

УДК 548.4:621.315.592

©1994

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

В.В.Лемешко, В.А.Макара, В.В.Обузовский, Л.П.Стебленко, Е.Г.Робур

Исследовано влияние постоянного электрического тока на движение коротких дислокационных полупетель в монокристаллах *n*-кремния, легированных фосфором. Найдена зависимость скорости движения дислокаций V_D и времени задержки начала их движения t_R от плотности тока I в области $I < 1 \text{ A/mm}^2$. Показано, что в рамках стопорной модели удовлетворительное теоретическое описание зависимостей $V_D(I)$, $t_R(I)$ возможно, если вероятность прыжка через стопор является линейной функцией плотности тока.

Для управления пластическими свойствами твердых материалов обычно используются различные термические, физико-химические и другие методы. Известно, что характеристики неупругой деформации кристаллов могут меняться также под воздействием электронного возбуждения, в частности при протекании электрического тока (электропластический эффект) [1-3]. Эти изменения наиболее хорошо проявляются в металлах при пропускании токов большой плотности [4]. Возникновение электропластического эффекта (ЭПЭ) обнаружено также в полупроводниковых кристаллах типа $A^{II}B^{VI}$ со структурой сфалерита [5]. В то же время для установления основных закономерностей ЭПЭ нужно иметь данные об этом эффекте и в более простых кристаллических структурах, например в структуре типа алмаза (C, Si, Ge).

В настоящей работе изучается влияние постоянного тока на динамические аспекты поведения индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния.

Для исследований использовались первоначально бездислокационные кристаллы *n*-Si марки КЭФ с удельным сопротивлением $\rho = 4.5 \Omega \cdot \text{cm}$. Кроме основной легирующей примеси — фосфора (концентрация 10^{15} cm^{-3}), — кристаллы содержали растворенный кислород в концентрации 10^{18} cm^{-3} . Исследуемые образцы имели призматическую форму с размерами $20 \times 3.4 \times 0.5 \text{ mm}$ и ориентацией (111), (112) и (110) (символы граней приведены в порядке убывания их площади).

Источником дислокационных полупетель служили концентраторы напряжений. Для их генерации с помощью алмазного индентора на поверхность (111) кристалла наносилась царапина в направлении (110). Движение дислокаций вызывалось изгибом вокруг оси [112] (четырёх-

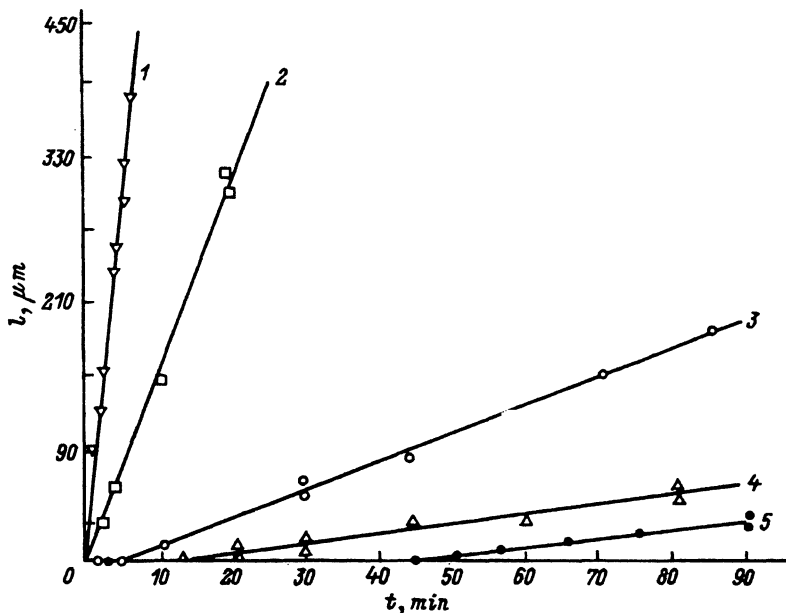


Рис. 1. Динамика пробега дислокаций в кремнии. $T = 823 \text{ K}$, $\sigma = 3.44 \text{ kg/mm}^2$. $I = 1.0$ (1), 0.5 (2), 0.2 (3), 0.1 (4), 0 A/mm^2 (5).

опорный метод [6]), стартовое и финишное положение концов полупетель фиксировалось методом химического травления [7].

Используемые нагрузки соответствовали механическим напряжениям на поверхности (111) пластины $\sigma = 1 \div 10 \text{ kg/mm}^2$, температура испытаний T менялась в интервале $400\text{--}650 \text{ }^\circ\text{C}$. Одновременно с приложением механической нагрузки через кристаллы пропускался электрический ток плотностью $I = 0.1 \div 1.0 \text{ A/mm}^2$ в направлении [110]. Типичная зависимость длины пробега дислокаций L от времени воздействия t при разных значениях I показана на рис. 1. Видно, что ток может увеличивать величину перемещения, а значит, и скорость движения дислокаций в десятки раз. Кроме того, с ростом величины тока время задержки начала движения дислокаций t_h (которое при $I = 0$, $\sigma = 3.44 \text{ kg/mm}^2$ и $T = 823 \text{ }^\circ\text{C}$ составляет 45 min) существенно сокращается вплоть до практически полного исчезновения при $I > 0.5 \text{ A/mm}^2$ (рис. 2). Заметим, что воздействие электрическим током в отсутствие механических напряжений не приводило к смещению дислокаций из первоначальных стартовых положений ни при каких значениях σ и T .

Для описания движения дислокаций будет использоваться модель среды со слабыми стопорами. Считается, что в области идеального кристалла дислокации движутся в среднем равномерно в соответствии с механизмом Пайерлса с постоянной скоростью V_D . Задержка движения происходит только на стопорах. Срыв со стопоров происходит случайно по некоторому вероятностному распределению. Ради простоты считаем, что в плоскости скольжения дислокации позиции стопоров образуют правильную решетку, с периодом h (рис. 3). Для целей топологического описания дислокаций их реальная конфигура-

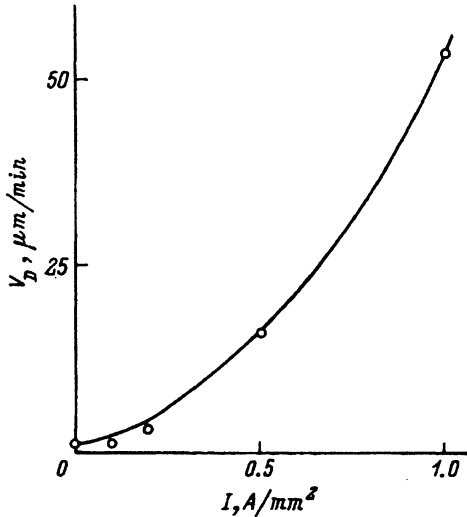


Рис. 2. Влияние тока на время задержки движения дислокации.

Сплошные линии — расчет, точки — экспериментальные данные при $T = 823$ К, $\sigma = 3.44$ кг/мм².

ция в промежутке между стопорами не имеет значения. Поэтому на рис. 3 участки дислокации в промежутках между стопорами условно изображены прямыми линиями.

Наличие времени задержки t_R свидетельствует о том, что действие одного силового поля еще недостаточно для срыва дислокации со стопора. Принято считать, что преодоление стопорного барьера осуществляется в результате термических флуктуаций, которые сообщают контактирующему участку дислокация–стопор энергию [8,9]. Соответствующее состояние участка дислокация–стопор, при котором переключ через стопор возможен, будем называть возбужденным, вероятность его возникновения в единицу времени обозначим W_0 , а энергию дислокационной струны между соседними узлами α_1 и α_2 будем обозначать как $E(\alpha_1\alpha_2)$.

Рассмотрим, например, перемещение узла β дислокации на рис. 3 (точки в узлах обозначают стопоры, сплошные линии — начальное положение дислокации, пунктирные — конечное положение). Упругая энергия прилегающих участков дислокации $E(\alpha'\beta) + E(\beta\gamma) = E(\alpha'\beta') + E(\beta'\gamma)$ не меняется при переходе из начального состояния $\alpha' - \beta - \gamma$ в конечное $\alpha' - \beta' - \gamma$. Поэтому скорость перемещения плеча дислокации вдоль оси x будет меняться пропорционально вероятности

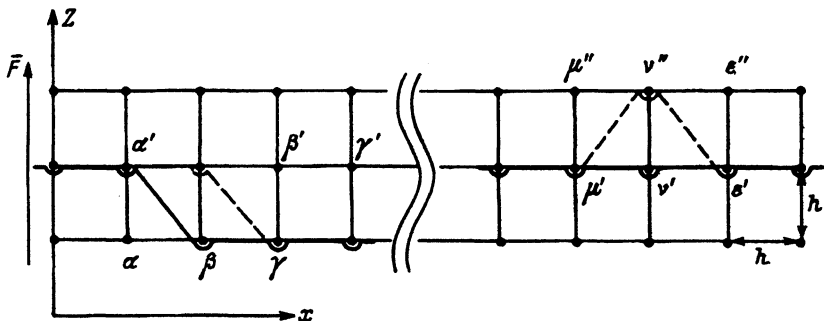


Рис. 3. Топология движения участков дислокации.

возбуждения УДС в районе перегиба

$$V_x = C_0 W_0. \quad (1)$$

Однако необходимые для движения в направлении Z «двойные перегибы» (этот термин будет употребляться в смысле формы конфигурации дислокации между стопорами) возникают с меньшей вероятностью, так как для этого требуются дополнительные энергетические затраты, связанные с растяжением дислокационной струны. Ради простоты можно представить, что образование такого двойного перегиба можно свести к следующим трем процессам: каждая из связей $\mu' - \nu'$, $\nu' - \varepsilon'$ приобретает энергию, достаточную для их растяжения в $\sim \sqrt{2}$ раз; энергия участка дислокации вблизи от стопора ν' возрастает на величину энергии активации E_a , необходимой для преодоления стопорного барьера. Считая, что каждый из процессов требует возникновения независимого возбуждения, полагаем в дальнейшем, что вероятность W_2 возникновения «двойного перегиба» в единицу времени равна

$$W_2 = C_2 W_p^2 W_0. \quad (2)$$

Здесь W_p обозначает вероятность флуктуации, при которой на каждом из соседних участков $\mu' - \nu'$, $\nu' - \varepsilon'$ (рис. 3) накапливается энергия, достаточная для их растяжения до положения $\mu' - \nu''$, $\nu'' - \varepsilon'$ соответственно.

Пусть общая длина дислокационной струны равна L_0 и проходит между $N_0 = L_0/h$ стопорами. Среди них $N^* = N_0 W_0 t^*$ контактирующих участков дислокация-стопор будет находиться в возбужденном состоянии (t^* — время жизни возбуждения). Среднее количество двойных перегибов на всей длине дислокации, очевидно, равно $N_2 = N_0 W_2 \Delta t_2$, где Δt_2 — среднее время жизни двойного перегиба. Среднее расстояние между двойными перегибами $L_2 = h/W_2 \Delta t_2$, поскольку $L_0 = N_0 h = N_2 L_2$. Полагая по аналогии с существующими представлениями о характере движения дислокационной линии в поле пайерлсовского потенциала, что время прохождения Δt_2 расстояния L_2 при боковом расширении двойного перегиба

$$\Delta t_2 = L_2/V_x = h/(V_x W_2 \Delta t_2) \quad (3)$$

совпадает со временем ожидания рождения двойного перегиба Δt_2 , находим скорость перемещения дислокации в направлении оси Z [10]

$$V_D = h V_x W_2 = h/\Delta t_2. \quad (4)$$

Учитывая при этом (1), (2), получаем

$$V_D = h C_0 C_2 W_0 W_p, \quad (5)$$

т.е. как в результате наложения нескольких процессов V_D линейно зависит от вероятности возбуждения. Рассматривая W_0 , W_p как функции плотности тока I , ограничимся простейшей линейной аппроксимацией

$$W_{0,p}(I) = W_{0,p}^0 (1 + \gamma_{0,p} I). \quad (6)$$

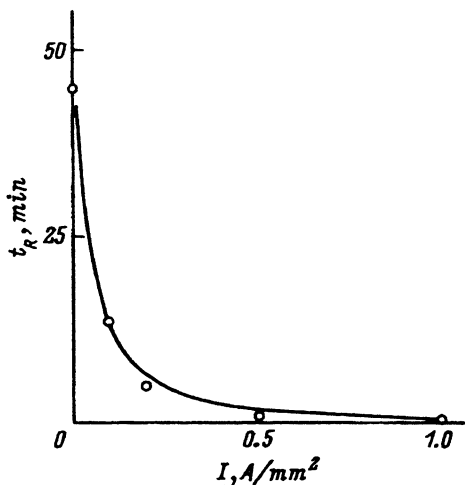


Рис. 4. Изменение скорости движения дислокационных полупетель под действием тока.

Сплошные линии — расчет, точки — экспериментальные данные при $T = 823$ К, $\sigma = 3.44$ kg/mm².

При этом токовая зависимость скорости движения дислокации определяется следующим образом:

$$V_D(I) = V_D^0(1 + \gamma_0 I)(1 + \gamma_p I), \quad (7)$$

$V_D^0 = hC_0C_2W_0^0W_p^0$ — скорость дислокации, обусловленная термическими возбуждениями в отсутствие тока.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные по зависимости V_D от I при $\sigma = 3.44$ kg/mm², $T = 823$ К и ашпроксимационная зависимость (7). Наилучшее совпадение теории с экспериментом имеет место при $\gamma_0 = \gamma_p = 8.1$ mm²/A, $V_D = 0.65$ mm/min. Хотя среднеквадратичная погрешность экспериментальных данных достаточно велика (~ 20%), тем не менее совпадение (или по крайней мере близость) значений γ_0 и γ_p может свидетельствовать о том, что влияние тока на разные участки дислокации (как в контакте со стопорами, так и в промежутке между ними) имеет одинаковую природу.

При выведении дислокаций в положение старта вокруг них образуется атмосфера Котрела, которая характеризуется существенным повышением концентрации точечных дефектов и комплексов [11] в области действия возникающих упругих напряжений. Наличие такой атмосферы является одной из причин возникновения эффекта «задержки» начала движения дислокации, точнее, малой скорости $V_c \ll V_D$ перемещения дислокации внутри атмосферы Котрела. При этом $V_c t_R \sim R_c$, где t_R — время задержки, R_c — радиус атмосферы Котрела. В рамках использованной модели при $\gamma_p = \gamma_0 = \gamma$ нетрудно получить, что

$$t(R) = t_R^0 / (1 + \gamma I)^2, \quad (8)$$

t_R^0 — время задержки при отсутствии тока. Результаты расчета зависимости $t_R(I)$ (рис. 2) при $t_R^0 = 45$ min, $\gamma = 8.1$ mm²/A достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, можно прийти к следующему заключению: удовлетворительная форма нелинейной зависимости динамических параметров дислокационных полупетель (скорость, время задержки) может

быть получена уже в рамках линейной аппроксимации вероятностей $W_{0,p}$ относительно плотности тока в кристалле.

Список литературы

- [1] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1975. 464 с.
- [2] Судзуки Т., Есинага Х., Такеучи С. Динамика дислокаций и пластичность. М.: Мир, 1989. 294 с.
- [3] Мильвидский М.Г., Освенский В.В. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. М.: Металлургия, 1984. 256 с.
- [4] Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.
- [5] Осипьян Ю.А., Петренко В.Ф. // Физика соединений $A^{II}B^{VI}$. Под ред. А.Н.Георгобiani и М.К.Шейкмана. М.: Наука, 1986. С. 35-71.
- [6] Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. 402 с.
- [7] Пшеничников Ю.П. Выявление тонкой структуры кристаллов. М.: Металлургия, 1974. 528 с.
- [8] Петухов В.В. // ФММ. 1989. Т. 68. № 3. С. 466-473.
- [9] Зильберман Л.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 3. С. 714-721.
- [10] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.
- [11] Бондаренко И.Е., Никитенко В.И. // Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. С. 244-256.

Государственный университет им. Т.Шевченко
Киев

Поступило в Редакцию
14 февраля 1994 г.