

ВВЕДЕНИЕ

Изучение механизмов, лимитирующих скорость движения дислокаций в кристаллах с глубоким потенциальным рельефом Пайерлса, является актуальной и важной задачей физики прочности и пластичности. Оно позволяет выявить закономерности пластического сдвига, определяемые сопротивлением собственно кристаллической решетки, попытка объяснить которые и привела в свое время к созданию дислокационной гипотезы, позволившей разрешить парадокс теоретической прочности. Предположение о том, что прочность реального кристалла определяется закономерностями зарождения и движения дислокаций в нем, легло в основание физики прочности и пластичности. Существует широкий класс веществ, обладающих максимально высокими значениями теоретической прочности, связанной с глубоким потенциальным рельефом кристаллической решетки — элементарные полупроводники и другие вещества с ковалентными связями, тугоплавкие металлы и т.д. Однако, практическому использованию этих материалов в качестве конструкционных препятствует их низкотемпературная хрупкость. Поэтому исследование микромеханизмов пластической деформации указанных материалов имеет важное практическое значение.

Скорость пластической деформации определяется плотностью и средней скоростью движения дислокаций. Для выявления законов пластической деформации требуется знание закономерностей динамического поведения дислокаций — их движения и размножения. Этим вопросам было посвящено большое количество исследований. Накоплен обширный экспериментальный материал. Теория подвижности дислокаций в глубоком потенциальном рельефе достигла в настоящее время высокой степени совершенства, детально исследованы разные

режимы движения дислокаций, проведен учет влияния точечных дефектов и расщепления дислокаций на их движение. Однако, сопоставление экспериментальных данных по подвижности дислокаций с предсказаниями теории выявило ряд серьезных противоречий.

Скорость дислокации в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса, согласно теории, определяется концентрацией кинков и средней скоростью их движения вдоль дислокационной линии. Для выявления причин возникших противоречий необходимо было осуществить раздельное экспериментальное изучение процессов формирования пар перегибов и их расширения вдоль дислокационной линии. Исследование движения кинков вдоль дислокации представляет также интерес в плане экспериментальной проверки концепции одномерных солитонов в трехмерном пространстве.

Поэтому целью настоящей работы являлась разработка экспериментального метода, позволяющего раздельно исследовать процессы формирования устойчивых пар перегибов и их расширения вдоль дислокационной линии, а также измерение характеристик этих процессов для перегибов на дислокациях в монокристаллах кремния.

В результате проведенных исследований был разработан метод периодического импульсного нагружения, позволяющий достичь временного разрешения, достаточного для раздельного изучения указанных различных стадий процесса перехода дислокации в смежную долину потенциального рельефа. Обнаружены эффекты радикального изменения характера распределения дислокаций по длинам пробегов при изменении параметров импульсной нагрузки (длительности импульсов, их скважности, и также крутизны фронта импульсной нагрузки).

Исследованы зависимости среднего пробега дислокаций и дисперсии распределения дислокации по длинам пробегов от параметров импульсной нагрузки. Выявлены характерные времена для процессов

преодоления дислокациями барьеров Пайерлса. Предложена модель, позволяющая из полученных экспериментальных данных оценить основные характеристики динамических свойств кинков на дислокации: подвижность, энергию миграции, скорость зарождения, длину пробега до аннигиляции. Проведены измерения температурной зависимости коэффициента диффузии кинков. Изучено влияние напряжения на процессы формирования и расширения пар перегибов.

Исследован процесс движения дислокации по обметенной части плоскости скольжения под действием периодической импульсной и знакопеременной нагрузок. Получены данные о причинах асимметрии подвижности дислокаций в кремнии. Обнаружена асимметрия подвижности дислокаций в сильно легированных кристаллах кремния. Проведено сопоставление полученных экспериментальных результатов с существующими теориями в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса. Показано, что в рамках теории, не учитывающей влияние точечных дефектов на формирование и расширение пар перегибов, выявляются существенные противоречия. Обсуждаются возможности их устранения на пути учета влияния примесей и нелинейных возбуждений на процессы образования пар кинков и их движения вдоль дислокационной линии.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и выводов и списка цитированной литературы.

В первой главе приводится обзор теоретических и экспериментальных работ по исследованию механизмов, лимитирующих подвижность дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса, проведенных до начала выполнения настоящей диссертационной работы, и сформулированы задачи исследования. Вторая глава посвящена описанию методических вопросов исследования. В третьей главе приводятся результаты исследования закономерностей движения индиви-

ГЛАВА I. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

§I. Общие представления о механизмах, лимитирующих подвижность дислокаций в кристаллах

Расчет теоретической прочности кристалла на сдвиг, выполненный Френкелем [1] в предположении периодической зависимости сил сопротивления решетки, дал значение $\sigma_{\text{т}} \approx G/2\pi$, где G — модуль сдвига. Эта величина на три порядка превышала известные в то время значения прочности реальных кристаллов. Указанное расхождение стимулировало введение понятия дислокации. В основу дислокационной гипотезы положено представление о постепенном протекании сдвиговой деформации в плоскости скольжения по мере продвижения этого линейного дефекта решетки. Величина напряжения, необходимого для пластической деформации кристаллов, зависит от тех барьеров, которые дислокациям приходится преодолевать в процессе движения. Источником барьеров может служить как потенциальный рельеф кристаллической решетки, так и несовершенства кристаллического строения: другие дислокации ("лес"), собственные и чужеродные точечные дефекты. Сопротивление движению дислокации может быть также обусловлено ее взаимодействием с фононной и электронной подсистемами кристалла.

Трансляционная симметрия кристалла определяет периодический характер зависимости энергии дислокации от смещения в плоскости скольжения, т.е. существование потенциального рельефа, получившего название "рельеф Пайерлса". Для оценки сопротивления решетки движению дислокации наибольшее распространение получили две модели: одномерная модель Френкеля-Конторовой [2,3] и двумерная модель Пайерлса-Набарро [4,5]. В основу обеих моделей положено

предположение о том, что обусловленные введением дислокации смещения атомов приводят к появлению возвращающих сил из-за искривления связей поперек плоскости скольжения. Эти возвращающие силы создадут локальные напряжения в плоскости скольжения.

В феноменологической модели Френкеля-Конторовой дислокация представляется цепочкой "атомов", связанных пружинами в периодическом потенциале подложки.

В.Л.Инденбом [6] в рамках этой модели провел расчет пайерлсовской энергии дислокации, анализ изменения которой позволяет определить критическое скалывающее напряжение, необходимое для движения дислокации. Оказалось, что это напряжение сильно зависит от ширины дислокации. В дальнейшем модель Френкеля-Конторовой получила развитие в ряде работ и была использована для описания движения перегибов, применительно к которым она является более адекватной, чем для описания дислокации [7-11].

Недостатком модели Френкеля-Конторовой является неравноправное положение подложки, которая считается недеформируемой, и "верхней" части кристалла (цепочки "атомов" и примыкающих к ним атомных рядов), в которой возникают искажения.

В модели Пайерлса [4], получившей развитие в работе Набарро [5], конфигурация краевой дислокации в упругой среде с периодической структурой получается путем разреза кристалла в плоскости скольжения, сдвига одной половины кристалла относительно другой на половину периода решетки $b/2$, сжатия верхней половины и растяжения нижней, чтобы на бесконечности восстановилось правильное взаимное расположение вертикальных плоскостей. Периодическая потенциальная энергия дислокации в зависимости от смещения в плоскости скольжения y описывается выражением [7]:

$$W(y) = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} + \frac{1}{2} W_p \cos\left(\frac{4\pi y}{b}\right), \quad (1)$$

где ν - коэффициент Пуассона, b - величина вектора Бюргерса,

$W_p = \frac{Gb^2}{\pi(1-\nu)} \times \exp\left(-\frac{4\pi\omega}{b}\right)$ - энергия Пайерлса,

$2\omega = d/(1-\nu)$ - ширина дислокации, расстояние на котором смещение атомов из положения равновесия $u(y) = -\frac{b}{2\pi} \operatorname{arctg}\left[\frac{2y(1-\nu)}{d}\right]$ в плоскости скольжения равно $(b/8)$, т.е. половине смещения на бесконечности, d - расстояние между соседними атомными плоскостями, параллельными плоскости скольжения.

Напряжение Пайерлса, необходимое для преодоления этого барьера

$$\sigma_p = \frac{1}{b} \left[\frac{\partial W(y)}{\partial y} \right]_{\max} = \frac{2\pi W_p}{b^2} = \frac{2G}{1-\nu} \times \exp\left(-\frac{4\pi\omega}{b}\right) \quad (2)$$

Зависимость напряжения Пайерлса от ширины дислокации (2) в модели Пайерлса-Набарро качественно согласуется с предсказанием модели Френкеля-Конторовой. Хорошо согласуются эти модели в предсказании ширины дислокации. Однако, количественные оценки энергетического барьера Пайерлса в обеих моделях являются ненадежными [7], т.к. основываются на ряде не всегда оправдываемых предположений.

Результаты расчетов σ_p в рамках феноменологических моделей, а также атомарных решеточных расчетов с использованием различных потенциалов межатомного взаимодействия приведены в работах [12-19], обзорах и монографиях [7, 20-24]. Как расчеты, так и экспериментальные результаты подтверждают существование барьеров Пайерлса. Величина σ_p изменяется в пределах от $(10^{-5}-10^{-4}) G$ в плотноупакованных металлах [12, 14, 17, 19], до $(10^{-2}-10^{-1}) G$ в кристаллах со структурой алмаза и тугоплавких соединениях [21, 22]. Промежуточное положение занимают ОЦК металлы и щелочногало-

идные кристаллы ($\sigma_p = (10^{-4}-10^{-3}) G$) [12,14]. В ОЦК металлах существование потенциального рельефа для винтовых дислокаций связано с тем, что, согласно атомарным расчетам структуры ядра, энергетически выгодным оказывается его расщепление в трех пересекающихся плоскостях [25]. Для того, чтобы дислокация имела возможность двигаться, необходимо совершать работу по перестройке структуры ядра дислокации.

В конкретных материалах механизм движения дислокаций зависит от относительной высоты барьеров, препятствующих движению дислокаций, и величины внешних сил. В многочисленных исследованиях было выявлено подобие основных закономерностей движения дислокаций практически для всех типов кристаллов. Экспериментальные зависимости средней скорости скольжения прямолинейной дислокации V_d от приложенного напряжения σ имеют важное общее свойство. На каждой из них отчетливо выделяются два качественно различных участка зависимости скорости от напряжения [24]. Обнаружено, что при малых скоростях движение носит термоактивируемый характер, а при больших - квазивязкий. Такое различие в характере движения дислокаций обуславливает различное влияние температуры на скорость движения. При повышении температуры скорость дислокаций в термоактивируемой области увеличивается, а в квазивязкой - уменьшается.

Различие в поведении быстрых и медленных дислокаций объясняется коренным изменением механизма торможения [26]. Медленно движущиеся дислокации останавливаются перед барьерами и преодолевают их с помощью термических флуктуаций. Увеличение подвижности медленных дислокаций с температурой связано с ростом вероятности термической флуктуации. По мере возрастания скорости дислокаций,

когда их кинетическая энергия достигает высоты энергетических барьеров, создаются условия для безактивационного преодоления препятствий. Торможение дислокаций приобретает динамическую природу и лимитируется перекачкой энергии от дислокации к различным элементарным возбуждениям в кристалле. В отличие от области термofлуктуационной подвижности скорость дислокаций в динамической области падает с температурой в соответствии с увеличением плотности газа элементарных возбуждений.

В большинстве случаев определяющую роль в динамическом торможении дислокаций играют диссипативные процессы в фононной подсистеме кристалла [24,26,27]: ангармонические фононные механизмы торможения (фононная вязкость, фононный ветер, термоупругие потери), возбуждение собственных степеней свободы дислокации (флаттер-эффект, радиационное трение, комбинационное рассеяние фононов), а также излучение фононов при рассеянии дислокации на примесях.

Как и для любого движения, лимитируемого вязкостью среды, скорость дислокации растет пропорционально действующей на нее силе: $v_d = \sigma b / B$, где B - коэффициент динамического торможения дислокации; σ - сдвиговое напряжение. В области высоких температур коэффициент торможения чаще всего пропорционален температуре, при низких температурах зависимость становится более резкой.

При очень низких температурах вследствие "вымораживания" фононного спектра возрастает вклад в вязкое торможение механизмов передачи энергии от дислокации к электронной подсистеме кристалла. Коэффициент торможения B при электронной диссипации либо не зависит от температуры, либо возрастает с ее уменьшением. Теория взаимодействия дислокации с электронной подсистемой развита в ра-

ботах [28-32] .

Экспериментальные исследования динамического торможения дислокаций в интервале высоких скоростей проводились на щелочно-галогенидных кристаллах [33-34] , гексагональных плотноупакованных металлах [35-36] и ГЦК-кристаллах [35,37] , см. также обзоры [26,27,38] .

Характерной чертой термоактивированного процесса является экспоненциальная зависимость v_d от температуры T :

$$v_d = v_0 \exp[-U(\sigma)/kT] , \quad (3)$$

где v_0 - предэкспоненциальный множитель, в общем случае слабо зависящий от T и σ , $U(\sigma)$ - энергия активации движения дислокации; k - постоянная Больцмана.

Мерой зависимости энергии активации от напряжения служит активационный объем $\gamma = -dU(\sigma)/d\sigma$, величина которого и характер изменения с напряжением зачастую являются вескими аргументами в пользу того или иного термоактивируемого механизма движения дислокаций.

В качестве основного конкурента кристаллического рельефа обычно рассматривают хаотически распределенные локальные барьеры. Достаточно мощные барьеры при большой их концентрации полностью маскируют рельеф Пайерлса и играют преобладающую роль в закреплении дислокаций. Этот механизм пластичности давно и успешно изучается многими исследователями (см., например, [38-52]). Зависимость v_d от σ и T описывается выражением (3), при этом величина активационного объема обычно составляет $\gamma \approx 10^2 b^3$, на несколько порядков выше чем в случае движения дислокации, лимитируемого потенциальным рельефом Пайерлса [40], и зависит от концентрации дефектов в кристалле [38,40] . Этот механизм характеризуется

резкой зависимостью скорости дислокации от напряжения и концентрации дефектов, увеличение которой приводит к уменьшению V_d .

Исторически первым был предложен механизм движения дислокации, лимитируемого лишь сопротивлением кристаллической решетки. Впервые, по-видимому, Мотт и Набарро [53] высказали идею, что при $\sigma < \sigma_p$ движение дислокации происходит путем флуктуационного выбрасывания через потенциальный барьер небольшого участка дислокации и последующего его расширения под действием внешней нагрузки. Этот механизм движения получил название пайерлсовского. Таким образом, напряжение Пайерлса является границей, разделяющей два режима движения дислокации.

Пайерлсовский механизм определяет подвижность дислокаций в металлах с ОЦК-решеткой, ковалентных кристаллах, полупроводниковых и металлических соединениях, в гексагональных и щелочногалогидных кристаллах (при перемещении дислокаций в них соответственно по призматическим $\{1100\}$ и кубическим $\{100\}$ плоскостям скольжения) [54], а также в ионных кристаллах [55] в плоскостях $\{110\}$ и $\{001\}$.

В реальном кристалле всегда присутствуют локальные препятствия для движения дислокации, искажающие пайерлсовский рельеф. Количественным критерием проявления рельефа Пайерлса является соотношение $\sigma_p > \sigma_F$, где σ_F - напряжение безактивационного продавливания дислокаций через сетку локальных дефектов, определяемое мощностью дефектов и их концентрацией [39, 56].

$$\sigma_F \sim \left(\frac{f}{a^2}\right)^{3/2} \sqrt{c/G}, \quad (4)$$

где f - сила связи дислокации с локальным дефектом ($f \cdot a = E_{cl}$ - энергия связи), c - концентрация локальных дефектов, a - пери-

од решетки. Критерий накладывает ограничение на степень чистоты кристалла — в "грязном" кристалле пластичность контролируется торможением дислокаций локальными препятствиями. Поэтому с совершенствованием технологий получения чистых материалов класс "пайерлсовских" материалов расширяется.

Хотя исторически пайерлсовский механизм движения дислокаций был теоретически исследован первым [53], долгое время он оставался наименее изученным экспериментально. Одной из причин этого являлось отсутствие достаточно совершенных бездефектных монокристаллов с глубоким потенциальным рельефом.

В следующих параграфах настоящего обзора будут рассмотрены теоретические модели подвижности дислокаций в пайерлсовском рельефе идеального кристалла, их обобщение на реальные кристаллы, содержащие дефекты кристаллической решетки, а также сопоставление с экспериментальными данными, опубликованными до начала выполнения настоящей диссертационной работы.

§2. Нелинейные возбуждения в потенциальном рельефе кристаллической решетки

Важную роль в движении дислокаций по механизму Пайерлса играют перегибы на линии дислокации, называемые также кинками, топологическими солитонами [20,57,58]. В отличие от связанных с дислокацией "тяжелых" фононов, описывающих малые колебания дислокации в долине Пайерлса, кинки представляют возбуждения существенно нелинейной природы, переводящие дислокацию из одной долины потенциального рельефа, через барьер Пайерлса, в соседнюю (рис. I).

С точки зрения модели перегибов движение дислокации по пайерлсовскому механизму представляет процесс образования на дислока-

ции пар перегибов и их расширения под действием приложенного напряжения.

Широкое применение для описания перегибов на дислокации нашла модель Френкеля-Конторовой (ФК) и ее континуальный предел - модель струны [9,20,54] с постоянным линейным натяжением $\mathcal{E} \approx \approx E_0 \approx Gb^2/2$, лежащей в жестком синусоидальном потенциальном рельефе $W(y)$. Поскольку форма дислокационной линии зависит не только от внешнего напряжения и свойств дислокации в данной точке, но также и от конфигурации дислокации в удаленных точках (вследствие далекодействующей природы упругих полей напряжений дислокационной линии), приближение струны невозможно строго обосновать [20]. Однако, приближение струны позволяет найти аналитические решения для ряда задач, которые более точными методами могли бы быть разрешимы только с помощью сложных численных расчетов.

Естественным обобщением модели ФК является замена синусоидального потенциала подложки другим, имеющим по крайней мере 2 вырожденных по энергии минимума (y_1 и y_2): $W(y_1) = W(y_2) = E_0$

Среди потенциалов подложки

$$W(y) = E_0 + W_p \cdot U(\varphi), \quad (5)$$

где $\varphi = 2\pi y/a$, $U(\varphi_1) = U(\varphi_2) = 0$, $\varphi_{1,2} = 2\pi y_{1,2}/a$, наиболее часто использовались аналитические потенциалы [59,60]:

синусоидальный (синус-Гордон) $U(\varphi) = \frac{1}{2}(1 - \cos \varphi)$, потенциал φ^4 - $U(\varphi) = (\varphi^2 - 1)^2/8$, двойной синус-Гордон $U(\varphi) = (\cos \varphi + \cos \varphi/2)$, двойной квадратичный $U(\varphi) = 1/2(|\varphi| - 1)^2$, а также прямоугольная яма.

Конфигурация дислокации в модели струны $y(x, t)$ описывается уравнением [7,20,61]

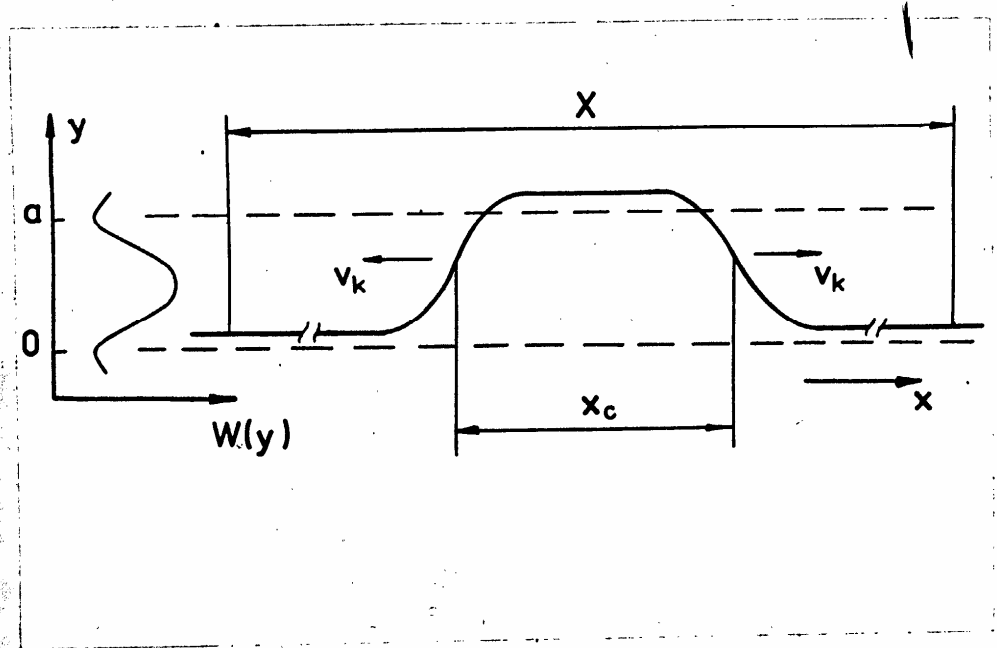


Рис.1. Схема преодоления дислокацией барьера Пайерлса $W(y)$ при напряжениях меньших, чем напряжение Пайерлса. Показаны перегибы разных знаков, разделенные расстоянием x_c .

$$\rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - E_0 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{dW(y)}{dy} - bG = 0, \quad (6)$$

где ρ - "масса" единицы длины дислокации,

В отсутствие внешней силы ($G=0$) уравнение (6) сводится к одномерному уравнению Клейна-Гордона [59,62] :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \omega_0^2 \frac{dU}{d\varphi} = 0, \quad (7)$$

где значения постоянных c_0 и ω_0 зависят только от потенциала $U(\varphi)$, c_0 - "скорость звука" вдоль дислокации, ω_0 - частота собственных колебаний дислокации в долине Пайерлса. Уравнение движения (7) может быть получено также из плотности гамильтониана [59]

$$\mathcal{H}[\varphi] = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} c_0^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \omega_0^2 U(\varphi) \right\}. \quad (8)$$

Из уравнения движения (7) следует существование топологически устойчивых решений (кинк, уединенная волна). Решение в виде кинка, движущегося со скоростью V_k , неявно описывается выражением

$$x - V_k t = \pm 2^{1/2} (1 - V_k^2 / c_0^2)^{1/2} (c_0 / \omega_0) \int_{\varphi(0)}^{\varphi(x - V_k t)} d\varphi [U(\varphi)]^{-1/2}, \quad (9)$$

Здесь $|V_k| < c_0$. Выражения (8) и (9) Лоренц-инвариантны. Это позволяет написать для энергии движущегося со скоростью V_k кинка

$$E_k^V = E_k (1 - V_k^2 / c_0^2)^{-1/2} = (E_k^2 + c_0^2 p^2)^{1/2}, \quad (10)$$

где p - "релятивистский" импульс, $p = m_k V_k (1 - V_k^2 / c_0^2)^{-1/2}$, $m_k = E_k / c_0^2$ - "масса" кинка, E_k - энергия покоящегося кинка.

$$E_k = (2E_0)^{1/2} \int_{y_1}^{y_2} [W(y) - W(y_1)]^{1/2} dy. \quad (11)$$

Проекция линии максимального наклона перегиба на направление канавки потенциального рельефа называется шириной перегиба и определяется выражением

$$W = a \left(\frac{E_0}{2W_p} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Для синусоидального рельефа подложки:

$$E_k = \frac{4a}{\pi} \left(\frac{E_0 \sigma_p a b}{2\pi} \right)^{1/2}, \quad W = \left(\frac{\pi a E_0}{2\sigma_p b} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Для потенциала Эшелби [63]:

$$W(y) = E_0 + 3^{3/2} \sigma_p a b \left(\frac{y}{a} \right)^2 (1 - y/a)^2, \quad (14)$$

$$(-\varepsilon \leq y/a \leq 1 + \varepsilon), \quad (0 \leq \varepsilon \leq 1).$$

$$E_k = 3^{-1/4} a (\sigma_p a b E_0 / 2)^{1/2}, \quad W = \frac{2a^2 E_0}{3E_k}. \quad (15)$$

Динамика кинков исследовалась теоретически очень широко (см., например, [57-60, 64-71]). Это связано с применением обобщенной модели Френкеля-Конторовой к описанию не только перегибов на дислокации, но также и краудинонов двойниковых, доменных и фазовых границ, абрикосовских вихрей и других объектов, характеризующихся одномерным полем возмущений [62].

Существенным результатом исследований явился вывод об устойчивости кинка (имеющей топологическую природу) относительно возмущений потенциального рельефа, взаимодействия с фононами, вязкого трения и учета дискретности системы [59, 60, 68-72]. Движение кинка в присутствии внешнего поля и вязкого трения описывается уравнением - аналогом 2-го закона Ньютона [64-66]. Это позволяет вести описание движения кинка в терминах диффузии и дрейфа.

Из всего множества систем (7) выделяется случай $\frac{dU}{d\varphi} = \sin\varphi$,
 синус-Гордон уравнение

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \omega_0^2 \sin \varphi = 0, \quad (16)$$

обладающее уникальными математическими свойствами [59,60]. Гамильтонova плотность этой системы является точно интегрируемой, то есть существует каноническое преобразование, аналитическое относительно переменных, описывающих координату и импульс, с помощью которого (8) может быть сведена к форме интегрируемой в явном виде [72,73].

В 1953г. в работе Зегера с сотрудниками [74], а в 1962г., независимо от них, в работе Перринга и Скирме [75] был исследован процесс столкновения двух кинков - решений (16) и обнаружено, что при этом уединенные волны не рассеиваются, а выходят из столкновения с той же формой и скоростью, что и до столкновения. Забуски и Крускал предложили для уединенных волн, обладающих такими свойствами, название солитон [76]. В работах [74,75] были получены также решения (16), представляющие связанное состояние кинка и антикинка, получившее название бризер (бион).

Строгого общепринятого определения солитона до сих пор не существует. В математической литературе понятие солитона обычно связывается с локализованными волновыми решениями точно интегрируемых одномерных систем. Локализованные возбуждения, описываемые не вполне интегрируемыми нелинейными уравнениями, принято называть уединенными волнами [59,73]. Полностью интегрируемые системы являются идеальными теоретическими моделями и играют в нелинейной физике роль, подобную роли чисто гармонических систем в линейной физике. Однако, следует отметить, что, как правило, система является точно интегрируемой лишь если она бесконечна,

непрерывна (не дискретна) и производные ее решений $(\partial\varphi/\partial x)$ убывают достаточно быстро при $|x| \rightarrow \infty$ [59]. Реальная физическая система никогда не является точно интегрируемой из-за учета явлений, связанных с наличием границ и других степеней свободы, диссипации и малых физических возмущений со стороны окружающих тел. Для описания реальных систем могут быть существенны даже неустойчивые уединенные волны, если их время жизни велико по сравнению со временем, характерным для протекания исследуемого явления [77].

В физике понятие солитона обычно используется в более широком смысле, - при описании широкого класса автолокализованных возмущений, распространяющихся без существенного изменения своей формы и скорости вследствие динамического баланса между нелинейностью и дисперсией или по топологическим причинам [59, 77].

В случае не вполне интегрируемых систем точные аналитические многосолитонные решения как правило получить не удастся. Приближенные решения получают численными методами [70, 78], методами линейной теории возмущений [59, 72, 73, 77], преобразованием к переменным "действие-угол" [79].

Уравнение (7) кроме солитонных имеет приближенные решения, соответствующие малым колебаниям дислокации в канавке потенциального рельефа [59, 80]. Эти возмущения на линии дислокации получили название "тяжелые" фононы. В линейном приближении по φ

$$\varphi(x, t) - \varphi_{1,2} \propto \exp[i(kx - \omega_k t)]. \quad (17)$$

Название возмущений связано с их дисперсионным соотношением, которое в линейном приближении имеет вид

$$\omega_k^2 = \omega_0^2 + c_0^2 k^2, \quad (18)$$

"масса" квазичастиц $m_f = \hbar \omega_k / c_0^2$ не стремится к нулю при $k \rightarrow 0$, где k - волновое число.

Описанные нелинейные моды удовлетворяют условиям ортогональности и полноты. В этом смысле "тяжелые" фононы и кинки являются "нормальными нелинейными модами" для системы (8) [59].

В отличие от решений точно интегрируемой системы (16), солитонные решения (7) в общем случае при столкновении взаимодействуют друг с другом, испуская или поглощая "тяжелые" фононы [59, 80]. Кинк и антикинк могут при столкновении аннигилировать, если относительная скорость столкновения V достаточно мала ($V \lesssim 0,19 c_0$). При этом условии в процессе столкновения образуется связанное состояние - бризер, который медленно распадается, излучая "тяжелые" фононы [67]. Необходимым условием существования устойчивого бризера является высокая подвижность кинков [80].

Закопеченная сила может компенсировать, при определенном уровне возбуждения, действие диссипации и стабилизировать бризер, а также приводить к зарождению новых бризеров с частотой колебаний, равной частоте возбуждающей силы, и их развалу на пары кин-антикинк [81].

Понятие кинка было введено в физику твердого тела гораздо раньше, чем были поняты его солитонные свойства. Этим, видимо, объясняется, что во всех теориях, рассматривающих процессы зарождения на дислокации пар перегибов, их движения и аннигиляции, нелинейные свойства этих возбуждений не учитывались. Обзор теорий движения дислокаций в идеальном рельефе Пайерлса дан в следующем параграфе.

§3. Пайерлсовский механизм движения дислокаций

Для образования пары перегибов на дислокации требуется источник энергии. Таким источником могут являться термические или квантовые флуктуации. В настоящее время теоретически наиболее детально исследован процесс термофлуктуационного зарождения пар перегибов.

Движение дислокации в потенциальном рельефе кристаллической решетки путем термофлуктуационного образования и расширения двойных перегибов возможно при сколь угодно малом уровне сдвиговых напряжений, если только температура $T > 0$ (формула (3)).

Скорость дислокации определяется концентрацией перегибов обоих знаков на единицу длины дислокации C_k , дрейфовой скоростью V_k и высотой перегиба (расстоянием между смежными долинами Пайерлса) a (рис.1):

$$V_d = a \cdot C_k \cdot V_k \quad (19)$$

Наиболее важными характеристиками, определяющими подвижность дислокаций в глубоком рельефе Пайерлса являются конфигурация и энергия одиночного и двойного перегибов, частота образования пар перегибов, скорость движения кинков вдоль дислокации.

В случае очень малых напряжений плотность перегибов на дислокационной линии близка к термодинамически равновесной [7].

$$C_k = \frac{2}{b} \exp(-E_k / kT), \quad (20)$$

где E_k - энергия кинка (II). Условие малости напряжений определяется требованием, чтобы среднее время аннигиляции кинка за счет случайных блужданий $\tau_{\text{диф}} \sim \frac{1}{C_k^2 D_k}$, где D_k - коэффициент диффузии кинка, было меньше, чем время дрейфа кинка на расстояние $\frac{1}{C_k}$; ($\tau_{\text{дрейф}} = \frac{1}{C_k V_k}$). То есть

$$\sigma \ll \sigma_0 = \frac{kT}{ab} c_k = \frac{2kT}{ab^2} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right). \quad (21)$$

При напряжениях $\sigma \gtrsim \sigma_0$ выживают лишь те пары перегибов, которые способствуют движению дислокации в направлении приложенной силы. Концентрация перегибов c_k в этом случае может быть выражена через скорость зарождения устойчивых пар перегибов J на единицу длины дислокации и среднее время жизни пары перегибов $(X/2v_k)$ [82]

$$c_k = JX/v_k \quad (22)$$

где X - средняя длина: "обметаемая" парой перегибов (рис.1). Из (19) и (22) следует выражение для скорости дислокации

$$v_d = aJX. \quad (23)$$

Скорость зарождения пар перегибов J определяется энергией образования пары перегибов E_{kp}^* , поэтому расчету конфигурации и энергии двойных перегибов посвящено большое количество работ [7, 20, 24, 39, 54, 61-63, 83-100]. В настоящее время отсутствует теоретическая модель, пригодная для всех реализуемых в эксперименте условий и адекватно описывающая дислокацию с перегибами.

Наибольшее развитие для описания процесса зарождения пары перегибов получила модель струны [7, 20, 54, 61-63, 87, 88].

При приложенном напряжении сдвига $\sigma < \sigma_p$ уравнение (6) имеет стационарное решение, соответствующее паре перегибов в положении неустойчивого равновесия. Разница энергий между конфигурациями из пары перегибов и прямой дислокации, сместившейся под действием приложенной силы в положение y_0 , составляет энергию образования пары перегибов E_{kp}^* в модели постоянного линейного натяжения [63]

$$E_{kp}^* = 2(2E_0)^{1/2} \int_{y_0}^{y_{max}} [W(y) - W(y_0) - b\sigma(y - y_0)]^{1/2} dy, \quad (24)$$

где y_0 определяется условием

$$\left. \frac{dW}{dy} \right|_{y=y_0} = b\sigma, \quad (25)$$

а верхний предел интегрирования $y_{\max}$

$$W(y_{\max}) - W(y_0) - (y_{\max} - y_0)b\sigma = 0 \quad (26)$$

Для $\sigma \rightarrow \sigma_p$ уравнение (24) определяет "квазиуниверсальное" поведение E_{kp}^* [63, 95]

$$E_{kp}^* = \text{const} \cdot 2E_k \left(\frac{\sigma - \sigma_p}{\sigma_p} \right)^{5/4}, \quad (27)$$

где вид потенциала смещений $W(y)$ определяет только значение const .

В общем случае проинтегрировать (24) не удастся. Петухов и Покровский [88] получили аналитическое выражение для E_{kp}^* для произвольного вида $W(y)$. Они использовали потенциал короткодействующего взаимодействия перегибов $U(x)$, предложенный Эшелби [89]

$$U(x) = \frac{b^2}{2} (W'' \cdot E_0)^{1/2} \exp \left(- \sqrt{\frac{W''}{E_0}} x \right), \quad (28)$$

где $W'' = \left. \frac{d^2 W(y)}{dy^2} \right|_{y=y_1}$, y_1 - положение минимума $W(y)$.
Тогда

$$E_{kp}^* = 2E_k - \sigma a b \left(\frac{E_0}{W''} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{W''}{2\sigma} \right). \quad (29)$$

Выражение (29) применимо при условии [88]

$$\sigma > \sigma_k = \frac{\alpha W''}{a b E_0} \quad (30)$$

где

$$\alpha = \frac{K_v G b^2 a^2}{8\pi} \quad (31)$$

$$K_v = \frac{1+\nu}{1-\nu} \cos^2 \varphi + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \sin^2 \varphi, \quad (32)$$

φ - угол между направлением дислокации и ее вектором Бюргерса.

Оценки дают $\sigma_k \approx 0,1 \sigma_p$ [63,94] .

В модели жестких перегибов [84-86] энергия пары перегибов может быть представлена в виде суммы энергий одиночных перегибов $2E_k$, энергии их упругого взаимодействия ($U = \alpha/x$) и работы внешних сил ($\sigma a b x$) [20,84] :

$$E_{kp}(x) = 2E_k - \sigma a b x - \alpha/x \quad (33)$$

Зависимость (33) показана на рис.2 для $\sigma = 0$ и $\sigma \neq 0$.

Размер x^* двойного перегиба, соответствующий конфигурации неустойчивого равновесия, определяется из равенства силы притяжения (α/x^2) перегибов и расталкивающей силы ($\sigma a b$):

$$x^* = (\alpha/\sigma a b)^{1/2} \quad (34)$$

Энергия $E_{kp}(x)$ в этой конфигурации достигает максимального значения:

$$E_{kp}^* = E_{kp}(x^*) = 2E_k - 2\beta\sqrt{\sigma}, \quad (35)$$

где $\beta = (\alpha a b)^{1/2}$

Модель жестких перегибов применима для описания пары перегибов, пока ширина одиночных перегибов значительно меньше расстояния между ними ($w \ll x$, что соответствует $\sigma \ll \sigma_k$). Флуктуационное зарождение пары перегибов связано с преодолением барьера E_{kp}^* (27), (29) или (35). Зависимость энергии образования пары от напряжения приведена на рис.3. Таким образом, имеется три интервала напряжений, с различной зависимостью $E_{kp}^*(\sigma)$, которым соответствует и различная зависимость $v_d(\sigma)$. При малых напряжениях $\sigma \ll \sigma_k$ она определяется дальнедействующим притяжением перегибов в соответствии с (35). При высоких напряжениях $\sigma_p > \sigma > \sigma_k$ определяющим становится короткодействующее притяжение в соответствии с (29), при $\sigma \rightarrow \sigma_p$ зависимость определяется (27).

Переход от (35) к (29) с ростом σ может рассматриваться по аналогии с электромагнитным и сильным взаимодействием между нуклонами [89,94]. Упругое взаимодействие переносится виртуальными акустическими (т.е. безмассовыми) фононами и, как и в случае фотонов для электромагнитного взаимодействия, носит кулоновский характер. С другой стороны, существование "тяжелых" фононов, решений (6), приводит к короткодействующему взаимодействию, подобному введенному Юкавой и переносимому бозонами с конечной массой. На коротких расстояниях это взаимодействие преобладает над кулоновским.

В последнее время появился ряд расчетов на ЭВМ структуры и энергии двойных перегибов на дислокации [93,95-98, 100,101]. Отметим, в частности, слабую зависимость $E_{кр}^*(\sigma)$ в области $\sigma > \sigma_k$, рассчитанную для винтовой дислокации $1/2 [110] / (111)$ в кремнии [100]. Этот результат противоречит расчетам в модели струны (29). По всей видимости, модель струны не применима для описания двойных перегибов на дислокациях в полупроводниках.

Расчет скорости образования двойных перегибов на единице длины дислокации J стоит в ряду общих проблем кинетической теории. В настоящее время не существует единой теории, применимой для всех условий и согласующейся с экспериментом. Для расчета в разных предельных случаях были развиты два приближения [63]: теория переходного состояния [20,63,94] и диффузионная теория [7,83,86,88,98]. Оба приближения основаны на применении статистической механики к кристаллу с дислокацией, - рассматривается система, содержащая фононы и кинки (так степени свободы). Анализ показал, что максимум зависимости энергии пары перегибов от расстояния между ними соответствует седловой точ-

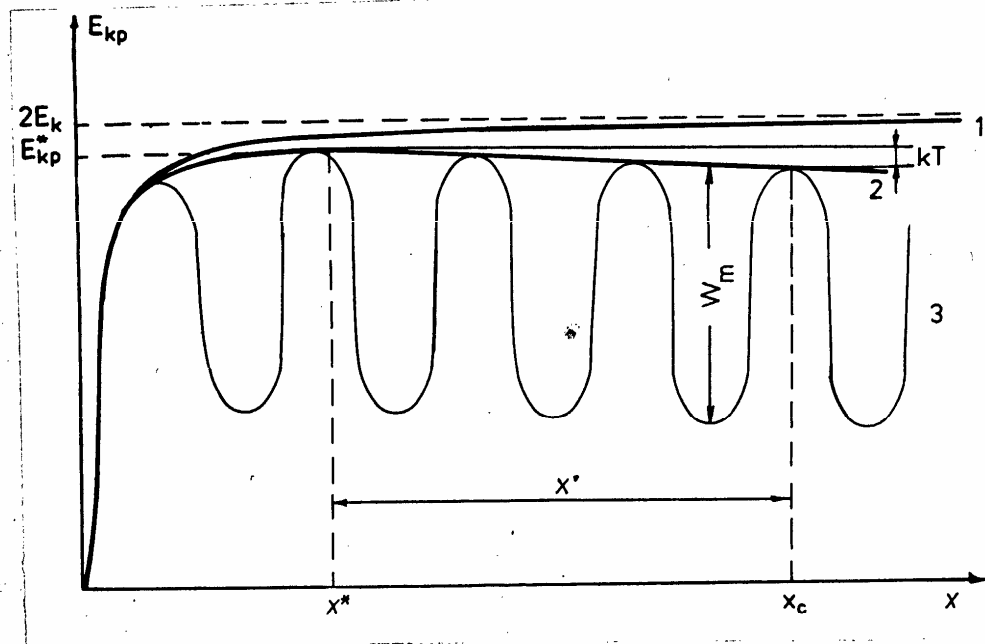


Рис.2. Зависимости свободной энергии пары кинков от расстояния между ними в отсутствие нагрузки ($\sigma = 0$) - 1, при приложении напряжений ($\sigma \neq 0$) - 2, высокие барьеры для движения кинка $W_m \gg kT$ - 3.

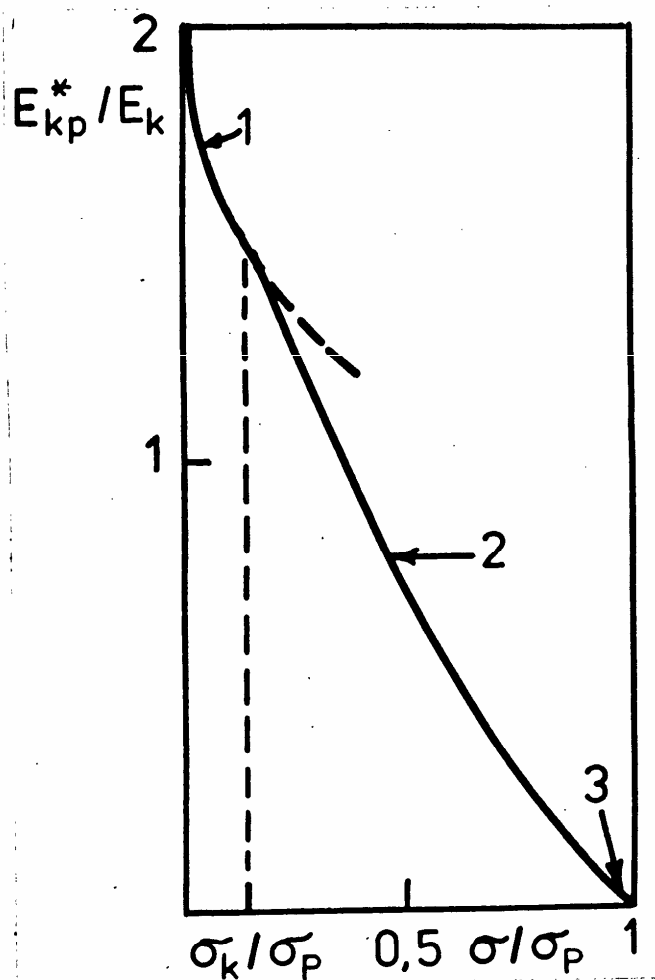


Рис.3. Зависимость энергии образования двойного перегиба от действующих напряжений [94]. (1) - зависимость (35), (2) - зависимость (29), (3) - зависимость (27).

ке в многомерном конфигурационном пространстве степеней свободы дислокации, разделяющей область состояний дислокации без перегибов от области состояний дислокации, имеющей пары перегибов [63]. Два указанных выше приближения отличаются предположениями об условиях прохождения системы через седловую точку.

Теория переходного состояния предполагает, что если однажды система достигает седловой точки при переходе из области "без перегибов" в область "с перегибами", образование пары имеет место. Вероятностью того, что система "пройдет обратно", пренебрегают. Теория применима при $\sigma \gg 0.1 \sigma_p$, когда дислокация может образовать устойчивый двойной перегиб за одну флуктуацию.

В этом приближении скорость образования пар перегибов на единице длины дислокации для синусоидального потенциального рельефа описывается выражением [63].

$$J = \frac{1}{(\pi m_k k T)^{1/2}} \frac{2\pi E_k}{w^2} \exp[-E_{kp}^*(\sigma)/kT] \quad (36)$$

Здесь $m_k = E_k / c_0^2$ - "масса" кинка.

Исходным пунктом диффузионной теории является уравнение для плотности перегибов в фазовом пространстве пространственной координаты, описывающей расстояние между перегибами и канонически связанного с ней импульса. Теория основана на учете действия броуновских сил, обусловленных взаимодействием перегибов с колебаниями решетки. Влияние броуновских сил может быть описано через подвижность перегиба μ_k или вязкость $(1/\mu_k)$. Согласно соотношению Эйнштейна подвижность связана с коэффициентом диффузии

$$D_k = \mu_k \cdot kT \quad (37)$$

Диффузионная теория применима, если время прохождения области

седловой точки достаточно велико, т.е. либо при большой критической длине перегиба χ^* ($\sigma \ll 0.1 \sigma_p$), либо высоких барьерах для движения перегиба W_m .

В этих условиях образование устойчивого двойного перегиба за одну флуктуацию маловероятно. Более вероятно образование двойных перегибов с размерами меньше критического и дорастания их до устойчивой конфигурации за счет диффузии в окрестности седловой точки χ^* .

Не все пары, достигшие размера χ^* могут рассматриваться, как преодолевшие потенциальный барьер. Вклад в движение дислокации дают лишь устойчивые пары, достигшие размера

$$\chi_c = \chi^* + \chi', \quad (38)$$

где

$$\chi' = kT / \sigma a b. \quad (39)$$

χ' — расстояние от седловой точки χ^* , на котором энергия уменьшается на kT (рис.2). Для захлопывания двойного перегиба размера $\chi > \chi_c$ требуется флуктуация энергии, большая kT , и вероятность такого процесса мала. Для пар кинков с размером $\chi > \chi_c$ энергетически выгодным является расширение под действием внешних сил до концов дислокационного сегмента или до аннигиляции с кинками противоположного знака из смежных пар. Скорость зарождения пар перегибов оценивается в этом приближении, как диффузионный поток перегибов в пространстве их размеров через седловую точку χ^* за критический размер χ_c

$$J = \left(\frac{\sigma a}{28 kT} \right) D_k \exp \left(- \frac{2E_k - 2\beta \sqrt{\sigma}}{kT} \right). \quad (40)$$

Казанцев и Покровский [86] оценили скорость зарождения более строго, рассмотрев образование двойного перегиба как распад ме-

тастабильного состояния многомерной системы, изучаемый в кинетической теории фазовых переходов. Задача сводится к решению одномерного кинетического уравнения Фоккера-Планка для функции распределения двойных перегибов по размерам

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} = 0. \quad (41)$$

Поток

$$J = -2D_k \frac{\partial f}{\partial x} + 2v_k f \quad (42)$$

в квазистационарном приближении дает установившуюся скорость зарождения пар перегибов. С точностью до постоянного множителя результат расчета совпадает с (40).

Петухов и Покровский [88] построили аналитическую теорию, пригодную для любой конкретной формы кристаллического рельефа, для всех качественно различных интервалов напряжений. Они показали, что чисто одномерный подход [20, 61, 85, 94] дает, вообще говоря, неверное значение предэкспоненты в выражении для J . Методом разделения переменных авторам удалось решить задачу о зарождении пары перегибов на дислокации в модели струны в классическом и квантовом случаях и рассчитать вероятность образования двойных перегибов с предэкспоненциальным множителем, определяемым вязкостью. В случае малых напряжений и большой вязкости полученное в [88] выражение для J сводится к (40), однако при $\sigma_k < \sigma_L < \sigma_p$ предэкспоненциальный множитель существенно отличается от часто используемых оценок (v_D/a) или (v_D/χ^*) , где v_D - дебаевская частота.

Из приведенных в §2 результатов следует, что, в принципе, силовое зарождение на линии дислокации бризеров и их развал на пары перегибов вследствие диссипации может служить дополнительным источником пар перегибов. Однако, теоретическое рассмот-

рение этого процесса применительно к перегибам на дислокации не проводилось.

Скорость движения кинка вдоль дислокации V_k определяется высотой барьеров для движения кинка W_m . Барьеры для движения кинка могут быть обусловлены как периодичностью кристалла вдоль дислокационной линии (рельеф Пайерлса II рода W_p^{II}), так и дефектами на линии дислокации (ступеньки, точечные дефекты, связанные с дислокацией, перетяжки на расщепленной дислокации [82], дефекты реконструкции частичных дислокаций [102], переходы от скользящего к перетасованному набору и обратно [103]).

Расчетам вторичного рельефа Пайерлса посвящены работы [9, 11, 13, 102, 104].

В работе [9] барьеры Пайерлса II рода определяются в модифицированной на 2 измерения модели Френкеля-Конторовой, позволяющей адекватно описать плоскость скольжения дислокации с перегибом. Получено точное решение с помощью аналитических методов и численного интегрирования для статической конфигурации под напряжением. Показано, что $W_p^{II} \propto 10^{-2} W_p$. Лабун [13] также получил низкое значение W_p^{II} для кремния (0,04 эВ). Однако последующие атомарные расчеты [104] дали для кремния значение $W_p^{II} = 1,3$ эВ.

Для измерения подвижности перегибов на линии дислокации использовалась методика внутреннего трения [105-110]. Зегер [90, 20] объяснил низкотемпературные релаксационные пики внутреннего трения в деформированных материалах поглощением энергии при зарождении на дислокациях и движении перегибов. Для большинства материалов величина W_m оказалась малой, в согласии с [9]. Однако результаты измерений энергии миграции перегибов на дислокациях в полупроводниках оказались противоречивыми. Так,

для кремния первым было сообщено значение $W_m = 1,7$ эВ [105]. Однако после появления теоретической оценки [13], где сообщалось значение $W_p^{\text{II}} = 0,04$ эВ, последовали работы [107, 108], подтвердившие эту оценку. В последовавшей за этим работе [110] результаты, изложенные в [107, 108], были подвергнуты сомнению, так как воспроизвести их не удалось. Таким образом, неоднозначность в интерпретации пиков поглощения энергии в образцах, не позволила получить надежной информации о подвижности перегибов на дислокациях в элементарных полупроводниках и высоте барьера для движения кинка W_m . Если барьеры для движения кинка малы ($W_m \lesssim kT$, где k - постоянная Больцмана) и температура достаточно высока ($T > bT_D/w$, где T_D - дебаевская температура), подвижность перегиба определяется динамическим торможением, связанным с рассеянием фононов и возбуждений колебаний перегиба (флаттер-эффект) [7, 20] и не может превышать скорости звука. Для $\sigma \ll kT/(ab^2)$

$$v_k = D_k (\sigma ab) / (kT) = v_b b^2 (\sigma ab) / (kT), \quad (43)$$

где D_k - коэффициент диффузии кинка

$$D_k = v_b b^2 \quad (44)$$

Если $W_m \gg kT$, скорость кинка при действии постоянного малого напряжения σ [7]

$$v_k = (D_k / kT) \cdot (\sigma ab) = v_b b^2 (\sigma ab / kT) \cdot \exp(-W_m / kT), \quad (45)$$

где $(D_k / kT) = \mu_k$ - подвижность кинка, (σab) - сила, действующая на перегиб, D_k - коэффициент диффузии кинка:

$$D_k = v_b b^2 \cdot \exp(-W_m / kT), \quad (46)$$

b - расстояние между барьерами на линии дислокации [82].

Величина X в (23) определяется конкуренцией между двумя

механизмами стока перегибов - аннигиляцией и остановкой на препятствиях [82]. Пусть L - среднее расстояние между препятствиями, тогда

$$\chi^{-1} = L^{-1} + c_k / 2 \quad (47)$$

Рассмотрим два предельных случая. Если плотность кинков мала ($c_k \ll L^{-1}$), большинство кинков достигнут концов сегмента, $\chi = L$ и

$$v_d = a J L \quad (\text{случай 1}) \quad (48)$$

Если, наоборот, большинство перегибов аннигилирует ($\chi \rightarrow \chi_k = 2/c_k$), можно вычислить стационарную концентрацию кинков из условия равенства среднего времени зарождения пар на сегменте χ_k и времени пробега до аннигиляции

$$1/(J \chi_k) = \chi_k / (2 v_k) \quad (49)$$

Тогда

$$\chi_k = (2 v_k / J)^{1/2} \quad (50)$$

и

$$v_d = a (2 J v_k)^{1/2} \quad (\text{случай 2}) \quad (51)$$

В приведенном выводе предполагалось, что при столкновении перегибов противоположного знака с вероятностью близкой к единице происходит их аннигиляция. Это имеет место при достаточно малой подвижности перегибов, когда время релаксации энергии перегибов мало по сравнению с временем их пробега до столкновения. Окончательно, для скорости дислокации в приближении (21) очень малых напряжений $\sigma \ll \sigma_0$ из (19), (20) и (45)

$$v_d = \frac{2a}{b} \ell^2 v_D \left(\frac{\sigma a b}{k T} \right) \cdot \exp \left(- \frac{E_k + W_m}{k T} \right), \quad (52)$$

для высоких барьеров ($W_m \gg k T$) и из (19), (20) и (43)

$$v_d = \frac{2a}{b} \ell^2 v_D \left(\frac{\sigma a b}{k T} \right) \cdot \exp \left(- \frac{E_k}{k T} \right) \quad (53)$$

- для малых барьеров для движения кинка. При $\sigma > \sigma_0$ два выражения для коэффициента диффузии кинка (44) и (46) приводят к разным выражениям для скорости стационарного движения дислокации в диффузионной модели (40). Если барьеры для движения кинка малы, скорость перегиба (43) велика ($v_k \sim 10^2 \dots 10^3$ м/с) и скорость дислокации при $\sigma_0 < \sigma < \sigma_k$ [7] в случае 1 ($X=L$) (48)

$$v_d = v_0 \left(\frac{\sigma a^2 b}{kT} \right) L \cdot \exp \left[- \frac{2E_k - 2\beta\sqrt{\sigma}}{kT} \right] \quad (54)$$

и в случае 2 (аннигиляция кинков) (51)

$$v_d = v_0 \left(\frac{\sigma a^2 b}{kT} \right) b \cdot \exp \left[- \frac{E_k - \beta\sqrt{\sigma}}{kT} \right] \quad (55)$$

В случае высоких барьеров для движения кинка ($W_m \gg kT$) для случая 1 [82]

$$v_d = v_0 \left(\frac{\sigma a^2 \ell^2}{b kT} \right) L \cdot \exp \left[- \frac{2E_k + W_m - 2\beta\sqrt{\sigma}}{kT} \right] \quad (56)$$

в случае 2

$$v_d = v_0 \left(\frac{\sigma a^2 \ell^2}{kT} \right) \cdot \exp \left[- \frac{E_k + W_m - \beta\sqrt{\sigma}}{kT} \right] \quad (57)$$

Для критической длины сегмента X_k , разделяющей случаи 1 и 2 из (49), (40), (43)

$$X_k = \sqrt{2} b \exp \left[\frac{E_k - \beta\sqrt{\sigma}}{kT} \right]. \quad (58)$$

Выражение (58) не зависит от того, какая из формул (44) или (46) используется.

Кавата и Ишиока [III] исследовали движение дислокации в кристалле с высокими барьерами Пайерлса численным моделированием кинетики двойных перегибов. Они показали, что в основе диффузионной модели заложены следующие предположения (хотя и не

все указаны авторами модели явно):

1. При малых внешних напряжениях концентрация кинков близка к термодинамически равновесной (20).

2. Корреляцией между дрейфом кинков под действием внешних напряжений можно пренебречь.

3. Прямой вкладом процессов образования и аннигиляции кинков в движение дислокации можно пренебречь - роль этих процессов ограничена влиянием на концентрацию кинков; движение дислокации обусловлено только движением кинков.

Численные расчеты показали, что все три указанные предположения несущественны при малых внешних напряжениях.

Движение дислокации моделировалось также в приближении модели Френкеля-Конторовой [93, 101, 102]. Результаты расчетов также согласуются с предсказаниями диффузионной модели.

Сопоставление теории с экспериментальными данными показывает, что пайерлсовский механизм правильно объясняет ряд закономерностей движения дислокаций в кристаллах с глубоким потенциальным рельефом. Согласно теории дислокации должны быть прямолинейными и ориентированы вдоль долин Пайерлса, совпадающих с кристаллографическими направлениями. Подобные картины действительно наблюдались методом электронной микроскопии [112, 113]. Эксперименты по низкотемпературной деформации щелочно-галогидных кристаллов [50, 51, 55, 114, 115], ОЦК металлов [54, 62, 94, 113, 116, 117], цинка [118] показали хорошее согласие с предсказаниями теории. Используя спрямляющие координаты, удалось показать, что зависимость энергии активации макропластической деформации от напряжения выражается соотношениями (35), (29) и (27), изменяясь по мере увеличения напряжения [116-118]. Это позволило определить характеристики рельефа Пайерлса для Zn , Nb , $\alpha-Fe$, Ta ,

$Mo, \beta-Sn$. Измерения активационного объема дали значения $\gamma \sim \sim 10 b^3$, что также согласуется с теорией. Учитывая, что для сопоставления с теорией использовались результаты макропластической деформации, согласие следует считать удивительно хорошим.

Наиболее детальной проверке пайерлсовский механизм движения дислокаций подвергся на образцах элементарных полупроводников Si, Ge , а также полупроводниковых соединений A_3B_5 . Барьеры Пайерлса в этих материалах, вследствие ковалентного характера связей между атомами, наиболее высоки. Технология выращивания полупроводников достигла высокой степени совершенства. Содержание электрически активных примесей в Si и Ge доведено до уровня $10^{18} \dots 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а неконтролируемых примесей до $10^{21} \dots 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Практически отсутствуют линейные и объемные дефекты в больших объемах кристалла. Кроме того, имеются хорошо развитые методы выявления дислокаций: избирательное травление, рентгеновская топография, электронная микроскопия. Этим объясняется тот факт, что наибольшее количество исследований по подвижности дислокаций проведено именно на кристаллах германия и кремния.

Первые измерения скоростей дислокаций в Si, Ge и соединениях A_3B_5 были проведены в 1962 году [119]. Измерялись пробеги головных дислокаций в плотных дислокационных рядах в зависимости от времени нагружения при заданных температуре и напряжении. Для нагружения использовался трехпорный изгиб. В последующие годы был проведен большой объем работ по измерению скоростей дислокаций в Si [120-144], Ge [85, 138, 145-155], соединениях A_3B_5 [156-460], см. также обзоры [21, 82, 161-166]. Как правило, в образец вводились свежие дислокации от царапины, проведенной по поверхности в определенном кристаллографическом на-

правлении. Дислокационные полупетли полугексагональной формы расширялись до диаметра 100-200 мкм предварительным нагружением. После чего царапина сползала и кристалл подвергался постоянной нагрузке при температуре T в течение фиксированного интервала времени Δt . Пролет Δl изолированных петель или рядов измерялся методом ямок травления или рентгеновской топографии.

Данные ранних работ были достаточно противоречивы и не совпадали между собой [119-123]. Это было обусловлено несовершенством экспериментальной методики, - исследовались скорости движения головных дислокаций в плотных рядах и не учитывалось действие внутренних напряжений как от соседних дислокаций, так и от источника зарождения. Кроме того, в этих работах для нагружения использовался трехточечный изгиб, дающий относительно высокую погрешность при определении σ по сравнению с методами, использующими постоянную нагрузку на рабочем участке образца (четырёхточечный изгиб, одноосное сжатие или растяжение).

Подробные исследования скоростей движения индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния были проведены в работах В.Н.Ерофеева и В.И.Никитенко [123-126]. Измерения были проведены в диапазоне скоростей $v_d = 10^{-11}-10^{-4}$ м/с при температурах $T=400-1000^\circ\text{C}$, напряжениях $\sigma = 6-1000$ МПа, концентрациях легирующих примесей $10^{19}-10^{25}$ м $^{-3}$. Показано, что зависимость $v_d(\sigma, T)$ может быть описана выражением

$$v_d = v_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \exp [-U(\sigma)/kT], \quad (59)$$

где $v_0 = \text{const}$, $m \approx 1,3 \dots 1,5$, $\sigma_0 = 1$ Па

$$U(\sigma) = U_0 - \beta \sqrt{\sigma} \quad (60)$$

$U_0 \approx 2,2$ эВ. Отсутствовала зависимость скорости от диаметра дислокационной полупетли ϕ при $\phi > 20$ мкм.

Имаи и Сумино [133], используя образцы кремния высокой

чистоты, провели измерения скоростей индивидуальных дислокаций в диапазоне малых напряжений 2-20 МПа и показали, что зависимость $V_d(\sigma, T)$ подчиняется соотношению (59) с $m \approx 1$, что качественно соответствует (52) или (53).

В работе Б.Я.Фарбера и В.И.Никитенко [132] был существенно расширен температурный интервал измерений скоростей индивидуальных дислокаций в кремнии (до $0,9 T_m$), где T_m - температура плавления и обнаружено изменение характеристик подвижности дислокаций, - в области $T \approx 1050^\circ\text{C}$ наблюдается увеличение энергии активации от 2,2 до 4 эВ и предэкспоненциального множителя от 10^5 до 10^{11} м/с.

Систематические измерения скоростей движения индивидуальных дислокаций в слаболегированных монокристаллах германия в диапазоне температур $300...700^\circ\text{C}$ показали, что зависимость $V_d(\sigma)$ для 60° -ных дислокаций имеет излом при $\sigma \approx 20$ МПа. При напряжениях, меньших 20 МПа, $V_d(\sigma)$ может быть описана экспоненциальной зависимостью вида

$$V_d = V_0 \cdot \exp(-\sigma_0/\sigma) \cdot \exp(-U(\sigma)/kT) \quad (61)$$

или степенной (59) с показателем степени $m \approx 3,5...4$. Кроме того, наблюдается резкая зависимость эффективной энергии активации от напряжения, которая увеличивается от 1,7 до 2,8 эВ при уменьшении σ от 20 до 5 МПа. Большим значениям $U(\sigma)$ соответствовали аномально большие значения предэкспоненциального множителя V_0 (59) $V_0 \approx 10^{12}$ м/с. При $\sigma > 20$ МПа зависимость $V(\sigma)$ близка к линейной с $m \approx 1,3$ (59). Предэкспонента уменьшается до $10^4...10^5$ м/с.

В работе [155] температурный интервал измерений скоростей индивидуальных дислокаций в Ge расширен до 850°C ($0,9 T_m$) и обнаружено существенное изменение характеристик подвижности

дислокаций при действии малых напряжений $\sigma < 10$ МПа. При $T_0 \approx 600...650^\circ\text{C}$ энергия активации скачком уменьшается до $\sim 1,8$ эВ. Зависимости $\lg v_d(1/T)$ имеет излом при T_0 для $\sigma < 10$ МПа. Одновременно изменяется значение предэкспоненты v_0 (59). Так, для $\sigma = 1$ МПа $v_0 = 10^{14}$ м/с при $T < 600^\circ\text{C}$ и $v_0 \sim 10^4$ м/с при $T > 600^\circ\text{C}$. При увеличении напряжения изменения $U(\sigma)$ и v_0 уменьшаются, и при $\sigma > 10$ МПа становятся незначительными.

Разрешение методов избирательного химического травления и рентгеновской топографии составляет около 2,5 мкм. Поэтому очень важны исследования процессов скольжения дислокации в более малом масштабе, проводимые методом электронной микроскопии. Наблюдения дислокаций в Si проводились *in situ* в колонне высоковольтного электронного микроскопа с использованием как высокотемпературного нагружения [140, 141], так и старения неравновесных дефектов упаковки [142, 143]. Хотя контроль температуры в этих экспериментах сильно затруднен, была достигнута точность ~ 10 К. Локальные напряжения оценивались по кривизне дислокаций на изломе между двумя сегментами [110]. Оказалось, что прямые сегменты дислокаций движутся равномерно также и в масштабе электронной микроскопии при $793 \text{ К} \leq T \leq 888 \text{ К}$, $70 \text{ МПа} \leq \sigma \leq 550 \text{ МПа}$ [141]. Измеренные скорости дислокаций согласуются с результатами, полученными методами избирательного травления и рентгеновской топографии. Не было обнаружено никакой зависимости скорости дислокации от ее длины вплоть до $L \approx 0,4$ мкм ($\sigma = 90$ МПа, $T = 873 \text{ К}$) и $L \approx 0,1$ мкм ($\sigma = 550$ МПа, $T = 813 \text{ К}$) [140, 141].

Хири с сотрудниками [142] получили зависимость $v_d(L)$ для $L < 0,2$ мкм при $\sigma = 280$ МПа, $T = 593 \text{ К}$. Эти длины лежат за пределами разрешения методов избирательного травления и рентгеновской топографии, и не отличаются для образцов, выращенных мето-

дами зонной плавки и Чохральского. Детальное сопоставление экспериментальных данных по подвижности индивидуальных дислокаций в Si и Ge с теорией движения в идеальной решетке [126, 162, 167] выявило ряд существенных противоречий.

В кремнии и германии они сводились к следующему. Были обнаружены стартовые напряжения для движения дислокаций [125, 148, 161], а также резкая зависимость $v_d(\sigma)$ в области малых напряжений в Si [127] и Ge [153, 161]. Зависимость скорости дислокации от ее длины проявляется для размеров, на несколько порядков меньших, чем предсказывает теория. Не проявляется предсказываемая теорией сильная зависимость скорости дислокаций от напряжения и переход к механизму вязкого торможения при высоких напряжениях. Теоретические оценки скоростей дислокаций на несколько порядков отличались от экспериментально измеренных. Обнаружены не предсказываемые теорией смена механизма активационного движения дислокаций в кремнии и германии в области высоких температур [132, 155], а также явление асимметрии подвижности дислокаций в условиях их реверсивного движения, которое проявляется в существенном различии (достигающем двух порядков величины) скоростей движения расширяющихся и сужающихся дислокационных полупетель [168-170]. Обнаружено сильное влияние электрически активных примесей на скорости движения дислокаций в монокристаллах кремния и германия [122, 152].

При исследовании подвижности дислокаций в полупроводниковых соединениях A_3B_5 (InSb, GaAs) [156-160] также были получены веские аргументы в пользу пайерлсовского механизма движения дислокаций. К ним относятся: малый активационный объем $\chi = -\frac{dU(\sigma)}{d\sigma} \approx 10 b^3$ и прямолинейность дислокаций, лежащих вдоль плотноупакованных направлений. Однако в экспериментах наблюда-

лись отклонения от предсказаний теории движения дислокаций в идеальной решетке, подобные наблюдаемым в Ge .

В противоположность результатам, полученным для дислокаций в кремнии, *in situ* наблюдения дислокаций в $InSb$ [160] выявили линейную зависимость их скорости от длины для всего диапазона наблюдаемых длин дислокаций. Измерения проводились при $T = (180 \pm 15)^\circ C$ и $\sigma = (50 \pm 15)$ МПа. Зависимость $v_d(L)$ наблюдалась вплоть до длин $L \approx 2$ мкм, что говорит о малой концентрации кинков на линии дислокации $c_k \leq 2L^{-1}$.

Обсудим возможные причины расхождений экспериментальных данных для полупроводников с предсказаниями теории движения дислокаций в идеальном пайерлсовском рельефе.

Оценки напряжения Пайерлса σ_p [13,15,18,171] дают для кремния значения 1,6–4,6 ГПа, для германия – 2,1–2,5 ГПа. К настоящему времени измерения скоростей индивидуальных дислокаций в монокристаллах Si и Ge проведены вплоть до $\sigma = 1$ ГПа [126, 153], а характеристики макропластической деформации Si изучены в интервале напряжений до 3 ГПа [172]. Однако, ни в одном из этих экспериментов не был зафиксирован переход к области резкой зависимости скорости движения дислокаций от напряжения. Возможно, противоречие связано с неприменимостью приближения струны для описания процесса зарождения пар перегибов на дислокациях в полупроводниковых кристаллах [100] при высоких напряжениях.

Измерения скоростей дислокаций в зависимости от температуры позволяют измерить эффективную энергию активации движения дислокации $U(\sigma)$ (59). Однако, для оценки напряжения Пайерлса σ_p необходимо измерить энергию образования пары перегибов $E_{кр}^*(\sigma)$, которая входит в эффективную энергию активации в комбинации с W_m (57). Как уже отмечалось, эксперименты по иссле-

дованию внутреннего трения не позволили сделать однозначный выбор между высокой и низкой подвижностью кинка, т.е. между выражениями для скорости (55) и (57), что не дает возможности провести детальное сопоставление экспериментальных данных по подвижности дислокаций в полупроводниках с теорией. Поэтому были предприняты попытки получить дополнительную информацию о величинах W_m и $E_{кр}^*$.

Энергия образования пары перегибов связана с концентрацией перегибов на линии дислокации (20). В работе [173] предпринята попытка оценить концентрацию перегибов на линии дислокации. Для этого исследовались полученные методом электронной микроскопии высокого разрешения изображения дефекта упаковки расщепленной дислокации, границами которого являются частичные дислокации. Однако, хотя четко удалось различить 90° и 30° -ные частичные дислокации, надежных данных о плотности перегибов на дислокации получить не удалось. Наиболее достоверные оценки E_k получены из измерений критической длины дислокаций X_k методом электронной микроскопии [140-143] и вычисления E_k из (20). Предполагая, что измеренные длины сегментов, разделяющие режимы движения $v_d \propto L$ и $v_d = const$ соответствуют X_k , Люе [141] при исследовании *in situ* движения дислокаций в колонне высоковольтного микроскопа, Хирш [142] и Вандервалкер [143] при изучении релаксации неравновесных дефектов упаковки, в рамках диффузионной модели [7] получили оценки для величины энергии миграции перегиба $W_m = 1,2-1,3$ эВ. Однако, полученное разрешение составляло более десяти параметров решетки, т.е. электронная микроскопия в настоящее время не позволяет изучать процесс движения дислокации на межатомном уровне, кроме того, эксперименты проводятся на тонких фольгах, вырезанных из пластически деформированного образца,

т.е. в условиях эксперимента значительно отличающихся от используемых при получении информации о подвижности индивидуальных дислокаций. Нельзя также полностью исключить возможность торможения кинков невидимыми в электронный микроскоп препятствиями [165], расстояние между которыми в таком случае и определяет критическую длину дислокации. Поэтому задача создания экспериментальных методик, позволяющих раздельно измерять W_m и E_k остается актуальной.

Существенные противоречия, выявленные при сопоставлении экспериментальных данных с теорией движения дислокаций в идеальной решетке послужили стимулом для развития моделей, учитывающих влияние точечных дефектов на процессы зарождения и расширения двойных перегибов вдоль дислокационной линии.

§4. Влияние точечных дефектов на закономерности движения дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса

Влияние точечных дефектов на закономерности движения дислокаций существенно различно в кристаллах, где определяющими являются локальные барьеры, создаваемые точечными дефектами, и высокие барьеры Пайерлса. В первом случае (щелочно-галогидные кристаллы, плотноупакованные металлы) легирование вызывает уменьшение скорости дислокаций [38]. В кристаллах же с высокими барьерами Пайерлса (Si, Ge, ОЦК металлы) легирование может приводить как к уменьшению, так и увеличению скоростей движения дислокаций [92, 145].

В первой из теорий, учитывающих влияние точечных дефектов на движение перегиба, было введено понятие "слабого стопора" для движения перегиба [85], - в месте расположения дефекта

возникает локальный барьер, который перегибу необходимо преодолеть для дальнейшего движения (рис.4а). В.В.Рыбин и А.Н.Орлов [174,175] усовершенствовали теорию, введя статистику распределения слабых стопоров на линии дислокации и получили аналитическое выражение для скорости движения дислокации в общем случае. В предельных случаях результаты их расчета совпадают с результатами работы [85]. В работе [175] было объяснено существование стартовых напряжений для движения дислокации торможением перегиба точечным дефектом.

Другая модель связанного с точечным дефектом барьера была рассмотрена в работах Б.В.Петухова [176] и Ч.Сузуки [177]. В этих работах принималось, что существует некоторая энергия взаимодействия ядра дислокации с точечным дефектом E_{dp} , так что дислокация, проходящая через дефектный узел решетки изменяет свою энергию на величину E_{dp} по сравнению со случаем отсутствия дефекта. Барьер в этой модели представляет собой ступеньку в отличие от локализованного барьера в модели Челли-Рыбина-Орлова (см.рис.4). Различие в моделях барьера приводит к качественно различному влиянию на подвижность дислокаций из-за того, что ступенчатые барьеры от разных дефектов могут накладываться и либо усиливать, либо компенсировать друг друга, как изображено на рис.4б. Вопрос о том, в каких случаях следует применять ту или иную модель, пока не решен.

В работе [176] исследовалось также влияние флуктуаций концентрации точечных дефектов на скорость движения перегиба. Было обнаружено, что в поле случайной силы в некоторых случаях теряет смысл само понятие средней скорости движения перегиба, - изменение длины пробега перегиба X со временем носит нелинейный характер:

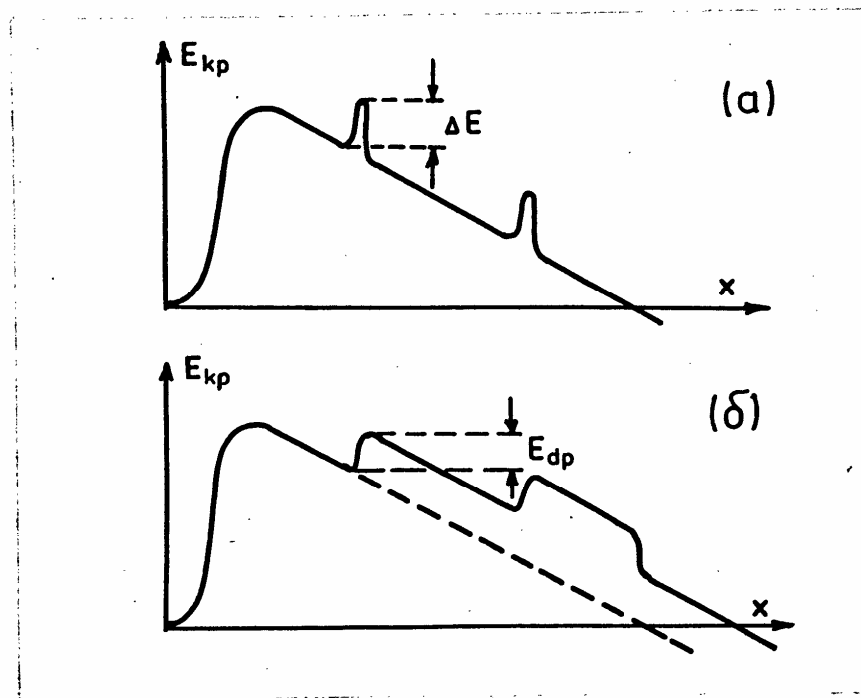


Рис.4. Барьер, связанный с точечным дефектом:
а) в модели Челли-Рыбина-Орлова [85,174,175],
б) в модели Петухова [176].

$$x \sim t^\gamma, \quad \gamma < 1. \quad (62)$$

Закономерности движения топологического солитона в поле слабой случайной силы изучались также в работе [178]. В работе В.М.Винокура [179] получено аналитическое выражение для скорости дислокации, с учетом действия на перегиб случайной силы, а в работе [180] проведены расчеты машинного моделирования движения дислокации.

Влияние подвижных примесей на движение дислокаций в кремнии детально исследовалось в работах Сумино с сотрудниками [133-135] методом рентгеновской топографии *in situ*. В этих работах было обнаружено, что некоторые примеси, например, такие, как атомы кислорода и азота, не оказывают влияния на скорость достаточно быстрых дислокаций, но полностью останавливают медленно движущиеся дислокации, что, по-видимому, обусловлено образованием примесных атмосфер. Теоретическую модель, описывающую рост тормозящих дислокацию эффективных напряжений с учетом кинетики образования примесных атмосфер вокруг дислокации разработал Г.А.Малыгин в работах [181,182]. Показано, что большие значения энергии активации движения дислокации $U(\sigma) \approx 3-4$ эВ могут быть обусловлены диффузией примесей и других точечных дефектов к движущимся дислокациям. В результате закрепления дислокаций снижается эффективное напряжение, действующее на локальные барьеры, которое, в свою очередь, зависит от скорости дислокации. Поэтому энергии активации движения дислокации при малых напряжениях являются эффективными и не отражают реальную физическую ситуацию.

Учет конечной подвижности точечных дефектов вдоль дислокации проведен в работе Б.В.Петухова [183], обобщающей теорию, развитую в [176]. Существенно, что в случае $D_K \gg D_d$, где D_K и D_d - коэффициенты диффузии кинка и дефекта вдоль дислока-

ции, скорость миграции кинка определяется подвижностью точечного дефекта. В результате, подвижность перегибов значительно уменьшается, а энергия активации движения дислокации слабо зависит от напряжения и определяется энергией активации диффузии дефекта вдоль дислокации.

Помимо влияния точечных дефектов на подвижность перегибов, представляет интерес и обратный эффект - увлечение примесей движущимися перегибами (дислокационно-динамическая диффузия). Теоретические и экспериментальные исследования изложены в работах [184-188] .

Дальнейшим развитием теории взаимодействия дислокации с точечными дефектами послужил результат, полученный в работе [176] , согласно которому, наряду с торможением перегибов, взаимодействие с точечными дефектами должно приводить к уменьшению эффективной энергии активации образования двойного перегиба. Показано также, что примеси и другие точечные дефекты ускоряют зарождение двойных перегибов независимо от знака их взаимодействия с дислокациями. В работах Б.В.Петухова [189-192,56] теория получает дальнейшее развитие в рамках приближения "сосредоточенной силы". Вводится силовой закон взаимодействия точечного дефекта с дислокацией $f(y)$, являющийся интегральной характеристикой взаимодействия, и исследуются закономерности движения дислокаций в кристаллах для произвольного типа $f(y)$. Предложенный подход позволяет описывать влияние кристаллического рельефа и полей точечных дефектов на равной основе, что дает возможность рассматривать механизм движения дислокаций, промежуточный между "пайерлсовским" и механизмом "локальных препятствий".

В работе Б.В.Петухова [192] предлагается статистическая модель, объясняющая наличие стартовых напряжений при движении

дислокаций влиянием неоднородного распределения точечных дефектов вокруг дислокации. Перераспределившиеся вокруг дислокации примеси или другие точечные дефекты создают дополнительное понижение минимума потенциального рельефа ΔU в месте нахождения дислокации. В этом случае стартовое напряжение σ_{st} соответствовало бы таким напряжениям, при которых выигрыш в энергии на единицу длины дислокации при переходе в соседнюю долину $-\sigma ab$ сравнивается с ΔU . При этом становится невыгодной обычно принимаемая мода распада метастабильного состояния дислокации: флуктуационный переход отрезка дислокации критического размера в соседнюю долину (образование двойного перегиба) и последующее его расширение под влиянием внешнего напряжения. Если при расширении двойного перегиба его энергии предстоит расти, такой двойной перегиб имеет больше шансов захлопнуться, чем выжить. Таким образом, обычно вычисляемую вероятность флуктуационного образования двойного перегиба в единицу времени на единице длины дислокации J следует умножить на вероятность P того, что при дальнейшей эволюции двойного перегиба его энергия не превышает начального значения. В пределе $\sigma \rightarrow \sigma_{st}$ частота зарождения

$$J_1 = 2PJ = 2\sqrt{\frac{2}{D}} a^2 b (\sigma - \sigma_{st}) J, \quad (63)$$

где D - дисперсия распределения случайной силы, действующей на перегибы пары при ее расширении, множитель 2 учитывает возможность расширения пары в обе стороны.

Следует отметить, что в настоящее время в литературе одним термином "стартовые напряжения" обозначаются два механизма торможения дислокации в рельефе Пайерлса, имеющих разную физическую природу: механизм, описанный в работе [192] и связанный с энергетической невыгодностью зарождения пары перегибов, и механизм, связанный с локальными дефектами кристаллической решетки.

ки (вакансионно-примесные скопления, преципитаты, микровыделения другой фазы) [138]. В последнем случае движение дислокации происходит качественно иным образом, - путем накопления у препятствия большого количества перегибов (образование "супер-кинков") и последующего "срезания" сильного стопора [124]. Экспериментальные исследования динамики дислокаций в монокристаллах Ge и Si, содержащих сильные стопоры, проведено в работах [136-138, 147, 149]. Из сопоставления с развитой в [138, 151] моделью получен ряд параметров, характеризующих процессы зарождения двойных перегибов и их взаимодействие со стопорами.

Количество теоретически возможных режимов движения дислокаций при учете влияния точечных дефектов существенно больше, чем в идеальном рельефе Пайерлса. Поэтому задача раздельного измерения скорости зарождения двойных перегибов и подвижности кинков встает с еще большей остротой.

Кроме теорий, учитывающих короткодействующее взаимодействие дислокации с точечными дефектами, был предложен ряд моделей, рассматривающих влияние электрически активных примесей на подвижность дислокаций в глубоком потенциальном рельефе кристаллической решетки [129, 193-201]. В основе теорий лежит представление о дислокации как о заряженной нити, основанное на гипотезе В.Шокли и В.Т.Рида [202, 203] о том, что в ядре дислокации с краевой компонентой имеются оборванные связи, способные захватывать или отдавать электроны. Дислокация, захватывая электроны, будет заряжаться отрицательно, и возможно проявление взаимодействия дислокации с ионизированными атомами примеси, расположенными в объеме кристалла, и, кроме того, электроны, находящиеся на дислокационной линии, будут взаимодействовать друг с другом.

Первая возможность учтена Б.В.Петуховым и др. [193, 194],

рассмотревшими взаимодействие дислокации с донорными и акцепторными примесями. Согласно [203], дислокации в полупроводниках проявляют акцепторное действие, т.е. заряжаются электронами, равномерно распределяющимися по линии дислокации. Взаимодействие с заряженными центрами изменяет энергию участка дислокации. Это приводит [193,194] к изменению энергии образования двойного перегиба и, следовательно, средней частоты образования

$$\langle J_1 \rangle = J \cdot \langle \exp(\delta U/kT) \rangle, \quad (64)$$

где J — частота образования двойных перегибов в нелегированном кристалле, δU — изменение энергии участка дислокации, содержащего электроны, при переходе в соседнюю долину, $\langle \delta U \rangle = 0$. Наибольший вклад в $\langle J_1 \rangle$ дают флуктуации с наибольшим значением δU . Для n -легирования это — взаимодействие ближайшего электрона с положительным ионом. Для p -легирования наиболее выгодно состояние с максимально удаленными от отрицательного иона электронами. То есть, уменьшение энергии активации при p -легировании существенно меньше, чем при n -легировании и зависит от коэффициента заполнения электронами дислокационного уровня.

В модели, развитой Пателем с сотрудниками [195,196] сделано предположение, что зарождение двойных перегибов происходит на заряженных участках дислокационной линии, т.е. определяется коэффициентом заполнения. Однако в [193] показано, что при легировании эффект не зависит от коэффициента заполнения.

П.Хаазен [197,198] рассчитал уменьшение электростатической энергии дислокации за счет образования двойного перегиба по сравнению с незаряженной дислокацией

$$\Delta E = - \frac{2Q^2 \bar{a}}{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{a}{2\lambda}\right), \quad (65)$$

где Q — линейная плотность заряда на дислокации, λ — дебаев-

ский радиус экранирования, ϵ - диэлектрическая проницаемость. Однако, в [194] показано, что этот эффект существенно меньше вклада взаимодействия дислокации с ионами.

В работах Кулкарни и Вильямса [129], Джонса [104] рассматривается возможность влияния легирования на скорость дислокаций за счет изменения подвижности перегибов. Предполагается наличие в электронной подсистеме солитона, взаимодействующего с перегибом [102].

В модели, развитой П.Хиршем [199], В.И.Белявским и др. [200,201] предполагается, что дислокация обуславливает образование донорных и акцепторных зон, расположенных в запрещенной зоне полупроводника. При образовании перегиба на дислокации нарушается трансляционная симметрия, что приводит к отщеплению от дислокационной зоны уровней связанных с кинком. Легирование кристалла электрически активными примесями смещает положение уровня Ферми в запрещенной зоне и изменяет условия заполнения дислокационных зон и уровней, связанных с перегибами. Легирование приводит к захвату электронов на уровни, связанные с перегибами, к росту концентрации перегибов и, следовательно, скорости дислокаций.

Таким образом, теоретический анализ взаимодействия дислокации с точечными дефектами показывает, что влияние точечных дефектов на скорость движения дислокаций может проявляться прямо противоположным образом. Точечные дефекты локально искажают потенциальный рельеф, что облегчает зарождение двойных перегибов. В то же время, точечные дефекты создают барьеры для распространения перегиба вдоль дислокационной линии, что обуславливает стартовые напряжения для движения дислокаций. Механизм влияния электрически активных примесей на скорости движения дислокаций

до конца еще не установлен. Однако, все описанные выше теории предсказывают увеличение скорости и уменьшение эффективной энергии активации движения дислокаций при легировании кристалла электрически активными примесями. Причем величина эффекта определяется знаком электрической активности примесных атомов.

Влияние легирования на подвижность дислокаций в Si и Ge экспериментально исследовалось в ряде работ [122, 124, 125, 128, 129, 144, 152, 153]. Было показано, что в легированном кремнии n - и p -типов скорости дислокаций выше, чем в нелегированном. Легирование донорными примесями оказывает более сильное влияние, приводя к уменьшению эффективной энергии активации от 2,2 эВ при концентрации легирующей примеси 10^{22} м^{-3} до 1,3 эВ при концентрации 10^{25} м^{-3} . Влияние легирования проявляется во всем исследованном температурном интервале ($550 \dots 900^\circ\text{C}$), но с ростом температуры различие скоростей в легированном и нелегированном кремнии n -типа уменьшается. Легирование же акцепторной примесью при $T < 650^\circ\text{C}$ увеличивает, а при $T > 650^\circ\text{C}$ уменьшает скорость движения дислокации по сравнению с нелегированным Si . Показано, что влияние легирования не определяется упругими искажениями, создаваемыми атомами примеси, а коррелирует лишь со знаком их электрической активности, ибо легирование электрически неактивными примесями не приводит к изменению скоростей дислокаций.

В Ge легирование n -типа при $n > 10^{23} \text{ м}^{-3}$ так же, как и в Si увеличивает скорость движения дислокаций и уменьшает энергию активации (при $\sigma = 60 \text{ МПа}$ от 1,5 эВ до 1 эВ при $n = 10^{25} \text{ м}^{-3}$). Легирование p -типа ($p \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$) уменьшает скорость движения дислокаций и несколько увеличивает энергию активации для движения 60° -ных дислокаций в области высоких напряжений. В области малых напряжений в кристаллах p -типа V на

0,5...0,6 эВ меньше, чем в нелегированных. Сопоставление полученных данных с теоретическими моделями [176,193,197-199], проведенное в работах [128,153,82], показало, что они качественно верно предсказывают изменение энергии активации в зависимости от типа и уровня легирования и дают неплохое количественное согласие теории с экспериментом в сильно легированных кристаллах ($p \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$). Однако при умеренном легировании теоретические оценки существенно превышают наблюдаемую величину эффекта. Полученные данные не позволили однозначно разделить возможные вклады двух механизмов влияния легирования на подвижность дислокаций: сдвига уровня Ферми и кулоновского взаимодействия дислокации с заряженными ионами примеси. Поэтому необходимо создание экспериментальных ситуаций, когда может проявиться лишь один из механизмов.

Выводы и постановка задачи

К настоящему времени убедительно показано, что подвижность дислокаций в элементарных полупроводниках определяется процессами зарождения и движения топологических солитонов - кинков. Теория пайерлсовского механизма движения дислокаций в настоящее время детально разработана. Получены явные зависимости скорости дислокации от температуры и напряжения, выявлены пределы применимости различных приближений моделей и основные критерии, отличающие Пайерлсовский механизм движения дислокаций от других. Для экспериментальной проверки теории были проведены исследования подвижности индивидуальных дислокаций в монокристаллах элементарных полупроводников, характеризующихся максимально высокими барьерами Пайерлса, и выявлен ряд расхождений между экспериментальными данными и предсказаниями теории. Указанные расхожде-

ния стимулировали развитие моделей, учитывающих влияние точечных дефектов на образование двойных перегибов и их расширение вдоль дислокационной линии. Часть расхождений была устранена, однако, при сопоставлении теории с экспериментальными данными использовались свободные параметры.

К началу выполнения реферируемой работы оставались нерешенными следующие ключевые вопросы: (1) соотношение вкладов в эффективную энергию активации движения дислокации энергий активации образования пары перегибов и их движения вдоль дислокационной линии; (2) механизм разупрочнения полупроводников при легировании электрически активными примесями; (3) механизм асимметрии подвижности дислокаций в элементарных полупроводниках.

Исходя из вышеизложенного, в данной работе сформулированы следующие задачи исследования:

1. Разработать экспериментальный метод, позволяющий раздельно изучать процессы формирования двойных перегибов и их расширения вдоль дислокационной линии.

2. Исследовать процесс формирования и динамику кинков на дислокациях в монокристаллах кремния в зависимости от температуры и напряжения.

3. Изучить влияние инверсии направления скольжения дислокации на кинетику формирования и динамику кинков.

4. Провести сопоставление полученных экспериментальных результатов с существующими теориями движения дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса.

ГЛАВА II. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.

§I. Получение образцов с заданной дислокационной структурой и способы ее выявления

Измерения скоростей дислокаций в плотных дислокационных рядах приводят к большим погрешностям при определении сдвиговых напряжений из-за неконтролируемых внутренних напряжений (см. гл. I, §4). Поэтому в настоящей диссертационной работе ставилась задача получения образцов с изолированными дислокационными полупетлями.

Для исследования использовались монокристаллы кремния n -типа, выращенные бестигельной зонной плавкой и легированные при выращивании фосфором до удельного сопротивления $\sim 1,5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ ($n \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) или мышьяком концентрацией $n \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Кристаллы не содержали ростовых дислокаций.

Из слитков алмазной пилой вырезались образцы в виде прямоугольных призм с ориентацией ребер $[1\bar{1}0]$, $[111]$, $[11\bar{2}]$ и размерами $35 \times 4 \times 1,5 \text{ мм}^3$.

Образцы шлифовались и полировались механически алмазными порошками различной дисперсности. Окончательная довязка проводилась алмазной пастой на фетровом круге до получения оптически гладкой поверхности. Затем образцы полировались химически в охлажденном растворе $7\% \text{ HNO}_3 + 1\% \text{ HF}$ [204]. Для охлаждения сосуд с полирующим раствором помещался в кювету с тающим льдом. Химической полировкой удалялся слой 50–100 мкм, поврежденный механической обработкой.

Для введения индивидуальных дислокаций образцы деформировались в воздушной атмосфере по схеме четырехопорного изгиба вокруг оси $[11\bar{2}]$ в муфельной печи шахтного типа с косвенным

нагревом. Деформация проводилась при температуре 600°C . Температура печи контролировалась платино-платинородиевой термопарой ТПП-1, расположенной непосредственно у стенки печи, и поддерживалась постоянной с точностью 1°C автоматическим регулятором температуры ВРТ-3. Для измерения температуры образца использовалась вторая термопара, расположенная в непосредственной близости от него. Измерения термо-ЭДС проводились потенциометром ПП-63. Систематическая погрешность измерения температуры образца периодически определялась с помощью тарировочной термопары, прижимаемой к образцу и учитывалась как поправка.

Источником дислокаций служила царапина, нанесенная алмазной иглой на широкую грань образца (III) параллельно длинному ребру $[\bar{1}\bar{1}0]$. Нагрузка на иглу при нанесении царапины, нагрузка на образец при деформации, а также длительность деформации подбирались таким образом, чтобы в образце зарождались отдельные дислокационные полупетли диаметром 30–40 мкм. После охлаждения образца в головке нагружающего устройства в течение 10 минут, места выхода дислокаций на поверхность образца выявляли избирательным химическим травлением. Для выявления дислокаций применялся травитель Сёртла ($1\gamma.\text{Cr}_2\text{O}_3 + 2\gamma.\text{H}_2\text{O} + 3\gamma.\text{HF}$) [205, 206]. Пример дислокационной структуры, образующейся после первой деформации, показан на рис.5. Затем царапина и зародившиеся вокруг нее дислокационные ряды удалялись химической полировкой. Оставшиеся одиночные дислокационные полупетли разгонялись повторным нагружением до диаметра ~ 100 мкм. Дислокационная структура, выявленная травлением после повторного нагружения показана на рис.6. В дальнейшем эти дислокационные полупетли расширялись нагружением ($T=630^{\circ}\text{C}$, $\sigma=30$ МПа) до диаметра 800–1000 мкм. После охлаждения кристалл вновь протравливался и затем использо-

вался в качестве исходного в последующих экспериментах.

Приведенные касательные напряжения, действующие в плоскости скольжения дислокации, определялись по формуле

$$\sigma = m \sigma_n = 0,408 \frac{3P(l_2 - l_1)}{2bh^2}$$

где $m = \cos \varphi \cdot \cos \lambda \approx 0,408$ - фактор Шмида [7], φ - угол между направлением действия растягивающей или сжимающей нагрузки $\vec{F}$ и нормалью к плоскости скольжения, λ - угол между $\vec{F}$ и вектором Бюргерса дислокации; σ_n - нормальные напряжения, которые для четырехопорного изгиба определяются соотношением: $\sigma_n = \frac{M}{W} = \frac{3P(l_2 - l_1)}{2bh^2}$ [207], где $M = \frac{P(l_2 - l_1)}{4}$ - изгибающий момент, $(l_2 - l_1)/2$ - полуразность расстояний между внутренними и внешними опорами, P - внешняя нагрузка, $W = bh^2/6$ - момент сопротивления поперечного сечения образца, b - его ширина, а h - высота.

При четырехопорном изгибе нормальные сжимающие и растягивающие напряжения направлены вдоль длинного ребра образца $[1\bar{1}0]$. Ненулевые касательные напряжения действуют в двух плоскостях скольжения $(1\bar{1}1)$ и $(\bar{1}11)$. Лежащие в этих плоскостях сегменты дислокационных полупетель выходят на поверхность наблюдения (111) под углом 57° . Векторы Бюргерса для используемой ориентации образцов могут быть направлены вдоль $[011]$, $[0\bar{1}1]$, $[101]$, $[\bar{1}01]$ (рис.7). Выходящие на поверхность (111) сегменты полупетель имеют либо оба 60° -ную, либо 60° -ную и винтовую ориентации (рис.6,7). Один из сегментов имеет заведомо 60° -ную ориентацию, поскольку вектор Бюргерса дислокационной полупетли не может быть направлен вдоль $[110]$ (т.к. $[110] \perp [1\bar{1}0]$ и фактор Шмида для такой дислокации $m=0$). Эти сегменты легко можно найти по одну сторону от царапины [208] (вверх от царапины на рис.6).

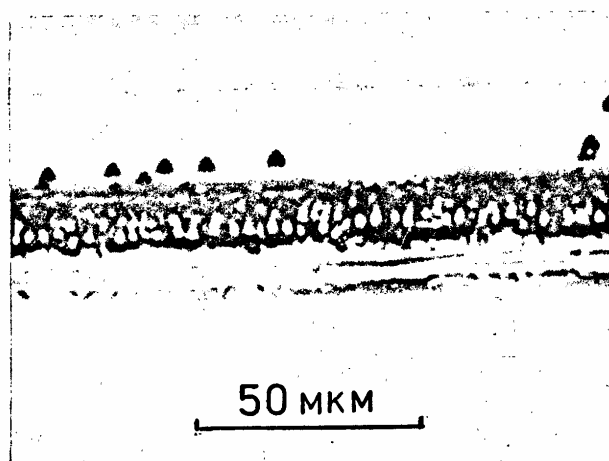


Рис.5. Вид дислокационной структуры, образующейся после первой деформации вблизи царапины на (111) поверхности кремния.

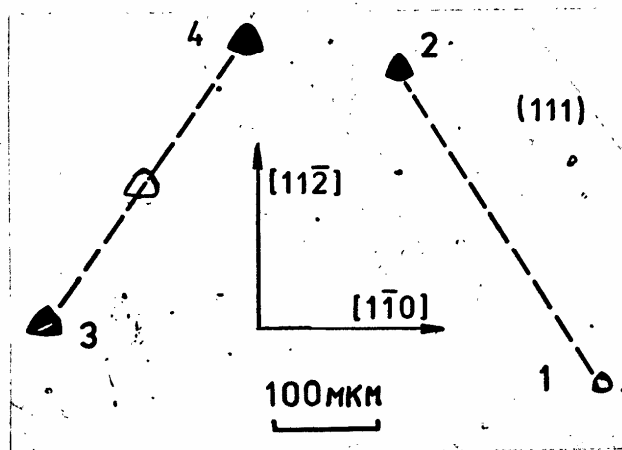


Рис.6. Возможные типы дислокаций в Si , отличающиеся вектором Бюргерса. 1 - винтовые дислокации, 2 и 4 - заведомо 60° -ные дислокации, 3 - 60° -ные дислокации.

Использование травителя Сёртла позволяет по форме ямок травления легко различить 60° -ные и винтовые сегменты и, тем самым, однозначно определять векторы Бюргерса дислокационных полупетель (рис.6), а также выявлять сегменты, имеющие приповерхностные загибы [208] .

В настоящей работе был разработан метод, позволяющий устранять загибы на 60° -ных сегментах полупетель, которые возникают, как правило, при расширении полупетель от царапины. Для этого после расширения полупетли изменялся знак приложенной нагрузки, что приводило к непродолжительному сужению полупетель и восстанавливало их исходную полугексагональную форму.

Для оценки величины стартовых напряжений σ_{st} использовался трехопорный изгиб, дающий линейную зависимость распределения σ вдоль длинного ребра образца [124,125] . Стартовое напряжение σ_{st} определялось как то максимальное напряжение, ниже которого в образце не сдвигается ни одна дислокация. Величина σ_{st} находилась по формуле $\sigma_{st} = \sigma_{max} \cdot 2x/l$, где x - расстояние от внешней опоры до первых сдвинувшихся дислокаций, $l = 25$ мм - расстояние между внешними опорами, σ_{max} выбиралось приблизительно равным ожидаемому значению $2\sigma_{st}$ (5-8 МПа). Для более точного определения σ_{st} проводилась серия измерений пробегов дислокаций при четырехопорном нагружении напряжениями $\sigma \approx \sigma_{st}$ и строился график зависимости среднего пробега дислокаций $\bar{l}$ от напряжения (рис.23). Величина σ_{st} определялась по положению точки перегиба на зависимости $\bar{l}(\sigma)$.

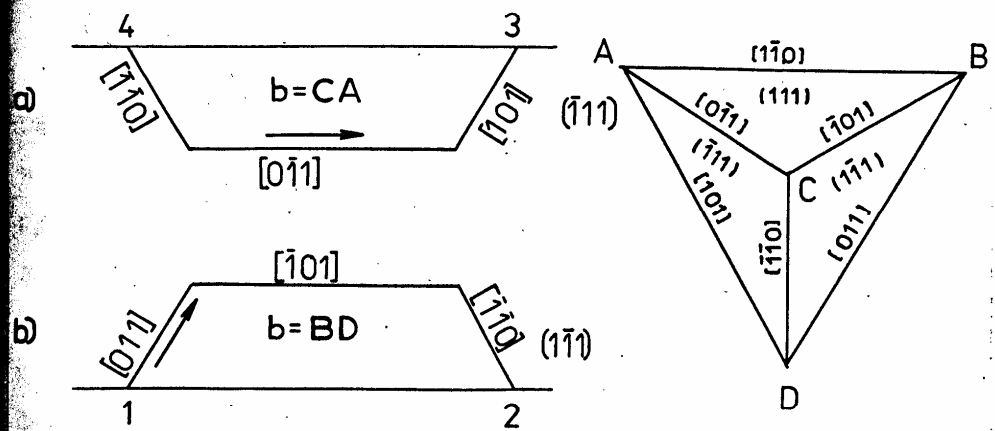


Рис.7. Типы дислокационных полупетель, использовавшиеся в экспериментах. а) полупетли системы скольжения $(\bar{1}\bar{1}1)[0\bar{1}1]$, введенные на стороне растяжения, б) - полупетли системы скольжения $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$, введенные на стороне сжатия. Справа показана ориентация тетраэдра Томсона. Обозначения 1-4 соответствуют показанным на рис.6.

§2. Методика периодического импульсного и знакопеременного нагружения

Традиционное статическое нагружение [124], при котором осуществляется стационарное движение дислокации, не позволяет раздельно исследовать процессы формирования двойных перегибов и динамику кинков на линии дислокации. В настоящей работе был предложен метод периодического импульсного нагружения, позволяющий достичь временного разрешения, достаточного для изучения различных стадий процесса перехода дислокации между смежными долинами потенциального рельефа. Для изучения кинетики формирования кинков и их движения вдоль дислокации была разработана установка для периодического импульсного нагружения образцов с введенными дислокациями четырехопорным изгибом.

Схема установки для периодического импульсного нагружения приведена на рис.8. Нагружение осуществлялось электромагнитным силовым преобразователем (1), состоящим из цилиндрического постоянного магнита (2), помещенного между двумя катушками (3) и (4), включенными навстречу друг другу. Через катушки пропускались импульсы тока, амплитуда которых определялась выходным напряжением источника тока (5). Длительность импульсов и период следования задавались генератором импульсов специальной формы (6) через транзисторный ключ (7). От магнита усилие передавалось через штоки (8), (9) и пьезодатчик нагрузки (10) на образец (11), помещенный в головку для четырехопорного изгиба (12). Развиваемое усилие составляло до 10 Н.

Сигнал с пьезодатчика через истоковый повторитель (13) регистрировался осциллографом (14).

Тарировка датчика производилась перед каждым нагружением. Специальными экспериментами было установлено, что форма и амплитуда

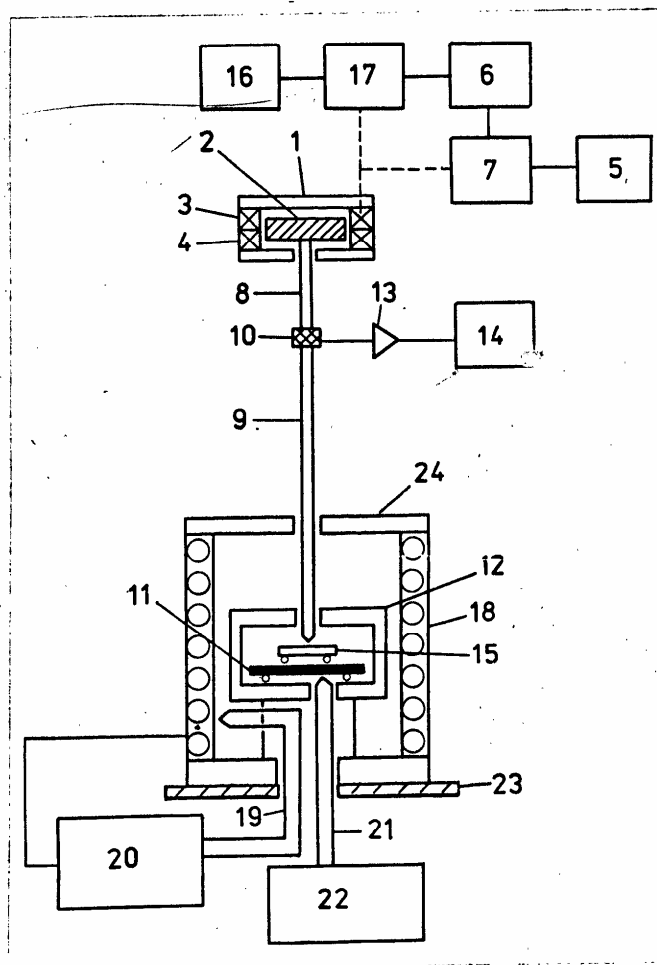


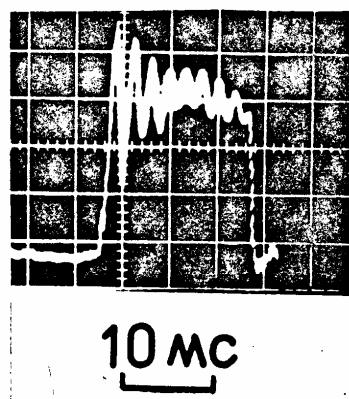
Рис.8. Схема установки для периодического импульсного нагружения.

литуда сигнала, снимаемого с пьезокерамического датчика, соответствовали форме и амплитуде сигнала, снимаемого с тензодатчиков, наклеенных на тарировочную балку (рис.9). Особое внимание уделялось устранению постоянной составляющей нагрузки в паузах между импульсами, когда приложенное напряжение должно быть равно нулю. Для этой цели использовалась магнитная подвеска элементов нагружающего устройства.

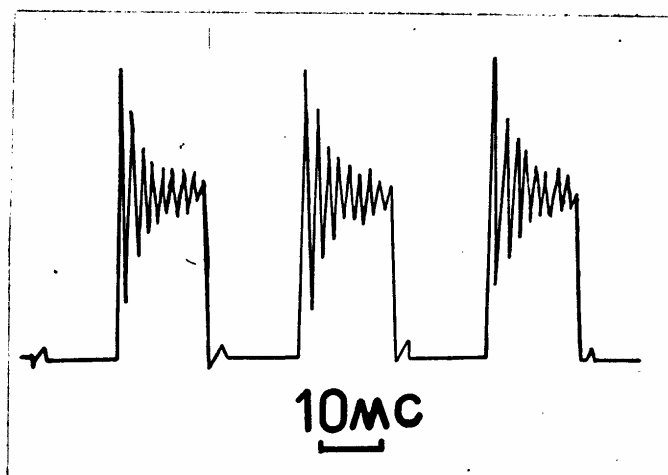
Компенсация веса осуществлялась пропусканием через катушки (3), (4) постоянного тока от источника (16) через транзисторный ключ (17).

Головка для четырехопорного изгиба (12) находилась в центре шахтной печи (18). Температура у стенки печи измерялась термопарой платина-платинородий (19) и поддерживалась постоянной регулятором температуры ВРТ-3 (20). Вторая термопара (21) была заведена в центр печи и позволяла контролировать температуру в непосредственной близости от образца с помощью потенциометра ПП-63 (22). Печь (18) размещалась на опускаемой платформе (23). Сверху печь закрывалась съемной крышкой (24).

Разработанная установка позволила получать последовательность импульсов нагрузки с длительностью импульсов и пауз между ними от 4 мс до 1 с и длительностью фронтов импульсов от 0,5 до 10 мс. В массовых экспериментах длительность фронта импульса нагрузки t_f составляла 4 мс. Кроме того, были проведены исследования влияния крутизны фронта импульсной нагрузки на закономерности движения дислокаций в условиях периодического импульсного нагружения. Время активного нагружения, т.е. суммарная длительность импульсов механической нагрузки $\sum t_i$ выбиралась (с точностью 2%), равной времени статического нагружения t_{st} , в течение которого дислокации смещались на расстояния



а



б

Рис.9. Сопоставление формы импульса, снимаемого с пьезокерамического датчика (а) и с тензодатчиков тарировочной балки (б).

$\bar{\ell} = 10-100$ мкм. Температура деформации измерялась термопарой, установленной в непосредственной близости от образца и поддерживалась постоянной с точностью ± 1 К. Значение величины приложенного напряжения поддерживалось с точностью 5%.

Для статистической обработки и построения гистограмм измерялись 80-120 пробегов дислокаций. Измерения пробегов дислокаций проводились на микроскопе *Neophot - 2* с помощью микрометрической насадки с ценой деления $\sim 0,2$ мкм/дел. Измерялись пробеги только тех сегментов дислокационных полупетель, которые не имели приповерхностных загибов.

Инверсия направления скольжения дислокаций достигалась за счет изменения знака приложенных нормальных, а соответственно, и касательных напряжений. Образец переворачивался в деформирующем устройстве так, что подвергавшиеся сжатию и растяжению грани менялись местами. При этом изменение знака приложенных напряжений вызывало перемещение дислокаций в "обратном" направлении, т.е. в сторону уменьшения диаметра полупетли. Показанная на рис.8 установка позволяет производить нагружение серий однополярных импульсов. Однако, для изучения динамики кинков при больших пробегах необходимо было исследовать движение дислокаций под действием знакопеременной нагрузки.

Для нагружения образцов знакопеременной синусоидальной нагрузкой использовалось разработанное в диссертационной работе восьмиопорное деформирующее устройство, схема которого представлена на рис.10. Синусоидальный сигнал заданной частоты подавался с генератора на усилитель мощности *LV -103* и далее - на электромагнитный силовой преобразователь. Амплитуда нагрузки определялась коэффициентом усиления *LV -103*.

Усилие от силового преобразователя через шток (1) передавалось рамке (2), стягивающей планки (3) и (6). Между планками помещались 4 опоры (4), (5), (7) и (9), передающие усилие на образец (8). Образец фиксировался за концы четырьмя опорами (11), (12), (13), (14), которые, в свою очередь, закреплялись неподвижными стяжками (10) и (15). Во избежание создания закручивающих моментов, опоры (11-14) имели утолщения в центре (рис. II). Разработанное устройство позволило провести исследование закономерностей движения дислокаций под действием знакопеременной нагрузки с частотой от 1 до 100 Гц.

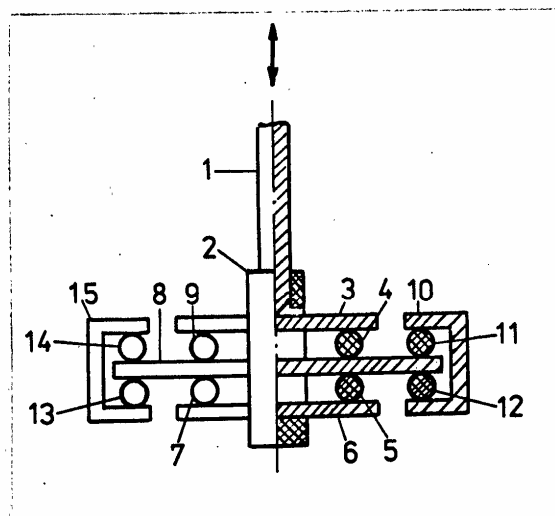


Рис.10. Схема деформирующего устройства для знакопеременного нагружения.

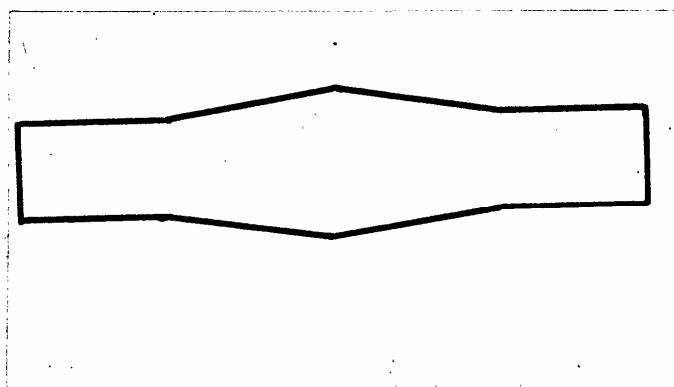


Рис.11. Схематическое изображение профиля опоры, использовавшейся для фиксации концов образца.

ГЛАВА III. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В УСЛОВИЯХ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСНОГО НАГРУЖЕНИЯ

§1. Влияние длительности импульсов нагрузки и их скважности на распределение дислокаций по длинам пробегов

Отличительной особенностью настоящей работы является то, что для получения характеристик подвижности кинков и формирования нелинейных возбуждений на дислокационной линии наряду с традиционным статическим нагружением [125] использовалось периодическое импульсное нагружение в тех же экспериментальных условиях с длительностью импульсов нагружения t_i , сопоставимой со временем перехода дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа $t_a = a/V_d$, где V_d - скорость движения дислокаций, измеренная в условиях статического нагружения. Импульсы нагрузки разделены паузами длительности t_p , когда приложенное напряжение $\sigma = 0$. За время действия импульса на дислокационной линии происходит формирование и расширение пар перегибов. Если в течение импульса не происходит аннигиляция перегибов противоположного знака из смежных пар, то в паузе (после снятия нагрузки) образовавшиеся двойные перегибы становятся неустойчивыми и стягиваются к центрам зарождения. Если длительность паузы достаточно велика, то двойные перегибы стягиваются полностью. В том случае, когда такие двойные перегибы вносят решающий вклад в скорость движения дислокации, ее пробег будет практически равен нулю независимо от числа циклов нагружения. Если же длительность паузы недостаточна для завершения процесса релак-

сации, двойной перегиб будет расширяться под действием следующих импульсов нагрузки, что в конечном итоге приведет к микроскопическому смещению дислокации при многократном приложении импульсной нагрузки.

Таким образом, варьируя длительности импульсов и пауз и используя смещение дислокации как индикатор, можно получить информацию о характерных временах образования пары перегибов, ее расширения до аннигиляции, а также об особенностях перемещения кинка вдоль дислокационной линии. Это позволяет при весьма общих предположениях о характере движения кинков вдоль дислокационной линии оценить все основные характеристики процессов зарождения и миграции кинков вдоль дислокации.

В соответствии с диффузионной теорией [83,7] образование устойчивого двойного перегиба размера $\mathcal{X}_c$ (38) определяется процессом его дорастания от $\mathcal{X}^*$ (34) до $\mathcal{X}_c$ за счет случайных блужданий кинков, образующих пару, вдоль дислокационной линии. В режиме диффузии равновероятно как расширение, так и стягивание пары перегибов. Поэтому проведение экспериментов в условиях равенства длительностей импульса и паузы позволяет установить момент перехода от диффузии к дрейфу кинков в поле внешних сил, т.к. в случае такой смены механизма движения кинков, двойные перегибы за время паузы не стянутся полностью к центрам зарождения и обеспечат макроскопическое смещение дислокации при многократном приложении импульсной нагрузки.

Дрейфовая скорость перегиба может быть оценена из экспериментов по исследованию зависимости смещения дислокаций от длительности паузы. При достаточно большой длительности импульса двойные перегибы успевают диффузионно дорасти до устойчивой конфигурации и расширяются в режиме дрейфа под действием внешней

силы. Если сделать паузу достаточно длительной, то двойные перегибы за время паузы полностью стянутся к центрам зарождения и пробег дислокации будет равен нулю. Если же в этих условиях время паузы недостаточно велико, то процесс релаксации не завершается и на дислокации остаются двойные перегибы, способные расширяться под действием следующих импульсов нагрузки, что и обеспечивает макроскопическое смещение дислокации при многократном приложении импульсной нагрузки. Поэтому проведение экспериментов по исследованию пробегов дислокаций в зависимости от длительности паузы при условии постоянства длительности импульса позволяет определить время релаксации пары перегибов к центру зарождения и оценить пробег перегиба за время действия импульса нагрузки.

Таким образом, целесообразно проводить два типа экспериментов: 1) исследование зависимости пробегов дислокаций от длительности импульсов нагрузки при условии $t_p = t_i$; 2) исследование зависимости пробегов дислокаций от длительности пауз между импульсами нагрузки при условии $t_i = \text{const}$.

В настоящей диссертационной работе впервые было проведено исследование закономерностей движения индивидуальных 60° -ных и винтовых дислокаций в монокристаллах кремния под действием периодического импульсного нагружения. При проведении экспериментов в таких условиях было обнаружено, что распределение дислокаций по длинам пробегов претерпевает радикальные изменения при изменении длительности как импульсов нагрузки, так и пауз между импульсами. На рис. 12 показана эволюция распределения заведомо 60° -ных дислокаций с вектором Бюргерса $\vec{b} = (a/2)[0\bar{1}1]$ (типа 4 на рис. 7), введенных в образец кремния марки BE₃-150 на стороне растяжения, в зависимости от длительности импульсов нагрузки (при условии $t_p = t_i$). На кривой 6

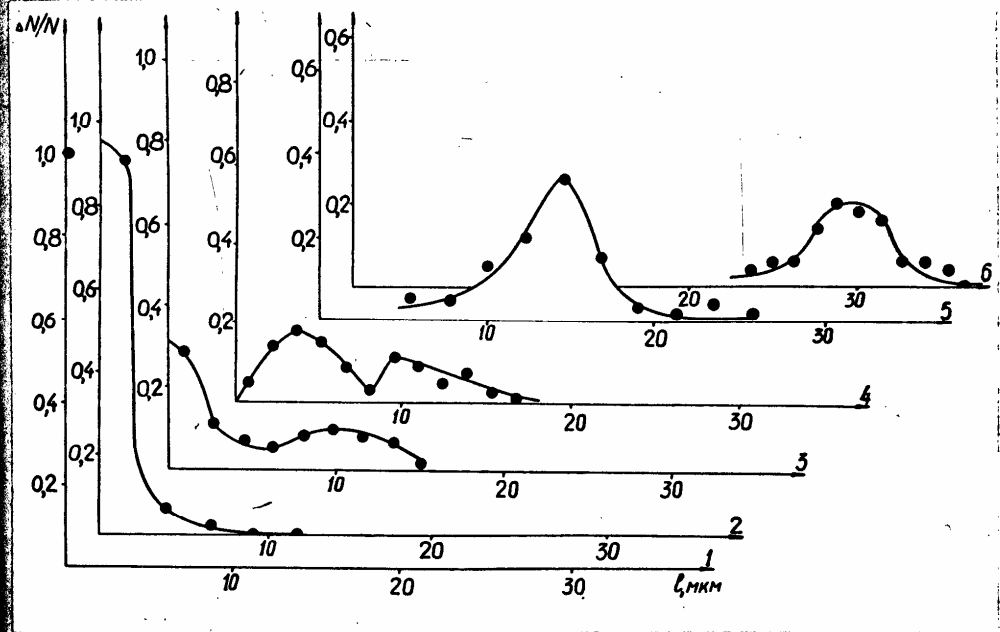


Рис.12. Распределения 60° -ных дислокаций по длинам пробегов в $\text{Si } n$ -типа, выращенном бестигельной зонной плавкой с удельным сопротивлением $1,5 \text{ Ом.м}$, при статическом нагружении (6) $T=873 \text{ К}$, $\sigma \approx 7 \text{ МПа}$, $t_{st}=7200 \text{ с}$ и импульсном нагружении (1-5) при скважности подаваемых импульсов $Q=2$, ($t_p = t_i$) $t_i = 10 \text{ мс}$ (1), 15 мс (2), 30 мс (3), 38 мс (4), 61 мс (5).

приведено распределение дислокаций по длинам пробегов при статическом нагружении. Температура нагружения $T=600^{\circ}\text{C}$, эффективное напряжение сдвига $\sigma = 7 \text{ МПа}$, время нагружения $t_{st} = 7200 \text{ с}$. Кривые 1-5 соответствуют периодическому импульсному нагружению в тех же экспериментальных условиях ($T=600^{\circ}\text{C}$, $\sigma = 7 \text{ МПа}$), активное время нагружения $\sum t_i = t_{st} = 7200 \text{ с}$, длительность фронта импульса нагрузки $t_f = 4 \text{ мс}$, и отличаются длительностью импульсов нагрузки.

С уменьшением длительности импульсов распределение сначала смещается в сторону меньших пробегов (кривая 5). Затем теряет свой характерный "колоколообразный" вид, приобретая максимум в области малых пробегов (кривая 4). Появляются несдвинувшиеся дислокации (кривая 3), доля их растет (кривая 2), и при $t_i \leq 10 \text{ мс}$ движение дислокации полностью прекращается (кривая 1).

При увеличении длительности пауз (при условии постоянной длительности импульсов) также наблюдаются существенные изменения вида распределения дислокаций по длинам пробегов.

На рис. 13 (кривая 1) показано распределение 60°-ных дислокаций того же типа по длинам пробегов под действием статически приложенного напряжения $\sigma = 7 \text{ МПа}$ при $T=600^{\circ}\text{C}$ за время нагружения $t_{st} = 7200 \text{ с}$. Кривые (2-5) соответствуют случаю импульсного нагружения при постоянных как времени действия одиночного импульса ($t_i = 94 \text{ мс}$), так и суммарного времени нагружения $\sum t_i = t_{st}$. Они отличаются длительностями пауз между нагрузками. Видно, что с увеличением времени нахождения кристалла в ненагруженном состоянии происходит не только уменьшение среднего пробега дислокаций, но и качественное изменение вида гистограмм (появляются несдвинувшиеся дислокации) и при $t_p/t_i = 5$ движение

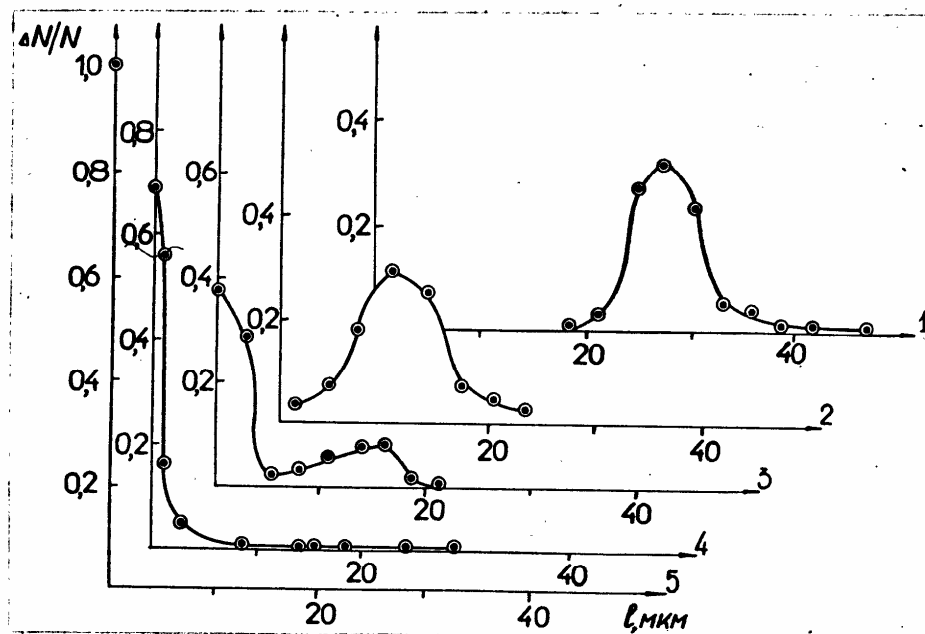


Рис. 13. Распределения 60° -ных дислокаций по длинам пробегов в $Si n$ -типа, выращенном бестигельной зонной плавкой с удельным сопротивлением $1,5 \text{ Ом.м}$ при статическом нагружении (1) $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7 \text{ МПа}$, $t_{st}=7200 \text{ с}$ и импульсном нагружении (2-5) при $t_i=94 \text{ мс}$, $\sum t_i=t_{st}$, при $t_p/t_i=1,8$ (2), 2(3), 3(4), 5(5).

дислокаций полностью прекращается (кривая 5).

Отметим, что зависимости, качественно подобные приведенным на рис. I2, I3 наблюдались для всех типов дислокаций.

На рис. I4 представлены результаты статистической обработки пробегов 60° -ных дислокаций типа 2 (рис. 7) в зависимости от длительности импульсов нагрузки и пауз.

При исследовании зависимости среднего пробега дислокации $\bar{\ell}$ от длительности импульса при $t_p = t_i$ и $\sum t_i = t_{st}$ (рис. I4а, кривая 1) было обнаружено, что по мере увеличения t_i средний пробег дислокаций возрастает от 0 до значений, примерно соответствующих $\bar{\ell}_{st}$ (при $t_i > 100$ мс), где $\bar{\ell}_{st}$ - средний пробег дислокаций при статическом нагружении. Кривая $\bar{\ell}(t_i)$ имеет S-образную форму с точкой перегиба t_i^* , соответствующей наибольшей скорости нарастания пробегов с длительностью импульса нагрузки. Кривая зависимости стандартного отклонения от длительности импульса $S(t_i)$ имеет максимум, приблизительно соответствующий точке перегиба на кривой $\bar{\ell}(t_i)$.

Обработка гистограмм, представленная на рис. I4 (кривые 2), показала, что средний пробег дислокаций $\bar{\ell}$ уменьшается с ростом длительности пауз от значения, измеренного в статическом эксперименте $\bar{\ell}_{st}$, до нуля. Причем, на кривой имеется точка перегиба при $t_p^*/t_i \approx 1,8$. Кривая зависимости $S(t_p)$ имеет колоколообразную форму с максимумом, приблизительно соответствующим точке перегиба на кривой $\bar{\ell}(t_p)$.

Качественно подобные зависимости среднего пробега и стандартного отклонения от длительностей импульсов и пауз наблюдались для всех типов дислокаций.

На рис. I5 показаны зависимости среднего пробега дислокаций четырех типов (нормированного на средний пробег, измеренный

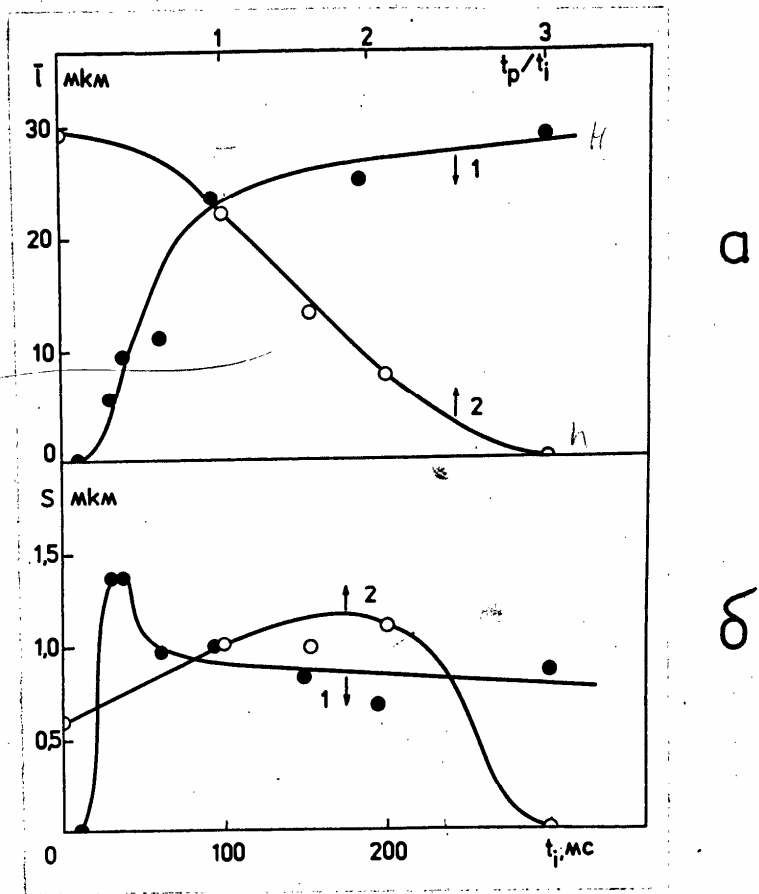


Рис.14. Зависимости среднего пробега (а) и его стандартного отклонения (б) распределений 60° -ных дислокаций по длинам пробегов от длительности импульсов нагрузки ($t_p = t_i$) (1) и пауз между импульсами нагрузки ($t_i = 94 \text{ мс} = \text{const}$) (2). $T = 600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7 \text{ МПа}$, $\Sigma t_i = t_{st} = 7200 \text{ с}$, $t_f = 4 \text{ мс}$.

в статическом эксперименте) от относительной длительности импульса (в единицах времени перехода t_a для каждого типа дислокаций) при кважноти $Q=2$ ($t_p = t_i$). Температура испытания $T=600^\circ\text{C}$, приведенные касательные напряжения $\sigma = 7$ МПа, время активного нагружения $t_{st} = \sum t_i = 7200$ с, длительность фронта импульса нагрузки $t_f = 4$ мс. Видно, что для всех типов дислокаций зависимости подобны и в первом приближении описываются одной кривой. В области коротких длительностей импульсов ($t_i/t_a < 0,2$) $\bar{\ell} = 0$, затем при $0,2 \leq t_i/t_a \leq 0,7$ следует область резкого нарастания среднего пробега с точкой перегиба при $t_i^*/t_a = 0,5$, которая при $t_i/t_a > 0,7$ сменяется протяженной областью медленного выхода на значения полученные при статическом нагружении, что достигается при $t_i/t_a = 6-8$.

В области резкой зависимости $\bar{\ell}(t_i)$ для всех типов дислокаций наблюдаются радикальные изменения вида распределения дислокаций по длинам пробегов. На врезках к рис.15 показаны характерные гистограммы длин пробегов 60° -ных дислокаций (типа 3 на рис.7). Гистограмма (а) соответствует началу участка резкого нарастания пробегов дислокаций с увеличением длительности импульса ($t_i/t_a = 0,2$), (б) - точке перегиба на кривой $\bar{\ell}(t_i)$ ($t_i/t_a = 0,5$), (с) - участку перехода от резкой к слабой зависимости $\bar{\ell}(t_i)$ ($t_i/t_a = 0,6$). Гистограмма (д) описывает распределение пробегов при статическом нагружении.

На рис.16 приведены зависимости нормированного среднего пробега дислокаций 4-х типов от относительной длительности пауз (t_p/t_i) при фиксированной длительности импульса $t_i = 94$ мс, что соответствует различным значениям t_i/t_a для дислокаций разных типов, из-за различия в скоростях стационарного движения. Для кривой (1) $t_i/t_a = 1,8$, (2) - 1,24, (3) - 1,29, (4) - 1,15.

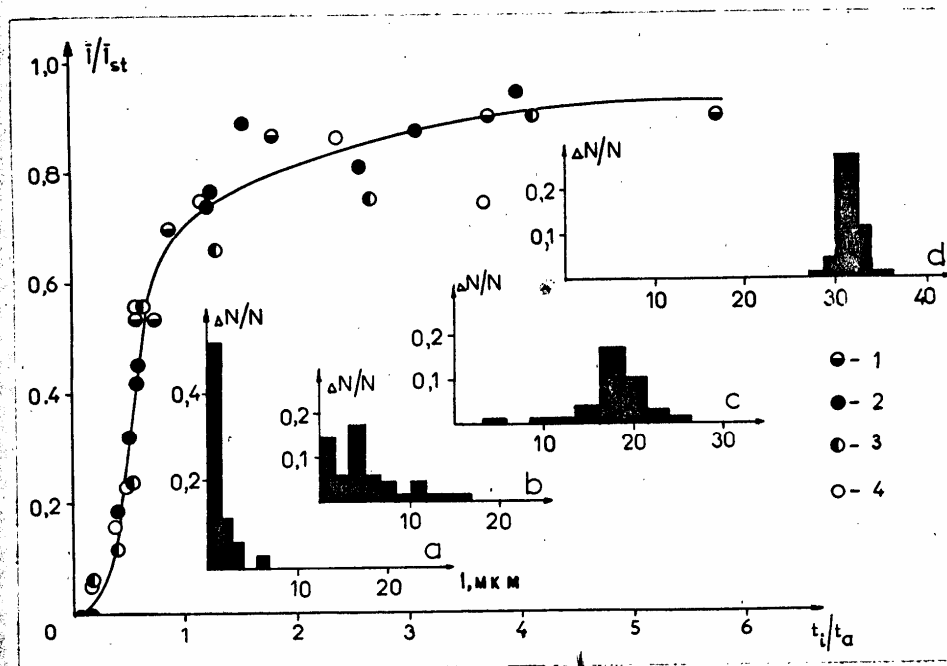


Рис.15. Зависимости нормированного среднего пробега дислокаций ($\bar{l}/\bar{l}_{st}$) от относительной длительности импульсов нагрузки (t_i/t_a), полученные при условии $t_p = t_i$ для дислокаций четырех типов, показанных на рис.7. На врезках приведены гистограммы длин пробегов 60° -ных дислокаций (типа 3) для разных длительностей импульсов нагрузки: (а) $t_i/t_a = 0,2$, (б) $t_i/t_a = 0,5$, (с) $t_i/t_a = 0,6$, (д) - статическое нагружение. Условия нагружения: $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7 \text{ МПа}$, $\sum t_i = t_{st} = 7200 \text{ с}$, $t_f = 4 \text{ мс}$.

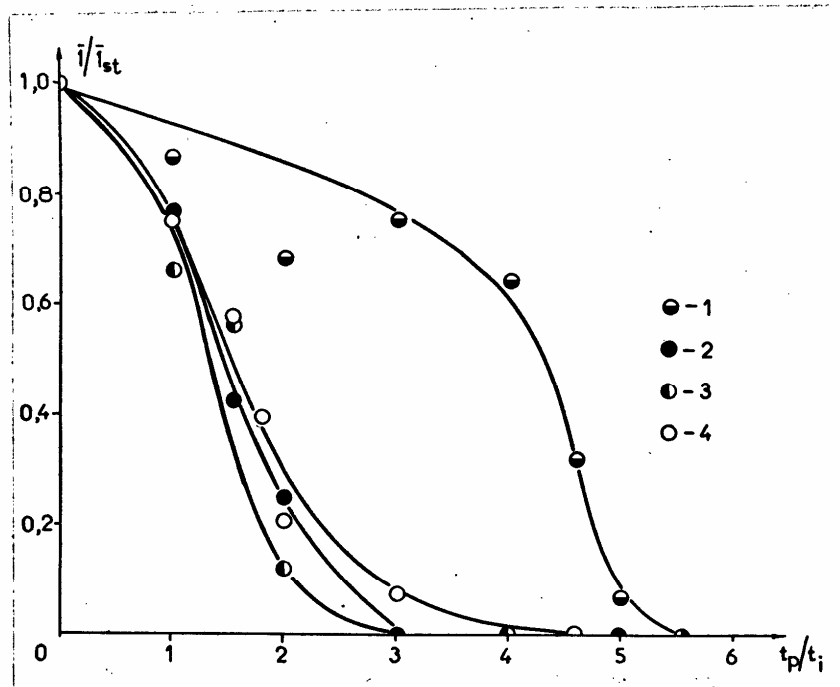


Рис.16. Зависимости нормированного среднего пробега дислокаций от длительности пауз (в единицах $\bar{t}/\bar{t}_{st}$) для дислокаций четырех типов, показанных на рис.7, $t_i = const = 94$ мс, $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7$ МПа, $\sum t_i = t_{st} = 7200$ с, $t_f = 4$ мс.

Видно, что качественно характер всех четырех зависимостей подобен. С увеличением длительности паузы средний пробег дислокаций монотонно убывает от $\bar{l}_{st}$ до нуля, при этом значения критической длительности паузы t_p^* , при которой происходит наиболее резкое уменьшение пробегов дислокаций (точки перегибов на кривых 1-4) примерно равны для всех типов 60° -ных дислокаций (кривые 2-4), но сильно отличаются от t_p^* , полученной для винтовых дислокаций (кривая 1).

§2. Теоретический анализ экспериментальных данных и модель обработки

Описанные эффекты могут быть объяснены при учете процессов, происходящих при преодолении дислокацией барьера Пайерлса. Чтобы понять особенности движения дислокации под действием периодической импульсной нагрузки, проведен анализ движения дислокации в терминах его временных характеристик. В условиях периодического импульсного нагружения время перехода дислокации в смежную долину потенциального рельефа t_t включает время образования устойчивого двойного перегиба τ_f и время его расширения до концов дислокационного сегмента или до аннигиляции со смежными перегибами τ_m .

Если образец нагружается последовательностью импульсов нагрузки с длительностью одиночного импульса меньшей, чем время образования устойчивого двойного перегиба ($t_i < \tau_f$), то в течение одного цикла нагружения ($t_i + t_p$) устойчивый двойной перегиб не успеет образоваться, так как за время паузы ($t_p \gg t_i$) двойные перегибы успеют срелаксировать к равновесному в отсутствие нагрузки состоянию. Пробег дислокации будет равен нулю в каждом цикле нагружения и, следовательно, за все время нагру-

жения. Этому случаю соответствует начальный участок кривой на рис.15.

В случае $\tau_f < t_i < t_t$ за время действия импульса нагрузки на дислокации формируются пары перегибов критического размера и расширяются под действием приложенного напряжения. Как и в предыдущем случае, в паузе перегибы стягиваются в область малых размеров. Если выбрать достаточно большую длительность паузы, перегибы полностью срелаксируют к равновесному состоянию и пробег дислокаций будет нулевым. Этому случаю соответствует конечный участок кривых, изображенных на рис.16. Если же в этих условиях длительность паузы недостаточно велика, то процесс релаксации не завершается и на дислокационной линии остаются двойные перегибы, способные расширяться под действием следующих импульсов нагрузки. Это приведет к расширению двойных перегибов до аннигиляции с кинками из смежных пар и переходу дислокации в следующую долину потенциального рельефа. Многократные приложения импульсной нагрузки приведут к макроскопическому смещению дислокации. Этому соответствуют участки резкого изменения пробегов дислокаций в зависимости от длительности паузы на рис.16.

В случае $t_p = t_i$ (зависимость $\bar{l}(t_i)$ на рис.15) резкое нарастание пробегов должно начаться при $t_i > \tau_f$, т.к. за критическим размером x_c расширение пары перегибов при нагружении будет происходить быстрее, чем релаксация в паузе.

Если длительность импульса $t_i > t_t$, большая часть пар перегибов дорастает за время приложения нагрузки до аннигиляции с перегибами из смежных пар. Длительность пауз между импульсами слабо влияет на обратное движение перегибов. Это соответствует переходу от сильной к слабой зависимости $\bar{l}(t_i)$ (участок кривой

$t_i/t_a \gg 1$ на рис.15).

Сама возможность наблюдения описанных процессов при нагружении импульсами миллисекундной длительности служит указанием на то, что подвижность кинка на дислокационной линии в кремнии мала, т.е. энергия миграции перегиба вдоль дислокации $W_m \gg kT$. Действительно, если предположить, следуя [13,107], что $W_m \lesssim kT$ то в наших экспериментальных условиях, согласно (43) $V_k \approx 100$ м/с. При этом время прохождения перегиба по всей длине используемых в экспериментах сегментов дислокаций ($L \approx 300$ мкм) составляет около 3 мкс. В этом случае процесс перехода дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа должен полностью определяться временем образования устойчивого двойного перегиба ($\tau_f \approx t_t, \tau_m \ll \tau_f$) и зависимость пробега дислокаций от длительности паузы $\bar{L}(t_p)$ не должна была бы наблюдаться, т.к. вероятность того, что в момент окончания импульса нагрузки на дислокации будет расширяющаяся пара перегибов ($\tau_m/t_t \ll 1$). Но это противоречит экспериментальным данным, приведенным на рис.16. Следовательно, время миграции перегиба τ_m составляет существенную часть времени перехода дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа.

Для получения количественных оценок проведем анализ относительного движения кинков в паре под действием импульса нагрузки и в паузе. При проведении экспериментов в условиях периодического импульсного нагружения ($t_i \leq t_a$) условие стационарности (49) не выполняется, т.к. зародившиеся в течение импульса пары кинков не успевают дорасти до аннигиляции со смежными за время действия одиночного импульса. Поэтому для анализа полученных результатов не представляется возможным использовать конечные выражения для J и V_d (40), (51) и необходимо было развить

модель для обработки экспериментальных данных с целью получения количественной информации о механизмах, лимитирующих подвижность дислокаций в рельефе Пайерлса. Для построения такой модели мы использовали лишь самые общие предположения предшествующих теорий о том, что движение кинка вдоль дислокационной линии определяется процессами диффузии и дрейфа и основной вклад в движение дислокации дают лишь устойчивые пары кинков, размер которых $x > x_c$.

На рис. I7 схематично показана зависимость расстояния между кинками в паре от времени приложения нагрузки, а также от величины паузы между импульсами. В окрестности седловой точки x^* (34) взаимное смещение перегибов в паре определяется процессом случайных блужданий (кривая I рис. I7).

$$\Delta x \approx (2D_p \cdot t_i)^{1/2}, \quad (66)$$

где $D_p = 2D_k$ - коэффициент диффузии пары перегибов [7].

Пары перегибов, достигшие устойчивой конфигурации x_c (38), расширяются в режиме дрейфа под действием внешней силы.

Проведение экспериментов при условии $t_p = t_i$ позволяет выявить наиболее вероятное время перехода от диффузии к дрейфу кинков в поле внешних сил, т.к. при таком переходе двойные перегибы не стянутся полностью к центрам зарождения и обеспечат смещение дислокации при многократном приложении импульсной нагрузки, т.е. при $t_i < \tau_f$ пробег дислокаций должен быть равен нулю, а при $t_i > \tau_f$ $\bar{\ell} \neq 0$. Так как процесс зарождения пар перегибов носит статистический характер, критическому значению длительности импульса $t_i^* = \tau_f$, видимо, соответствует точка перегиба на кривой $\bar{\ell}(t_i)$. Т.е. за время t_i^* расстояние между кинками в паре увеличивается на $(x_c - x^*) = x'$. Тогда из (66) можно по-

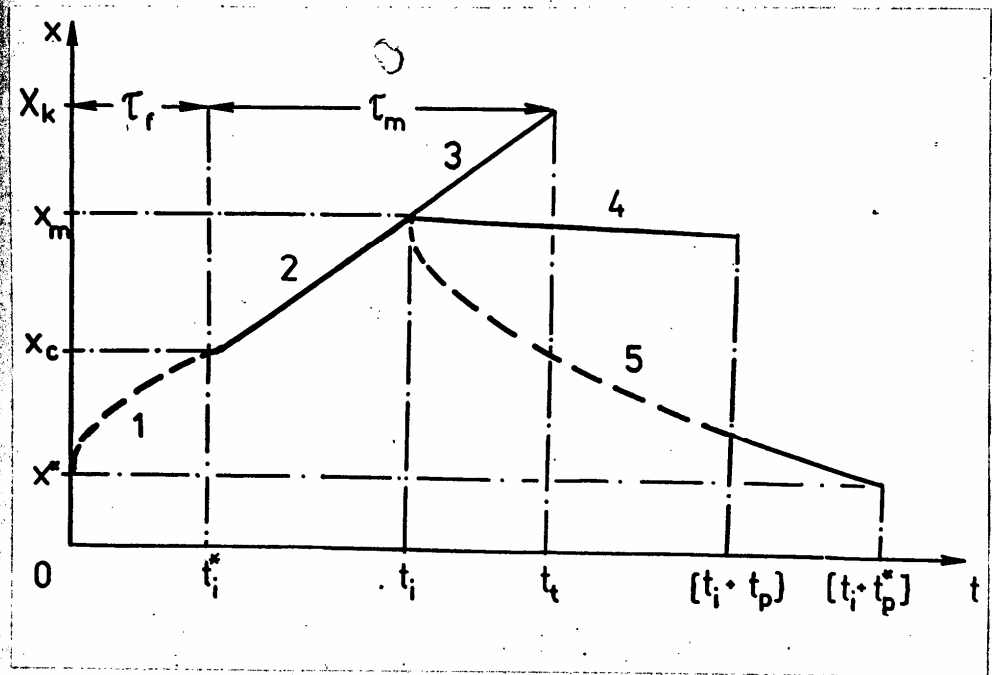


Рис.17. Схема относительного смещения кинков в паре в зависимости от времени при приложении импульса нагрузки (t_i) и в паузе (t_p), 1 - диффузионное дорастание пары до критического размера x_c ; 2 - дрейфовое расширение пары перегибов в поле внешних сил; 3 - дрейфовое расширение пары до аннигиляции с кинками из смежных пар; 4 - оценка дрейфового стягивания пары кинков в поле сил взаимного притяжения (α/x^2); 5 - стягивание пары кинков за счет диффузий.

лучить оценку D_p :

$$D_p \approx (\alpha')^2 / 2 t_i^* \quad (67)$$

В конкретных условиях эксперимента $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7$ МПа, из (39) находим $\alpha' = 35 b$. По кривой 1 рис.14а определяем $t_i^* = 34$ мс для 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7), тогда по (67) получим $D_p = 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$ и $D_k = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$.

В области диффузионного движения перегибов, в окрестности седловой точки α^* , определяющую роль в движении кинков должны играть флуктуации. Это обуславливает наличие максимума на кривой зависимости стандартного отклонения от длительности импульса (кривая 1, рис.14б). В процессе случайных блужданий в окрестности седловой точки пара перегибов находится в состоянии с максимальной энергией – ей выгодно либо стянуться к центру зарождения, либо расширяться до концов дислокационного сегмента или аннигиляции с перегибами из смежных пар. Следствием этого является наличие двух максимумов на гистограмме, подобной изображенной на рис.12, кривая 3.

При длительности импульса $\tau_f < t_i \lesssim t_f$ на дислокации появляются пары перегибов размера α_c , которые расширяются в режиме дрейфа под действием внешней силы (кривая 2, рис.17). В паузе они становятся неустойчивыми и стягиваются к центрам зарождения. Без учета статистики распределения двойных перегибов по размерам, критическому условию, когда пробег кинка от центра зарождения за время импульса α_m равен пробегу при стягивании за время паузы, соответствовало бы ступенчатое изменение среднего пробега дислокаций от $\bar{\ell}_{st}$ до нуля. Вследствие статистического характера процесса зарождения двойных перегибов, этому условию, видимо, соответствуют точка перегиба t_p^* на зависимости $\bar{\ell}(t_p)$,

а также максимум зависимости $S(t_p)$ и гистограмма с двумя максимумами. Из рис.17 видно, что $x_m - x^* = x' + 2V_k(t_i - \tau_f)$.

Стягивание двойных перегибов за время паузы определяется либо дрейфом в поле сил притяжения кинков ($\propto/x^2$) (кривая 4 рис.17), либо диффузией (кривая 5). Оценки показывают, что при использовании значения D_p , определенного из (67), обладающим является диффузионный режим стягивания двойного перегиба $\Delta x \approx (2D_p \cdot t_p)^{1/2}$. Тогда, приравняв $\tau_f = t_i^*$, $t_p = t_p^*$ и пробеги при расширении и стягивании пары, получаем уравнение

$$x' + 2V_k(t_i - t_i^*) = (2D_p t_p^*)^{1/2}, \quad (68)$$

из которого можно вычислить дрейфовую скорость кинка V_k . Найдя $t_p^* = 170$ мс по кривой 2 рис.14а и подставив значение D_p , найденное по (67), получим $V_k = 0,14$ мкм/с. Соотношение Эйнштейна для подвижности (45) позволяет сопоставить независимо полученные оценки D_k и V_k : $V_k = (D_k/kT) \sigma a b$. Взяв оценку V_k , полученную по (68), находим по (45) $D_k = 1,9 \cdot 10^{-15}$ м²/с, что удовлетворительно согласуется с оценкой, полученной по (67).

Используя значение D_k , найденное по (67), можно из соотношения (46) получить оценку энергии миграции кинка вдоль дислокационной линии (предполагается, что расстояние между барьерами для движения кинка $l \approx b$):

$$W_m = kT \cdot \ln(V_D b^2/D_k), \quad (69)$$

что дает $W_m \approx 1,6$ эВ.

Для непосредственного измерения энергии миграции кинка вдоль дислокационной линии были проведены исследования температурной зависимости коэффициента диффузии кинков. Для этого при

нескольких температурах в интервале 550-625°C определялось положение точки перегиба и участка резкой зависимости $\bar{\ell}(t_i)$ по характерным гистограммам длин пробегов дислокаций, наблюдающихся на границах участка и в точке перегиба (см. рис. 12). Из уравнения (67) оценивался коэффициент диффузии для каждой из исследованных температур. При этом точка перегиба соответствовала среднему значению D_p , а границы участка резкой зависимости $\bar{\ell}(t_i)$ - доверительному интервалу для D_p .

На рис. 18 представлены температурные зависимости коэффициента диффузии кинков (кривая 1) и скоростей движения 60°-ных дислокаций (типа 2 на рис. 7) (кривая 2). Видно, что зависимости $\lg D_p(1/T)$ и $\lg v_d(1/T)$ могут быть аппроксимированы прямыми. Обработка по методу наименьших квадратов дала значения эффективной энергии миграции перегиба $W_m = 1,8 \pm 0,22$ эВ, и для эффективной энергии активации движения $U = 2,13 \pm 0,11$ эВ.

Таким образом, в пределах доверительного интервала вычисленная из наклона температурной зависимости энергия активации для движения кинка согласуется с оценкой, полученной из (69). Это свидетельствует о том, что предэкспоненциальный множитель в (46) имеет правильный порядок величины. Следует отметить, что точность определения W_m из наклона температурной зависимости относительно невысока, что обусловлено довольно большим разбросом экспериментальных данных и узостью изученного температурного интервала. Поэтому в дальнейших расчетах мы будем использовать значение $W_m = 1,6$ эВ, оцененное из (69).

В приведенной оценке не учитывалось взаимодействие между смежными парами перегибов на дислокационной линии. Однако при длительностях импульсов $t_i > t_t$, т.е. для относительно больших расстояний между перегибами, образующими пару более вероятной

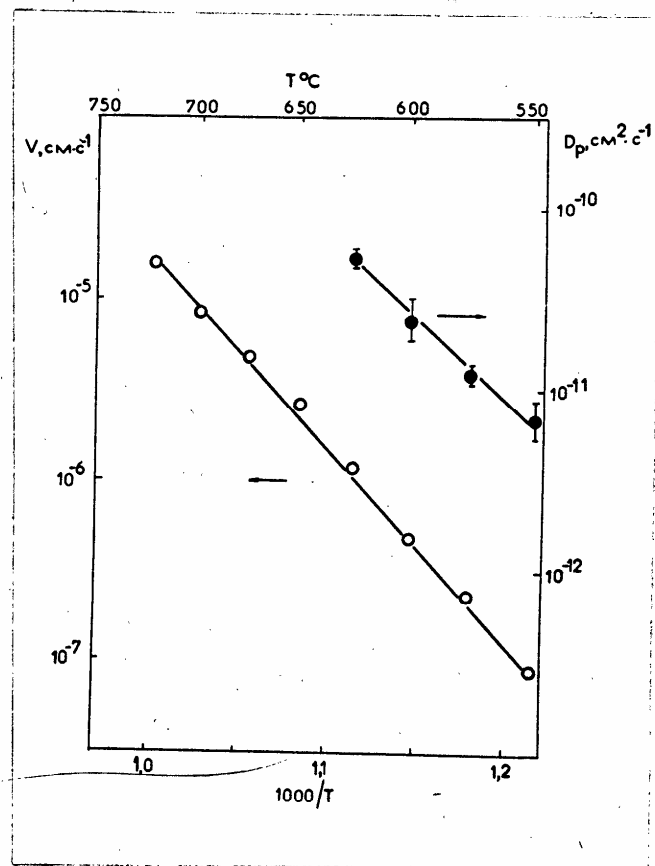


Рис.18. Температурная зависимость коэффициента диффузии пары кинков (1) и скорости дислокаций (2),
 $\sigma = 7$ МПа, $t_f = 4$ мс.

может оказаться аннигиляция со смежным перегибом, чем стягивание к центру зарождения за время паузы. Это приведет к тому, что дислокация полностью перейдет в соседнюю долину и не вернется в первоначальную за сколь угодно большое время паузы. Этот процесс действительно наблюдается в эксперименте. На рис.19 показана зависимость критической длительности паузы t_p^* (в единицах t_p/t_i) от относительной длительности импульса (t_i/t_a).

Для построения этой зависимости определялось положение точек перегиба на кривых $\bar{e}(t_p)$, подобных представленным на рис.

16 при разных относительных длительностях импульсов. Видно, что для малых $t_i/t_a < 1$ экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с теоретической (пунктирная линия) зависимостью $t_p^*(t_i)$, полученной из уравнения (68). Однако при больших $t_i/t_a > 1,4$ экспериментальные точки существенно отклоняются от рассчитанной кривой. При этом вертикальная асимптота экспериментальной кривой ($t_i/t_a \approx 1,8$), должна соответствовать времени пробега кинка до аннигиляции с кинком соседней пары, т.е. времени полного перехода дислокации в смежную долину потенциального рельефа. При этом, как видно из рис.19, измеренное в экспериментах с импульсным нагружением время t_t перехода достаточно близко к среднему времени t_a смещения дислокации на один параметр решетки в условиях статического нагружения.

Используя полученные значения t_t и V_k из (68) можно получить оценку длины пробега кинков до аннигиляции в условиях импульсного нагружения

$$X_k = x_c + 2V_k(t_t - t_i^*) = 49 \text{ нм} \approx 130 b.$$

Это, в свою очередь, позволяет получить оценку стационарной скорости движения дислокации при статическом нагружении. Используя

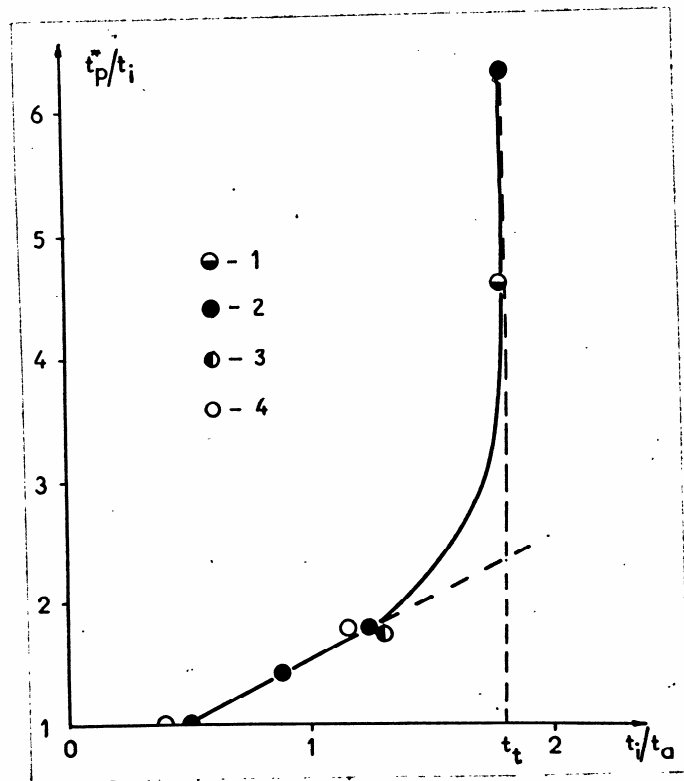


Рис.19. Зависимость относительной критической длительности паузы (t_p^*/t_i) от длительности импульса (в единицах t_i/t_a), типы дислокаций соответствуют показанным на рис.7. Пунктиром показана расчетная зависимость, полученная из соотношения (68). $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7$ МПа, $t_f=4$ мс, $\Sigma t_i = t_{st} = 7200$ с.

соотношения (50) и (51) находим $J = 2v_k/X^2$ и $v_d^{th} = 1,9 \cdot 10^{-9}$ м/с. Экспериментально измеренное значение скорости дислокации при статическом нагружении составляло $v_d = 4,4 \cdot 10^{-9}$ м/с, т.е. по порядку величины согласуется с полученной оценкой.

Таким образом, использование методики периодического импульсного нагружения и предложенной модели обработки экспериментальных данных позволяет определить в конкретных экспериментальных условиях основные параметры, характеризующие микроскопический механизм перехода дислокации между смежными долинами потенциального рельефа: коэффициент диффузии кинка, его дрейфовую скорость, эффективную энергию активации миграции кинка вдоль дислокационной линии, плотность двойных перегибов.

Как уже отмечалось, для построения такой модели мы использовали лишь самые общие предположения предшествующих теорий о характере движения кинков. Однако, последовательное сопоставление полученных результатов с существующими теориями движения дислокации в однородном потенциальном рельефе приводит к ряду существенных противоречий.

§3. Сопоставление экспериментальных данных с теориями движения дислокаций в глубоком потенциальном рельефе кристаллической решетки

Сопоставим полученные результаты с предсказанными диффузионной теорией [7]. В соответствии с (57) эффективная энергия активации движения дислокации $U = E_k + W_m$. По определенным в результате обработки экспериментальных данных величинам $U = 2,13$ эВ и $W_m = 1,6$ эВ, можно найти энергию одиночного перегиба $E_k = 0,53$ эВ. Это в свою очередь, дает возможность оценить на-

$$\sigma_P = \pi^3 E_k^2 / 8 a^3 b E_0 \approx 340 \text{ МПа}.$$

Напряжение Пайерлса разделяет области термоактивированного перемещения дислокаций в потенциальном рельефе и надбарьерного движения, лимитируемого механизмом вязких потерь. Сопоставление полученной оценки σ_P с экспериментальными данными по изменению скоростей дислокаций в области высоких напряжений выявляет существенное расхождение между ними. К настоящему времени измерения скоростей индивидуальных дислокаций в монокристаллах Si проведены вплоть до $\sigma = 1 \text{ ГПа}$ [126], а характеристики макропластической деформации изучены в интервале напряжений до $3 \text{ ГПа} \gg \sigma_P$ [172]. Однако, ни в одном из этих экспериментов не был зафиксирован переход к области движения дислокаций, лимитируемого механизмом вязких потерь энергии.

Кроме существенных расхождений в оценке напряжения Пайерлса наблюдается также отмеченное в литературном обзоре несоответствие между вычисленной в рамках теории [7] и измеренной экспериментально скоростью стационарного движения дислокаций при статическом нагружении. Используя значение $U = 2,13 \text{ эВ}$, можно вычислить по (57) скорость стационарного движения дислокаций в конкретных условиях эксперимента. Для $T = 600^\circ\text{C}$ и $\sigma = 7 \text{ МПа}$ оценки дают $V_d = 6 \cdot 10^{-11} \text{ м/с}$. Как уже отмечалось, экспериментально измеренное значение скорости $\sim 4 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}$, т.е. наблюдается значительное, достигающее двух порядков величины расхождение между теоретической оценкой и экспериментально измеренной скоростью дислокаций. Следует отметить, что аналогичное несоответствие отмечалось и в предшествующих работах [126, 111, 102]. Однако, до сих пор не удавалось установить с каким из двух факторов (скоростью кинка V_k или вероятностью образования двойного пере-

гиба J (51) связано обсуждаемое противоречие. В настоящей работе удалось независимо определить V_k и J . Сравнение $J = 3,5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$ вычисленной по формуле (40) и $J = 1,2 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, оцененной из обработки экспериментальных данных, полученных в условиях периодического импульсного нагружения, свидетельствует о том, что концентрация пар кинков на дислокационной линии более, чем на 2 порядка превышает вычисленную по теории [7].

Еще одно расхождение с предсказаниями теории возникает при анализе возможного изменения скорости дислокации в условиях импульсного нагружения при уменьшении длительности импульса и увеличении длительности пауз между импульсами. Минимальное значение скорости дислокации определяется концентрацией C_k (20) равновесных термических перегибов, существующих на дислокационной линии в отсутствие нагрузки. Приложение нагрузки вызывает дрейф перегибов со скоростью V_k (45), что приводит к движению дислокации со скоростью V_d^m (52) сразу же после приложения нагрузки. Установившаяся скорость стационарного движения дислокации при длительном приложении нагрузки определяется формулой (57). Их отношение

$$V_d^m/V_d = \exp \left\{ \frac{[E_{kp}^*(\sigma)/2] - E_k}{kT} \right\} = \exp \left[- \frac{(\alpha a b \sigma)^{1/2}}{kT} \right] \quad (70)$$

определяет максимальное различие скоростей дислокаций при изменении t_i и $t_p = t_i$. Подставив значение α для 60° -ных дислокаций в кремнии ($\alpha = 4,67 \cdot 10^{-29} \text{ н.м}^2$) получим $V_d^m/V_d = 0,58$ для конкретных условий эксперимента. Т.е. за счет формирования и расширения пар кинков в течение импульса нагрузки и их релаксации за время паузы, в соответствии с диффузионной теорией, максимально возможное изменение скорости дислокации в используемой экспериментальной ситуации не должно превышать 40%. Это противоречит

экспериментальным данным, представленным на рис.15, где измеренное изменение среднего пробега дислокаций за фиксированное время активного нагружения (что соответствует средней скорости движения дислокаций) составляет по крайней мере 2 порядка величины. Следует отметить, что это противоречие не может быть устранено введением в показатель экспоненты энтропийных членов [102,111], которые лишь изменяют равновесную концентрацию кинков и не влияют на отношение v_d^m / v_d .

Представленные на рис.15,16 результаты, в свете проведенного обсуждения, непосредственно свидетельствуют о том, что концентрация кинков на дислокации при приложении даже относительно малых напряжений существенно отличается от равновесной, что не удается объяснить в рамках моделей [7,86,88], в которых рассматривался однородный потенциальный рельеф и тепловые флуктуации как основной источник образования пар кинков.

Повышенная концентрация кинков на дислокационной линии может быть обусловлена неоднородностями потенциального рельефа, создаваемыми точечными дефектами. В [176,191] было показано, что точечные дефекты повышают вероятность образования двойных перегибов из-за понижения барьера для их образования на величину E_{dp} , энергии взаимодействия дислокации с точечным дефектом. Одновременно точечные дефекты создают барьеры W_m для движения кинка вдоль дислокационной линии. В [56,191] было получено выражение для эффективной энергии активации движения дислокаций в отличном от (57) виде: $U = 2E_k - E_{dp} + W_m$. В рамках этих предположений образовавшиеся двойные перегибы локализованы в неоднородностях потенциального рельефа и могут дать вклад в скорость движения дислокации лишь при приложении определенного уровня напряжений, обеспечивающих отрыв кинков от центров зарождения.

Перераспределившиеся вокруг дислокации точечные дефекты создают дополнительное понижение минимума потенциального рельефа в месте нахождения дислокации, что обуславливает существование стартовых напряжений σ_{st} для движения дислокаций [192]. Неэквивалентность минимумов потенциального рельефа, создаваемая точечными дефектами, проявляется для перегиба как случайная, в среднем направленная к центру зарождения сила. В первом приближении эта неэквивалентность может быть учтена введением постоянно действующего на перегибы эффективного напряжения, равного σ_{st} и возвращающего перегибы к центрам зарождения. Т.е. во всех соотношениях для движения перегибов необходимо произвести замену $\sigma \rightarrow (\sigma - \sigma_{st})$ (в паузах между импульсами нагрузки, когда приложенное напряжение равно нулю, на перегибы действует "возвращающая сила", равная $\sigma_{st} \cdot a \cdot b$).

Величина стартовых напряжений σ_{st} оценивалась в экспериментах методом трехпорного, а в специальных экспериментах - четырехпорного нагружения. При $T=600^\circ\text{C}$ было получено значение $\sigma_{st}=2,6$ МПа, а при $T=550^\circ\text{C}$ - $\sigma_{st}=4$ МПа.

Численная оценка в модели, учитывающей взаимодействие перегибов с точечными дефектами, для коэффициента диффузии пары перегибов D_p может быть получена из (67):

$$D_p = (x'_s)^2 / 2t_i^*, \quad (71)$$

где

$x'_s = kT / [(\sigma - \sigma_{st}) a b] = 55,9 \text{ б}$, $\sigma_{st} = 2,6$ МПа, $T = 600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7$ МПа. Подставляя $t_i^* = 34$ мс для 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) получаем из (71) $D_p = 6,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_k = 3,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$. Оценка (69) дает значение $W_m = 1,5 \text{ эВ}$.

Вместо соотношения (68), с учетом σ_{st} , можно написать

$$x'_s + 2v_k(t_i - t_i^*) = 2v_k^{st} \cdot t_p^*, \quad (72)$$

где $v_k = (D_k/kT) \cdot (\sigma - \sigma_{st}) a b$ - дрейфовая скорость кинка при расширении пары, $v_k^{st} = (D_k/kT) \cdot \sigma_{st} a b$ - средняя скорость перегиба при стягивании пары. Подстановка ($t_p^* = 170$ мс, $t_i = 94$ мс, $t_i^* = 34$ мс в (72) дает $D_k = 5,7 \cdot 10^{-15}$ м²/с, $v_k = 0,27$ мкм/с. Оценка длины пробега пары перегибов $X_k = (x^* + x') + 2v_k(t_i - t_i^*) = 85$ нм $\approx 220b$. Скорость зарождения пар перегибов $J = 2v_k/X_k^2 = 7,4 \cdot 10^7$ м⁻¹·с⁻¹. Расчетная скорость дислокации $v_d^{th} = a(2v_k J)^{1/2} = 2,1 \cdot 10^{-9}$ м/с. ($v_d = 4,4 \cdot 10^{-9}$ м/с).

Отметим слабую зависимость значений оценок основных параметров, характеризующих микроскопический механизм движения дислокации в потенциальном рельефе, от выбора модели обработки экспериментальных данных. Оценки для разных типов дислокаций также дают близкие значения W_m , v_k , D_k , X_k .

Учет взаимодействия перегибов с точечными дефектами позволяет понять одну из причин различия значений W_m , полученного по (69) и определенного из наклона прямой, аппроксимирующей зависимость $\lg D_p(I/T)$. Как показано в [130] и подтверждено в данной работе, стартовые напряжения σ_{st} возрастают с уменьшением температуры. Учет такого обстоятельства и оценка D_p из (71) должны привести к меньшему наклону зависимости $\lg D_p(I/T)$ и меньшему значению W_m , чем полученное из данных, приведенных на рис.18.

Предложенные модели обработки экспериментальных данных по периодическому импульсному нагружению являются полуколичественными и не позволяют выявить всех деталей процесса формирования двойных перегибов и дрейфового движения кинков вдоль линии дислокации. Более строгий анализ полученных в диссертационной ра-

боте экспериментальных данных может быть проведен с помощью модели, основанной на развитой в работе Казанцева и Покровского [86] аналогии процессов образования двойных перегибов на линии дислокации и роста зародышей новой фазы при фазовом переходе. Ввиду того, что, в отличие от работы [86], в настоящей диссертационной работе рассматривалась существенно нестационарная ситуация, кинетическое уравнение (41) для функции распределения двойных перегибов по размерам $f(x, t)$ неприменимо. Дело в том, что в силу стационарности задачи, в работе [86] процесс аннигиляции перегибов из смежных пар не рассматривался. В обсуждаемом в данной работе случае необходимо учитывать возможность как аннигиляции перегибов из смежных пар при приложении нагрузки, так и стягивания к центрам зарождения в паузе. Поэтому кинетическое уравнение (41) было модифицировано введением интеграла столкновений $q(x, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} - q(x, t) = 0, \quad (73)$$

который характеризует количество двойных перегибов размера x на единице длины дислокации, испытывающих в единицу времени столкновения с перегибами из смежных пар (предполагается, что при столкновении кинка и антикинка происходит их аннигиляция). Величина $q(x, t)$ определяется произведением потока двойных перегибов $J(x, t)$ на концентрацию кинков $\lambda(t)$:

$$q(x, t) = \lambda(t) J(x, t). \quad (74)$$

Концентрация кинков одного знака определяется выражением

$$\lambda(t) = \int_0^{\infty} f(x, t) dx. \quad (75)$$

Поток перегибов (42) в нестационарных условиях может быть представлен в виде:

$$J(x,t) = -2D_k \frac{\partial}{\partial x} f(x,t) + \frac{2D_k}{kT} [\sigma(t)ab - \frac{\alpha}{x^2}] f(x,t), \quad (76)$$

где D_k/kT - подвижность кинка, $\sigma(t) \cdot ab$ - внешняя сила, действующая на перегиб, $-\alpha/x^2$ - сила притяжения пар гибов пары, обусловленная упругими полями напряжений.

Скорость дислокации в нестационарном режиме $v_d(t)$ может быть представлена выражением

$$v_d(t) = a \int_0^\infty J(x,t) \cdot x \cdot dN,$$
 являющимся обобщением (23), где $dN(t) = \lambda(t)dx$ - вероятность столкновения для перегибов пары с перегибами из смежных пар на интервале $[x, x+dx]$. Окончательное выражение для скорости дислокации:

$$v_d(t) = a \lambda(t) \int_0^\infty J(x,t) \cdot x \cdot dx. \quad (77)$$

Как было отмечено в Литературном обзоре, теория [86] дает стационарное значение скорости дислокации на 2 порядка отличающееся от экспериментально измеряемого. Поэтому в качестве одного из параметров модели задавалось экспериментально измеренное значение средней скорости стационарного движения дислокации V_{st} , что определяло нормировку функции распределения двойных перегибов по размерам $f(x,t)$. Кроме того, в качестве параметра задавалась энергия активации миграции кинка W_m .

Кинетическое уравнение (73) решалось методом конечных разностей [209]. Вычислялся пробег дислокации l в течение каждого цикла (импульс нагрузки + пауза) для заданных значений t_i и t_p . Расчеты продолжались, пока пробеги в n -м и $(n+1)$ -м циклах не удовлетворяли условию $|l_{n+1} - l_n| \leq \varepsilon \cdot l_n$ для заданного значения $\varepsilon > 0$.

Проведенные численные расчеты показали, что модель движе-

ния дислокации в однородном потенциальном рельефе не в состоянии адекватно описать экспериментально полученную зависимость $\bar{l}(t_i)$. Этот результат качественно согласуется с оценкой (70), - расчетное изменение пробега дислокации при уменьшении длительности импульса существенно меньше наблюдаемого в эксперименте. Расчеты показали также, что зависимость $\bar{l}(t_p)$ удастся описать лишь качественно (рис.20). Видно, что процесс релаксации пар перегибов, обусловленный диффузией и дрейфом кинков в поле взаимного притяжения, не обеспечивает их полного стягивания к центрам зарождения. Это приводит к расхождению кривых 1 и 2 в области больших длительностей пауз. Полученный результат свидетельствует о том, что положенное в основу оценки (68) предположение о диффузионном механизме стягивания пары перегибов в идеальной решетке не полностью соответствует наблюдающимся экспериментальным зависимостям.

Учет взаимодействия дислокации с точечными дефектами может быть произведен, в первом приближении, посредством введения в (76) стягивающих напряжений σ_{st} подобно тому, как это делалось в (71) и (72). Такая модификация модели позволила получить качественное согласие с экспериментом для зависимости $\bar{l}(t_i)$; однако, почти не изменила вида расчетной зависимости $\bar{l}(t_p)$. Кроме того, расчет зависимости критической длительности паузы t_p^* от длительности импульсов нагрузки, проведенный на основе соотношения (72), противоречит экспериментальным данным, приведенным на рис.19. То есть, предположение о линейном характере движения кинков в процессе стягивания пары перегибов также противоречит эксперименту.

Не исключена возможность, что возникшее противоречие может быть устранено, если учесть, что движение кинка вдоль дислокации

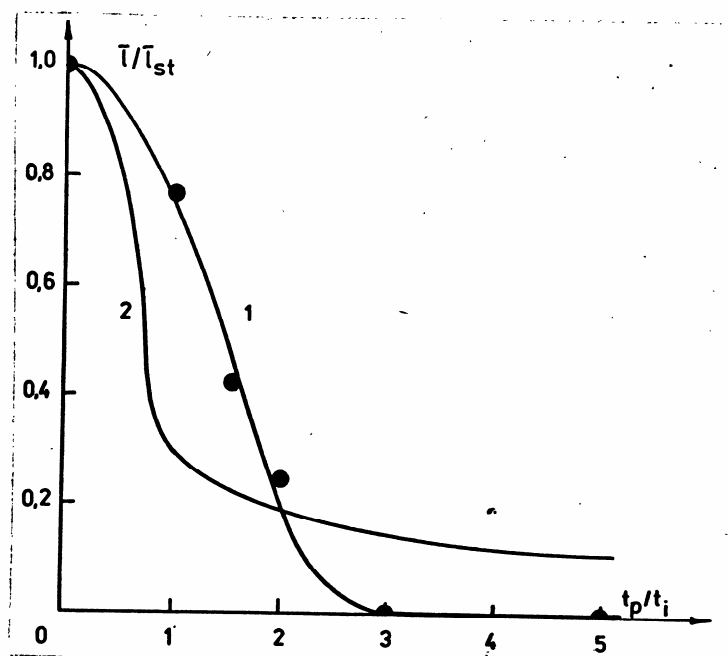


Рис.20. Зависимость среднего пробега 60° -ных дислокаций от длительности пауз между импульсами (1) ($T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7$ МПа, $t_i=94$ мс=const, $t_f=4$ мс, $\Sigma t_i=7200$ с) и расчетная зависимость в модели (73) - (77) для $W_m=1,6$ эВ.

происходит в поле случайной силы [179,189]. Закон движения перегибов в рассматриваемом случае имеет вид $x \sim t^\gamma$, где $\gamma \leq 1$. Если действующая на перегиб сила мала, $\gamma < 1$ и зависимость пробега кинка от времени нелинейна. В этом режиме, видимо, происходит релаксация пары перегибов в паузе, когда стягивающее напряжение $\sigma_{st} = 2,6$ МПа. При действии достаточно большой силы $\gamma = 1$ и $x \sim t$, т.е. реализуется обычное дрейфовое движение кинка. В этом режиме, видимо, происходит процесс расширения устойчивой пары перегибов под действием приложенного напряжения $\sigma = 7$ МПа. В этих предположениях удастся понять наблюдаемую сверхлинейную зависимость $t_p^*(t_i)$.

Таким образом, ряд основных экспериментальных данных, представленных в этой главе, может быть непротиворечиво интерпретирован в рамках теории, учитывающей влияние точечных дефектов на закономерности движения дислокации в глубоком потенциальном рельефе Пайерлса. Метод периодического импульсного нагружения и предложенная модель обработки экспериментальных данных позволяют оценить основные характеристики процессов термически активированного формирования двойных перегибов и движения кинков вдоль дислокационной линии. Однако, детального количественного описания наблюдавшихся закономерностей движения дислокаций в рамках развитой модели получить не удалось.

В следующей главе, где процесс формирования двойных перегибов рассмотрен более подробно, будет показано существенное влияние на него скорости приложения импульсной нагрузки. Это может свидетельствовать о необходимости рассмотрения, наряду с термическими флуктуациями, вклада в процесс формирования пар перегибов процессов зарождения на линии дислокации нелинейных возмущений (динамических солитонов, бризеров) и их последующего развала на пары перегибов.

ГЛАВА IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ КИНКОВ НА ДИСЛОКАЦИЯХ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

§1. Экспериментальное изучение процесса формирования двойных перегибов на дислокациях в кремнии

Согласно теории, переход дислокации в смежную долину потенциального рельефа лимитируется процессами флуктуационного зарождения устойчивой пары перегибов и их дрейфового движения до концов дислокационного сегмента или до аннигиляции с перегибами противоположного знака. Экспериментально соотношение вкладов каждого из этих процессов до начала выполнения настоящей диссертационной работы не было установлено. Более того, длительное время существовала точка зрения, что определяющим является процесс формирования двойных перегибов, поэтому внимание теоретиков было посвящено, в основном, исследованию этого процесса. Как отмечалось в Литературном обзоре, были развиты две модели зарождения пар перегибов на дислокации в потенциальном рельефе идеальной решетки (диффузионная и теория переходного состояния), различающиеся предположениями о характере движения кинков при дорастании пары перегибов до устойчивой конфигурации. Однако, экспериментально вопрос о применимости той или иной модели не был исследован. Кроме того, при сопоставлении указанных теорий с экспериментальными данными по подвижности дислокаций в монокристаллах полупроводников был выявлен ряд противоречий. Это стимулировало развитие теорий, учитывающих влияние точечных дефектов на процессы формирования двойных перегибов и движения кинков. Такой учет позволил, в частности, объяснить обнаруженные экспериментально стартовые напряжения для движения дислокаций.

Как отмечалось в §4 Литературного обзора, под термином "стартовые напряжения" скрываются два возможных механизма торможения дислокаций точечными дефектами. Согласно одной из моделей, стартовые напряжения обусловлены центрами закрепления дислокаций, препятствующими движению перегибов. Движение дислокации в этом случае происходит путем накопления у препятствия большого количества перегибов с последующим его "срезанием" [175,194]. Другой подход был развит в работе [192], где предполагается, что перераспределившиеся вокруг дислокации точечные дефекты могут создавать дополнительное понижение минимума потенциального рельефа в месте нахождения дислокации. Это делает энергетически невыгодным переход сегмента дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа, т.е. образование двойного перегиба, при напряжениях меньших стартовых. Таким образом, если в одной модели стартовые напряжения проявляются на стадии дрейфового движения кинков, то в другой - на стадии зарождения двойных перегибов.

В [133,138] было показано, что в монокристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского и содержащих значительные количества примесных атомов кислорода, азота, углерода и др., стартовые напряжения для движения дислокаций могут быть объяснены торможением перегибов локальными центрами закрепления. Однако вопрос о природе стартовых напряжений в кристаллах кремния, выращенных методом бестигельной зонной плавки, где обычно величины стартовых напряжений заметно меньше, к началу выполнения настоящей диссертационной работы оставался открытым.

Для ответа на поставленные вопросы необходимо было экспериментально исследовать движение дислокаций в условиях, когда преобладающим является диффузионное движение кинков, а вклад их дрейфового движения минимален. Для этого был реализован ряд

экспериментальных ситуаций, когда двойные перегибы значительную долю времени находятся в конфигурации, где сумма действующих на кинки сил близка к нулю. В этом случае движение перегибов определяется случайными блужданиями.

Согласно теории [192], при напряжениях, близких к стартовым, изменение энергии дислокации при расширении двойного перегиба близко к нулю. Т.е. энергия двойного перегиба не убывает даже если он достигнет очень большого размера. Это означает, что в широком диапазоне изменения размеров пары перегибов, действующая на кинк результирующая сила должна быть близка к нулю, а его движение должно определяться механизмом случайных блужданий.

В настоящей работе было проведено исследование закономерностей движения индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния при напряжениях, близких к стартовым. На рис.21 показаны гistogramмы длин пробегов 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) под действием касательных напряжений в диапазоне от 1,5 до 4 МПа при $T=600^\circ\text{C}$ за время нагружения $t=9000$ с. Видно, что с уменьшением напряжения появляются несдвинувшиеся дислокации (3) и на гistogramмах формируется два пика, доля несдвинувшихся дислокаций растет (4) и при $\sigma=1,5$ МПа движения дислокаций за время нагружения выявить не удается (5).

На рис.22 приведены результаты статистической обработки гistogramм. Видно, что кривая зависимости среднего пробега от напряжения имеет S-образную форму с точкой перегиба при $\sigma=2,6$ МПа $= \sigma_{st}$, а кривая зависимости стандартного отклонения - максимум приблизительно при напряжении 3 МПа.

Сами по себе результаты, приведенные на рисунках 21 и 22 еще не позволяют сделать выбор между двумя моделями стартовых

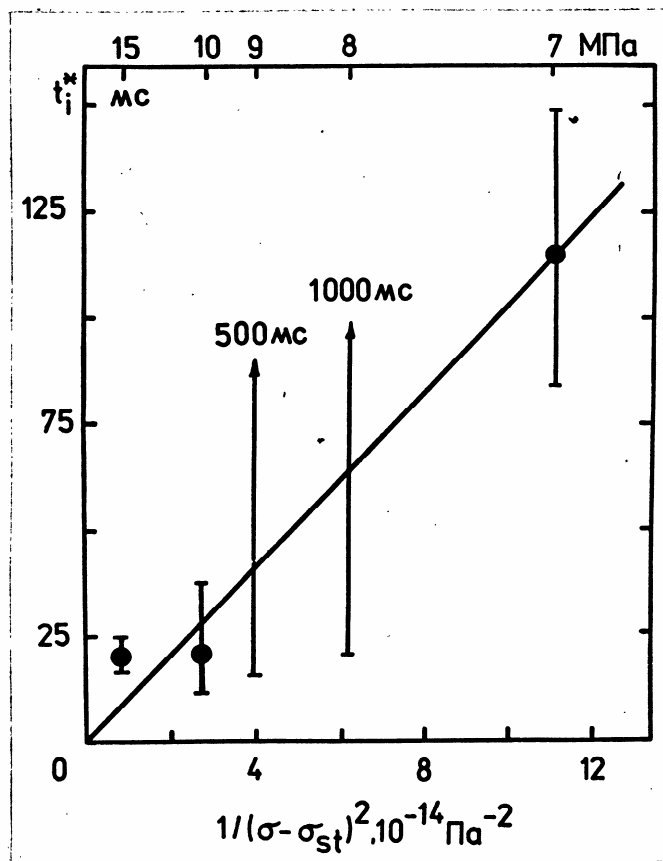


рис.25. Зависимость критической длительности импульса от $(\sigma - \sigma_{st})^{-2}$. $T=550^\circ\text{C}$, $\sigma_{st} = 4 \text{ МПа}$, $t_f = 4 \text{ мс}$.

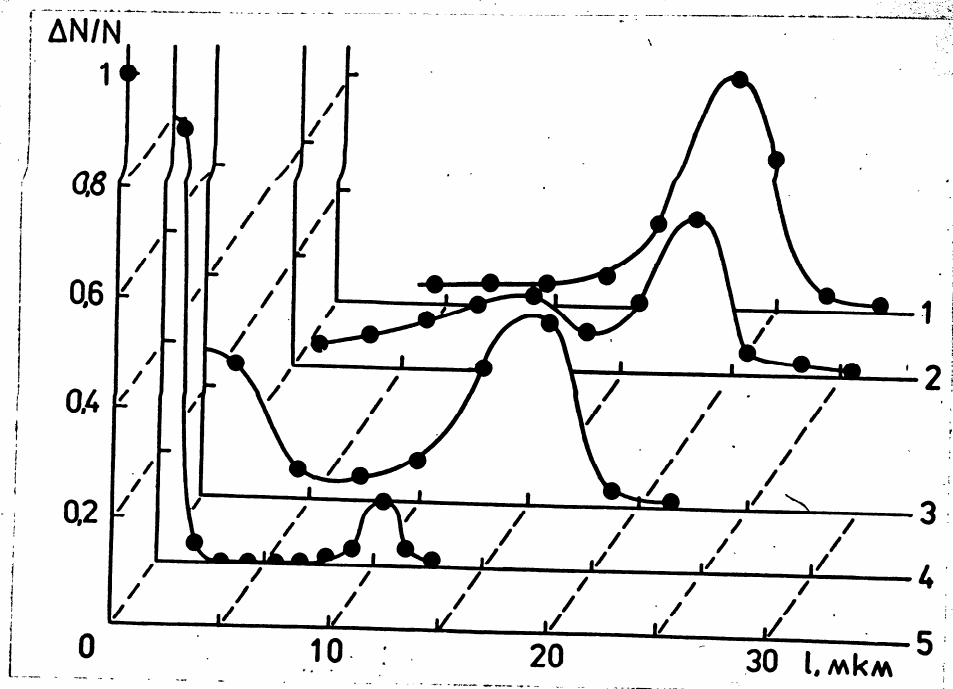


Рис.2Г. Распределения 60° -ных дислокаций по длинам пробегов в кремнии при напряжениях, близких к стартовым. $T=600^\circ C$, $t=9000$ с, $\sigma=4$ МПа (1), 3,3 МПа (2), 2,7 МПа (3), 2 МПа (4), 1,5 МПа (5).

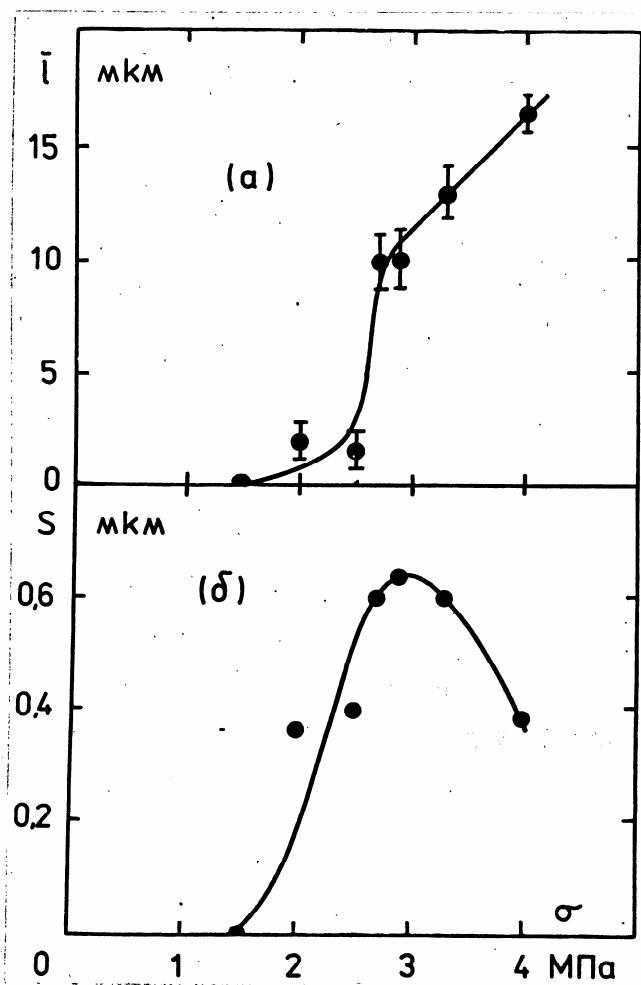


Рис.22. Средний пробег (а) и его стандартное отклонение (б) распределений 60° -ных дислокаций по длинам пробегов в зависимости от напряжения. $T=600^\circ\text{C}$, $t \approx 9000$ с.

напряжений. Однако, в сочетании с результатами, полученными в условиях периодического импульсного нагружения, при $\sigma > \sigma_{st}$, описанные закономерности движения дислокаций могут быть непротиворечиво интерпретированы, как результат проявления диффузионного движения кинков. Прежде всего, отметим качественное подобие закономерностей движения дислокаций при статическом нагружении напряжением $\sigma \approx \sigma_{st}$ и периодическом импульсном нагружении с $\sigma > \sigma_{st}$ (рис. 12, 13, и 21). При периодическом импульсном нагружении с длительностью импульсов $t_i = t_i^*$ и условии $t_p = t_i$ пары перегибов большую часть времени проводят в конфигурациях, близких к конфигурации седловой точки (расстояние между кинками $x \approx x^*$, где x^* определяется (34)). Указанной конфигурации соответствует максимум свободной энергии пары перегибов (рис. 2, кривая 2). Неустойчивость такой конфигурации и диффузионный режим движения кинков обуславливают максимум дисперсии и наличие двух максимумов в распределении дислокаций по длинам пробегов. При $t_i < t_i^*$ большая часть перегибов не успевает дорасти до устойчивой конфигурации. В паузах двойные перегибы стягиваются к центрам зарождения и не дают вклада в движение дислокации. При $t_i > t_i^*$ заметную роль начинает играть дрейф достигших устойчивой конфигурации двойных перегибов и относительный вклад их диффузионного движения уменьшается, что приводит к уменьшению дисперсии распределения дислокаций по длинам пробегов (конечный участок кривой I на рис. 14б).

Еще один пример проявления диффузионного движения кинков дает исследование влияния длительности пауз (при $t_i = const$) на характеристики распределения дислокаций по длинам пробегов. В этом случае, при критической длительности паузы, реализуются условия, когда пара перегибов, достигшая в импульсе нагрузки ус-

стойчивой конфигурации и расширяющаяся путем дрейфового движения кинков, в паузе возвращается к центру зарождения. При приложении следующего импульса нагрузки пара может либо полностью стянуться к центру зарождения, либо расширяться до устойчивой конфигурации. Многократное возвращение пар перегибов к центрам зарождения обуславливает накопление вклада случайных блужданий в движение кинков и, тем самым, в движение дислокаций. Это, видимо, обеспечивает максимум зависимости $S(t_p)$ при критической длительности паузы (рис.14б, кривая 2), а также наличие двух максимумов на гистограммах длин пробегов (рис.13 кривая 3).

Отметим, что описанные закономерности не могут быть объяснены наличием стопоров для движения кинка. Действительно, в этом случае расширение пары перегибов после преодоления препятствий носило бы необратимый характер и зависимости, показанные на рис.16 не должны были бы наблюдаться. Поэтому, рассмотрим результаты, приведенные на рис.21 и 22 с позиций теории [192].

При напряжениях, меньших стартовых, образование двойных перегибов энергетически невыгодно и большая часть возникающих двойных перегибов стягивается к центрам зарождения. Этому соответствуют начальные участки кривых на рис.22 и гистограмма 5 на рис.21. При $\sigma \approx \sigma_{st}$ флуктуационно зародившиеся двойные перегибы могут как дорасти до аннигиляции с кинками из смежных пар, так и стянуться к центрам зарождения. Это обуславливает наличие на гистограмме двух максимумов (рис.21 кривая 3). Диффузионный режим движения кинков обуславливает максимум дисперсии распределения дислокаций по длинам пробегов. При $\sigma > \sigma_{st}$ существенным становится дрейф перегибов в парах, достигших критического размера α_c . Относительный вклад диффузионного движения кинков при этом уменьшается, что проявляется в уменьшении диспер-

сии распределения дислокаций по длинам пробегов (рис.22б).

Таким образом, характерными проявлениями режима случайных блужданий кинков, видимо, являются максимум дисперсии распределения дислокаций по длинам пробегов и наличие двух максимумов на распределении дислокаций по длинам пробегов.

Как показали исследования закономерностей движения дислокаций при напряжениях, близких к стартовым, процесс формирования двойных перегибов существенно зависит от величины напряжения.

В этой связи представляет интерес исследование влияния напряжения на процесс формирования двойных перегибов при напряжениях, больших стартовых.

Для исследования кинетики формирования пар кинков и их расширения вдоль дислокации в зависимости от приложенного напряжения в диссертационной работе были проведены измерения критической длительности импульса t_i^* (при условии $t_p = t_i$) для 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) при напряжениях $\sigma = 7-15$ МПа, температуре испытаний $T=550^\circ\text{C}$ и длительности фронта импульсов нагрузки $t_f = 4$ мс. Для нахождения критической длительности импульса определялся участок резкой зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульса и находилось положение точки перегиба на нем. Области резкого нарастания пробегов соответствовали гистограммы пробегов с двумя максимумами. Этот интервал длительностей импульсов выбирался в качестве доверительного для t_i^* . Положение точки перегиба t_i^* контролировалось также по максимуму дисперсии распределения дислокаций по длинам пробегов.

Согласно (67)

$$t_i^* = (x')^2 / 2D_p \propto \sigma^{-2}, \quad (78)$$

т.е. в рамках диффузионной теории зависимость $t_i^*(\sigma^{-2})$ должна быть линейной. На рис.23 приведены результаты измерений t_i^* в зависимости от σ^{-2} . Видно, что зависимость не является линейной. Кроме того, при напряжениях 8 и 9 МПа зависимости среднего пробега и дисперсии от длительности импульса существенно отличаются от наблюдавшихся при более высоких напряжениях, а также при 7 МПа. На рис.24 показаны зависимости среднего пробега (а) и его стандартного отклонения (б) от относительной длительности импульсов нагрузки, полученные при напряжении 8 МПа. Видно, что резкая зависимость среднего пробега на начальном участке кривой не наблюдается. Существенный рост пробегов дислокаций начинается лишь при $t_i/t_a \approx 5$. На зависимости стандартного отклонения наблюдается очень широкий максимум. Указанные особенности не позволили определить значения критической длительности импульсов при 8 и 9 МПа. Поэтому на рис.23 и 25 для этих напряжений показаны только доверительные интервалы, границы которых определялись по области значений t_i , где гистограммы имели два максимума.

Описанные закономерности не удается объяснить в рамках модели движения дислокации в потенциальном рельефе идеальной кристаллической решетки. Однако, в модели, учитывающей взаимодействие дислокации с точечными дефектами, указанные закономерности могут быть качественно поняты. Действительно, при напряжении $\sigma = 2 \sigma_{st}$ движение кинка при расширении пары определяется силой $(\sigma - \sigma_{st})ab$, равной силе, стягивающей перегибы в паузе $\sigma_{st}ab$. В этих условиях, при нагружении со скажностью $Q=2$, средний пробег кинка при расширении пары в импульсе нагрузки должен быть равен среднему пробегу при стягивании пары в паузе для широкого интервала значений длительности импульсов нагру-

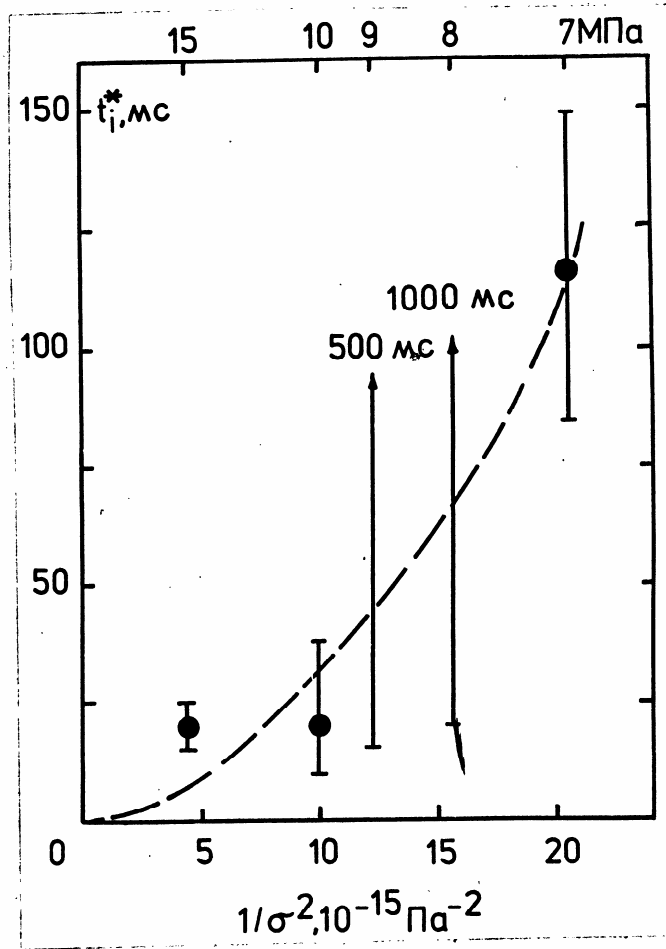


Рис.23. Зависимость критической длительности импульса от $1/\sigma^2$. $T=550^\circ\text{C}$, $t_f=4 \text{ мс}$.

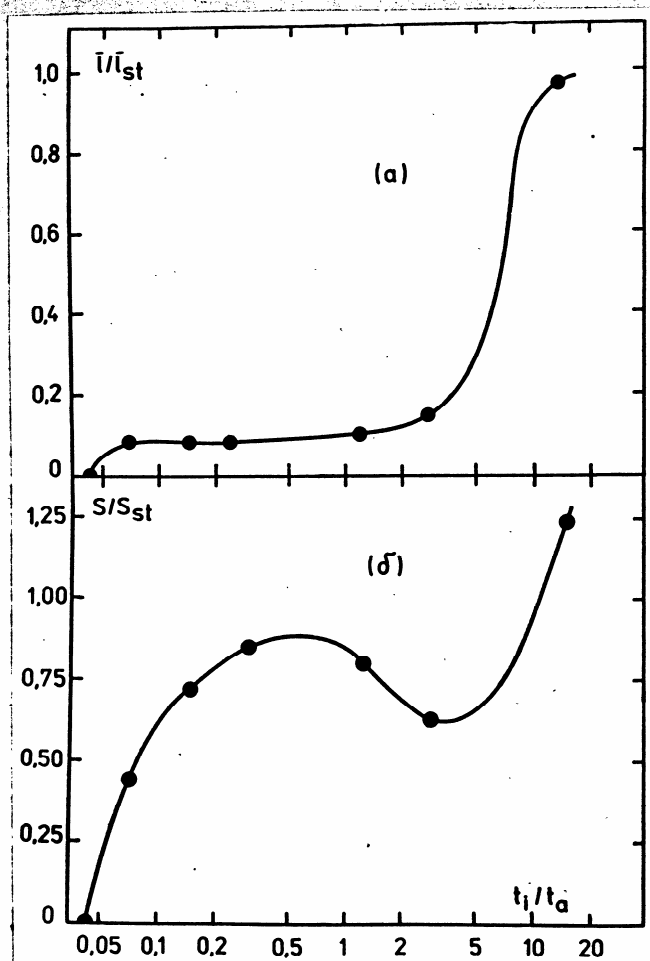


Рис. 24. Средний пробег (а) и его стандартное отклонение (б) распределений 60° -ных дислокаций по длинам пробегов в зависимости от длительности импульсов нагрузки (при $t_p = t_i$) нормированные на соответствующие величины, полученные при статическом нагружении. $T=550^\circ\text{C}$, $\sigma = 8 \text{ МПа}$, $\sum t_i = t_{st} = 5400 \text{ с}$, $t_f = 4 \text{ мс}$.

ки ($\tau_f < t_i < t_t$). Пара перегибов при этом может дать вклад в движение дислокации лишь за счет диффузионного движения кинков, обуславливающего отклонение пробега перегиба от среднего значения. Для температуры $T=550^\circ\text{C}$ оценка стартового напряжения составила 4 МПа. Этим, видимо, объясняются наблюдаемые при $\sigma = 8-9 \text{ МПа} \approx 2 \sigma_{st}$ необычные зависимости среднего пробега и дисперсии распределения дислокаций по длинам пробегов.

Подобные закономерности движения дислокаций наблюдались при периодическом импульсном нагружении ($t_p = t_i$) напряжением $\sigma = 5 \text{ МПа}$ при температуре $T=600^\circ\text{C}$, когда $\sigma_{st} = 2,6 \text{ МПа}$, т.е. также при $\sigma \approx 2 \sigma_{st}$.

В модели, учитывающей взаимодействие дислокации с точечными дефектами, согласно (71)

$$t_i^* \propto (\sigma - \sigma_{st})^{-2}. \quad (79)$$

Т.е. согласно модифицированной модели зависимость t_i^* от $(\sigma - \sigma_{st})^{-2}$ должна быть линейной. На рис.25 представлены результаты измерений критической длительности импульса в этих координатах. Видно, что результаты измерений и в этом случае не удается описать линейной зависимостью. Однако, модифицированная модель позволяет дать качественное объяснение наблюдающимся при $\sigma \approx 2 \sigma_{st}$ особенностям движения дислокаций.

Проведенное обсуждение показывает, что в рамках модели движения дислокации в идеальном рельефе Пайерлса не удается объяснить наблюдающиеся закономерности движения дислокаций. Процесс зарождения двойных перегибов на дислокациях в кремнии в указанных условиях эксперимента не может быть объяснен теорией переходного состояния, согласно которой устойчивая пара перегибов образуется за одну термическую флуктуацию, т.к. подвижность

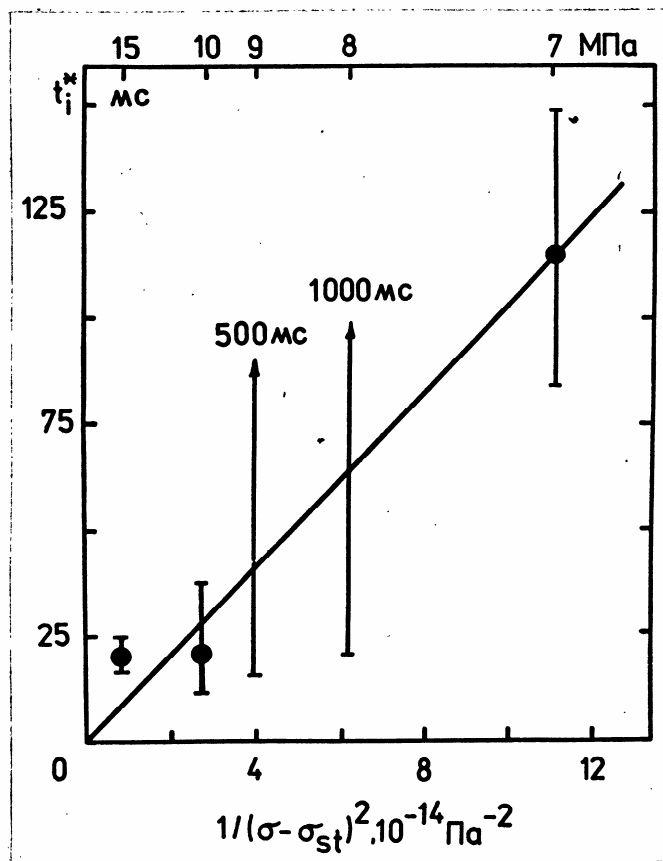


рис.25. Зависимость критической длительности импульса от $(\sigma - \sigma_{st})^{-2}$. $T=550^\circ\text{C}$, $\sigma_{st} = 4 \text{ МПа}$, $t_f = 4 \text{ мс}$.

перегиба согласно оценкам, проведенным в III главе, мала. Кроме того, результаты исследования движения дислокаций под действием периодической импульсной нагрузки, обсуждавшиеся выше, могут быть поняты лишь при учете вклада диффузионного движения перегибов в процесс движения дислокаций. Описанные закономерности находят качественное объяснение в рамках диффузионной теории зарождения двойных перегибов.

Исследования зависимости критической длительности импульса от напряжения показывают, что модель стартовых напряжений [192] качественно описывает наблюдающиеся закономерности в данных экспериментальных условиях.

§2. Влияние крутизны фронта импульсов нагрузки на динамику кинков

Проведенное в §3 главы III сопоставление экспериментальных данных по периодическому импульсному нагружению образцов кремния показало, что изменение концентрации кинков на дислокации при приложении относительно малых напряжений существенно превышает значение, предсказываемое теорией движения дислокации в однородном потенциальном рельефе [7,86,88]. Учет влияния точечных дефектов на закономерности движения дислокации в глубоком рельефе Пайерлса позволяет дать непротиворечивое качественное описание процесса движения дислокации под действием периодического импульсного нагружения при достаточно плавном приложении нагрузки. При этом в качестве источника повышенной концентрации кинков служат неоднородности потенциального рельефа, создаваемые точечными дефектами.

Наряду с неоднородностями потенциального рельефа дополнительным источником пар кинков на дислокационной линии могут

являться нелинейные возбуждения типа динамических солитонов (рис.26). Динамические солитоны (бризеры, бионы) были получены и последнее время как точные решения разнообразных нелинейных уравнений, в частности, описывающих поведение одномерных атомных цепочек [210]. Сами по себе динамические солитоны не могут обеспечить продвижение дислокации. Однако, их распад в поле внешних сил за счет диссипативных процессов может приводить к появлению на дислокационной линии двойных перегибов, расширение которых и обеспечит приращение скорости дислокации. Следует отметить, что, в соответствии с теоретическими оценками, динамические солитоны могут возникать в атомной цепочке лишь при некоторых критических амплитудах в скоростях приложения нагрузки [211]. Обсуждаемые процессы получили прямое экспериментальное подтверждение при наблюдении динамических солитонов в магнитной подсистеме кристалла при определенных амплитудах и частотах приложенного магнитного поля [212].

Применительно к движению дислокаций в условиях периодического импульсного нагружения процессы формирования нелинейных возбуждений на дислокационной линии могут проявляться по мере обострения крутизны фронта импульсной нагрузки. В наших экспериментах удалось экспериментально обнаружить влияние крутизны фронта импульса на закономерности движения дислокаций в условиях периодического импульсного нагружения.

На рис.27 показаны зависимости нормированных средних пробегов 60° -ных дислокаций (типа 2 на рис.7) от относительной длительности импульса t_i/t_a . Кривая 1 соответствует $t_f = 4$ мс, кривая 2 - $t_f = 1$ мс. Видно, что при обострении крутизны фронта зависимость $\bar{\ell}(t_i)$ изменяется. Для относительно плавного нагружения ($t_f = 4$ мс) характерно монотонное уменьшение пробегов

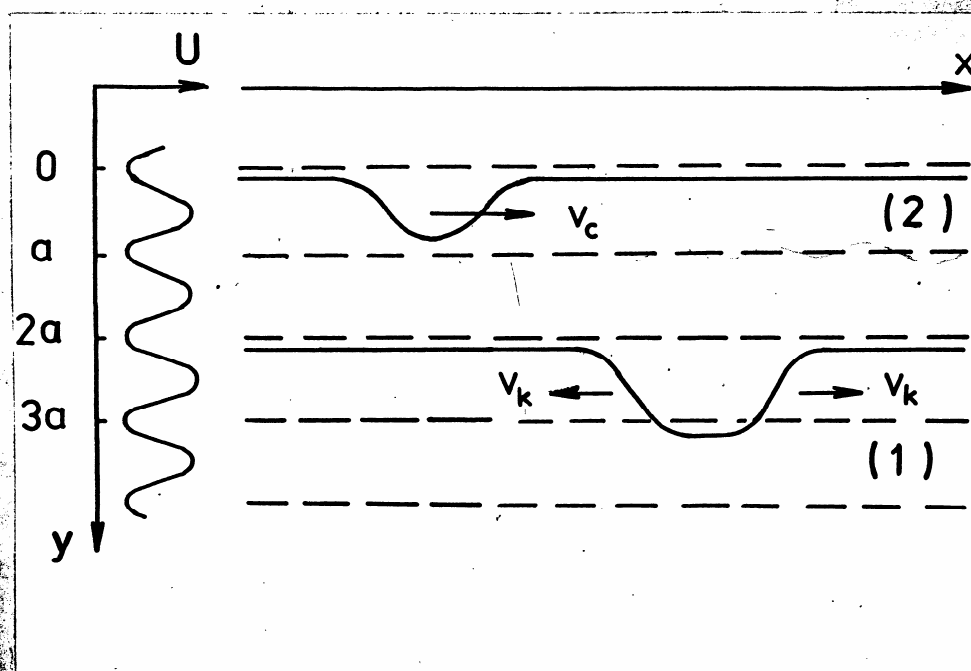
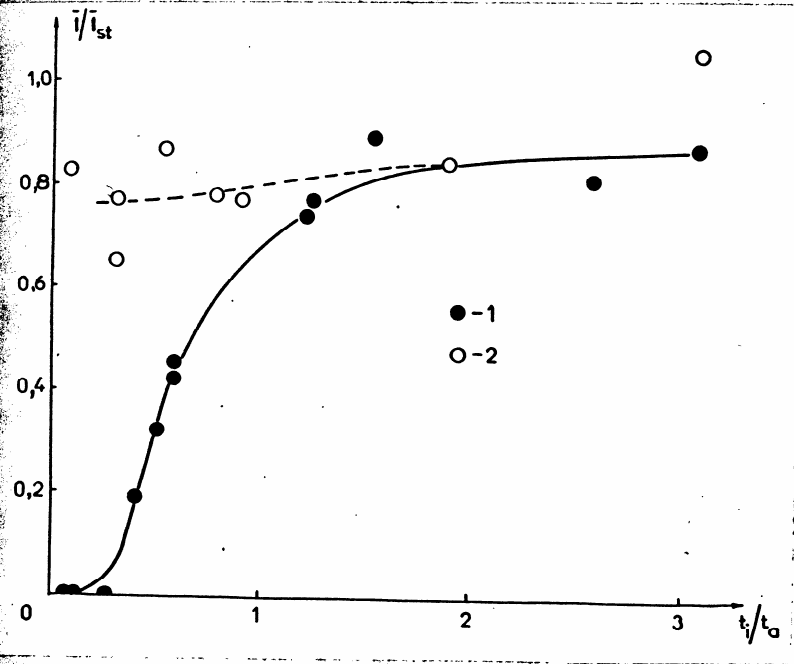


Рис.26. Схема образования пары перегибов (1) при развале динамического солитона (2).

от статического значения до нуля. В случае резкого приложения нагрузки ($t_f = 1$ мс), средняя длина пробега дислокации уменьшается незначительно (всего лишь на 20% относительно статического значения) и в области малых длительностей импульса средний пробег дислокаций практически не зависит от t_i .

На рис.28 показана зависимость среднего пробега того же типа 60° -ных дислокаций от длительности паузы для $t_i/t_a = \text{const} = 0,53$ (что соответствует положению точки перегиба на кривой I рис.27). Кривая 1 получена при $t_f = 4$ мс, кривая 2 при $t_f = 1$ мс. Видно, что зависимости качественно подобны, но с обострением крутизны фронта кривая смещается вправо. Точка перегиба кривой 2 расположена примерно на удвоенной длительности паузы по сравнению с кривой 1.

На рис.29 показана зависимость среднего пробега 60° -ных дислокаций (типа 4 на рис.7) от длительности фронта импульса при $t_i = 30$ мс ($t_i/t_a \approx 0,57$) и $t_p = t_i$. Видно, что в интервале от 10 до 3 мс средний пробег дислокаций практически не зависит от t_f , а затем при дальнейшем обострении крутизны фронта нелинейно растет с укорочением его длительности. На других типах дислокаций наблюдались качественно подобные зависимости $\bar{e}(t_f)$. На врезках показаны характерные формы импульсов нагрузки, возникающие при фронте импульса 4 мс (1), 2 мс (2) и 1 мс (3). Следует отметить, что, как видно из осциллограмм, представленных на рис. 30, обострение крутизны фронта импульса приводит к некоторому изменению его формы. На начальном участке вершины импульса для $t_f = 1$ мс возбуждаются колебания на собственной частоте элементов нагружающей системы и образца. Резкое изменение пробегов дислокаций, однако, наблюдается в области $t_f = 2-3$ мс, когда форма импульса меняется несущественно и мало отличается от случая $t_f = 4$ мс.



7. Нормированные средние пробеги дислокаций (типа 2 на рис.7) в зависимости от длительности импульсов нагрузки t_i (при $t_p = t_i$) для двух значений длительности фронта импульса нагрузки 1 - $t_f = 4$ мс, 2 - $t_f = 1$ мс. $T = 600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7$ МПа, $\sum t_i = t_{st} = 3600$ с.

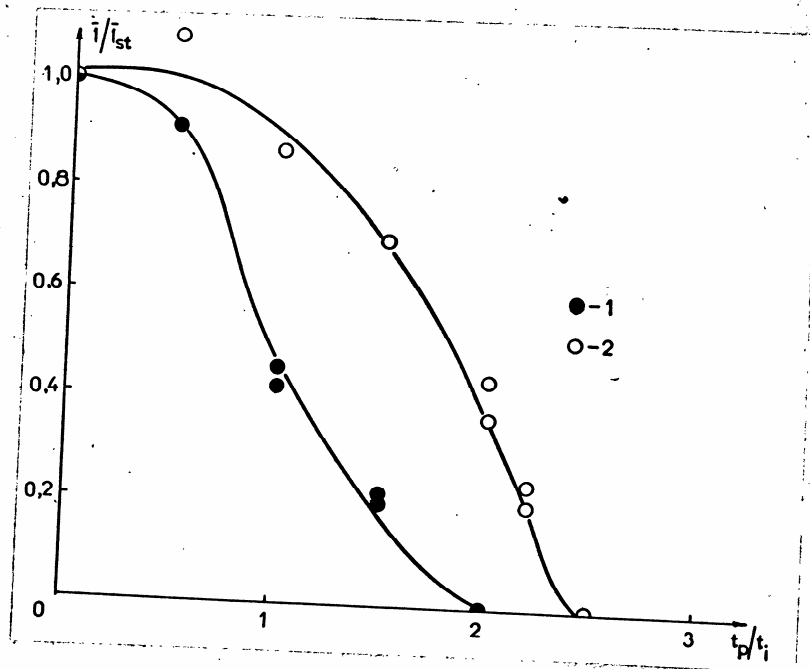


Рис.28. Зависимость средних пробегов дислокаций (типа 2 на рис. 7) от длительности пауз при $t_i/t_a = 0,53$ для двух длительностей фронта импульса 1 - $t_f = 4$ мс; 2 - $t_f = 1$ мс. $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7$ МПа.

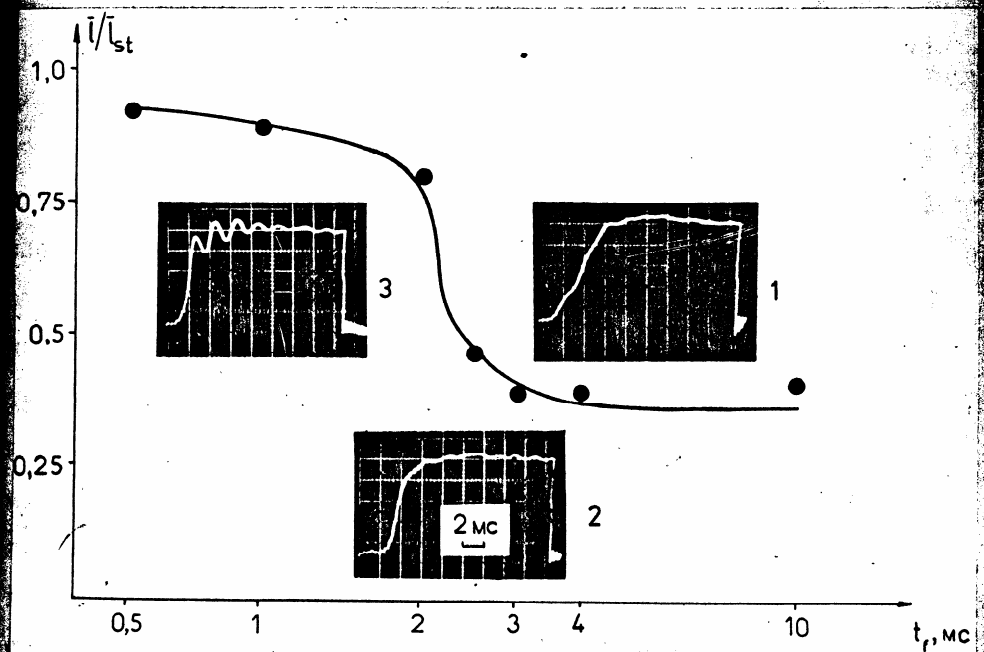


Рис.29. Средний пробег дислокаций (типа 4 на рис.7) в зависимости от длительности фронта импульса нагрузки ($t_i = t_p = 30 \text{ мс}$). На врезках показаны примеры форм импульсов нагрузки для ($t_i = 15 \text{ мс}$) $t_f = 4 \text{ мс}$ (1), $t_f = 2 \text{ мс}$ (2), $t_f = 1 \text{ мс}$ (3). $T = 600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7 \text{ МПа}$, $\Sigma t_i = 3600 \text{ с}$.

Кроме того, в специальных экспериментах, когда подобные колебания возбуждались относительно уровня статической нагрузки, было проверено, что кратковременное превышение нагрузки над средним уровнем не приводит к заметным изменениям скорости стационарного движения дислокаций.

Итак, представленные на рис.27-29 результаты убедительно свидетельствуют о том, что при обострении крутизны фронта импульсной нагрузки проявляется дополнительный источник пар кинков, обеспечивающий макроскопическое смещение дислокации даже в тех условиях, когда ее скорость, лимитируемая процессами термофлуктуационного образования двойных перегибов, равна нулю. Этот дополнительный канал появления в системе устойчивых пар кинков может быть обусловлен совместным влиянием неоднородностей пайерлсовского рельефа и процессами возбуждения в системе нелинейных волн (динамических солитонов) и их релаксацией. В §2 Литературного обзора уже отмечалось, что необходимым условием существования динамических солитонов является высокая подвижность кинков [80]. Однако, оценки, сделанные в гл.II показывают, что подвижность кинков очень мала. Противоречие может быть разрешено, если предположить, что высокие барьеры для движения кинка обусловлены его взаимодействием с примесной атмосферой, окружающей ядро дислокации. Видимо, при достаточно резком приложении нагрузки создаются условия для отрыва кинков от примесной атмосферы и резкого увеличения их подвижности. В возникших нестационарных условиях становится возможным зарождение на линии дислокации бризеров, последующий развал которых дает устойчивые двойные перегибы. Это должно приводить к существенному уменьшению времени образования двойных перегибов, что позволяет объяснить зависимости, приведенные на рис.27 и 28, а также появлению на линии

дислокации дополнительных перегибов, что объясняет возрастание скорости движения дислокаций при обострении фронта импульсов нагрузки (рис.29).

По-видимому, в рамках этих предположений могут быть разрешены отмеченные в §3 главы III расхождения между предсказаниями теории и экспериментальными данными. Однако, следует отметить, что теоретическое рассмотрение процессов формирования и характеристик уединенных волн типа динамического солитона или бризера в трехмерной системе колеблющихся атомов отсутствует.

§3. Кинетика формирования и движения перегибов в условиях движения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения

Асимметрия подвижности дислокаций была обнаружена при обращении направления их скольжения для ряда полупроводников [168-170]. Согласно (20), изменение скорости дислокаций при инверсии направления скольжения может быть обусловлено изменением либо концентрации перегибов, либо их подвижности, или же изменением обеих величин.

Метод периодического импульсного нагружения, позволяющий раздельно исследовать процессы зарождения двойных перегибов и дрейфового движения кинков, открывает перспективы выявления причин асимметрии подвижности дислокаций в полупроводниках.

В диссертационной работе методом периодического импульсного нагружения исследован процесс движения дислокаций в условиях инверсии направления скольжения в монокристаллах кремния. Установлено, что движение дислокаций под действием периодической импульсной нагрузки по обметенной части плоскости скольжения, в направлении сужения полупетли, имеет качественно тот же

характер, что и при движении в направлении расширения дислокационной полупетли. Распределения дислокаций по длинам пробегов претерпевают радикальные изменения при изменении длительности как импульсов нагрузки, так и пауз между ними, подобные показанным на рис.12 и 13.

На рис.30 приведены результаты статистической обработки распределений 60° -ных дислокаций по длинам пробегов при движении по обметенной части плоскости скольжения под действием периодической импульсной нагрузки: средний пробег дислокаций и его стандартное отклонение в зависимости от длительности импульсов нагрузки ($t_p = t_i$). Видно, что зависимости, приведенные на рис.30, качественно подобны полученным при движении дислокаций по исходному Кристаллу (рис.14). Слабая зависимость среднего пробега дислокаций с уменьшением длительности импульсов сменяется сильной, при этом появляются несдвинувшиеся дислокации и распределения дислокаций по длинам пробегов имеют два максимума. По мере уменьшения длительности импульсов нагрузки количество несдвинувшихся дислокаций возрастает. Однако, проследить, есть ли полная остановка дислокаций этого типа, не представилось возможным из-за ограниченности возможностей экспериментальной установки, — импульсы длительностью менее 4 мс получить не удалось.

В области длительностей импульсов, где наблюдается сильная зависимость среднего пробега дислокаций ($t_i / t_a \lesssim 5$), зависимость стандартного отклонения имеет резкий максимум, приблизительно соответствующий точке перегиба на зависимости среднего пробега ($t_i / t_a = 1$).

На рис.31 приведены результаты исследования зависимости среднего пробега и его стандартного отклонения распределения 60° -ных дислокаций по длинам пробегов от длительности пауз

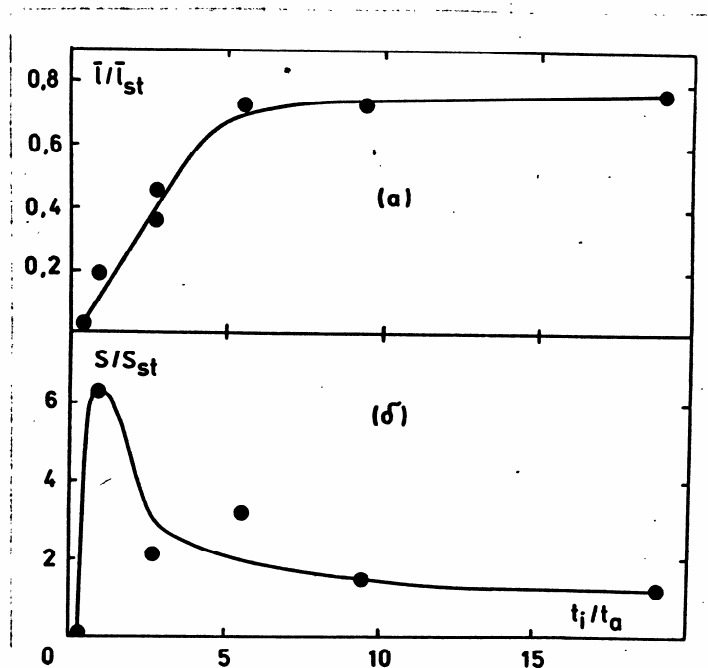


Рис.30. Зависимости нормированных среднего пробега (а) и его стандартного отклонения (б) распределения 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) от относительной длительности импульсов нагрузки ($t_p = t_i$) в условиях движения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения. Средний пробег и стандартное отклонение нормированы на соответствующие величины, полученные в условиях статического нагружения. $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7\text{МПа}$, $\sum t_i = t_{st} = 1500\text{с}$, $t_f = 4\text{мс}$.

($t_i = \text{const}$), полученные в условиях скольжения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения. Видно, что полученные зависимости качественно подобны зависимостям, наблюдавшимся при движении дислокаций по исходному кристаллу (рис. 14, кривые 2).

С ростом длительности пауз наблюдается монотонное уменьшение среднего пробега дислокаций от значения, измеренного при статическом нагружении до величины $\bar{\ell} / \bar{\ell}_{st} \approx 0,06$. Кривая зависимости стандартного отклонения имеет колоколообразную форму с максимумом, приблизительно соответствующим точке перегиба на зависимости среднего пробега ($t_p^* / t_i = 1$).

Подобие закономерностей движения дислокаций под действием периодической импульсной нагрузки в условиях расширения и сжатия дислокационных полупетель дает основания предполагать, что и в последнем случае движение дислокаций происходит по пайерлсовскому механизму. Это позволяет использовать для оценки параметров, характеризующих процессы зарождения двойных перенибов и миграции кинков в условиях скольжения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения, модель, развитую в главе III настоящей диссертационной работы.

Прежде всего, проведем качественный анализ на основе сопоставления закономерностей движения дислокаций под действием периодической импульсной нагрузки в условиях расширения и сжатия дислокационных полупетель. На рис. 32 показаны нормированные зависимости среднего пробега ($\bar{\ell} / \bar{\ell}_{st}$) 60° -ных дислокаций типа 2 (рис. 7) от относительной длительности импульса (t_i / t_a) при нагружении периодической импульсной нагрузкой с $t_p = t_i$, полученные в одинаковых экспериментальных условиях: $T = 600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7$ МПа, $t_f = 4$ мс. Видно, что если при расширении дислокационных

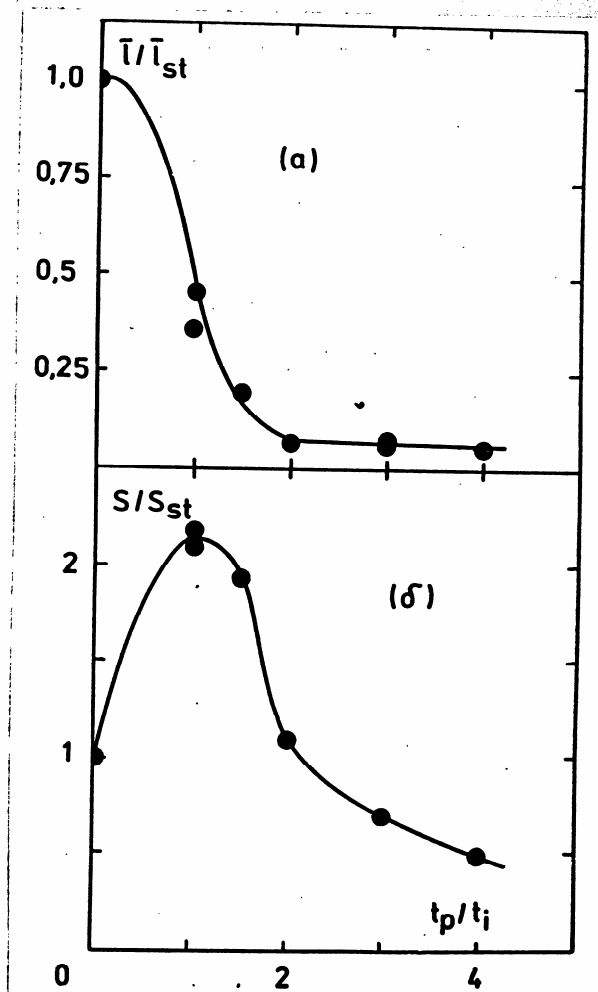


Рис.3I. Зависимости нормированных среднего пробега (а) и его стандартного отклонения (б) распределения 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) от длительности пауз между импульсами нагрузки ($t_i = \text{const} = 30$ мс) в условиях скольжения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения. Средний пробег и стандартное отклонение нормированы на соответствующие величины, полученные в условиях статического нагружения. $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma \approx 7$ МПа, $\sum t_i = t_{st} = 1500$ с, $t_f = 4$ мс.

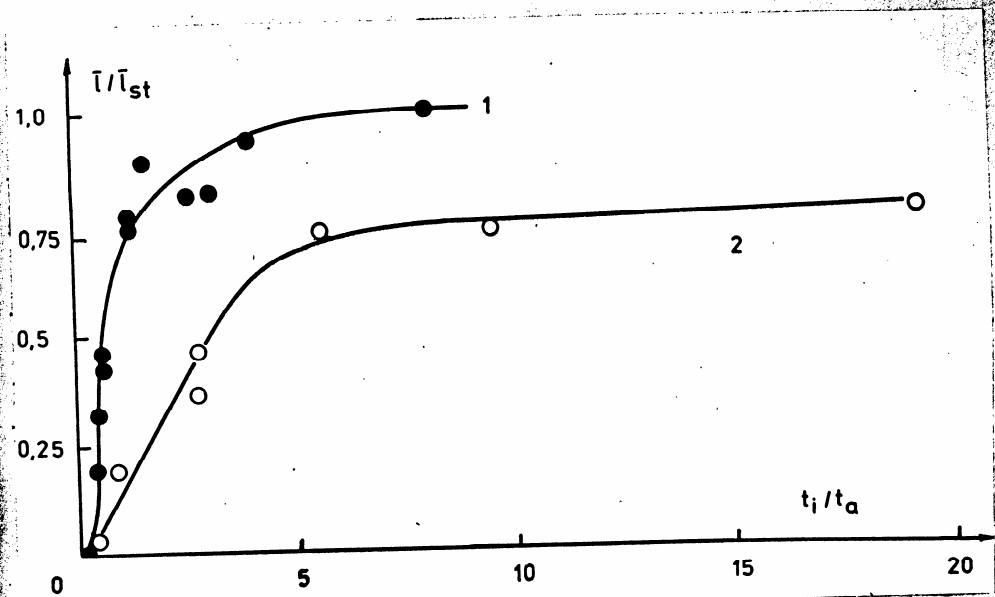


Рис.32. Зависимости нормированного среднего пробега 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) от относительной длительности импульсов нагрузки, при условии $t_p = t_i$, в условиях расширения (1) и сжатия (2) дислокационных полупетель: $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7 \text{ МПа}$, $t_f = 4 \text{ мс}$, $\Sigma t_i = t_{st} = 7200 \text{ с}$ (1) и 1500 с (2).

полупетель (кривая 1), время образования устойчивой пары перегибов, соответствующее, согласно развитой модели, точке перегиба на зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульсов нагрузки, $\tau_f = t_i^* \approx 0,5 t_a$, то при сужении дислокационных полупетель (кривая 2) $\tau_f = t_i \approx t_a$. Т.е. в условиях движения дислокаций по обметенной части плоскости скольжения относительная доля времени образования двойного перегиба вдвое больше. Видно также, что в этих условиях растянута не только область резкого нарастания пробегов, но также и область слабой зависимости $\bar{l}(t_i)$, — при сужении полупетли не наблюдается выход на значения пробегов при статическом нагружении вплоть до $20t_a$, в то время, как при расширении полупетли такой выход происходит при значениях $t_i = (6-8)t_a$.

Из качественного анализа полученных результатов следует, что асимметрия подвижности дислокаций в монокристаллах кремния не может быть обусловлена только возрастанием подвижности перегибов, т.к. в противном случае (при неизменности значения концентрации кинков C_k) величины (t_i^*/t_a) при расширении и стягивании дислокационных полупетель должны быть равны. Действительно, согласно (19), (39), (45), (67) $(t_i/t_a) = C_k x'/4$. Следовательно, асимметрия подвижности дислокаций, по крайней мере частично, определяется изменением концентрации перегибов при инверсии направления скольжения дислокации.

На рис.33 те же данные, что и на предыдущем рисунке, приведены в абсолютных единицах. Видно, что кривые зависимости средней скорости дислокаций от длительности импульсов нагрузки для "прямого" и "обратного" движения дислокаций качественно подобны. Обе кривые имеют участки слабой зависимости средней скорости дислокаций при больших длительностях импульса, сменяемые участками

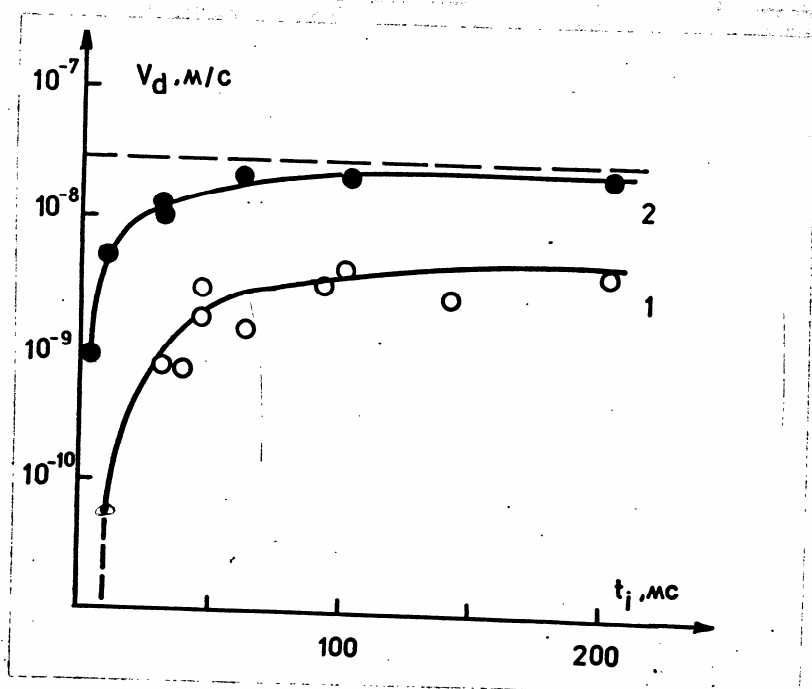


Рис.33. Средняя скорость 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) в зависимости от длительности импульсов нагрузки ($t_p = t_i$) при расширении (1) и сжатии (2) дислокационных полупетель. Горизонтальная пунктирная линия - средняя скорость дислокаций при статическом нагружении в условиях движения по обметенной части плоскости скольжения. Вертикальной пунктирной линией показано значение длительности импульсов, когда движение дислокаций выявить не удается. $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=7$ МПа, $t_f=4$ мс, $\sum t_i = t_{st} = 7200$ с (1) и 1500 с (2).

резкой зависимости при уменьшении длительности импульсов. Видно также, что асимметрия подвижности дислокаций, выражающаяся в различии скоростей прямого и обратного движения дислокаций, сохраняется и в условиях периодического импульсного нагружения. Существенно, что участок резкой зависимости скорости дислокаций от длительности импульсов нагрузки при "обратном" движении дислокаций (кривая 2) расположен при меньшей длительности импульсов, чем соответствующий участок для "прямого" движения дислокаций (кривая 1). Отсюда следует, согласно развитой в главе III модели, что время образования устойчивого двойного перегиба при движении дислокации в сторону стягивания полупетли меньше, чем соответствующее время при движении дислокации в сторону расширения полупетли. Согласно (71) меньшее значение критической длительности импульсов соответствует большему значению коэффициента диффузии кинка. Таким образом, подвижность перегибов в процессе зарождения пары при движении дислокации по обметенной части плоскости скольжения выше, чем при расширении дислокационной полупетли.

Большая протяженность участка слабой зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульсов нагрузки при движении дислокаций по обметенной части плоскости скольжения (рис. 32, кривая 2) указывает на обратимый характер движения значительной части кинков вдоль дислокационной линии в условиях периодического импульсного нагружения, даже при длительностях импульсов нагрузки $t_i \gg t_a$. Об этом же свидетельствует приведенная на рис. 31(а) зависимость среднего пробега дислокаций от длительности пауз между импульсами нагрузки. Зависимость получена при постоянной длительности импульсов нагрузки $t_i = 30 \text{ мс} \approx 3t_a$. Однако, как видно из конечного участка кривой, только $\sim 6\%$ пере-

гибов не возвращаются в паузах к центрам зарождения и дают вклад в движение дислокаций.

Численная оценка энергии миграции кинка в условиях инверсии направления скольжения может быть получена из (71) и (69). Величина стартового напряжения для движения дислокаций в условиях инверсии направления скольжения оказалась практически такой же, как и для "прямого" движения дислокаций: $\sigma_{st} = 2,6$ МПа. Подставляя в (71) найденное в эксперименте значение критической длительности импульса $t_i^* = 9,6$ мс, получаем $D_p = 2,40 \cdot 10^{-14}$ м²/с, $D_k = 1,20 \cdot 10^{-14}$ м²/с и $W_m = 1,4$ эВ. Дрейфовая скорость кинка $v_k = \frac{D_k}{kT} (\sigma - \sigma_{st}) ab \approx 0,56$ мкм/с. Однако, попытка применить модель к экспериментальной зависимости, приведенной на рис. 31 приводит к противоречию — скорость стягивания пары перегибов в паузе должна быть выше, чем скорость расширения в импульсе нагрузки. Это условие не может быть выполнено ни при диффузионном режиме стягивания пары (68), ни в режиме движения кинка в поле случайной силы (62), ни в режиме дрейфового стягивания (72).

Возникшие противоречия (обратимый характер движения кинков и высокая скорость стягивания пар перегибов) могут быть разрешены, если предположить, что на линии дислокации существуют сильные стопоры для движения перегибов. В этом случае движение дислокации происходит путем накопления у стопора перегибов и образования суперкинков [189] с последующим "срезанием" стопора. Если длительность импульса нагрузки не слишком велика, количество накопившихся у стопора перегибов недостаточно для его "срезания", и в паузе кинки имеют возможность вернуться к центрам зарождения. Движения дислокаций при достаточно большой длительности пауз происходить не будет, что и наблюдается на рис. 31(а).

рельефа t_a . Для конкретных условий эксперимента ($T=600^\circ\text{C}$, $\sigma = 7$ МПа, $\sigma_{st} = 2,6$ МПа), критический размер устойчивой пары перегибов $x_c \approx 80b$ и $L = x_c + 2v_k t_a \approx 111b = 43$ нм. Скорость дислокации в этом случае определяется соотношением (48) $v_d = aJL$. Измеренное значение $v_d = 3,08 \cdot 10^{-8}$ м/с, что позволяет оценить скорость зарождения двойных перегибов $J = 2,2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Эта величина более чем на порядок превышает соответствующую оценку для движения дислокации в направлении расширения полупетли (см. §3 главы III) и почти на 4 порядка — значение, предсказываемое диффузионной теорией (40) $J = 3,5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Таким образом, основной причиной увеличения скорости дислокаций при инверсии направления движения является возрастание скорости зарождения двойных перегибов. Хотя подвижность кинка в процессе зарождения двойного перегиба также возрастает втрое, однако, средняя скорость дрейфового движения перегиба получается даже несколько меньшей в силу того обстоятельства, что около 4/5 времени устойчивая пара перегибов проводит в ожидании "срезания" стопа.

Широкие перспективы для исследования динамики кинков на дислокационной линии открывает знакопеременное нагружение, когда действующие на перегибы силы в каждый момент времени известны. В настоящей работе было проведено исследование закономерностей движения дислокаций при действии синусоидально зависящей от времени нагрузки. Приложение знакопеременной нагрузки с достаточно большим периодом должно приводить к движению дислокаций в сторону стягивания полупетель, обусловленному асимметрией подвижности дислокаций. Однако, исследования, проведенные при температуре нагружения $T=600^\circ\text{C}$ и амплитуде синусоидальной нагрузки $\sigma_{max} = 10$ МПа, в диапазоне частот $1 \leq f \leq 100$ Гц, не выявили движения

дислокаций. Повышение температуры испытаний до 650°C позволило выявить движение дислокаций при частотах $f \leq 1,3$ Гц (рис.34а). Частоте $f = 1,3$ Гц, как показано на рис.34б, соответствует длительность импульса нагрузки одной полярности (на полувысоте) $\Delta t \approx 250$ мс. За это время пробег дислокации в направлении сжатия полупетли в условиях стационарного движения составляет $V_d \cdot \Delta t = 50$ нм ≈ 150 а, где $V_d = 2 \cdot 10^{-7}$ м/с - скорость стационарного движения дислокаций при $\bar{\sigma} = 7$ МПа, где $\bar{\sigma}$ - среднее значение напряжения за время импульса Δt (рис.34б). Заметим, что скорость стационарного движения дислокаций в направлении расширения дислокационной полупетли, в тех же условиях, на порядок меньше. Объяснить обратимость движения дислокаций под действием знакопеременной нагрузки при температуре 600°C для всего диапазона частот, а также при температуре 650°C для частот $f > 1,3$ Гц можно лишь предположив, что на линии дислокации существуют точки закрепления. Они препятствуют аннигиляции перегибов, которые скапливаются у точек закрепления, обеспечивая прогиб дислокации на десятки параметров решетки. Преимущественное зарождение перегибов происходит при движении дислокации в сторону сужения полупетли, т.к. скорость зарождения двойных перегибов в этих условиях более чем на порядок выше, чем при движении дислокации в сторону расширения полупетли. После изменения знака приложенного напряжения начинается дрейф накопившихся кинков от точек закрепления. Поскольку средняя скорость дрейфа имеет тот же порядок величины, что и при прогибе сегмента, дислокация возвращается к состоянию, близкому к исходному прямолинейному. Движение дислокаций при нагружении с частотой $f \leq 1,3$ Гц объясняется срывом с точек закрепления после достижения критического угла отгибания [47]. Оценка расстояния между точками закрепления L может быть

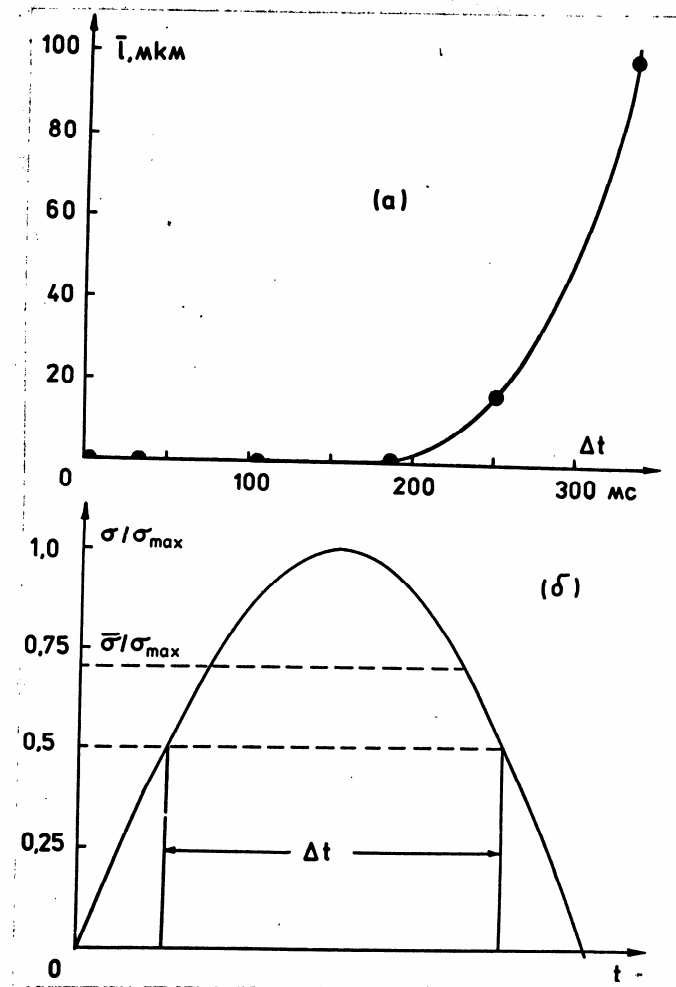


Рис.34. Зависимость среднего пробега 60° -ных дислокаций типа 2 (рис.7) от длительности импульсов нагрузки (а) и схема определения длительности импульса (б). $T=650^\circ\text{C}$, $\sigma_{\text{max}}=10\text{МПа}$, $t=900\text{ с}$.

получена из соотношения для времени срыва сегмента дислокации Δt , движущейся со скоростью V_d [63]:

$$\Delta t = \frac{b\sigma L}{aJ\alpha} \left(1 + \frac{L}{2X_k}\right) \approx \frac{b\sigma L^2}{2\alpha V_d} \quad (80)$$

где $\alpha \approx Gb^2/2$ - линейное натяжение дислокации, X_k - длина пробега пары перегибов до аннигиляции ($X_k \ll L$, т.к. $\Delta t \gg t_a$); откуда

$$L = \left[\frac{2\alpha V_d \cdot \Delta t}{b\sigma} \right]^{1/2} \quad (81)$$

Подставляя значения $\alpha = 5,9 \cdot 10^{-9}$ Н, $V_d = 2 \cdot 10^{-7}$ м/с, $\Delta t = 0,25$ с, $\sigma = \bar{\sigma} = 7$ МПа, получаем $L = 0,47$ мкм $= 1,2 \cdot 10^3 b$.

Таким образом, представленные в диссертационной работе результаты свидетельствуют о существовании целого спектра барьеров для движения кинка вдоль дислокационной линии: часто расположенные барьеры, ответственные за активационный характер подвижности кинка ($W_m = 1,4-1,5$ эВ), стопоры для движения перегиба, преодолеваемые при накоплении ~ 5 кинков (в условиях движения дислокации по обметенной части плоскости скольжения) и точки закрепления, отрыв дислокаций от которых происходит после прогиба дислокационного сегмента приблизительно на $150 a$.

§4. Исследование асимметрии подвижности дислокаций в сильно легированных кристаллах кремния

Инверсия направления скольжения дислокаций позволяет дать ответ на важный вопрос о соотношении вкладов свободных носителей (сдвига уровня Ферми) и заряженных ионов в объеме кристалла в изменение подвижности дислокаций при легировании кристалла электрически активными примесями (см. §4 гл. I). Для этого была исследована подвижность индивидуальных дислокаций в моно-

кристаллах кремния с разными уровнями легирования в процессе реверсивного движения по одной плоскости скольжения. На рис.35(а) показаны гистограммы скоростей движения 60° -ных дислокаций под действием сдвиговых напряжений $\sigma = 10$ МПа противоположных знаков при температуре 600°C в слабо легированном образце кремния. Видно, что инверсия направления скольжения дислокаций приводит к существенному возрастанию (на порядок величины) скоростей дислокаций (кривые 1 и 2), в соответствии с эффектом асимметрии подвижности дислокаций, впервые наблюдавшимся в [169]. На рис. 35(б) показаны распределения 60° -ных дислокаций по скоростям в образце кремния, легированном мышьяком концентрацией 10^{25} м^{-3} , полученные в тех же экспериментальных условиях. Видно, что легирование донорной примесью приводит к значительному возрастанию скоростей по сравнению со слабо легированным кристаллом (кривые 3 и 1); это согласуется с результатами прежних исследований [122,124]. Переход от расширения к стягиванию дислокационных полупетель приводит к дополнительному, более чем в три раза, возрастанию скоростей 60° -ных сегментов (кривая 4). На рис.36 показаны зависимости средних пробегов 60° -ных дислокаций от длительности нагружения в сильно легированном образце кремния для расширяющихся (1) и стягивающихся (2) дислокационных полупетель. Линейная зависимость пробегов от времени нагружения позволяет определять скорость дислокаций по их пробегам. При второй инверсии направления скольжения, т.е. при повторном расширении дислокационных полупетель, движение 60° -ных сегментов по дважды обметенной части плоскости скольжения происходит со скоростью, совпадающей со скоростью движения по исходному кристаллу (кривая 3). Это означает, что асимметрия подвижности дислокаций наблюдается также и в сильно легированных кристаллах крем-

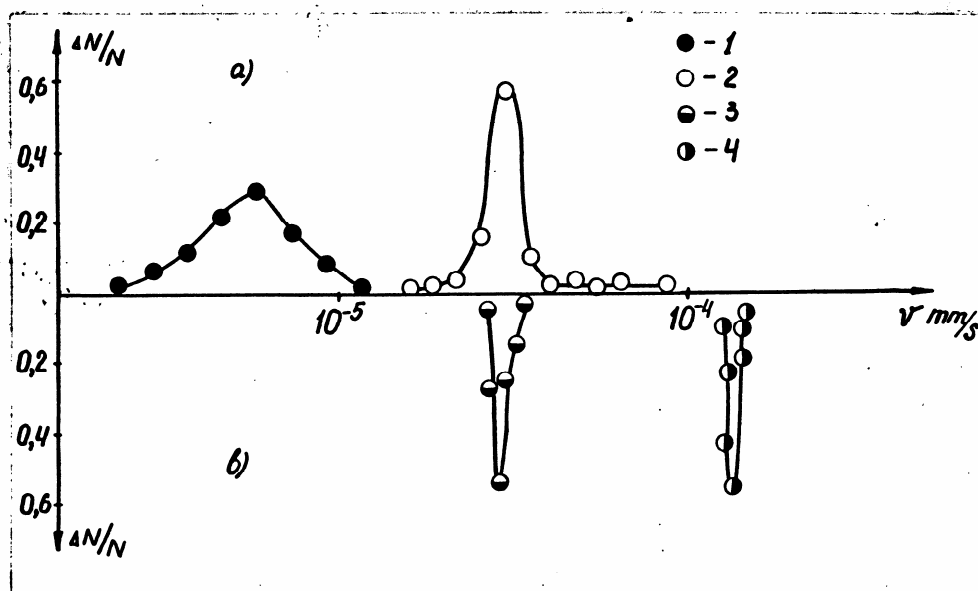


Рис. 35. Распределения 60° -ных дислокаций по скоростям движения в кремнии легированном фосфором концентрацией $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (а) при расширении (1) и сжатии (2) дислокационных полупетель, в кремнии легированном мышьяком концентрацией 10^{25} м^{-3} (б) при расширении (3) и сжатии (4) дислокационных полупетель. $T=600^\circ\text{C}$, $\sigma=10 \text{ МПа}$.

ния n -типа.

Детальный анализ эффекта асимметрии подвижности дислокаций, проведенный в [168,169], показал, что наиболее вероятной причиной эффекта в слаболегированном кремнии и германии является преобразование состояния точечных дефектов, прилегающих к обметенной части плоскости скольжения. Полученные результаты показывают, что легирование кремния примесью n -типа приводит к возрастанию средней скорости движения дислокаций. В то же время, перераспределение примесей, происходящее при прохождении дислокации, приводит к дополнительному (более чем в три раза) возрастанию средней скорости дислокаций при движении по обметенной части плоскости скольжения. И это возрастание скорости не может быть объяснено изменением уровня Ферми, т.к. объемная концентрация носителей заряда остается неизменной при инверсии направления скольжения дислокаций.

Полученные результаты выявляют существенную роль примесной атмосферы, окружающей дислокацию на процессы формирования и расширения двойных перегибов и позволяют сделать вывод о необходимости учета влияния заряженных примесей на процессы образования и движения перегибов в легированных кристаллах.

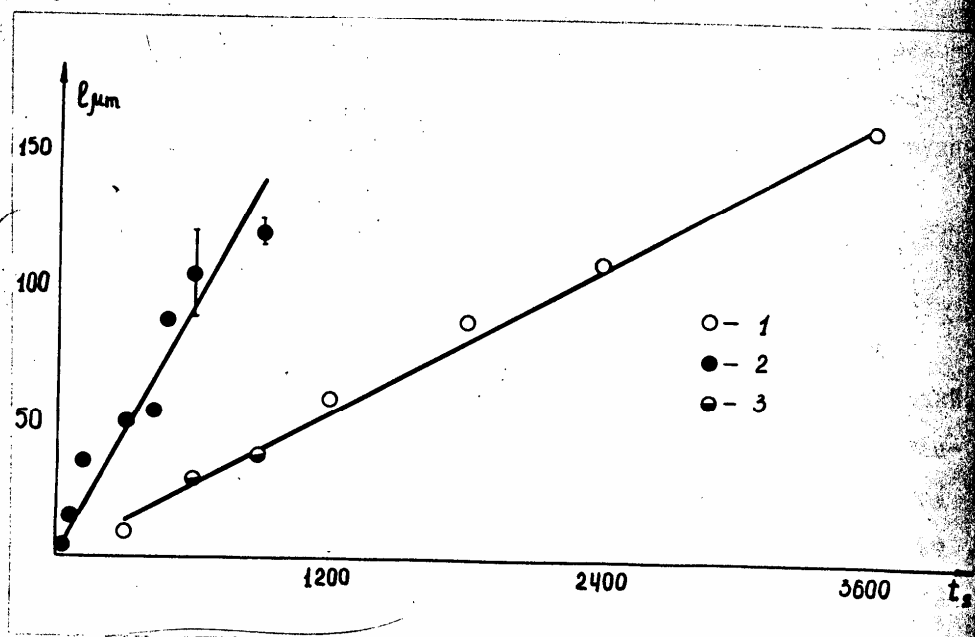


Рис. 36. Средние пробеги 60° -ных дислокаций в кремнии, легированном мышьяком концентрацией 10^{25} м^{-3} , в зависимости от длительности нагружения при расширении (1), сжатии (2) и повторном расширении (3) дислокационных полупетель.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. Разработана установка для периодического импульсного нагружения образцов с длительностью импульсов нагрузки и пауз 5...1000 мс, длительностью фронта импульса 0,5...10 мс. Исследованы закономерности движения индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния в условиях периодического импульсного нагружения.

2. Обнаружены эффекты радикального изменения характера распределения дислокаций по длинам пробегов при изменении длительности импульсов нагрузки и их скважности. Средний пробег дислокаций уменьшается с ростом t_p и уменьшением t_i от значений, измеренных при статическом нагружении до нуля. Зависимости стандартного отклонения распределения дислокаций по длинам пробегов от t_p и t_i имеют максимумы, соответствующие точкам перегиба на зависимостях $\bar{\ell}(t_p)$ и $\bar{\ell}(t_i)$. Выявлено существование критических длительностей импульса (t_i^*) и паузы (t_p^*), характеризующих процессы формирования и расширения пар перегибов на дислокационной линии. Предложена модель, позволяющая оценить основные характеристики процессов образования двойных перегибов и их расширения вдоль дислокационной линии по измеренным параметрам. Изучено влияние температуры и напряжения на процессы формирования и расширения пар перегибов на дислокации в кремнии.

3. Проведено сопоставление полученных результатов с существующими теориями движения дислокаций в глубоком потенциальном рельефе кристаллической решетки. Показано, что экспериментальные данные могут быть качественно описаны в рамках теории движения дислокации в глубоком потенциальном рельефе Пайерлса, искаженном присутствием точечных дефектов.

мулировавшие успешное выполнение работы. Выражаю признательность В.М.Винокуру, В.Л.Инденбому, В.Я.Кравченко, Б.В.Петухову, В.Л.Покровскому, а также участникам дислокационного семинара ИФТТ АН СССР за полезные обсуждения полученных в работе результатов и интерес к работе.

Сердечно благодарю М.В.Инденбома, В.С.Горнакова, В.К.Власко-Власова, А.Ф.Хапикова и всех сотрудников лаборатории реальной структуры кристаллов за доброжелательную поддержку и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Frenkel J.I. Zur Theorie der Elastizitätsgrenze und der Festigkeitskristallinischer Körper- Zs.f.Phys., 1926, Bd.37, s.572-609.
2. Конторова Т.А., Френкель Я.И. К теории пластической деформации и двойникования. - ЖЭТФ, 1938, т.8, в.12, с.1340-1358.
3. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. - Л.: Наука, 1972, -424 с.
4. Peierls R. The Size of a Dislocation. - Proc.Phys.Soc., 1940, v.52, N 289, p.23-38.
5. Nabarro F.R.N. Dislocations in a Simple Cubic Lattice. - Proc.Phys.Soc., 1947, v.59, N332, p.256-272.
6. Инденбом В.Л. Подвижность дислокаций в модели Френкеля-Конторовой. - Кристаллография, 1958, т.3, в.2, с.197-205.
7. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М.: Атомиздат, 1972, - 599 с.
8. Kratochvil J., Indenbom V.L. The Mobility of a Dislocation in the Frenkel-Kontorova Model.- Czechosl.J.Phys., 1963, v.B 13, N11, p.814-821.
9. Sanders W.T. Dislocation Kink in a Crystal Model.- J.Appl. Phys., 1965, v.36, N9, p.2822-2829.
10. Дубнова Г.Н., Инденбом В.Л. Подвижность дислокаций в модели Френкеля-Конторовой. - Кристаллография, 1966, т.II, вып.4, с.642-650.
- II. Ishibashi Y., Suzuki I. On the Evaluation of the Pinning (Peierls) Energy of Kinks due to Discreteness of Substrate Lattices.- J.Phys.Soc.Japan, 1984, v.53, N 12, p.4250-4256.

- I2. Kurosawa T. The Energy and Peierls Stress of a Dislocation in Ionic Crystals. - J.Phys.Soc.Jap., 1964, v.I9, NII, p.2096-2104.
- I3. Labusch R. Berechnung des Peierls potentials in Diamantgitter - Phys.Stat.Sol., 1965, v.I0, N2, p.645-657.
- I4. Huntington H.B., Dickey J.E., Thomson R. Dislocation Energies in NaCl. - Phys.Rev., 1955, v.I00, N4, p.III7-II28.
- I5. Celly V. Screw Dislocation in Crystals with Diamond Structure.- J.Phys.Chem., 1961, v.I9, NI, p.I00-I04.
- I6. Cotteril R.M.H., Doyama M. Energy and Atomic Configuration of Complete and Dissociated Dislocations. I. Edge Dislocation in f.c.c. Metal.- Phys.Rev., 1966, v.I45, N2, p.465-478.
- I7. Chang R., Graham L. Edge Dislocation Core Structure and the Peierls Barrier in Body-Centered Cubic Iron.- Phys. Stat.Sol., 1966, v.28, NI, p.99-I03.
- I8. Teichler H. Berechnung des Peierls Potentials in Diamantgitter mit Hilfe der Pseudopotentialmethode.- Phys.Stat. Sol., 1967, v.23, NI, p.341-352.
- I9. Vitek V., Yamaguchi M. Core Structure of Nonscrew $1/2 \langle 111 \rangle$ Dislocations on $\{110\}$ Planes in b.c.c. Crystals.- J.Phys. F, 1973, v.3, N3, p.523-536.
20. Зегер А., Шиллер П. Перегибы на дислокациях и их влияние на внутреннее трение в кристаллах. - В сб.: Физическая акустика. М. А.-М.: Мир, 1969, с.428-573.
21. Alexander H.A., Haasen P. Dislocation and Plastic Flow in the Diamond Structure.- Solid State Phys.- 1968, v.22, p.27-158.

22. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Гриднева И.В. Механические свойства ковалентных кристаллов. - Изв.АН СССР, Неорганич. мат., 1984, т.20, в.6, с.958-966.
23. Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. - Л.: Наука, 1981, -236 с.
24. Инденбом В.Л., Орлов А.Н. Современные представления о подвижности дислокаций. - В кн.: Динамика дислокаций. - Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1968, с.5-34.
25. Витек В. Термически активированное движение винтовых дислокаций в металлах с ОЦК решеткой. - В сб.: Актуальные вопросы теории дислокаций. - М.: Мир, 1968, с.236-254.
26. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. Динамика дислокаций. - В сб.: Проблемы современной кристаллографии. - М.: Наука, 1975, 1975, с.218-238.
27. Косевич А.М., Нацик В.Д. Торможение дислокации, обусловленное релаксационными процессами и рассеянием упругих волн на примесях. - В сб.: Динамика дислокаций. - Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1968, с.45-51.
28. Кравченко В.Я. Влияние электронов на торможение дислокаций в металлах. - ФТТ, 1966, т.8, в.3, с.927-935.
29. Кравченко В.Я. Воздействие направленного потока электронов на движущиеся дислокации. - ЖЭТФ, 1966, т.51, вып.12, с.1676-1688.
30. Кравченко В.Я. О возможности наблюдения движения дислокаций в проводящих кристаллах по электрическим эффектам. - ФТТ, 1967, т.9, в.4, с.1050-1057.
31. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д. Электронное торможение дислокаций в металлах. - УФН, 1973, т.111, №4, с.655-682.

32. Нацик В.Д., Потемкина Л.Г. Электронное торможение дислокаций в квантующем магнитном поле. - В сб.: Динамика дислокаций. - К.: Наукова думка, 1975, с.295-299.
33. О средней длине пробега дислокаций в кристаллах фтористого лития при гелиевых температурах/О.В.Клявин, В.И.Смирнов, Ю.М.Чернов и др. - В кн.: Динамика дислокаций. - Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1968, с.441-448.
34. Парийский В.Б., Лубенец С.В., Старцев В.И. Подвижность дислокаций в монокристаллах бромистого калия. - ФТТ, 1966, т.8, в.4, с.1227-1238.
35. Jassby K., Vreeland T. Dislocation Mobility in Copper and Zinc at 44 K. - Scripta Met., 1971, v.5, N9, p.1007-1012.
36. Движение дислокаций в монокристаллах Zn в нормальном и сверхпроводящем состояниях/И.В.Гектина, И.Н.Кузьменко, Ф.Ф.Лаврентьев и др. - ФНТ, 1985, т.II, №4, с.419-425.
37. Скоростные зависимости предела текучести меди, никеля и серебра в интервале температур от 1,5 до 300 К и динамика дислокаций в этих кристаллах/ В.И.Доценко, В.И.Кононенко, Т.А.Пархоменко и др. - В кн.: Динамика дислокаций. - К.: Наукова думка, 1975, с.307-314.
38. Надгорный Э.М. Динамические свойства изолированных дислокаций. - В сб.: Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения. - М.: Наука, 1972, с.151-175.
39. Фридел Ж. Дислокации. - М.: Мир, 1967. -664 с.
40. Evans A.G., Rawlings R.D. The Thermally Activated Deformation of Crystalline Materials.- Phys.Stat.Sol., 1969, v.34, N1, p.9-31.
41. Ландау А.И., Макара В.А., Новиков Н.Н. Исследование влияния

- взаимодействия дислокаций со стопорами на характер их движения в щелочно-галогидных кристаллах. - Харьков, 1972, -44с. (Препринт/ФТИНТ АН УССР).
42. Макара В.А., Новиков Н.Н., Руденко О.В. Некоторые особенности кинетики перемещения дислокаций в щелочно-галогидных кристаллах. - В сб.: Динамика дислокаций. - К.: Наукова думка, 1975, с.190-195.
43. Смирнов Б.И., Самойлова Т.В., Изаксон М.Б. Влияние содержания и состояния примеси на подвижность и размножение дислокаций в кристаллах $LiF:Mg$. - В кн.: Динамика дислокаций. - К.: Наукова думка, 1975, с.333-339.
44. Макара В.А., Руденко О.В. О наличии корреляции между движением и размножением дислокаций в щелочно-галогидных кристаллах. - В кн.: Динамика дислокаций. - К.: Наукова думка, 1975, с.349-355.
45. Зимкин И.Н., Самойлова Т.В., Смирнов Б.И. Влияние закрепления дислокаций леса на механические характеристики кристаллов. - В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. - Л.: Наука, 1979, с.72-78.
46. Малыгин Г.А., Владимирова Г.В. Подвижность дислокаций и кинетика разрушения алюминия. - В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. - Л.: Наука, 1979, с.96-108.
47. Ландау А.И., Выдашенко В.Н. Термоактивированное движение дислокации через хаотическую сетку точечных препятствий. - Металлофизика, 1982, т.4, в.4, с.3-20.
48. Зайцев С.И. Движение дислокаций с увлечением препятствий. - ФТТ, 1983, т.25, №2, с.394-395.
49. Зайцев С.И. Движение дислокаций с увлечением препятствий. Стационарный случай. - ФТТ, 1983, т.25, №6, с.1679-1685.

50. Клявин О.В., Симашко С.Г., Ярошевич В.Д. Механизм скольжения в кристаллах $NaCl$ в интервале температур 1,4-573 К. - ФТТ, 1971, т.13, №12, с.3508-3512.
51. Suzuki T., Nakamura K. Dislocation Mobility in LiF at Low Temperatures.- Cryst.Res.Technol., 1984, v.19, N6, p.845-852.
52. Schoeck G. The Superposition of Thermal Activation in Dislocation Movement.-Phys.Stat.Sol.(a),1985, v.87,N2,p.571-581.
53. Mott N.F., Nabarro F.R.N. Dislocation Theory and Transient Creep.-In: Rept.Conf.Strength of Solids, London, 1947, p.1-19.
54. Малыгин Г.А. Анализ активационных процессов зарождения двойных перегибов в рельефе Пайерлса в ОЦК кристаллах. - ФММ, 1984, т.58, в.2, с.360-369.
55. Haasen P. Dislocations and the Plasticity of Ionic Crystals.- Material Science and Technology, 1985, v.1, N 11, p.1013-1024.
56. Петухов Б.В. Об условиях проявления эффекта разупрочнения материалов примесями. - ФММ, 1983, т.56, в.6, с.1177-1185.
57. Ogurtani T. Solitons in Solids.- Annual Review of Mat.Sci., 1983, v.13, p.67-88.
58. Bishop A.R., Krumhansl J.A., Trullinger S.E. Solitons in Condensed Matter: a Paradigm.- Physica D, 1980, v.1, N1, p.1-44.
59. Bishop A. Statistical Mechanics of Nonlinear Dispersive Systems.- In: Solitons and Condensed Matter Physics/Ed.:A.Bishop, T.Schneider;Springer Series in Solid-State Sciences 8.- Berlin etc.: Springer, 1978, p.85-103.
60. Solitons and Nonlinear Wave Equations/R.K.Dodd, J.C.Eilbeck, J.D.Gibbon et al.- London: Academic Press, 1982.- 630 p.

61. Dorn J.E., Raynak S. Nucleation of Kink Pairs and the Peierls Mechanism of Plastic Deformation.- Trans.Metal.Soc.AIME, 1964, v.230, N5, p.1052-1064.
62. Seeger A. Structure and Diffusion of Kinks in Monatomic Crystals.- In: Dislocations 1984: Proc.Int.Conf.Core Structure and Physical Properties of Dislocations, Aussois, 1984/ Ed.: P.Veyssiere, L.Kubin, J.Castaing.-Paris: CNRS, 1984, p.141-178.
63. Seeger A. The Kink Picture of Dislocation Mobility and Dislocation-Point-Defect Interactions.- J.de Phys., 1981, Tome 42, Colloq. C5, Suppl. N10, p.C5-201-C5-228.
64. Fogel M.B., Trullinger S.E., Bishop A.R., Krumhansl J.A. Classical Particlelike Behaviour of Sine-Gordon Solitons in Scattering Potentials and Applied Fields.- Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, N 24, p.1411-1414.
65. Fogel M.B., Tsullinger S.E., Bishop A.R. Dynamic Polarizability of the Sine-Gordon Soliton. - Phys.Lett.A, 1976, v.59, N2, p.81-83.
66. Fogel M.B., Trullinger S.E., Bishop A.R., Krumhansl J.A. Dynamics of Sine-Gordon Solitons in the Presence of Perturbations.- Phys.Rev.B, 1977, v.15, N3, p.1578-1592.
67. Косевич А.М., Кившарь Ю.С. Эволюция солитон-антисолитонной пары под действием возмущений в системе, описываемой синус-уравнением Гордона. - ФНТ, 1982, т.8, в.12, с.1270-1284.
68. Theodorakopoulos N., Hanna S., Klein R. Behavior of a ϕ^4 -Kink in the Presence of an Inhomogeneous Perturbation.- In:

Solitons and Condensed Matter Physics/Ed.: A.R.Bishop,
T.Schneider: Springer Series in Solid-State Sciences 8.-
Berlin etc.: Springer, 1978, p.158-161.

69. Kaup D.J., El-sayed Osman. Motion of Damped Sine-Gordon Kinks in the Presence of Thermal Fluctuations.- Phys. Rev.B, 1986, v.33, N3, p.1762-1773.
70. Homma S. Numerical Simulation of Kink Dynamics in Sine-Lattice Discrete Double Sine-Gordon Equation.- Progress of Theoretical Phys., 1986, v.76, N1, p.1-10.
71. Kunz C., Combs J.A. Discrete Theory of Kink Diffusion in the ϕ^4 Lattice with Comparison to the Continuum Approximation.- Phys.Rev.B, 1985, v.31, N1, p.527-535.
72. Bullough R.K., Dodd R.K., Solitons in Mathematics: Brief History. In: Solitons and Condensed Matter Physics/Ed.: Bishop A., Schneider T.: Springer Series in Solid State Sciences 8.- Berlin etc.: Springer, 1978, p.2-21.
73. Скотт Э., Чжу Ф., Маклафлин Д. Солитон - новое понятие в прикладных науках. - В кн.: Скотт Э. Нелинейные волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. - М.: Советское радио, 1977, с.79-123.
74. Seeger A., Donth H., Kochendörfer A. Theorie der Versetzungen in eindimensionalen Atomreihen. III. Versetzungen. Eigenbewegungen und ihre Wechselwirkung.- Zs.f.Phys., 1953, v.134, N2, p.173-193.
75. Perring J.K., Skyrme T.H.R. A Model Unified Field Equation.- Nucl.Phys., 1962, v.31, N4, p.550-555.

76. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States.- Phys.Rev.Lett., 1965, v.15, N6, p.240-243.
77. Давыдов А.С. Солитоны в молекулярных системах. - К.: Наукова думка, 1984. -288 с.
78. Eilbeck J.C. Numerical Studies of Solitons.- In: Solitons and Condensed Matter Physics/Ed.: Bishop A., Schneider T.: Springer Series in Solid State Sciences 8.- Berlin etc.: Springer, 1978, p.28-43.
79. Newell A.C. Soliton Perturbation and Nonlinear Focussing.- In: Solitons and Condensed Matter Physics/Ed.: Bishop A., Schneider T.: Springer Series in Solid State Sciences 8.- Berlin etc.: Springer, 1978, p.52-67.
80. Seeger A. Solitons and Statistical Thermodynamics.- Stuttgart, 1986.- 42 p. (Preprinted from: Trends in Applications of Pure Mathematics to Mechanics, Lecture Notes in Physics 249.- Berlin etc.: Springer, 1986).
81. Lomdahl P.S., Samuelson M.R. Persistent Breather Excitations in an Ac-Driven Sine-Gordon System with Loss.- Phys. Rev.A, 1986, v.34, N1, p.664-667.
82. Alexander H. Dislocations in Covalent Crystals.- In: Dislocations in Solids/ Ed.F.R.N.Nabarro.- Amsterdam: North Holland, 1986, p.II3-234.
83. Lothe J., Hirth J.R. Dislocation Dynamics at Low Temperatures.- Phys.Rev., 1959, v.II5, N3, p.543-550.
84. Kroupa F., Brown L.M. Elastic Self- and Interaction Energies of Dislocation Jogs.- Phil.Mag., 1961, v.6, N70, p.I267-1270.

85. Celly V., Kabler M., Ninomiya T., Thomson R. Theory of Dislocation Mobility in Semiconductors.- Phys.Rev., 1963, v.131, NI, p.58-72.
86. Казанцев А.П., Покровский В.Л. Подвижность дислокаций в решетке с большими барьерами Пайерлса. - ЖЭТФ, 1970, т.58, в.2, с.677-682.
87. Гийо П., Дорн Дж. Критический обзор пайерлсовского механизма деформации. - В кн.: Актуальные вопросы теории дислокаций. - М.: Мир, 1968, с.270-310.
88. Петухов Б.В., Покровский В.Л. Квантовое и классическое движение дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. - ЖЭТФ, 1972, т.63, в.6, с.634-647.
89. Eshelby J.D. The Interaction of Kinks and Elastic Waves.- Proc.Phys.Soc., 1962, v.266, N 1325, p.222-246.
90. Seeger A. The Theory of Low Temperature Peak of Internal Friction, Observed in Metals.- Phil.Mag., 1956, v.I, N7, p.651-660.
91. Ninomiya T., Thomson R., Garsia-Moliner F. Dislocation Damping in Semiconductors and Abrupt versus Smooth Kinks.- J.Appl.Phys., 1964, v.35, NI2, p.3607-3613.
92. Арсенольт Р.Дж. Микропластичность ОЦК-металлов и твердых растворов. Механизм двойных перегибов. - В кн.: Микропластичность. - М.: Металлургия, 1972, с.76-128.
93. Büttiker M., Landauer R. Nucleation Theory of Overdamped Soliton Motion.- Phys.Rev.A, v.23, N3, p.1397-1410.
94. Seeger A. The Temperature and Strain Rate Dependence of the Flow Stress of Body-Centered Cubic Metals: A Theory Based on Kink-Kink Interaction.- Z.Metallk., 1981, Bd.72, H.6, s.369-380.

95. Mori T., Kato M. Asymptotic Form of Activation Energy for Double-Kink Formation on a Dislocation in a One-Dimensional Periodic Field.- Phil.Mag.A, 1981, v.43, N6, p.1315-1320.
96. Kato M. Activation Energy for Dislocation Motion in a One-Dimensional Periodic Field. - Phys.Stat.Sol.(a), 1983, v.79, N2, p.507-522.
97. Lee T.C., Kato M., Dislocation Motion in a Two-Dimensional Periodic Field.- Mater.Sci. and Eng., 1984, v.62, N2, p.173-179.
98. Mann E. On the Diffusion Theory of Kink-Pair Formation on Dislocations.- Phys.Stat.Sol.(b), 1982, v.III, N2, p.541-555.
99. Marklund S. A Note on Double Kink Interaction and Formation Energies in Silicon.- Solid State Communication, 1984, v.50, N2, p.185-187.
100. Masuda K., Ushio H., Jojima K. Effects of External Shear Stress on the Smallest Double Kink Nucleation Process in Si.- J.Phys.Soc.Japan, 1985, v.54, N2, p.598-603.
101. Büttiker M., Landauer R. Transport and Fluctuations in Linear Arrays of Multistable Systems.- In: Nonlinear Phenomena at Phase Transitions and Instabilities/Ed.: T.Riste.- N.-Y.: Plenum Publishing Corporation, 1982, p.III-143.
102. Heggie M., Jones R. Solitons and the Electrical and Mobility Properties of Dislocations in Silicon.- Phil.Mag.B, 1983, v.48, N4, p.365-377.

- I03. Louchet F., Thibault-Desseaux J. Dislocation Cores in Semiconductors. From the "Shuffle or Glide" Dispute to the "Glide and Shuffle" Partnership. - *Revue de Physique Appliquee*, 1987, v.22, N4, p.207-219.
- I04. Jones R. The Structure of kinks on the 90° Partial in Si and a "strained-Bond Model" for Dislocation Motion. - *Phil.Mag.B*, 1980, v.42, N2, p.213-219.
- I05. Southgate P.D., Attard A.E. Thermally Activated Dislocation Kink Motion in Silicon. - *J.Appl.Phys.*, 1963, v.34, N4 (1), p.855-863.
- I06. Gerk A.P., Williams W.S. Internal Friction in Intrinsic and n-type Germanium and Silucon. - *J.Appl.Phys.*, 1982, v.53, N5, p.3585-3606.
- I07. The Properties of the Low-Temperature Internal Friction Peak in Silicon/L.P.Khiznichenko, P.F.Kromer, D.K.Kaipnazarov et al. - *Phys.Stat.Sol.*, 1967, v.21, N2, p.805-810.
- I08. Kromer P.F., Khiznichenko L.P. On the Low-Temperature Internal Friction in Silicon. - *Phys.Stat.Sol.*, 1967, v.21, N2, p.811-818.
- I09. Антипов С.А., Белявский В.И., Дрожжин А.И. Дислокационное внутреннее трение в нитевидных кристаллах кремния. - *ФТТ*, 1982, т.24, в.11, с.3268-3272.
- I10. Möller H.-J., Buchholz J. Low-Temperature Internal Friction of Deformed Germanium and Silicon. - *Phys.Stat.Sol.(a)*, 1973, v.20, N2, p.545-554.
- III. Kawata Y., Ishioka S. Dislocation Motion in a Crystal Having a High Peierls Barrier. - *Phil.Mag.A*, 1983, v.48, N6, p.921-934.

- II2. Wessel K., Alexander H. On the Mobility of Partial Dislocations in Silicon.- Phil.Mag., 1977, v.35, N6, p.1523-1536.
- II3. Kaufman H.-I., Luft A., Schulze D. Deformation Mechanism and Dislocation Structure of High-Purity Molybdenum Single Crystals at Low Temperatures.- Crystal Res. Technol., 1984, v.19, N3, p.357-372.
- II4. Suzuki T., Kim H. Low-Temperature Deformation and Peierls Mechanism in NaCl.- J.Phys.Soc.Japan, 1976, v.40, N6, p.1703-1706.
- II5. Haasen P., Barthel C., Suzuki T. Choise of Slip System and Peierls Stress in the NaCl Structure.- In: Proc. of Yamada Conf. IX on Dislocations in Solids/ Ed. H.Suzuki.- Tokyo: University of Tokyo Press, 1985, p.453-461.
- II6. Ackermann F., Mughrabi H., Seeger A. Temperature and Strain-Rate Dependence of the Flow Stress of Ultrapure Niobium Single Crystals in Cycle Deformation.- Acta Met., 1983, v.31, N9, p.1353-1366.
- II7. Кириченко Г.И. Анизотропия пластической деформации монокристаллов β -олова в интервале температур 4,2-300 К. - ФММ, 1986, т.63, в.1, с.157-164.
- II8. Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф., Нацик В.Д. Термоактивированное движение пирамидальных дислокаций через барьер Пайерлса в монокристаллах цинка. - ЖЭТФ, 1980, т.79, в.5, с.1927-1935.
- II9. Chaudhuri A.R., Patel J.R., Rubin L.G. Velocities and Densities of Dislocations in Germanium and Other Semiconductor Crystals.- J.Appl.Phys., 1962, v.33, N9, p.2736-2746.

- I20. Цзин Хун, Чжен Е.Н. Скорость движения дислокаций в кристаллах кремния. - БП ВИНТИ - № 67302/7-6 с. - "Ули сзэ-бао", 1965, т.21, №12, с.1968-1976.
- I21. Suzuki T., Kojima H. Dislocation Motion in Silicon Crystals as Measured by the Lang X-ray Technique.- Acta Met., 1966, v.14, N8, p.913-924.
- I22. Patel J.R., Freeland P.E. Change of Dislocation Velocity with Fermi Level in Silicon.- Phys.Rev.Lett., 1967, v.18, N20, p.833-835.
- I23. Никитенко В.И., Ерофеев В.Н., Надгорная Н.М. Исследование подвижности дислокаций в кремнии. - В сб.: Динамика дислокаций. - Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1968, с.84-98.
- I24. Erofeev V.N., Nikitenko V.I., Osvenskii V.B. Effect of Impurities on Individual Dislocation Mobility in Silicon.- Phys.Stat.Sol., 1969, v.35, N1, p.79-88.
- I25. Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. Подвижность дислокаций в кремнии, содержащем примеси замещения и внедрения. - ФТТ, 1971, т.13, в.1, с.146-151.
- I26. Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. Сопоставление экспериментальных данных и теория подвижности дислокаций в кремнии. - ЖЭТФ, 1971, т.60, в.5, с.1780-1786.
- I27. Velocities of Screw and 60° -Dislocations in Silicon/A. George, C.Escaravage, G.Champier et al.- Phys.Stat.Sol. (b), 1972, v.53, N2, p.483-496.
- I28. George A., Champier G. Measurement of the Dislocation Velocities of Screw and 60° Dislocations in n- and p-Si.- Phys.Stat.Sol.(a), 1979, v.53, N2, p.529-540.

- I29. Kulkarni S.B., Williams W.S. Dislocation Velocities and Electronic Doping in Silicon.- J.Appl.Phys., 1976, v.47, N10, p.4318-4324.
- I30. The Effect of Thermal Treatment Conditions on the Mobility and Electrical Activity of Dislocations in Si/I.E.Bondarenko, V.G.Eremenko, V.I.Nikitenko et al.- Phys.Stat.Sol.(a), 1980, v.60, N2, p.341-349.
- I31. On the Real Structure of Monocrystalline Silicon near Dislocation Slip Planes/I.E.Bondarenko, V.G.Eremenko, B.Ya. Farber et al.- Phys.Stat.Sol.(a), 1981, v.68, N1, p.53-60.
- I32. Farber B.Ya., Nikitenko V.I. Change of the Dislocation Mobility Characteristics in Silicon Single Crystals at Elevated Temperatures.- Phys.Stat.Sol.(a), 1982, v.73, N1, p.K141-K144.
- I33. Imai M., Sumino K. In situ X-Ray Topographic Study of the Dislocation Mobility in High-Purity and Impurity-Doped Silicon Crystals. - Phil.Mag.A., 1983, v.47, N4, p.599-621.
- I34. Sumino K., Imai M. Interaction of Dislocations with Impurities in Silicon Crystals Studied by in-situ X-Ray Topography.- Phil.Mag.A., 1983, v.47, N5, p.753-766.
- I35. Effects of Nitrogen on Dislocation Behavior and Mechanical Strength in Silicon Crystals/K.Sumino, I.Yonenaga, M.Imai et al. - J.Appl.Phys., 1983, v.54, N9, p.5016-5020.
- I36. О временах задержек начала движения дислокаций в кристаллах Si /Н.Я.Горидько, В.А.Макара, Н.Н.Новиков и др. - ФТТ, 1983, т.25, в.9, с.2598-2601.

137. Влияние термообработки кристаллов кремния на кинетику движения дислокаций/Н.Я.Горидько, В.А.Макара, Н.Н.Новиков и др. - Укр.физ.ж., 1984, т.29, №6, с.880-883.
138. Макара В.А. Изучение характера движения коротких дислокационных сегментов в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса. - Киев, 1986. - 52 с. (Препринт/ИЭС им.Е.О.Патона: ИПМ-86-2).
139. Шпейзман В.В., Смирнов Б.И., Солнцева И.Ю. О движении дислокаций в монокристаллах кремния при комнатной температуре. - Изв. АНССР, серия физическая, 1987, т.51, №4, с.768-773.
140. Sato M., Sumino K. Motion of Extended Dislocations in Si Crystals Observed by HVEM.- Phys.Stat.Sol.(a), 1979, v.55, N1, p.297-306.
141. Louchet F. On the Mobility of Dislocations in Silicon by in situ Straining in a High-Voltage Electron Microscope.- Phil.Mag.A, 1981, v.43, N5, p.1289-1297.
142. Hirsch P.B., Ourmazd A., Pirouz P. Relaxation of Dislocations in Deformed Silicon.- Inst.Phys.Conf.Ser., 1981, N60, p.29-34.
143. Vanderwalker D.M. The Influence of Cu on Dislocation Motion in Si.- Phys.Stat.Sol.(a), 1984, v.82, N1, p.93-99.
144. Vanderwalker D.M. The Effect of Doping on the Motion of Partial Dislocations in Si. - Phys.Stat.Sol.(a), 1985, v.87, N2, p.KI43-KI47.
145. Patel J.R., Chaudhuri A.R. Charged Impurity Effects on the Deformation of Dislocation Free Germanium.- Phys.Rev.,

1966, v.143, N2, p.601-608.

- I46. Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. Скорость движения индивидуальных дислокаций в монокристаллах германия. - ФТТ, 1971, т. 13, в.1, с.300-302.
- I47. Бадиленко Н.А., Новиков Н.Н., Зубарькова Е.Л. Изучение кинетики движения дислокаций и преодоления ими локальных препятствий в германии. - Металлофизика, 1974, вып.51, с.72-78.
- I48. Новиков Н.Н., Хименко М.В. Исследование кинетики перемещения дислокаций и напряжений старта в германии. - В кн.: Динамика дислокаций, К.: Наукова думка, 1975, с.205-210.
- I49. Новиков Н.Н., Макара В.А., Казо И.Ф. Изучение характера движения коротких дислокационных отрезков в кристаллах под действием низких напряжений. - Изв.ВУЗов, физика, 1977, №3, с.97-104.
- I50. Казо И.Ф., Макара В.А., Новиков Н.Н. Об эволюции распределения длин пробегов дислокаций в кристаллах германия. - Металлофизика, 1980, т.2, в.5, с.35-40.
- I51. Макара В.А., Петухов Б.В. Исследование распределений длин пробегов коротких дислокационных сегментов в Ge. - ФТТ, 1982, т.24, в.11, с.3458-3460.
- I52. Бондаренко И.Е., Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. Влияние электрически активных примесей на подвижность индивидуальных дислокаций в германии. - ЖЭТФ, 1973, т.64, в.6, с.2196-2208.
- I53. Бондаренко И.Е., Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. Подвижность дислокаций в монокристаллах германия с различным содержанием электрически активных и нейтральных примесей. - В сб.:

- Динамика дислокаций, К.: Наукова думка, 1975, с.42-48.
- I54. Бондаренко И.Е., Никитенко В.И. О роли точечных дефектов в формировании закономерностей движения дислокаций в глупом рельефе Пайерлса. - В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел, Л.: Наука, 1979, с.244-256.
- I55. Фарбер Б.Я., Бондаренко И.Е., Никитенко В.И. Подвижность индивидуальных дислокаций в монокристаллах германия в области высоких температур. - ФТТ, 1981, т.23, в.7, с.2192-2194.
- I56. Mihara M., Ninomiya T. Dislocation Velocity in Indium Antimonide.- J.Phys.Soc.Jap., 1968, v.25, N4, p.1198-1203.
- I57. Осипьян Ю.А., Ерофеева С.А. Экспериментальные исследования подвижности дислокаций в антимониде индия. - ФТТ, 1969, т.11, в.4, с.944-950.
- I58. Cho S.K., Michara M., Ninomiya T. Dislocation Velocities in GaAs.- Japan J.Appl.Phys., 1977, v.16, N5, p.737-745.
- I59. Quantitative Measurements of Recombination Enhanced Dislocation Glide in Gallium Arsenide/K.Maeda, M.Sato, A.Kubo et al. - J.Appl.Phys., 1983, v.54, N1, p.161-168.
160. Fnaiech M., Reynaud F., Couret A., Caillard D. A TEM in situ Study of Dislocation Glide in III-V Compound (InSb). - Phil.Mag.A, 1987, v.55, No.4, p.405-423.
- I61. Schaumburg H. Geschwindigkeiten von Schrauben und 60° Versetzungen in Germanium. - Phil.Mag., 1972, v.25, N6, p.1429-1458.
- I62. Никитенко В.И. Подвижность дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. - В сб.: Динамика дислокаций, К.: Наукова

думка, 1975, с.7-28.

- I63. Alexander H. New Results on Dislocation Motion in Silicon and Germanium.- Crystal Research and Technol., 1981, v.16, N2, p.231-238.
- I64. Sumino K. Interaction between Dislocations and Impurities in Silicon. - J.de Physique, 1983, C4, suppl.9, p.C4-195-C4-206.
- I65. Louchet F., George A. Dislocation Mobility Measurements: an Essential Tool for Understanding the Atomic and Electronic Core Structures of Dislocations in Semiconductors?- J. de Physique, 1983, с.4, suppl.9, p.51-60.
- I66. Мильвидский М.Г., Освенский В.В. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. - М.: Металлургия, 1984. - 256 с.
- I67. Nikitenko V.I., Farber B.Ya. Some Unsolved Problems in Investigation of Dislocation Mobility in Semiconductors. - In: Proc. of Yamada Conf. IX on Dislocations in Solids/ Ed.H.Suzuki.-Tokyo: University of Tokyo Press, 1985, p.417-420.
- I68. Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Бондаренко И.Е. Влияние инверсии направления скольжения дислокации на характеристики их подвижности в монокристаллах германия. - ЖЭТФ, 1982, т.82, в.5, с.1539-1549.
- I69. Nikitenko V.I., Farber B.Ya., Yakimov E.B. Asymmetry of Isolated Dislocation Mobility in Silicon Single Crystals.- Crystal Res.Technol., 1984, v.19, N3, p.295-302.
- I70. Особенности движения 60° -ных дислокаций в *InSb* при реверсивном нагружении /В.И.Барбашов, В.И.Зайцев, В.Н.Мостовой

и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т.12, №9, с.524-527.

- I71. Suzuki H. A Note on the Peierls Force.- J.Phys.Soc.Japan, 1963, v.18, N1, p.182-186.
- I72. Rabier J., Veyssiere P., Demenet J.L. Plastic Deformation of Silicon at Low Temperature and the Influence of Doping.- J.de Physique, 1983, v.44, N9, p.C4-243-C4-253.
- I73. Forbidden-Reflection Lattice Imaging for Determination of Kink Densities on Partial Dislocations/H.Alexander, J.C.H. Spence, D.Shindo et al.- Phil.Mag.A, 1986, v.53, N5, p.627-645.
- I74. Рыбин В.В., Орлов А.Н. Теория подвижности дислокаций в интервале малых скоростей. - ФТТ, 1969, т.II, в.II, с. 3251-3259.
- I75. Рыбин В.В., Орлов А.Н. Подвижность дислокаций в кристаллах с высоким пайерлсовским рельефом. - ФТТ, 1969, т.II, в.I2, с.3605-3613.
- I76. Петухов Б.В. О влиянии точечных дефектов на подвижность дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса. - ФТТ, 1971, т.I3, в.5, с.I445-I449.
- I77. Suzuki H. Solid Solution Hardening in Body-Centered Cubic Alloys.- In: Dislocations in Solids. v.4. Dislocations in Metallurgy.- Amsterdam: North Holland Publ.Co., 1979, p.191-217.
- I78. Басс Ф.Г., Конотоп В.В., Синицын Ю.А. Солитон в поле случайных сил. - ЖТФ, 1985, т.88, №2, с.541-549.
- I79. Vinokur V.M. Dislocation Dynamics in Disordered Crystals with High Peierls Barriers.- J.de Physique, 1986, v.47, N9, p.I425-I429.

180. Винокур В.М., Иоффе Л.Б., Сагдеев И.Р. О движении дислокаций в рельефе Пайерлса в кристаллах с дефектами. - Известия АН СССР, серия физическая, 1987, т.51, №4, с.763-767.
181. Малыгин Г.А. Примесные атмосферы и природа температурных аномалий энергии активации в легированных кристаллах. - ФТТ, 1981, т.23, №9, с.2806-2813.
182. Малыгин Г.А. Точечные дефекты и эффективные активационные параметры движения дислокаций в Ge и Si при низких напряжениях. - ФТТ, 1982, т.24, в.9, с.2757-2762.
183. Петухов Б.В. О влиянии подвижных примесей на скорость движения дислокационных перегибов. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, в.24, с.1486-1489.
184. Орлов А.Н. Взаимодействие атома примеси с перегибами на движущихся дислокациях. - ФТТ, 1980, т.22, в.12, с.3580-3585.
185. Клявин О.В., Лиходедов Н.Н., Орлов А.Н. Атомная структура перегиба на винтовой дислокации в ОЦК решетке и его взаимодействие с примесными атомами. - ФТТ, 1985, т.27, в.11, с.3388-3396.
186. Sun Z.Q., Ke T.S. Interaction Between a Moving Kink and the Point Defects Migrating along the Dislocation. - Scr. Met., 1981, v.15, N7, p.763-767.
187. Проникновение гелия в кристаллы LiF при их деформировании в среде жидкого He^4 и He^3 /О.В.Клявин, Б.А.Мамырин, А.В. Хабарин и др. - ФТТ, 1976, т.18, в.5, с.1281-1285.
188. Клявин О.В., Швец Г.И. Взаимодействие механически активированной поверхности кристаллических тел с внешней средой через движущиеся дислокации. - В кн.: Кинетика деформир.

и разруш. композиционных материалов. - Л.: Наука, 1983, с.71-85.

- 189. Петухов Б.В., Сухарев В.Я. О влиянии упругих полей точечных дефектов на подвижность дислокаций в кристаллическом рельефе. - ФТТ, 1981, т.23, в.4, с.1093-1096.
- 190. Петухов Б.В. Об эффекте разупрочнения материалов примесями. - Письма в ЖТФ, 1982, т.18, в.14, с.833-836.
- 191. Петухов Б.В. О режимах движения дислокаций, контролируемых подвижностью солитонов. - ФТТ, 1983, т.25, в.6, с.1822-1829.
- 192. Петухов Б.В. О стартовых напряжениях при движении дислокаций в потенциальном рельефе кристаллической решетки. - ФТТ, 1982, т.24, в.2, с.439-442.
- 193. Петухов Б.В., Покровский В.Л. О влиянии заряженных примесей на подвижность дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса. - ФТТ, 1971, т.13, в.12, с.3679-3682.
- 194. Петухов Б.В., Сухарев В.Я. О влиянии заряженных примесей на подвижность дислокаций в кристаллическом рельефе. - ФТТ, 1980, т.22, в.2, с.456-462.
- 195. Frisch H.L., Patel J.R. Chemical Influence of Holes and Electrons on Dislocation Velocity in Semiconductors. - Phys.Rev.Lett., 1967, v.18, N19, p.784-789.
- 196. Patel J.R., Testardi L.R., Freeland P.F. Electronic Effects on Dislocation Velocities in Heavily Doped Silicon. - Phys.Rev.B, 1976, v.13, N8, p.3548-3557.
- 197. Haasen P. Kinkenbildung in Geladenen Versetzungen. - Phys. Stat.Sol.(a), 1975, v.28, N1, p.145-155.

198. Haasen P. Kink Formation and Migration as Dependent of Fermi Level.- J.de Physique, 1979, v.40, C6, p.III-II6.
199. Hirsch P.B. A Mechanism for the Effect of Doping on Dislocation Mobility.-J.de Physique, 1979, v.40, C6, p.II7-II21.
200. Белявский В.И., Даринский Б.М., Шалимов В.В. Влияние электронных связанных состояний на подвижность дислокационных перегибов в полупроводниках. - ФТТ, 1981, т.23, в.1, с. 326-328.
201. Белявский В.И., Даринский Б.М., Шалимов В.В. К теории подвижности дислокаций в легированных полупроводниках. - ФТТ, 1982, т.24, в.2, с.511-516.
202. Shokley W. Dislocations and Edge States in Diamond Crystal Structure.- Phys.Rev., 1953, v.91,NI, p.228.
203. Read W.T. Theory of Dislocations in Ge.- Phil.Mag., 1954, v.54, N367, p.775-796.
204. Пшеничнов Ю.П. Выявление тонкой структуры кристаллов. - М.: Металлургия, 1974. - 528 с.
205. Sirtl E., Adler A. Chromsäure-Flussaure als Spezifisches System zur Ätzgrubenentwicklung auf Silizium.- Z.Metallk., 1961, v.52, N8, p.529-531.
206. Borle N.N., Bagai R.K. Dislocation Etch Pits on the Various Crystallographic Planes of Si.- J.of Crystal Growth, 1976, v.36, N2, p.259-262.
207. Тимошенко С.П. Сопротивление материалов. - М.: Наука, 1965, -363 с.
208. Ерофеев В.Н., Никитенко В.И., Половинкина В.И., Суворов Э.В. Исследование особенностей рентгенодифракционного контраста и геометрии дислокационных полупетель в кремнии. - Кристал-

лография, 1971, т.16, в.1, с.190-196.

209. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. - М.: Мир, 1972. - 418 с.
210. Toda M. Теория нелинейных решеток. - М.: Мир, 1984, -262с.
211. Беттех Дж., Пауэлл Дж. Распространение солитонов в одномерной цепочке при ударном сжатии. - В кн.: Солитоны в действии. - М.: Мир, 1981, с.269-288.
212. Nikitenko V.I., Dedukh L.M., Vlasko-Vlasov V.K. Dislocations, Domain Walls and Dynamic Solitons in Magnetics.-In: Proc. of Yamada Conf. IX on Dislocations in Solids/Ed. H.Suzuki.- Tokyo: University of Tokyo Press, 1985, p.493-498.
213. Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Иунин Ю.Л. О возможности экспериментального изучения кинетики формирования и подвижности перегибов на дислокационной линии. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, в.3, с.103-105.
214. Farber B.Ya., Iunin Yu.L. Influence of Doping on the Asymmetry of the Dislocation Mobility in Silicon Single Crystals.-Phys.Stat.Sol.(a), 1985, v.92, N2, p.K47-K51.
215. Farber B.Ya., Iunin Yu.L., Nikitenko V.I. Experimental Study of the Double Kink Formation Kinetics and Kink Mobility on the Dislocation Line in Si Single Crystals.-Phys. Stat.Sol.(a), 1986, v.97, N2, p.469-478.
216. Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Иунин Ю.Л. Исследование кинетики формирования и эволюции нелинейных возбуждений, лимитирующих подвижность дислокаций в монокристаллах полупроводников. - Известия АН СССР, серия физическая, 1987, №4, с.715-721.

217. Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Иунин Ю.Л. Экспериментальное исследование динамики кинков на дислокационной линии в монокристаллах полупроводников. - ЖЭТФ, 1987, т.93, в. 4, с.1304-1318.