

МИКРО- И НАНОМЕХАНИКА МИКРОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКИ

Колешко В.М., Полынкова Е.В.

While engineering, manufacturing and operation of MEMS and NMS it is necessary to analyze micro-and nano-mechanics of used materials and thin-film constructions of microsystem technique. One of perspective prediction micro-nanotechnical material properties methods is building and research of deformation mechanism diagrams (DMD). The thin films DMD are constructed and researched which have various types of crystal.

Проектирование и создание микроэлектромеханических (МЭМС) и наноэлектромеханических (НЭМС) систем на основе функциональной интеграции процессорных, генераторных, сенсорных и актюаторных (исполнительных) элементов на основе новых наноструктурированных материалов является одним из основных направлений современной наномеханики и наноэлектроники [1,2].

Наиболее перспективны МЭМС и НЭМС на основе поверхностных акустических волн [3,4].

В качестве материалов подложек для МЭМС и НЭМС используются кремний, арсенид галлия, кварц, ниобат лития и др., для построения пьезоактивных звукопроводов поверхностных акустических волн на кремнии – функциональные слои окиси цинка, нитрида алюминия и галлия, карбида кремния, а для построения металлизации – различные металлы, в частности алюминий и медь [5,6]. Наблюдается возрастающий интерес к углеродному наноструктурированному материалу, в частности, графиту, алмазу, фуллерену, углеродным нанотрубкам [7,8].

Использование методов микро- и наномеханики позволяет успешно проектировать, разрабатывать и эксплуатировать микросистемы различного назначения, в частности:

- *Защита окружающей среды.* Раннее предупреждение об изменениях в окружающей среде за счет применения систем распределенных в пространстве микромашин с сенсорами физических и химических параметров.
- *Микротехнологические системы в машиностроении.* Системы контроля и управления машиностроительными объектами (автоматические линии, роботы, обрабатывающие центры) на принципиально новом уровне. Микросварка, микросборка, микроперемещения, трибометрия.
- *Транспорт.* Создание прецизионных микросистем ориентации, навигации и управления с повышенной надежностью, точностью, безопасностью (наноизмерение угловой скорости, микро- наноакселерометры, микро- наногироскопы и интегрированные микроуправляющие сенсорные системы).
- *Энергетика, включая ядерную и водородную.* Распределенные многомерные системы сенсорной диагностики и управления.
- *Нефтехимическая и газовая промышленность.* Комплексный контроль и управление теплоэнергетическими системами и магистралями на основе микропроцессоров, сенсоров, МЭМС и НЭМС.
- *Миниатюрные и дешевые системы адаптивной виброзащиты и шумогашения.* Интеллектуальные системы управления шумом технологических объектов и бытового оборудования.
- *Биотехнология.* Применение миниатюрных биореакторов, микрохимических реакторов, сит и контейнеров, сверхточное дозирование и сенсорный контроль за состоянием и процессами.
- *Генная инженерия и микробиология.* Разделение ДНК, хромосом и других микроорганизмов с помощью микроинструмента.

- *Медицина и ветеринария.* Нанороботы для доставки лекарств в заданный орган организма, микрооперации, диагностика и профилактика заболеваний. Нанустройства медицинского приборостроения. Микроаппаратура для улучшения слуха, для распознавания запахов, для улучшения зрения и памяти, для сердечно-сосудистых заболеваний и др.
- *Информациология и информатология.* Интеллектуальные системы получения знаний и скрининга патологии человеческого общения и мышления.
- *Спецтехника и бытовые приборы и устройства* – микросенсоры и микроуправление для обеспечения безопасности, улучшения качества, надежности и значительного повышения эксплуатационных свойств.

Для кремниевых МЭМС и НЭМС, например, необходим монокристаллический кремний с низкой концентрацией дефектов, в частности дислокаций. Весьма высокая плотность дислокаций ($10^7 - 10^9 \text{ м}^{-2}$) возникает вследствие релаксации механических напряжений, обусловленных неоднородной температурой слитка кремния в ходе выращивания, или в процессе высокотемпературной обработки пластин при изготовлении схем. Необходимы высокостабильные новые наноструктурированные материалы ибо дефекты и напряжения в тонкопленочных структурах стимулирует массоперенос вещества [9,10].

Одним из методов прогнозирования наномеханических свойств материалов является построение и исследование диаграмм механизмов пластической деформации (ДМД) [11,12].

Рассмотрим выражения для скорости деформации (ε) по разным механизмам. Напряжение течения представляем в виде:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{пн}} + \sigma_{\text{ст}} + \sigma_{\text{пр}}, \quad (1)$$

Где $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{пн}}$, $\sigma_{\text{ст}}$, $\sigma_{\text{пр}}$, есть соответственно сопротивление движению дислокаций, оказываемое фононами, решеткой, стопорами (дислокациями леса, преципитатами, неподвижными примесными атомами и их кластерами) и подвижными атомами растворенных элементов. Скорость пластической деформации ε , определяемой напряжением Пайерлса – Набарро $\sigma_{\text{пн}}$, равна при низких температурах [13]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0' \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$$

$$U = U_0 \left(1 - \frac{\sigma_{\text{пн}}}{\sigma_{\text{пн}}^0}\right)^2, \quad (2)$$

где ε_0' - частотный множитель, U – энергия образования двойного перегиба на дислокации, равная U_0 в отсутствие внешнего напряжения, $\sigma_{\text{пн}}^0$ - напряжение Пайерлса – Набарро при 0 К. При высоких температурах скорость деформации путем скольжения за счет парных перегибов зависит от напряжения:

$$\varepsilon = \left(\frac{\sigma_{\text{пн}}^3}{B^3 T}\right) \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right), \quad (3)$$

где B – постоянная ($\text{Па} \cdot \text{с}^{1/3} \cdot \text{К}^{-1/3}$). Скольжение дислокаций, контролируемое преодолением стопоров, описывается зависимостью:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{\frac{\Delta F}{kT}}, \quad (4)$$

где ε_0 – частотный множитель, σ_0 - сопротивление стопоров при 0 К, ΔF – полная свободная энергия преодоления стопоров в отсутствие внешнего напряжения.

При максимально высоких напряжениях скольжение эффективно тормозится в результате оттока энергии от дислокации к фононному газу, равновесие которого нарушается упругим полем линейного дефекта, причем скорость деформации равна [13]:

$$\varepsilon = \alpha_0 (\sigma - \sigma_0'), \quad (5)$$

где $\sigma_0' = const$, $\alpha_0 \sim T^{-5}$ при $T \ll T_d$ (T_d – температура Дебая) и $\alpha_0 \sim T^{-1}$ при $T > T_d$. Что касается слагаемого $\sigma_{ПР}$ в уравнении 1, то как показывают оценки, его вкладом в упрочнение для не слишком высоких степеней легирования кристалла можно пренебречь.

По-видимому, при напряжениях, удовлетворяющих условию $\sigma_{ПН} < \sigma < \sigma_{ПН} + \sigma_{СТ} + \sigma_{ПР}$, вытекающему из необходимости скольжения дислокаций между стопорами, дислокации могут преодолевать их путем переползания, как благодаря самодиффузии внутри дислокационного ядра (трубчатая самодиффузия), так и за счет решеточной самодиффузии. Суммарная скорость деформации при такой (степенной) ползучести равна:

$$\varepsilon = A \frac{\mu b}{kT} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \left(D_{ОР} \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right) + D_{ОТ} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^2 \right), \quad (6)$$

где A , n – постоянные, μ – модуль сдвига, b – величина вектора Бюргерса, E_p и E_T – энергия активации ползучести, обусловленной соответственно решеточной и трубчатой самодиффузией, $D_{ОР}$ и $D_{ОТ}$ – соответствующие постоянные.

В кристалле под напряжением устанавливаются вакансионные потоки между дислокациями, причем скорость деформации можно найти из общего соотношения:

$$\varepsilon = \rho \cdot v \cdot b, \quad (7)$$

где ρ – плотность дислокаций, перемещающихся со скоростью v .

Учитывая, что $v = M \cdot F$ (M – подвижность, F – сила на единицу длины дислокаций), причем $F = \sigma \cdot b$ (сила Пича-Келера) и $M = D_0 \cdot v$ (D_0 – коэффициент решеточной самодиффузии), получим:

$$\varepsilon \cong D_0 \rho \frac{\sigma \Omega}{kT}, \quad (8)$$

Здесь Ω есть атомный объем ($\Omega = v^3$). Уравнение (8) аналогично первому слагаемому в правой части после знака равенства в известном выражении для диффузионной ползучести поликристалла:

$$\varepsilon = 14 \frac{\sigma \Omega}{kT} \frac{D_0}{d^2} \left(1 + \frac{\pi \delta}{d} \frac{D_{ГЗ}}{D_0} \right) \quad (9)$$

Где d – размер зерна, $\delta \cong 2b$ – эффективная ширина границы зерен, $D_{ГЗ}$ – коэффициент граничной самодиффузии. В случае монокристалла в качестве размера зерна фигурирует расстояние между дислокациями. Если переползание дислокаций лимитируется трубчатой самодиффузией, то в выражении для скорости деформации, очевидно, необходим множитель, учитывающий долю переноса по дислокациям в общем диффузионном потоке и равный $a\rho$, где $a \cong b^2$ есть сечение дислокационной трубки. Множитель аналогичен величине δ/d в уравнении (9), которое, таким образом, переписется в виде:

$$\varepsilon = 14 \frac{\sigma \Omega}{kT} \rho D_0 \left(1 + \pi a \rho \frac{D_{Д}}{D_0} \right), \quad (10)$$

Где $D_{Д}$ – коэффициент трубчатой самодиффузии. Из уравнений (9-10) видно, что благодаря дислокациям соответствующие скорости диффузионной пластической деформации поликристалла возрастут в ρd^2 и $\rho^2 d^3 a / \delta$ раз.

Рассмотрим построение ДМД для изучения микро-наномеханики материалов.

Исходные данные для построения ДМД монокристаллического кремния представлены в таблице 1. Модуль сдвига находили с помощью соотношения $\mu = \sqrt{0,5C_{44}(C_{11} - C_{12})}$, где $C_{11}=165,7$, $C_{12}=63,9$ и $C_{44}=79,6$ ГПа есть упругие жесткости. Принебрегали температурной зависимостью модуля сдвига.

Сдвиговое напряжение Пайерлса – Набарро при 0 К приняли равным $\tau_{\text{ПН}}^0 = 2,3$ ГПа, что близко к значению 2,76 ГПа, полученному в [13], и по порядку величины совпадает с $\tau_{\text{ПН}}^0 = 1,27$ ГПа для германия. Соответствующее растягивающее напряжение полагали равным $\sigma_{\text{ПН}}^0 = \tau_{\text{ПН}}^0/m$, где $m = 0,5$ есть фактор Шмида. Энергия формирования двойного перегиба на дислокации в кремнии равна $2,56 \cdot 10^{-19}$ Дж (1,6 эВ), что близко к значению $2,40 \cdot 10^{-19}$ Дж (1,5 эВ) для германия. Максимальное значение потенциала Пайерлса для кремния $4,261 \cdot 10^{-20}$ Дж (0,266 эВ), по-видимому, соответствует энергии активации в высокотемпературной зависимости $\sigma_{\text{ПН}}=f(\epsilon)$ уравнение (3).

Таблица 1 – Исходные данные для построения ДМД монокристаллического кремния

Параметры	Значение	
	Рисунок 3,а	Рисунок 3 б
Модуль сдвига (Па)	$6,365 \cdot 10^{10}$	
Сдвиговое напряжение Пайерлса-Набарро при 0 К, $\tau_{\text{ПН}}^0$ (Па)	$2,3 \cdot 10^9$	
Энергия образования двойного перегиба в отсутствие внешнего напряжения, U_0 (Дж)	$2,56 \cdot 10^{-19}$ (1,6 эВ)	
Частотный множитель, ϵ_0 (с ⁻¹)	10^4	
Константа В (Па с ^{1/3} К ^{-1/3})	$4 \cdot 10^4$	
Напряжение течения при 0 К, σ_0 (Па)	$1,95 \cdot 10^5$	$1,95 \cdot 10^7$
Частотный множитель, ϵ_0 (с ⁻¹)	10^6	10^6
Энергия активации, $\Delta F/(\mu\epsilon^3)$	0,5	0,5
Показатель степени, n	4,2	
Постоянная Дорна, А	$1,28 \cdot 10^6$	
Предэкспонента, D_0 (м ² /с)	$(10^{-7}; 10^{-3})$	
Энергия активации, E_0 (Дж)	$(4,16 \cdot 10^{-19}; 6,04 \cdot 10^{-19})$	
Предэкспонента, D_0 (м ² /с)	$(5 \cdot 10^{-5}; 0,146)$	
Энергия активации, E_0 (Дж)	$(5,64 \cdot 10^{-19}; 8,04 \cdot 10^{-19})$	
Предэкспонента, aD_0 (м ⁴ /с)	$(4,5 \cdot 10^{-26}; 4,5 \cdot 10^{-22})$	
Энергия активации, E_d (Дж)	$(4,16 \cdot 10^{-19}; 6,04 \cdot 10^{-19})$	
Предэкспонента, D_{00} (м ² /с)	$(5 \cdot 10^{-5}; 0,146)$	
Энергия активации, E_0 (Дж)	$(5,64 \cdot 10^{-19}; 8,04 \cdot 10^{-19})$	

Следовательно $U_0=2,557 \cdot 10^{-19}$ Дж (1,596 эВ), что совпадает с принятым нами значением U_0 . Полагали, что напряжение течения (критическое напряжение), обусловленное сопротивлением стопоров (σ_0), связано, в основном, с дислокациями леса и при 0 К равно $\mu b \sqrt{\rho}$. Значения постоянных А и n приняли равными соответствующим величинам для германия. Что касается предэкспоненциальных множителей D_0 и энергий активации степенной и диффузионной ползучести, то мы исходили из значений коэффициентов решеточной самодиффузии для температур $T < 1250$ К и $T > 1300$ К. В области температур 1250-1300 К происходит постепенная смена механизма самодиффузии. Считали также, что $E_d = 0,75 E_0$, где $E_d=E_0$ и E_0 – энергия активации самодиффузии по дислокациям и в решетке соответственно. В

таблице 1 для D_0 и E даны два значения, первое из которых соответствует низкой температуре, а второе – высокой. Для нулевой плотности исходных дислокаций степенная и диффузионная ползучесть нами не рассматривалась.

На рисунке 1, 2 в качестве примеров представлены ДМД тонких пленок материалов, имеющих различный тип кристаллической решетки: ГЦК (Al) и решетку типа алмаза (Si).

На ДМД тонких пленок, в отличие от массивных образцов, уменьшается поле дислокационного скольжения благодаря росту величины напряжения течения из-за возросшего влияния упрочняющих факторов. В тонких пленках в большей степени проявляются механизмы деформации, связанные с диффузией по границам зерен и с переползанием дислокаций (дислокационная ползучесть). С увеличением толщины пленок и среднего размера зерен (см. например, рисунок 1) увеличиваются поля дислокационной ползучести, контролируемой объемной диффузией, и объемной диффузионной ползучести. При этом снижается напряжение течения, что приводит к росту поля скольжения. Механизмы деформации: 1 – бездефектное течение, 2 – скольжение дислокаций, 3 – дислокационная ползучесть, контролируемая преодолением стопоров, 4 – дислокационная ползучесть, контролируемая диффузией по объему зерен, 5 – объемная диффузионная ползучесть, 6 – зернограничная диффузионная ползучесть, 7 – упругая деформация.

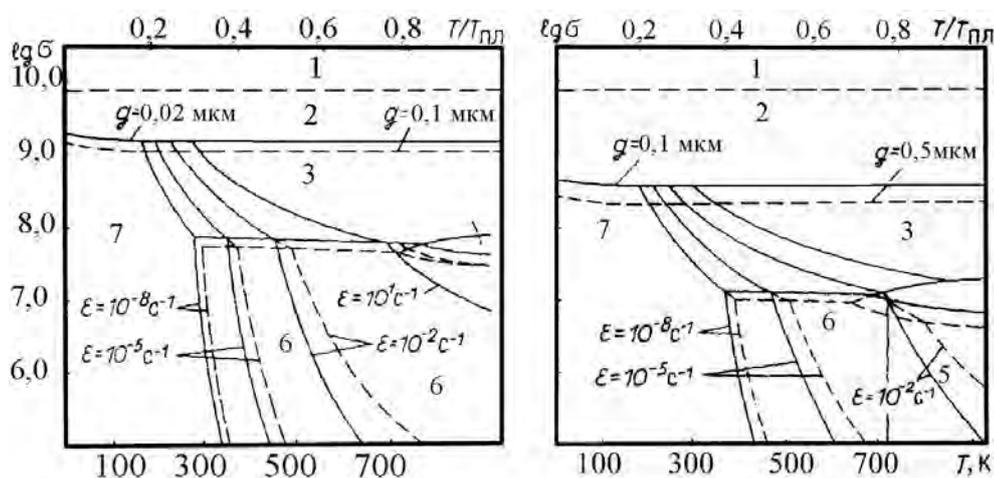


Рисунок 1 – ДМД тонких пленок Al толщиной 0,1 (а) и 1,0 мкм (б) в зависимости от величины размера зерен тонкой пленки и для различных скоростей деформации.

Возрастание роли поверхностей раздела в тонкой пленке по отношению к массивному материалу приводит к появлению на ДМД тонких пленок полей соответствующих механизмов, обусловленных стоком избыточных вакансий на поверхностях раздела. Указанные поля накладываются на поле дислокационной ползучести.

Были построены ДМД тонких пленок ГЦК металлов: Cu, Ag, Au, Ni, Pd, Pt, Ir, Al, и Pb. На этих диаграммах имеются значительные поля диффузионной ползучести (рисунок 1). Рассмотренные ГЦК металлы можно разделить на две группы по величине температуры перехода ($T_{пл}$) от поля зернограничной к полю объемной диффузионной ползучести. Первую группу образуют Cu, Ag, Au, Ni. Для тонких пленок этих металлов толщиной 0,1 мкм $T_{пл} \approx 0,65-0,90 T_{пл}$, а для толщины 1,0 мкм – 0,5-0,6 $T_{пл}$. Для тонких пленок металлов второй группы (Pb, Pt, Ir, Al, Pd) при толщине $h \sim 0,1 \mu\text{m}$ (рисунок 1а) $T_{пл} > T_{пл}$. При толщинах пленок $\sim 1 \mu\text{m}$ линия раздела на ДМД проходит при $T_{пл} \approx 0,7 - 0,9 T_{пл}$ (рисунок 1б).

Анализ ДМД рассмотренных тонких пленок ГЦК металлов показал, что несмотря на различия в пределах второй группы, диаграммы в целом имеют одинаковый вид. Это объясняется сходными значениями коэффициентов диффузии при равных гомологических температурах.

Выше точки аллотропного превращения в тонких пленках ГПУ металлов, в частности Ti, Zr, и Co, преобладает объемная диффузионная ползучесть. Тонкие пленки металлов с отношением c/a , близким к идеальному ($c/a=1,633$) – Ti, Zn, Mg, и Co, имеют на диаграммах температуру $T_{\text{пд}}$ ниже, чем ГЦК металлы. Указанная температура составляет для толщин пленок 0,1 и 1,0 мкм $\sim 0,7 T_{\text{пл}}$ (без учета аллотропных изменений) и $0,4 T_{\text{пл}}$ соответственно. Это говорит о преобладании в тонких пленках таких металлов объемной диффузионной ползучести. Для пленок ГПУ металлов с отношением c/a , далеким от идеального (Zn и Cd), характерно преобладание зернограничной диффузионной ползучести, что обусловлено более низкими значениями коэффициентов объемной самодиффузии этих металлов. Необходимо отметить, что ДМД тонких пленок ГПУ металлов имеют поля дислокационной ползучести меньшие, чем ДМД пленок ГЦК и ОЦК металлов.

Для ДМД тонких пленок ОЦК – металлов характерны значительные поля дислокационной ползучести. На ДМД ярко выражены поля зернограничной диффузионной ползучести и не содержится точек перехода $T_{\text{пд}}$. Это объясняется высокими значениями энергии активации самодиффузии по объему и границам зерен и большой разницей этих величин между собой. ДМД тонких пленок ОЦК металлов характеризуются обнообразием в своей группе.

Для тонких поликристаллических пленок полупроводников (рисунок 2) характерны небольшие поля дислокационной и, в особенности, диффузионной ползучести. Для Si и Ge можно отметить постепенную смену механизмов самодиффузии с температурой перехода в диапазоне 1250 – 1300 К с соответствующим уменьшением интенсивности диффузионного переноса. 1 – 7 то же, что и на рисунке 1.

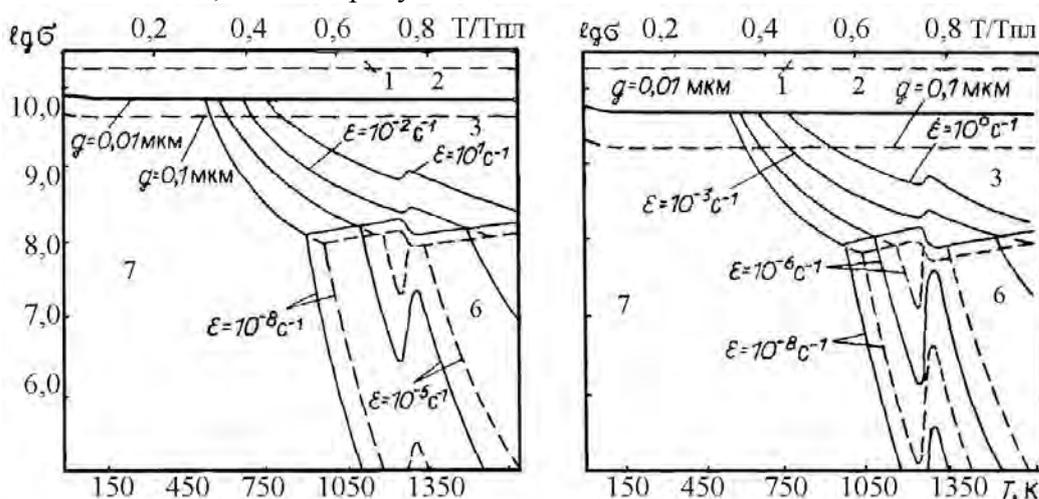


Рисунок 2 – ДМД тонких поликристаллических пленок Si толщиной 0,1 (а) и 0,5 мкм (б) в зависимости от величины размера зерен тонкой пленки и для различных скоростей деформации.

Структурные особенности полупроводникового монокристалла, в частности, низкая ($\rho < 10^{10} \text{ м}^{-2}$) плотность дислокаций, обуславливают специфику его деформирования. Так, практически единственным механизмом деформации в широком диапазоне напряжений и температуры является скольжение дислокаций, контролируемое решеточным сопротивлением (рисунок 3 а). Дислокации, генерируемые большими напряжениями, эффективно упрочняют кристалл при высоких температурах (рисунок 3 б). Например, увеличение плотности дислокаций в первоначально малодислокационном ($\rho \leq 10^8 \text{ м}^{-2}$) кремнии до уровня 10^{12} м^{-2} вызывает рост напряжения течения для $\epsilon \geq 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ от $\sim 0,1 \text{ МПа}$ до $\sim 10 \text{ МПа}$. При этом для $\epsilon < 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ уровень напряжения течения изменяется слабо за счет интенсификации диффузионной ползучести (рисунок 3).

Критическое напряжение гетерогенного зарождения дислокаций (τ_r), характерного для высоких температур в малодислокационном кремнии ($\tau_r = 0,6 - 1,5 \text{ МПа}$), должно опреде-

ляться сопротивлением Пайерса – Набарро для скоростей $\dot{\epsilon} \cong 10^{-4} - 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ (рисунок 3 а), поскольку размеры генерируемых петель, как правило, меньше расстояния между дислокациями (равного $\sim \rho^{-1/2}$). Соответствующее τ_r критическое напряжение интенсивного размножения дислокаций определяется, по-видимому, напряжением течения для более высоких $\dot{\epsilon}$.

Таким образом, при напряжениях, превышающих 1 – 10 МПа, напряжение течения монокристаллического кремния, зависящее от скорости деформации, определяется собственно кристаллической решеткой и сильно зависит от температуры. Дислокационная ползучесть, по-видимому, может наблюдаться лишь при напряжениях, превышающих напряжение Пайерлса – Набарро, то есть при условии $\sigma > \sigma_{\text{ПН}}(\dot{\epsilon})$. Из ДМД (рисунок 3а, 3б) видно, что пластическая деформация монокристаллического кремния может протекать при относительно низких температурах $T = 400 - 700 \text{ К}$ для $\sigma \leq 1 \text{ ГПа}$ и $\dot{\epsilon} \geq 10^{-6} \text{ с}^{-1}$.

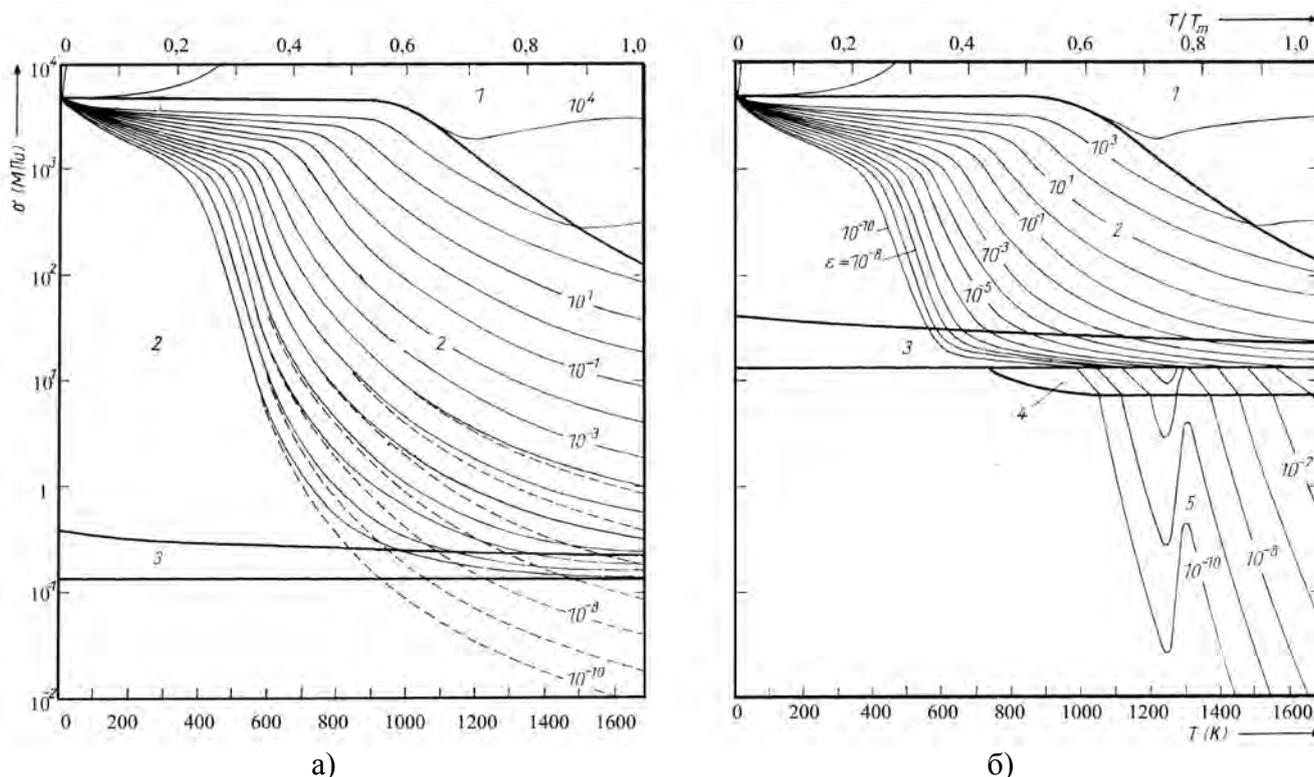


Рисунок 3 – ДМД монокристаллического кремния с плотностью дислокации $\rho = 10^8 \text{ м}^{-2}$ и $\rho = 0$ (пунктир) (а) и $\rho = 10^{12} \text{ м}^{-2}$ (б).

Механизмы пластичности: 1 – скольжение, контролируемое фоновым трением; 2 – скольжение, контролируемое сопротивлением решетки; 3 – скольжение, ограниченное сопротивлением дислокаций леса; 4 – дислокационная степенная решеточная ползучесть; 5 – диффузионная решеточная ползучесть.

Путем анализа ДМД при ЭЛИТ-процессе [14] при обработке лазерным импульсом установлено, что процессы разрушения и пластического течения Si интенсивность которых определяется плотностью энергии (W) и длительностью (τ) импульса связаны с конкретными элементарными механизмами деформации. При $W \geq 120 \text{ Дж/см}^2$ и $\tau = 0,01 - 0,1 \text{ с}$ происходит плавление Si. Пластическое течение, имеющее место при $W = 100 - 120 \text{ Дж/см}^2$ и $\tau = 0,01 - 0,08 \text{ с}$, осуществляется по механизмам скольжения дислокаций, контролируемым фоновым трением и сопротивлением кристаллической решетки при высоких температурах и скоростях деформации. Разрушение Si происходящее $W \leq 100 \text{ Дж/см}^2$ и $\tau = 0,01 - 0,05 \text{ с}$, обусловлено более низкими температурами достигаемыми при отжиге и осуществляется при

активном участии механизма дислокационного скольжения, контролируемого стопорами кристаллической решетки.

Таким образом, ДМД является удобным инструментом для изучения микро- и наномеханики материалов при проектировании, производстве и эксплуатации микросистемной техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колешко В.М., Умные машины и парадигма современной науки и образования // Проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств. - Новополоцк, 2004. - С.77-85
2. Колешко В.М., Баркалин В.В., Польшкова Е.В. Элементная база электромеханических сенсорных систем на поверхностных акустических волнах. // Машиностроение. Сб. научных трудов. - Мн.: УП "Технопринт", 2000, вып.16. - С.72-78.
3. Колешко В.М., Мешков Ю.В. Микроэлектронные преобразователи информации на поверхностных акустических волнах. М.: ЦНИИ "Электроника", 1985.
4. Колешко В.М., Карякин Ю.Д. Многомерные сенсорные микросистемы // Теоретическая и прикладная механика. – 2004. - № 18. - С.84-92
5. Колешко В.М., Польшкова Е.В. Металлоэлектроника, сверхчистые и нанофазные материалы // Новые технологии изготовления многокристалльных модулей. Мн., 2000. - С.27-29.
6. Колешко В.М., Мешков Ю.В., Лозовский Э.И. Материал пьезоэлектрической пленки. Авт. свид. СССР № 1340521, 22.05.1987.
7. Колешко В.М., Баркалин В.В., Польшкова Е.В. Сенсорные микросистемы на основе углеродных и алмазоподобных пленок // Машиностроение, Сб. научных трудов, Вып.17, Мн.: УП "Технопринт", 2000.
8. V.M.Koleshko, V.V.Barkalin, E.V.Polynkova, A.A.Shevchonok/ Targets for magnetron deposition of carbon material and prospects thereof in microelectronics, sensorics and microelectromechanics // Functional materials, vol 8, № 4, p.683-689.
9. Колешко В.М., Белицкий В.Ф. Массоперенос в тонких пленках. – Мн.: Наука и техника, 1980, 296 с.
10. Koleshko V.M., Kiryushin I.V. Electromigration Threshold of Thin-Film Conductors. Thin Solid Films, 192 (1990), p.181-191
11. Колешко В.М., Белицкий В.Ф., Кирюшин И.В. Механизмы деформации тонких пленок. Вести АН БССР, сер. ФМН, № ;, 1985. - С.67-73.
12. V.M.Koleshko, V.F.Belititsky, I.V.Kiryushin. Stress Relaxation in Thin Aluminium Films, Thin Solid Films, 142 (1986), p.199-212/
13. V.M.Koleshko, I.V.Kiryushin Dyormation Mechanism Maps and Gettering Diagrams for Single-Crystal Silicon. Phys. Stat. sol.109, 161 (1988), p.161-169/
14. Колешко В.М., Польшкова Е.В. ЭЛИТ-процесс сенсорных микросистем // Машиностроение, вып. 19. – Мн.: УП "Технопринт", 2003. - С.666-671.