

01;05

## Различные типы динамики дислокаций как следствие их динамического старения

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии РАН,  
119333 Москва, Россия  
e-mail: petukhov@ns.crys.ras.ru

(Поступило в Редакцию 22 октября 2002 г.)

Рассчитывается влияние подвижных примесей на динамику дислокаций в условиях статического и переменного нагружения кристаллов. Показано, что эффект динамического старения дислокаций может приводить к существованию особого режима, при котором движение дислокаций отсутствует в случае статической нагрузки и возможно лишь для нарастающего напряжения. Подвижность дислокаций в этом режиме является атермической. Изучены условия существования особого режима. С его помощью объясняются экспериментальные данные по зависимости пробегов дислокаций в кремнии под действием серий импульсов нагрузки от крутизны фронта нарастания напряжения.

### Введение

Эффект динамического старения дислокаций играет важную роль как средство упрочнения кристаллов и улучшения их механических свойств за счет легирования. Этот эффект обусловлен увлечением примесей движущимися дислокациями, в результате чего подвижность дислокаций модифицируется. К динамическому старению могут приводить как специально введенные, так и неконтролируемые примеси или другие точечные дефекты кристалла. Например, кристаллы кремния, выращенные методом Чохральского и содержащие до  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  примесных атомов кислорода, оказываются более подходящими для микроэлектроники, чем более чистые кристаллы, выращенные методом зонной плавки (см., например, [1,2]).

Первой моделью, описывающей динамическое старение дислокаций, была модель Коттрела и Джэсвона [3], получившая дальнейшее развитие в [4,5] и др. Авторы [3] рассчитывали диффузию примесей в поле упругих сил стационарно движущейся дислокации. В более поздних работах, ориентированных на описание эффекта Портевена–ле Шателье, явно принимался во внимание конкретный механизм движения дислокаций через локальные барьеры, в том числе его скачкообразный характер [6,7]. Примеси диффундируют к дислокации, когда она покоится у препятствия в ожидании термической активации, и образующиеся примесные атмосферы частично сбрасываются во время скачка к следующему препятствию.

Для другого механизма движения дислокаций, характерного для полупроводников, металлов с объемно центрированной кристаллической структурой и ряда других материалов и контролируемого преодолением мелкомасштабного собственного потенциального рельефа кристаллической решетки (барьеров Пайерлса–Набарро), когда дислокации перемещаются достаточно равномерно, модель динамического старения могла бы быть близ-

ка к первоначальной модели Коттрела–Джэсвона [3], по крайней мере при относительно низких скоростях движения. Однако, как известно, континуальный подход, использующий упругое взаимодействие примесных атомов и дислокаций, теряет свою применимость на малых расстояниях вблизи дислокации и результаты расчета в его рамках оказываются чувствительны к величине радиуса обрезания. Это обстоятельство в значительной степени обесценивает полезность континуальных расчетов.

Кроме того, упругие силы не исчерпывают взаимодействия примеси и дислокации на малых расстояниях. Сопоставимый вклад могут дать электронные („химические“) взаимодействия. В [8] был развит более общий комбинированный подход, учитывающий дополнительный вклад в торможение от короткодействующего взаимодействия примесей с дислокацией. Энергия короткодействующего взаимодействия бралась из атомистических расчетов. Такой подход значительно улучшил ситуацию с учетом особой роли ядра дислокаций, но не снял окончательно проблему зависимости результатов от радиуса обрезания.

В [9] изучался случай движения дислокаций с достаточно высокими скоростями, сравнимыми со скоростью миграции примеси  $D/a$  ( $D$  — коэффициент диффузии примесей,  $a$  — период кристаллической решетки), когда размер примесной атмосферы уменьшается до нескольких периодов решетки. Поэтому преобладающим становится вклад в торможение от короткодействующего взаимодействия и только он и учитывался. В этой ситуации более оправданным является дискретное приближение к описанию процесса перераспределения примесей движущейся дислокацией. Такой подход фактически без потери физической оправданности (иллюзорной в случае континуального описания из-за проблемы радиуса обрезания) оказывается значительно более простым и наглядным, и он будет использован и в настоящей работе.

В модели [9] принимается во внимание в первую очередь избыточное содержание примесей  $c$  (в расчете на один узел решетки) в ядре дислокации, кинетика изменения которого описывается уравнением

$$\frac{dc}{dt} = \frac{V}{a} \left[ rc_0 - c \exp\left(-\frac{a}{\tau_1 V}\right) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $V$  — средняя скорость дислокации  $V = a/t_d$ ;  $t_d$  — время преодоления барьера;  $c_0$  — концентрация примесей в объеме кристалла;  $\tau_1$  — время их миграции в окрестности ядра дислокации;  $r$  — радиус захвата примесей, измеренный в периодах решетки;  $\tau_1$  может заметно отличаться от времени миграции  $a^2/D$  в объеме кристалла за счет искажающего влияния дислокационного ядра. Первое слагаемое в правой части (1) описывает рост избыточной концентрации в ядре за счет увлечения примесей, второе слагаемое описывает уменьшение  $c$  из-за отставания примесей от дислокации, вероятность которого пропорциональна  $\exp(-t_d/\tau_1)$ .

Взаимодействие дислокаций с примесями, приводящее к увлечению последних, оказывает также обратное влияние на движение дислокаций, создавая тормозящую силу, которая может быть описана в терминах своеобразного „внутреннего напряжения“  $\sigma_i$ , противодействующего приложенному извне напряжению  $\sigma$ . Это внутреннее напряжение пропорционально избыточной концентрации примесей в ядре дислокации  $\sigma_i = \beta c$ , так что эффективное движущее дислокацию напряжение  $\sigma_{ef}$  есть

$$\sigma_{ef} = \sigma - \beta c. \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности  $\beta$  определяется короткодействующим взаимодействием примеси и дислокации и в конкретных случаях может браться из атомистических расчетов. В настоящей работе  $\beta$  будет фигурировать как феноменологический параметр. Скорость дислокации будет считаться функцией эффективного напряжения  $V = V(\sigma_{ef})$ . Это перенормировка движущей силы будет считаться основным каналом влияния примесей на движение дислокаций, и только он будет приниматься во внимание в настоящей работе.

Динамика дислокаций изучается в макроскопических механических испытаниях кристаллов и на индивидуальном уровне в модельных экспериментах различного типа как со статической нагрузкой, когда прикладываемое напряжение представляет собой достаточно протяженные во времени прямоугольные импульсы, так и с переменной нагрузкой, чаще всего с импульсами треугольной или трапецеидальной формы с различным соотношением длительностей переменной во времени и постоянной частей импульса. Рассмотрим сначала влияние подвижных примесей на динамику дислокаций под действием статической нагрузки и изучим возможность существования стационарных режимов движения.

## Стационарные режимы и порог иммобилизации дислокаций

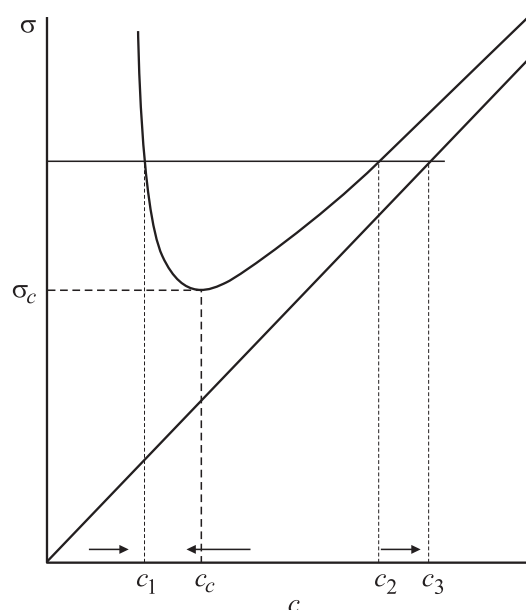
Стационарное движение характеризуется установившимся избыточным содержанием примесей в ядре дислокации, определяемым уравнением (1) при  $dc/dt = 0$ . Это условие выполняется либо при  $V = 0$ , либо ему соответствуют корни уравнения

$$V(\sigma - \beta c) = \frac{a}{\tau_1 \ln(c/rc_0)}. \quad (3)$$

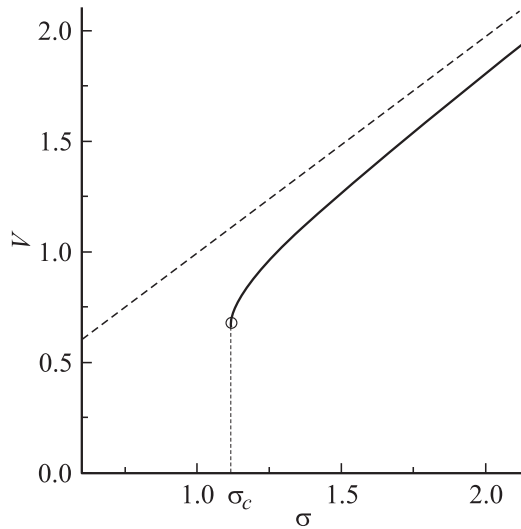
Представим получающееся из (3) уравнение

$$\sigma = \beta c + \varphi\left(\frac{a}{\tau_1 \ln(c/rc_0)}\right) \quad (4)$$

графически. Здесь  $\varphi(V)$  — обратная  $V(\sigma)$  функция. Например, если скорость дислокации степенным образом зависит от напряжения  $V(\sigma) = B\sigma^m$ , обратная функция имеет вид  $\varphi(V) = (V/B)^{1/m}$ . Впрочем, для дальнейших качественных рассуждений конкретный вид функции  $\varphi(V)$  не слишком существен, важны лишь ее общие свойства. Если  $V(\sigma)$ , как естественно считать, — монотонно растущая функция, то и  $\varphi(V)$  также монотонно растущая функция своего аргумента. При  $c \rightarrow rc_0$  этот аргумент неограниченно возрастает, поэтому график правой части (4) в зависимости от концентрации будет выглядеть, как показано на рис. 1. Прямая линия отвечает здесь  $V = 0$ , т.е.  $\sigma = \beta c$ . При  $\sigma > \sigma_c$ , где  $\sigma_c$  есть минимум правой части (4), как видно из рисунка, существует три решения условия стационарности  $dc/dt = 0$ :  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$ . Если концентрация отличается от стационарных значений, то, как



**Рис. 1.** Иллюстрация решения уравнения (4) для стационарных режимов движения дислокаций: устойчивых  $c_1$ ,  $c_3$  и неустойчивого  $c_2$ .  $\sigma_c$  — порог иммобилизации дислокаций.



**Рис. 2.** Зависимость скорости дислокаций от напряжения, модифицированная влиянием подвижных примесей. Штриховая линия — исходная зависимость для чистого кристалла. Напряжение измеряется в единицах  $a/(\tau_1 B)$ , скорость — в единицах  $a/\tau_1$ . Расчет произведен для параметров:  $m = 1$ ,  $r = 1$ ,  $c_0 = 0.1a/(\beta\tau_1 B)$ .

показывает исследование, в интервалах между ними изменение  $c$  происходит в соответствии со стрелками на горизонтальной оси графика. Таким образом, решение  $c_2$  является неустойчивым, так как любое отклонение будет нарастать со временем, а решения  $c_1$  и  $c_3$  устойчивы. Решение  $c_1$  соответствует увеличению избыточной концентрации примесей на дислокации с понижением напряжения и, как следствие, уменьшению скорости дислокации по сравнению с ее значением в чистом кристалле, как это видно из рис. 2.

При уменьшении напряжения до величины  $\sigma_c$  решения  $c_1$  и  $c_2$  сливаются в точке минимума, представленной на рис. 1 кривой, исчезают и устанавливается решение  $c_3$ , отвечающее нулевой скорости движения дислокации. Значение  $c_3 = \sigma/\beta$  отвечает минимальной концентрации иммобилизации дислокации. С течением времени концентрация примесей на покоящейся дислокации превысит  $c_3$  за счет диффузионного потока примесей. Это приведет к более сильному закреплению дислокации, и, чтобы вновь привести ее в движение, может потребоваться приложение более высокого „стартового“ напряжения [10]. Рассмотрение этого процесса обычного статического старения, так же как и сопутствующих ему эффектов насыщения примесной атмосферы и возможности комплексообразования [11], выходит за рамки настоящей работы.

При  $\sigma < \sigma_c$  стационарное движение невозможно и, следовательно,  $\sigma_c$  есть порог иммобилизации дислокаций под влиянием динамического старения. Подобная картина достаточно хорошо соответствует экспериментальным наблюдениям влияния нейтральных при-

месей на подвижность дислокаций в кремнии [10,12], что оправдывает качественную пригодность принятой модели.

Из рис. 1 можно видеть, что при заданном уровне напряжения  $\sigma > \sigma_c$  в зависимости от величины начальной концентрации примесей на дислокации в сравнении с  $c_2$  устанавливающаяся в итоге динамика может быть различной. Ввиду такой разницы важное значение имеет кинетика вывода дислокации в стартовое положение и поведение системы дислокация–примеси при включении напряжения.

Займемся поэтому изучением динамики дислокаций под действием переменной нагрузки.

## Динамика дислокаций при постоянно увеличивающейся нагрузке

Рассмотрим случай постоянной скорости нарастания напряжения  $\sigma = \dot{\sigma}t$ ,  $\dot{\sigma} = \text{const}$ . Такая ситуация реализуется как при макроскопических механических испытаниях образцов, например на начальном упругом участке активного нагружения, так и при изучении динамики отдельных дислокаций под действием треугольных или трапецидальных импульсов нагрузки. При малых временах, когда набранная избыточная концентрация примесей еще мала и экспоненциальным слагаемым в (4), описывающим отрывы примесей от дислокации, можно пренебречь, уравнение (3) легко решается. Решение дается в неявном виде соотношением

$$\int_0^{\dot{\sigma}t - \beta c} \frac{d\sigma}{V_0 - V(\sigma)} = t\beta r c_0 / a. \quad (5)$$

Здесь  $V_0 \equiv (\dot{\sigma}a)/(\beta r c_0)$ . При  $t \rightarrow \infty$  эффективное напряжение стремится к постоянному значению  $\dot{\sigma}t - \beta c \rightarrow \sigma_{ef0}$ , отвечающему величине скорости дислокации  $V_0$

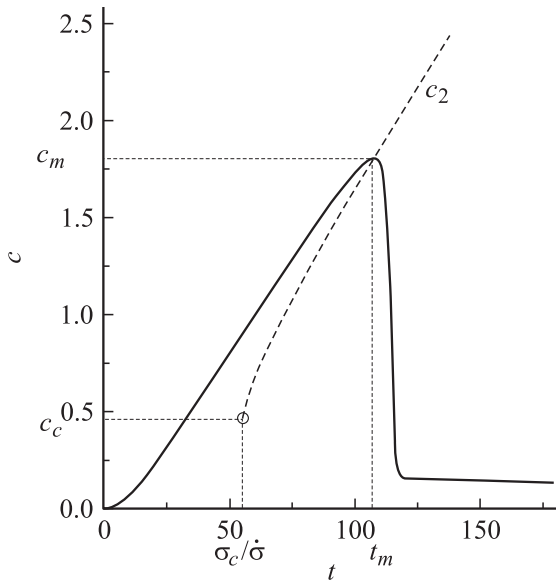
$$V(\sigma_{ef0}) = V_0 = \frac{\dot{\sigma}a}{\beta r c_0}. \quad (6)$$

Следовательно, спустя некоторый начальный переходный период времени устанавливается постоянная скорость дислокации  $V = V_0$ . Концентрация примесей на дислокации при этом линейно растет со временем

$$c \approx (\dot{\sigma}t - \sigma_{ef0})/\beta. \quad (7)$$

Из (7) видно, что применимость полученного решения ограничена снизу условием  $t > \sigma_{ef0}/\dot{\sigma}$ . Ограничение сверху определяется возможностью пренебречь по сравнению с  $r c_0$  экспоненциальным слагаемым в (1), которое для полученного решения выражается приближенно как

$$\frac{\dot{\sigma}t - \sigma_{ef0}}{\beta} \exp\left(\frac{\beta r c_0}{\tau_1 \dot{\sigma}}\right).$$



**Рис. 3.** Изменение со временем избыточной концентрации примесей в ядре дислокации, движущейся под действием растущего с постоянной скоростью  $\dot{\sigma}$  напряжения. Штриховая линия — сопутствующая вариация границы  $c_2$  области существования стационарного движения дислокаций при статическом нагружении.

Таким образом, исследуемый режим имеет место в интервале времени

$$\frac{\sigma_{ef0}}{\dot{\sigma}} < t < t_m = \frac{\sigma_{ef0}}{\dot{\sigma}} + \frac{\beta rc_0}{\dot{\sigma}} \exp\left(\frac{\beta rc_0}{\tau_1 \dot{\sigma}}\right). \quad (8)$$

При низких скоростях изменения нагрузки  $\dot{\sigma} < \beta rc_0/\tau_1$  за счет экспоненциального слагаемого в (8) интервал существования рассматриваемого режима может быть достаточно продолжительным. За верхней границей интервала времени (8)  $t > t_m$  включаются отрывы примесей и их концентрация на дислокации уменьшается. Это приводит к увеличению скорости движения дислокаций и к еще большему отставанию примесей, так что процесс приобретает катастрофический характер. В итоге дислокация почти полностью освобождается от примесной атмосферы, как это показано на рис. 3. Кривая  $c(t)$  на этом рисунке получена численным решением уравнения (1) при  $\sigma = \dot{\sigma}t$ ,  $\dot{\sigma} = 0.2a/(\tau_1^2 B)$ ,  $c_0 = 0.1a/(\beta\tau_1 B)$ ,  $m = r = 1$ . На этом частном иллюстративном примере наглядно видно наличие продолжительной стадии линейного роста со временем избыточной концентрации примесей на дислокации, соответствующего решению (7).

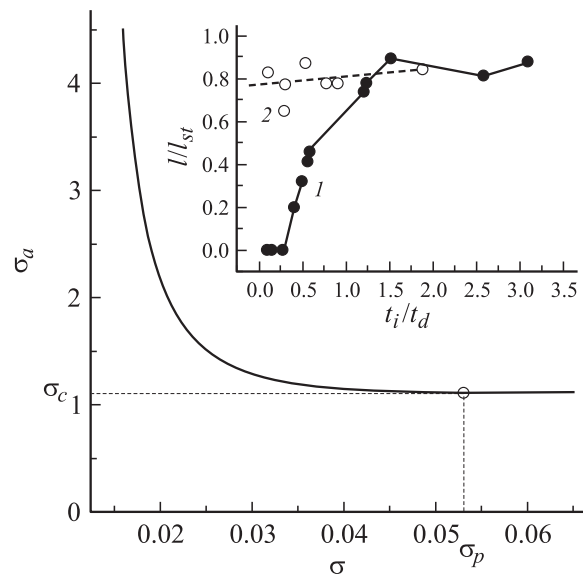
Приложенное внешнее напряжение линейно растет со временем и, как следствие (рис. 1), растет величина  $c_2$ , разграничивающая различные типы динамики дислокаций. Соответствующая штриховая кривая  $c_2(t)$  на рис. 3 при этом проходит через точку максимума кривой  $c(t)$  (так как значение  $c = c_2$  соответствует

условию стационарности  $\dot{\sigma} = 0$ , совпадающему с условием экстремума  $c(t)$ ). В последующих рассуждениях это обстоятельство будет использовано.

Рассмотрим теперь поведение дислокации под действием трапецидального импульса нагрузки на участке постоянного напряжения. Если длительность нарастания нагрузки  $t_1 < \sigma_c/\dot{\sigma}$ , амплитудное значение напряжения  $\sigma_a$  меньше  $\sigma_c$  и дислокационное движение затухает. То же самое будет происходить при длительности фронта импульса в интервале  $\sigma_c/\dot{\sigma} < t_1 < t_m$ , так как в этом интервале времени, согласно рис. 3, концентрация примесей на дислокации  $c(t_1) > c_2(t_1)$  и в дальнейшем на стационарном участке релаксирует к  $c_3$ , обращая скорость дислокации в нуль.

Однако при  $t_1 > t_m$ , напротив,  $c(t_1) < c_2(t_1)$  и концентрация примесей в ядре релаксирует к значению  $c_1$ , допускающему стационарное движение дислокации. Эти рассуждения позволяют построить диаграмму в плоскости  $(\sigma_a, \dot{\sigma})$ , разграничивающую типы финальной динамики дислокаций и определяющую зависимость порога иммобилизации  $\sigma_{th}$  от скорости нагружения (рис. 4).

Рост граничного напряжения  $\sigma_{th} = \dot{\sigma}t_m$  при  $\dot{\sigma} \rightarrow 0$  определяется, согласно (8), экспоненциальным вкладом в  $t_m$ . Так как с ростом  $\dot{\sigma}$  максимум кривой  $c(t)$  понижается и в конце концов сравнивается с  $c_c$  (при некотором значении  $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_p$ ), для больших значений  $\dot{\sigma}$  напряжение  $\dot{\sigma}t_m$  становится меньше  $\sigma_c$  и перестает определять границу режима подвижности дислокаций. Точка окончания  $\dot{\sigma}_p$  зависимости порога иммобилиза-



**Рис. 4.** Диаграмма, разграничивающая в плоскости  $(\sigma_a, \dot{\sigma})$  области подвижности и неподвижности дислокаций на стационарном участке трапецидального импульса нагрузки с амплитудным значением  $\sigma_a$ . На вставке показаны нормированные длины пробегов дислокаций в кремнии [16] в зависимости от длительности  $t_i$  импульсов напряжения суммарной длительностью 3600 s для двух значений длительности фронта импульса:  $t_1 = 4$  (1), 1 ms (2);  $\sigma_a = 7$  МПа;  $T = 600^\circ\text{C}$ .

ции  $\sigma_{th}$  от крутизны фронта импульсов соответствует также исчезновению интервала существования (8) рассматриваемого режима, откуда имеем оценку по порядку величины  $\dot{\sigma}_p \sim \beta rc_0/\tau_1$ . Покажем, что при  $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_p$  кривая  $\sigma_{th}$  гладко переходит в постоянное значение  $\sigma_c$ . Как уже упоминалось, максимум кривой  $c(t)$   $c_m = c_2$ , откуда следует соотношение между  $\sigma_{th}$  и  $c_m(\dot{\sigma})$

$$\sigma_{th} = c_m(\dot{\sigma}) + \varphi \left( \frac{a}{\tau_1 \ln(c_m(\dot{\sigma})/rc_0)} \right). \quad (9)$$

Вычисление производной  $d\sigma_{th}/d\dot{\sigma}$  дает

$$\frac{d\sigma_{th}}{d\dot{\sigma}} = \frac{d}{dc_m} \left[ c_m(\dot{\sigma}) + \varphi \left( \frac{a}{\tau_1 \ln(c_m(\dot{\sigma})/rc_0)} \right) \right] \frac{dc_m}{d\dot{\sigma}}. \quad (10)$$

В точке  $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_p$  имеет место совпадение  $c_m = c_c$ , и производная

$$\frac{d}{dc} \left[ c + \varphi \left( \frac{a}{\tau_1 \ln(c/rc_0)} \right) \right] = 0.$$

Следовательно,  $d\sigma_{th}(\dot{\sigma}_p)/d\dot{\sigma} = 0$  и кривая  $\sigma_{th}(\dot{\sigma})$  касается горизонтали  $\sigma_{th} = \sigma_c$ , что и утверждалось.

## Обсуждение

Итак, показано, что вследствие динамического старения динамика дислокаций в примесном кристалле радикально изменяется по сравнению со случаем чистого кристалла. Так, поведение дислокаций в примесном кристалле под действием импульсов нагрузки с амплитудным значением  $\sigma_a$  будет иметь различный характер при различных значениях скорости нарастания напряжения, разделяемых кривой  $\sigma_{th}(\dot{\sigma})$ , приведенной на рис. 4. В области под кривой движение дислокаций происходит лишь на фронте нарастания напряжения и прекращается при выходе на стационарное значение. Причиной такого радикального изменения закономерностей является то обстоятельство, что примесная атмосфера способна сильно изменить движущую дислокацию силу. Так как количество заметаемых примесей растет с увеличением дислокационного пробега, соответственно растет и тормозящая сила. Поэтому, чтобы движение не затухало, должна непрерывно увеличиваться приложенная нагрузка. Если внешняя нагрузка растет со временем, возможно установление стационарного эффективного напряжения, действующего на дислокацию и соответственно стационарного режима движения дислокации. Результирующее эффективное напряжение оказывается при этом много меньше внешнего, и от обычной дислокационной динамики мало что остается.

Скорость движения дислокаций на фронте нарастания напряжения дается выражением  $V = (\dot{\sigma}a)/(\beta rc_0)$ . Обращает на себя внимание универсальность этого выражения для скорости. Оно совершенно не зависит от динамических характеристик дислокаций в нормальном

режиме, задаваемых функцией  $V(\sigma)$ . Нормальное движение дислокаций в большинстве случаев термоактивируемо и сильно зависит от температуры. Рассматриваемый же режим является, как нетрудно видеть из выражения для скорости, атермическим. Отметим, что подобные качественные черты наблюдались при изучении динамики дислокаций в щелочно-галогенидных кристаллах KCl [13], NaCl [14,15], хотя, возможно, имеют другую природу, так как достаточно убедительно объясняются в работе [15] механизмом квазистатической релаксации дислокаций в поле внутренних напряжений.

Более определенно соответствуют закладываемому в основу модели механизму движения дислокаций эксперименты на полупроводниковых материалах. При изучении подвижности дислокаций в монокристаллах кремния под действием серий импульсов [16] была обнаружена зависимость пробегов дислокаций от крутизны фронта импульсов (вставка на рис. 4). При относительно малой крутизне фронта пробеги были меньше, чем при статическом нагружении, при достаточно большой крутизне фронта этот эффект практически сходил на нет. Данные факты могут быть объяснены влиянием подвижных примесей на движение дислокационных перегибов (кинков), приводящим к их старению лишь при низкой скорости нарастания напряжения в духе диаграммы на рис. 4. Стоит отметить в связи с этим, что предлагаемая модель динамического старения вполне применима не только к дислокациям, но и к другим объектам любой размерности, динамика которых контролируется преодолением мелкомасштабного потенциального рельефа. Это могут быть как вышеупомянутые кинки, так и двумерные внутренние границы различной физической природы.

## Заключение

Движение и размножение дислокаций является одной из причин деградации микроэлектронных устройств. Старение дислокаций из-за собирания ими примесей закрепляет дислокации или ограничивает их подвижность и тем самым дает возможность бороться с этим нежелательным явлением. В настоящей работе показано, что вследствие взаимодействия с примесной подсистемой подвижность дислокаций обусловлена не только уровнем действующих напряжений, но и предысторией, такой, например, как образование избыточной концентрации примесей в ядре дислокаций, определяемой скоростью установления напряжения  $\dot{\sigma}$ . Установлено, что при низкой  $\dot{\sigma}$  порог иммобилизации дислокаций значительно возрастает. Учет этого обстоятельства может быть полезен в приложениях. Отмечены экспериментальные факты, свидетельствующие о зависимости подвижности дислокаций в кремнии при импульсном нагружении от крутизны фронта импульсов, что качественно соответствует развитой теории.

## Список литературы

- [1] Sumino K. // Defect and Properties of Semiconductors: Defect Engineering / Ed. J. Chikawa, K. Sumino, K. Wada. Tokyo: KTK Scientific Publishers, 1987. P. 227–259.
- [2] Мильвидский М.Г., Освенский В.В. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. М.: Металлургия, 1984. 256 с.
- [3] Cottrell A.H., Jaswon M.A. // Proc. Roy. Soc. 1949. Vol. 199. N 189. P. 104–114.
- [4] Yoshinaga H., Morozumi S. // Phil. Mag. 1971. Vol. 23. N 186. P. 1351–1366, 1367–1385.
- [5] Петухов Б.В. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 10. С. 3160–3164.
- [6] Estrin Y., Kubin L.P. // Continuum Models for Materials with Micro-Structure / Ed. H.-B. Mulhaus. New York: Wiley & Sons, Ltd., 1995. P. 395–450.
- [7] Neuhauser H. // Mechanical properties of solid solutions and related topics / Ed. J. Lepinoux, D. Maziere, V. Pontikis, G. Saada. Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publishers, 2000. Series E: Applied Sciences. Vol. 367. P. 99–115.
- [8] Maroudas D., Brown R.A. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58. N 17. P. 1842–1844.
- [9] Петухов Б.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 64–68.
- [10] Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. // ФТТ. 1971. Т. 13. Вып. 1. С. 146–151.
- [11] Sumino K. // Phys. St. Sol. (a). 1999. Vol. 171. N 1. P. 111–122.
- [12] Sumino K., Imai M. // Phil. Mag. A. 1983. Vol. 47. N 5. P. 753–766.
- [13] Ермолаев Г.Н., Ниненко С.И., Урусовская А.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 4. С. 277–278.
- [14] Ермолаев Г.Н. // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 11. С. 3375–3380.
- [15] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 9. С. 1635–1642.
- [16] Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Иунин Ю.Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 4. С. 1314–1318.