

05.1; 05.3

© 1991

О ЗЕРНОГРАНИЧНОМ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕЛКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ

В.М. Г р е ш н о в

Экспериментально исследовали зависимости напряжения течения σ и параметра $m = \partial \ln \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}$ от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ типичных сверхпластичных сплавов $Zn - 22\% Al$ (по массе) и ВТ9 ($Ti - 6.5\%$, $Al - 3.5\%$, $Mo - 2.0\%$, $Zr - 0.3\%$ Si). Основное внимание было уделено, в отличие от многочисленных подобных исследований, диапазону малых $\dot{\epsilon}$.

Плавку сплава $Zn - 22\% Al$ осуществляли в графитовом тигле из цинка чистоты 99.97% и алюминия - 99.99%. Слитки гомогенизировали при $T=350^\circ C$ в течение 48 часов. Изготавливали образцы диаметром 10 мм и расчетной длиной 25 мм (для деформации растяжением) и диаметром 10 мм и высотой 15 мм (для деформации осадкой). Образцы нагревали до $350^\circ C$, выдерживали при данной температуре 24 часа и закаливали в ледяной воде (смесь воды со льдом). Такая обработка формирует в сплаве необходимую для проявления эффекта сверхпластичности двухфазную мелкокристаллическую структуру со средним линейным размером зерен 0.5 мкм.

Промышленный сплав ВТ9 использовали в состоянии поставки (горячекатаный пруток диаметром 18 мм). Нагрев до температуры $950^\circ C$ и тридцатиминутная выдержка формирует в сплаве двухфазную микроструктуру с размером зерен фаз 3.0 мкм.

Пластическую деформацию образцов для общности результатов проводили двумя способами - одноосные растяжение и осадка в изотермических условиях на динамометре "Instron". Температура деформации сплава $Zn - 22\% Al$ - $150^\circ C$, сплава ВТ9 - $950^\circ C$. Точность поддержания температуры в термостате $\pm 5^\circ C$. Значения σ определяли при относительной степени деформации $\sigma = 12\%$. Инструментальная погрешность в определении σ не выше 2% от измеряемой величины.

Результаты исследования сплава $Zn - 22\% Al$ приведены на рис. 1 и 2. Отрезками на экспериментальных точках показана статистическая погрешность. Данные зависимости для сплава ВТ9 качественно аналогичны.

Из приведенных результатов следует, что при малых $\dot{\epsilon}$ зависимость $\sigma(\dot{\epsilon})$ является линейной и хорошо описывается уравнением диффузионной ползучести Кобла [1]:

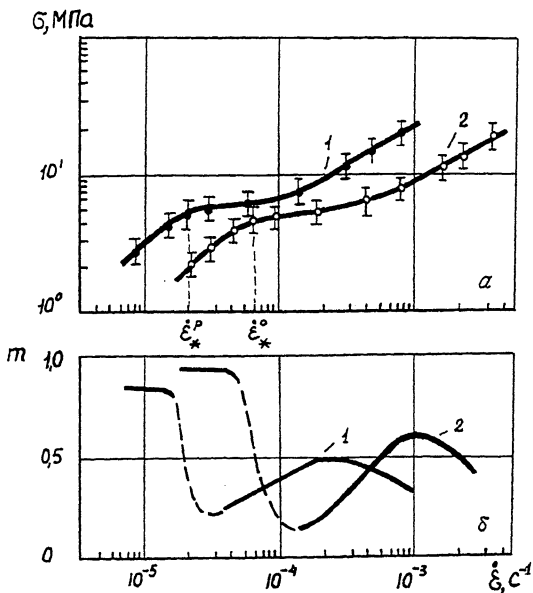


Рис. 1. Зависимость напряжения течения (а) и параметра m (б) от скорости деформации сплава $Zn - 22\% Al$: 1 - растяжение, 2 - осадка.

$$\sigma = \eta \dot{\epsilon} = \frac{k T d^3}{B \Omega \omega D_{gr}} \cdot \dot{\epsilon}, \quad (1)$$

где η - вязкость материала; k - постоянная Больцмана; T - температура; d - средний линейный размер зерен; B - численная постоянная, зависящая от формы зерен; Ω - атомный объем; ω - ширина границ зерен; D_{gr} - коэффициент зернограницной диффузии.

В этом диапазоне $\dot{\epsilon}$ параметр m имеет значения, близкие к единице (рис. 1, б). При $\dot{\epsilon}_*$ наклон кривой $\sigma(\dot{\epsilon})$ к оси абсцисс резко уменьшается (рис. 2), m в узком скоростном интервале скачкообразно падает (рис. 1, б). С дальнейшим увеличением $\dot{\epsilon}$ зависимость $\sigma(\dot{\epsilon})$ становится нелинейной (рис. 2), m возрастает (рис. 1, б), и материал ведет себя как сверхпластичный.

Описанное изменение механических свойств сплавов позволяет предполагать, что с увеличением $\dot{\epsilon}$ из области малых при $\dot{\epsilon}_*$ происходит качественное изменение физического состояния материала.

Проанализируем этот вопрос. Для неравновесных процессов остаются в силе термодинамические потенциалы, и свободная энергия системы является функцией не только своих основных переменных (температура, объем), которые фиксированы, но и параметров,

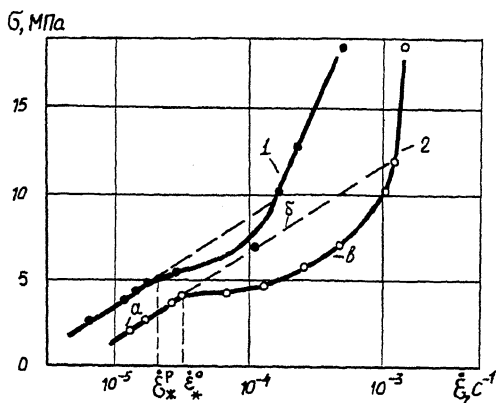


Рис. 2. Зависимости напряжения течения от скорости деформации при растяжении (1) и осадке (2) сплава $Zn - 22\% Al$ в прямолинейных координатах: а) термодинамическая ветвь (ДП); б) неустойчивая термодинамическая ветвь; в) новое устойчивое состояние (диссипативная структура) – сверхпластичность; $\dot{\epsilon}_*^p$, $\dot{\epsilon}_*^o$ – точки бифуркации при растяжении и осадке соответственно.

уводящих систему от состояния равновесия [2]. Для горячей пластической деформации мелкокристаллического материала таким параметром является $\dot{\epsilon}$.

При небольшом изменении $\dot{\epsilon}$ в окрестности $\dot{\epsilon}_*$ концентрация дефектов кристаллического строения изменяется незначительно, их вкладом в изменение свободной энергии пластически деформируемого материала можно пренебречь и считать, что основной вклад в свободную энергию вносит энергия упругой деформации. Для изотропного материала она равна [3]

$$F = F_0 + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (2)$$

где F_0 – свободная энергия недеформированного тела; λ и μ – коэффициенты Ламэ; u_{ii} – объемная деформация; u_{ik} – тензор деформации.

До деформации материал находился в естественном состоянии и $F_0 = 0$. Для одноосных растяжения и осадки

$$\frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 = A_0 = \frac{1}{6E} (1 - 2\nu) \sigma^2; \quad (3)$$

$$\mu u_{ik}^2 = A_\varphi = \frac{1 + \nu}{3E} \sigma^2, \quad (4)$$

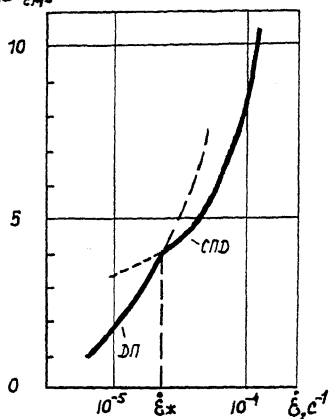
$F, \times 10^3 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$ 

Рис. 3. Зависимость свободной энергии деформации от скорости деформации в окрестности точки бифуркации $\dot{\epsilon}_*$: ДП - диффузионная ползучесть, СПД - сверхпластичность.

где E - модуль продольной упругости, ν - коэффициент Пуассона, σ - напряжение течения.

Тогда свободная энергия деформации

$$F = A_0 + A_\varphi = \frac{1}{2E} \sigma^2(\dot{\epsilon}). \quad (5)$$

Зависимость $F(\dot{\epsilon})$ для сплава $Zn - 22\% Al$ при растяжении приведена на рис. 3. Видно, что она является неаналитичной. Прологарифмируем выражение (5):

$$\ln F = \ln \frac{1}{2E} + 2 \ln \sigma(\dot{\epsilon}). \quad (6)$$

Продифференцируем (6) по $\ln \dot{\epsilon}$:

$$\frac{\partial \ln F}{\partial \ln \dot{\epsilon}} = 2 \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} = 2m. \quad (7)$$

Получается, что первая производная свободной энергии равна удвоенному значению параметра m и, следовательно, претерпевает скачок в точке $\dot{\epsilon}_*$ (рис. 1, б). Резкое уменьшение наклона кривой $\sigma(\dot{\epsilon})$ к оси абсцисс при $\dot{\epsilon}_*$ свидетельствует о скачкообразном уменьшении вязкости материала и, в соответствии с (1), о резком увеличении коэффициента зернограничной диффузии.

Из изложенного следует, что переход мелкокристаллического материала из состояния диффузионной ползучести в сверхпластическое состояние связан с протеканием в нем кинетического (неравновесного) зернограничного фазового превращения первого рода. Очевидно, в результате фазового превращения границы зерен теряют дальний порядок и становятся жидкоподобными (аморфными). Это дает основание считать сверхпластичность особым физическим состоянием материала.

Следует отметить, что гипотеза о возникновении жидкоподобного состояния границ зерен при сверхпластической деформации от взаимодействия их с потоком решеточных дислокаций была высказана авторами [4].

Кинетическое (неравновесное) фазовое превращение связывается с явлением самоорганизации в системе [2], т.е. с возникновением

диссипативной структуры. Об этом свидетельствует и характер зависимостей $\sigma(\dot{\epsilon})$ на рис. 2. Тогда в терминах термодинамики неравновесных систем здесь линейный участок (а) при $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_*$, соответствующий состоянию ДП, есть термодинамическая ветвь, пунктирная прямая (δ) – неустойчивая термодинамическая ветвь, нелинейный участок (в) при $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_*$, соответствующий сверхпластичности, – новое устойчивое состояние (диссипативная структура), $\dot{\epsilon}_*$ – точка бифуркации. Следовательно, сверхпластическое состояние обусловлено возникновением некоторой диссипативной структуры. Это и понятно, потому что сверхпластическая деформация является развитой (большой) пластической деформацией.

В этой связи становится очевидным, что правильная теория сверхпластичности, включающая как феноменологию, так и микроскопику явления, может быть построена только в рамках термодинамики неравновесных систем и физики развитой пластической деформации [5].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С о б л е R.L. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 1679.
- [2] Н и к о д и с Г., П р и г о ж и н И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 503 с.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [4] Р ы б и н В.В., П е р е в е з е н ц е в В.Н. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 13. В. 19. С. 1203–1205.
- [5] Р ы б и н В.В., З о л о т о р е в с к и й Н.Ю., Ж у к о в с к и й И.М. // ФММ. 1990. № 1. С. 5–26.

Уфимский
авиационный институт
имени Серго Орджоникидзе

Поступило в Редакцию
8 января 1991 г.
В окончательной редакции
11 июня 1991 г.