

ПОВЕДЕНИЕ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ

К. К. Зилинг (Новосибирск)

Сделан расчет скорости диффузионной ползучести в условиях неоднородного напряженного состояния (изгиб), из которого следует, что этот механизм не может вносить какой-либо заметный вклад в деформацию даже при температуре, близкой к температуре плавления. Отсутствие ползучести, за исключением первой стадии, показано экспериментально на нитевидных кристаллах кадмия.

Работа предпринята с целью выяснить вопрос — существует ли какой-либо механизм ползучести в бездислокационном кристалле. Изучение таких кристаллов в условиях растяжения проведено в [1], причем никакой заметной деформации ползучести (за исключением первой стадии) обнаружено не было. Постановка работы при изгибе вызвана тем, что при неоднородном напряженном состоянии могут иметь место эффекты, связанные с направленной диффузией вакансий в поле напряжений [2].

Для того чтобы вычислить вклад этих эффектов в деформацию, рассмотрим поведение консольной балки длиной L , поперечное сечение которой является квадратом со стороной h . Начало координат считается помещенным на одном из ребер в месте закрепления. Ось z направлена вдоль оси балки, а ось y — параллельно приложенной силе. Концу балки с координатой $z = L$ сообщен постоянный прогиб Y .

При решении задачи не рассматривается некоторое изменение напряжений, вызванное начальным перераспределением вакансий и аналогичное описанному в [3].

Плотность потока вакансий j при постоянной температуре, как известно, может быть записана в виде

$$j = - \frac{Dc}{kT} \nabla \mu \quad (1)$$

Здесь D — коэффициент диффузии вакансий, c — их концентрация, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Под химическим потенциалом μ в данном случае понимается изменение соответствующего термодинамического потенциала системы кристалл — источник при образовании вакансии в данной точке кристалла. При этом лишний атом переносится на поверхность источника, которым служит такой же кристалл, но без напряжений.

Применяя условие непрерывности и считая, что потоки достаточно слабы, а внутри кристалла отсутствуют источники вакансий, имеем

$$\operatorname{div}(c \nabla \mu) = 0 \quad (2)$$

Связь μ и c дается соотношением

$$\mu = \text{const} + kT \ln c + U \quad (3)$$

Энергию взаимодействия U можно представить в виде [4]

$$U = \alpha \omega (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$$

Здесь ω — атомный объем, σ_{nn} — главные напряжения, α — численный коэффициент $|\alpha| \sim 10^{-1}$.

Значение химического потенциала на поверхности μ_s находилось способом, предложенным Херингом [5], т. е. из условий, что изменение свободной энергии системы кристалл — источник при образовании вакансии вблизи некоторой точки поверхности равно изменению свободной (в данном случае — упругой) энергии при удалении атома непосредственно с поверхности. В обоих случаях атомы помещаются в источник.

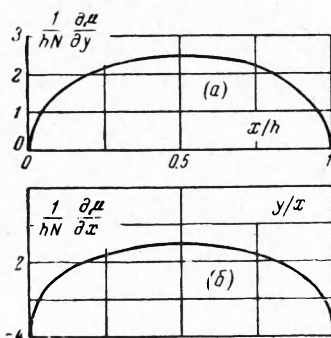
Методами теории тонких балок легко можно показать, что это изменение приблизительно равно $-\omega \sigma_{33}^2 / 2E$, где E — модуль Юнга. Принимая $L \gg h$, потоком вдоль оси z можно пренебречь и решать задачу как плоскую. Для определенности выбрано сечение $z = 0$. Тогда

$$\mu_s = N(2y - h)^2, \quad N = - \frac{9}{8} \frac{YE\omega}{L^4} \quad (4)$$

Используя (3), уравнение (2) в безразмерных координатах может быть очевидной заменой переменных преобразовано к виду

$$\Delta V - A^2 \varepsilon^2 V = 0 \quad (A = \alpha \omega \nabla \sigma_{33} / kT\varepsilon, \quad \varepsilon = 10^{-3}) \quad (5)$$

$$V_s = \exp \{ -A\varepsilon u + B\varepsilon^2(2u - 1)^2 \}, \quad B = N / kT\varepsilon^2 \quad (6)$$



Фиг. 1

При разумных значениях наибольших напряжений в 10^7 дн/см^2 величины A и B близки к единице.

Решение (5) может быть найдено в виде ряда

$$V = V_0 + \epsilon V_1 + \epsilon^2 V_2 + \dots \quad (7)$$

функции V_n которого удовлетворяют рекуррентной системе

$$\Delta V_0 = 0, \quad \Delta V_1 = 0, \quad \Delta V_n = A^2 V_{n-2} \quad (n = 2, 3, \dots)$$

Краевые условия для V_n находятся из разложения (6) по степеням ϵ . Ограничиваясь в разложении V членами не выше ϵ^2 , решение можно записать

$$V = 1 - A\epsilon y + \frac{1}{2}A^2 y^2 \epsilon^2 + B W \epsilon^2 + \dots$$

где W — решение уравнения $\Delta W = 0$ при $W_s = (2y - 1)^2$.

Переходя обратно к μ , нетрудно убедиться, что решение уравнения (2) с краевыми условиями (4) с точностью до членов порядка ϵ^2 включительно совпадает с решением уравнения $\Delta \mu = 0$ при тех же краевых условиях.

На фигуре изображена зависимость величины $(1/hN)(\partial \mu / \partial n)$ (n — внешняя нормаль к поверхности) на поверхности балки $y = h$ (а), $x = h$ (б) от координат, полученная из решения этого последнего уравнения методом сеток. Учитывая, что поток атомов имеет обратное направление по отношению к потоку вакансий, видно, что с течением времени толщина балки должна уменьшаться, а ширина возрастать. Однако скорость этого процесса оказывается ничтожной.

Таким образом, при изгибе бездислокационного кристалла не должно быть какой-либо заметной деформации даже при температуре, близкой к температуре плавления. Для проверки этого был проведен эксперимент. Образцами служили выращенные осаждением пара нитевидные кристаллы кадмия без каких-либо видимых в микроскоп поверхностных дефектов. Отбирались кристаллы толщиной от 2 до 8 мк и длиной 1—2 мм , имевшие квадратное или близкое к нему поперечное сечение. Ось образцов совпадала с кристаллографическим направлением $[1000]$. Нагружение осуществлялось заданием постоянного прогиба конца кристалла. Величина прогиба выбиралась такой, чтобы (считая $E \approx 2 \cdot 10^{11}$ дн/см^2) наибольшее напряжение в образце равнялось $4 \cdot 10^7$ дн/см^2 . Температура испытания составляла 290°C , а общая продолжительность 40—50 час . Для предотвращения окисления эксперимент проводился в атмосфере гелия.

Через каждые 8—10 час образцы вместе с нагружающим устройством вынимались из нагревательной установки, и после разгрузки производилось измерение поперечных размеров и остаточного прогиба. После окончания замеров образцы нагружались до первоначального напряжения. Точность измерений составляла ± 0.6 мк .

Ни в одном случае изменения поперечных размеров обнаружено не было, чего и следовало ожидать. Действительно, при помощи формулы (1) нетрудно подсчитать, что при указанных условиях абсолютная скорость перемещения поверхности не превосходит 10^{-10} см/сек , даже для кристаллов с $h = 2$ мк , если использовать значение D_s , полученное в [8].

Приводим значения остаточного прогиба F в зависимости от времени t для уса с размерами $2 \cdot 10^3 \times 3 \times 2.6$ мк

$t, \text{ час} =$	0	8	16	26	34	44
$F, \text{ мк} =$	0	21	21	21	21	21

Эти данные показывают, что после окончания первой стадии дальнейшая деформация не превосходит ошибок измерений.

Существование первой стадии, отмеченное и в [1], может быть связано с присутствием в кристаллах небольшого количества источников дислокаций. Кристаллы толщиной свыше 5 мк , по-видимому, не являются бездислокационными и обычно обнаруживают заметную ползучесть до самого разрушения.

Поступила 2 II 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Зилинг К. К. Поведение нитевидных кристаллов при температурах, близких к температуре плавления. Физика твердого тела, 1965, т. 7, вып. 3.
2. Nabarro F. R. N. Deformation of crystals by the motion of single ions. Report of a conference on the strengths of solids. London, Phys. Soc., 1948.
3. Конобеевский С. Т. К теории фазовых превращений. Ж. эксперим. и теор. физ., 1943, т. 6, стр. 200.
4. Van Vueren H. G. Imperfections in crystals. Amsterdam, 1960. (русск. перев.: Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. Изд. иностр. лит., 1962).
5. Herring C. Diffusional Viscosity of a Polycrystalline solids. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, p. 437.
6. Wajda E. S., Shirn G. A., Huntington H. B. Lattice and grain boundary self-diffusion in cadmium. Acta met., 1955, vol. 3, p. 39.