии, но перейдут в это состояние (сдвиговое плавление) в процессе деформирования.

Другим аргументом в пользу этих представлений можно считать хорошо известные наблюдаемые экспериментально на бикристаллах эффекты [2,7]. Границы раздела в них можно рассматривать как идеальные плоские бесконечные границы зерен. В них при скольжении, как и в смазках, также наблюдаются режимы периодического прерывистого скольжения — „продолжительные циклы, в которых скорость скольжения убывает практически до нуля, перед тем как увеличиться снова“ [7].

При плавлении ГЗ стационарные состояния, в которых она находится, не являются действительными термодинамическими фазами, а представляют кинетические режимы трения, поэтому их может быть несколько. При этом говорят не о твердой и жидкой фазах, а о твердоподобной и жидкоподобной фазах. Для описания состояния ГЗ используем параметр f , который имеет физический смысл избыточного объема, возникающего вследствие хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. В отличие от параметра порядка, который широко употребляется для описания процессов перехода „твердое тело—жидкость“, этот параметр растет с увеличением общей внутренней энергии при таком переходе.

Для описания границы раздела в бикристалле, как модели ГЗ, применим подход, развитый в работах [12,13]. Запишем разложение плотности

свободной энергии для твердого тела, находящегося под нагрузкой, с учетом вкладов от упругих компонент сдвиговых деформаций ε_{ij}^e и температуры T в виде

$$\Phi = \frac{1}{2} \lambda (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu (\varepsilon_{ij}^e)^2 - \varphi_0 f + \frac{1}{2} \varphi_1 f^2 - \frac{1}{3} \varphi_2 f^3 + \frac{1}{4} \varphi_3 f^4, \quad (1)$$

где λ, μ — упругие модули материала, $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — коэффициенты разложения, $\varepsilon_{ii}^e, (\varepsilon_{ij}^e)^2 = \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e$ — первый и второй инварианты тензора деформаций. Поскольку свободная энергия не должна зависеть от выбора системы координат, она должна выражаться через инварианты тензора деформации. Коэффициент φ_0 при младшей степени f в свою очередь зависит от инвариантов этого тензора и от температуры ГЗ как от управляющих параметров

$$\varphi_0 = \varphi_0^* + \frac{1}{2} \bar{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \bar{\mu} (\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha T. \quad (2)$$

Здесь $\bar{\lambda}$ и $\bar{\mu}$ — „дефекты“ упругих модулей в области ГЗ, связанные с существованием свободного объема f , α — новый коэффициент разложения. Напряжение, которое возникает в ГЗ, определится как

$$\sigma_{ij}^e \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon_{ij}^e} = \lambda \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}^e + (\bar{\lambda} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\bar{\mu} \varepsilon_{ij}^e) f. \quad (3)$$

Запишем эволюционное уравнение для неравновесного параметра f в виде уравнения Ландау–Халатникова:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\gamma_f \frac{\partial \Phi}{\partial f}, \quad (4)$$

где γ_f — кинетический коэффициент.

Уравнение, определяющее относительную скорость сдвига „гнущихся“ бикристаллов V и возникающие в ГЗ упругие сдвиговые деформации ε_{ij}^e , имеет вид [12,13]:

$$\tau_\varepsilon \frac{d\varepsilon_{ij}^e}{dt} = -\varepsilon_{ij}^e + \frac{V\tau_\varepsilon}{h}, \quad (5)$$

где τ_ε — максвелловское время релаксации внутренних напряжений, h — толщина ГЗ. Система кинетических уравнений (4), (5) может быть использована для исследования кинетики плавления ГЗ.

В рассматриваемой модели в соответствии с экспериментальными данными выбираются нормальное напряжение $n = -7 \cdot 10^5$ Па (напряжение n входит явно в определение первого инварианта ϵ_{ii}^e [12,13]) и следующие значения констант теории: $\lambda = 2 \cdot 10^{11}$ Па, $\bar{\lambda} = 10^8$ Па, $\mu = 4.2 \cdot 10^{11}$ Па, $\bar{\mu} = 4 \cdot 10^{11}$ Па, $\varphi_0^* = 5$ Дж/м³, $\varphi_1 = 1100$ Дж/м³, $\varphi_2 = 2700$ Дж/м³, $\varphi_3 = 2070$ Дж/м³, $\alpha = 0.16$ Дж · К⁻¹/м³, $h = 10^{-9}$ м, $\gamma_f = 1$ Па⁻¹ · с⁻¹, $\tau_\epsilon = 10^{-8}$ с.

Выражение для силы „трения“ между зёрнами с наличием вязкоупругой ГЗ между ними имеет вид [12,13]:

$$F = \left[\tau + k \left(\frac{V}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \quad (6)$$

где A — площадь контактирующих поверхностей, k, γ — феноменологические параметры, определяющие вязкие свойства ГЗ, $\tau = \sigma_{ij}^e$ — сдвиговое напряжение, определяемое из (3) при $i \neq j$.

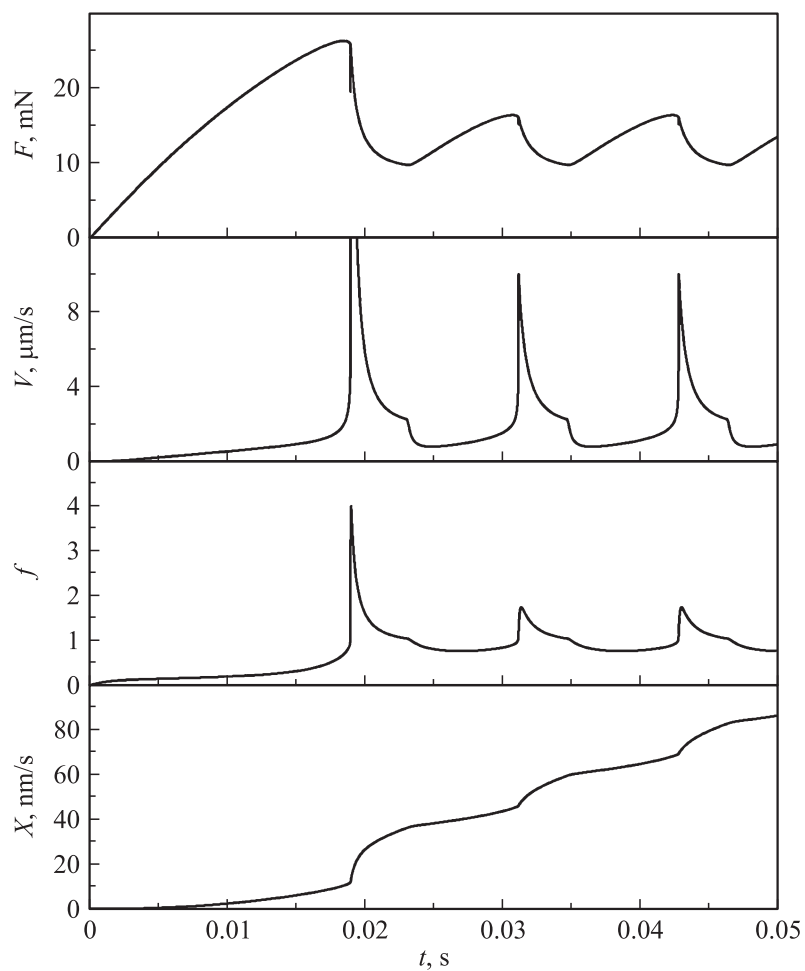
Запишем уравнение движения выделенного зёрна в виде [12,13]:

$$M \frac{d^2X}{dt^2} = K(V_0t - X) - F, \quad (7)$$

где M, X — эквивалентная масса и координата рассматриваемого зёрна, K — коэффициент жесткости, возникающий за счет упругих свойств зерен, V_0 — скорость взаимного смещения рассматриваемой пары трущихся зерен [12,13].

Когда f достигает критического значения, ГЗ плавится, а параметр f скачкообразно растёт. ГЗ после этого опять начинает затвердевать, поскольку уменьшается относительная скорость движения поверхностей трения dX/dt . Когда ГЗ затвердеет полностью, в ней появляются упругие напряжения τ , последующее увеличение которых опять приводит к росту параметра f , и процесс повторяется снова. Соответственно этому периодически меняются все характеристики движения — сила „трения“ F , скорость V и смещение X (см. рисунок). В результате устанавливается периодический прерывистый (stick-slip) режим плавления/затвердевания ГЗ.

Отметим, что с ростом скорости V_0 частота stick-slip пиков сначала увеличивается за счет более быстрого установления критического значения f . Соответственно ГЗ быстрее плавится, и за выделенный



Зависимость силы трения F , относительной скорости сдвига бикристаллов V , величины f и координаты X от времени t при параметрах $M = 10^{-3}$ kg, $K = 10^6$ N/m, $k = 2.5 \cdot 10^5$ Pa \cdot s $^{1/3}$, $\gamma = -2/3$, $A = 3 \cdot 10^{-9}$ m 2 , $T = 700$ K, $V_0 = 2$ μ m/s.

промежуток времени происходит большее количество переходов плавления/затвердевания. С еще большим увеличением скорости V_0 частота пиков на рассматриваемых зависимостях снова уменьшается за счет появления на зависимости $F(t)$ длительных кинетических участков [12,13].

Список литературы

- [1] *Кайбышев О.А.* Сверхпластичность промышленных сплавов. М.: Металлургия, 1984.
- [2] *Чувильдеев В.Н.* Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения. М.: Физматлит, 2004.
- [3] *Кайбышев О.А., Пиентчиюк А.И.* // Вестник УГАТУ. 2000. № 1. С. 53–60.
- [4] *Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В., Угольников А.Ю.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 4. С. 11–14.
- [5] *Рудаев Я.И., Кутаева Д.А.* // Вестник Самарского гос. ун-та. Сер. Естественнонаучная. 2005. № 3(37). С. 72–78.
- [6] *Myshlyayev M.M.* // High pressure physics and technics. 2003. V. 13. N 3. P. 27–35.
- [7] *Глейтер Г., Чалмерс Б.* Большеугловые границы зерен. М.: Мир, 1975.
- [8] *Страумал Б.Б., Бокштейн Б.С., Страумал А.Б.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. В. 8. С. 615–620.
- [9] *Straumal B.B., Mazilkin A.A., Protasova S.G.* et al. // Thin Solid Films. 2011. V. 520. N 4. P. 1192–1194.
- [10] *Yeh C.-H., Chang L.-S., Straumal B.B.* // J. Mater. Sci. 2011. V. 46. P. 1557–1562.
- [11] *Straumal B.B., Kogtenkova O.A., Protasova S.G.* et al. // J. Mater. Sci. 2011. V. 46. P. 4243–4247.
- [12] *Ляшенко Я.А., Хоменко А.В., Метлов Л.С.* // Трение и износ. 2011. Т. 32. С. 157–170.
- [13] *Lyashenko I.A., Khomenko A.V., Metlov L.S.* // Tribology International. 2011. V. 44. P. 476–482.