

состояния отлетающей частицы к энергии Ферми; конечная ширина зоны электронных состояний в металле; зависимость амплитуды обменного взаимодействия от кинетической энергии эмитируемой частицы; пространственная диффузия носителя заряда в металле.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Lang N., Nor skov J. // Physica Scripta. 1983. V. 6. P. 15-18.
- [2] Wucher A., Oe chsner H. // Surface Sci. 1988. V. 199. P. 567-578.
- [3] Lang N. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 2019-2020.
- [4] Sroubek Z., Falcone G. // Surface Sci. 1988. V. 197. P. 528-538.
- [5] Brako R., News D.M. // Surface Sci. 1981. V. 108. P. 253-270.
- [6] Ле дя н ки н Д.В., У р а з г и л ь д и н И.Ф., Ю р а - с о в а В.Е. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 90-100.
- [7] O'Connor D.J., Shen Y.G., Wilson J.M., Mac Donald R.G. // Surface Sci. 1988. V. 197. P. 277-294.

Московский
государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
19 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

05.1

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СКОРОСТЬ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

В.И. А л е к с е е н к о, В.М. М о с т о в о й

1. Старение дислокаций в щелочно-галогидных кристаллах изучалось в работах [1, 2]. Впервые задача об изучении кинетики подвижности индивидуальных дислокаций в кристаллах полупроводников, подвергнутых высокотемпературному отжигу, была поставлена в [3]. Было экспериментально показано, что предварительной высокотемпературный отжиг кристалла с дислокациями без внешней нагрузки приводит к резкому падению скорости дислокаций, тогда как подобный отжиг кристаллов с движущимися под действием внешней нагрузки дислокациями практически не оказывает влияния на их подвижность [4].

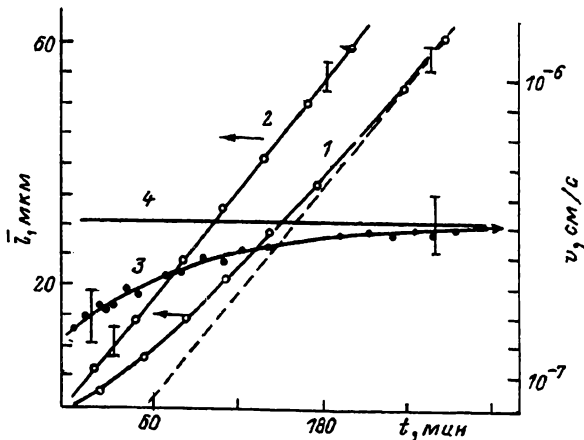


Рис. 1. Кинетические зависимости средних пробегов (1, 2) и средних скоростей (3, 4) винтовых дислокаций в антимиониде индия. 1 и 3 относятся к отожженному кристаллу с дислокациями при $T_{\text{отж}} = 523 \text{ К}$.

Целью настоящей работы явилось более детальное изучение влияния предварительного отжига на подвижность дислокаций.

2. Исследования проводились на бездислокационных монокристаллах антимиониды индия, легированных теллуром до концентраций 10^{15} см^{-3} . Образцы в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами $2 \times 2 \times 15 \text{ мм}^3$ вырезались вдоль кристаллографических направлений $[111]$, $[11\bar{2}]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно. Для введения дислокаций и изучения их подвижности использовалась методика четырехопорного изгиба. Пробеги дислокаций, выходящих на поверхность кристалла (111) , регистрировались по ямкам травления. В данной работе исследования проводились на винтовых дислокациях, полученных либо от внутренних концентраторов напряжений, либо от царапины, нанесенной на грани $(11\bar{2})$ кристалла.

На эксперименте снимались кинетические зависимости средних пробегов дислокаций $\bar{z}(t)$ от времени и рассчитывались скорости их движения. Измерения проводились в режиме: температура нагружения $T = 423 \text{ К}$; внешнее напряжение - $\sigma = 10 \text{ МПа}$. Режим отжига на воздухе: $T_{\text{отж}} = 523 \text{ К}$, $\Delta t_{\text{отж}} = \frac{2}{2}$ часа.

Из рис. 1 видно, что зависимость $\bar{z}(t)$ для винтовых дислокаций после отжига имеет явно выраженный нелинейный характер (кривая 1), в то время как та же зависимость для дислокаций в кристалле без высокотемпературного отжига является линейной (кривая 2). Обращает на себя внимание, что асимптотическое поведение обеих зависимостей совпадает, т.е. дислокация,двигающаяся после отжига с меньшей скоростью, со временем ускоряется (кривая 3) и скорость ее стремится к значению средней скорости „неотожженной“ дислокации (кривая 4). Отметим, что отжижки в более жестких условиях, т.е. проводившиеся при более высоких температу-

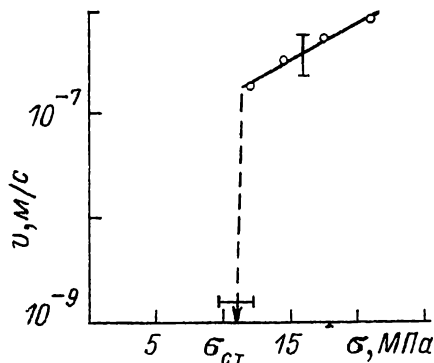


Рис. 2. Зависимость средней скорости винтовых дислокаций от внешнего напряжения для образцов, подвергнутых отжигу при $T_{отж}=573$ К. Режим нагружения: $T=450$ К.

рах и длительностях, усиливают наблюдаемый эффект нелинейности $\bar{v}(t)$, причем за реальные времена проведения эксперимента достичь полного возвращения значения скорости дислокации к величине ее

для „неотожженной“ дислокации не удается. Обнаружилось, что после отжига при $T=573$ К в течение $\Delta t_{отж}=2$ ч дислокации становятся практически неподвижными и появляется четко выраженное напряжение старта $\sigma_{ст} \sim 10$ МПа (см. рис. 2).

3. Наблюдаемые экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Известно, что при высокотемпературном отжиге без внешней нагрузки вокруг дислокационной линии могут формироваться примесные атмосферы, приводящие к изменению состояния дислокационного ядра [5]. Мы считаем, что обнаруженное в данной работе появление стартовых напряжений для движения дислокаций есть следствие этих процессов. Наличие нелинейности на $\bar{v}(t)$ в случае отжига при $T_{отж}=523$ К свидетельствует об изменениях, происходящих с примесной атмосферой на дислокациях в процессе их движения. Наблюдавшийся возврат средней скорости дислокаций к значению для неотожженного кристалла говорит о полном восстановлении исходного состояния ядра дислокации. Отжиг при более жестких условиях ($T=523$ К) приводит к образованию качественно иной примесной атмосферы, что может быть связано с формированием ее с участием процессов комплексообразования точечных дефектов в этом режиме отжига (как, например, в [6]).

Таким образом, в работе показано, что взаимодействие дислокаций с подсистемой точечных дефектов кристалла может приводить к качественно различному динамическому поведению дислокаций в полупроводниках.

В заключение благодарим Л.А. Зильбермана и В.А. Стрельцова за обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Московская Т.А., Захарова М.В., Предводителев А.А. Динамика дислокаций: Киев.: Наукова думка, 1975. С. 214–218.
- [2] Весна Г.В., Новиков Н.Н., Руденко О.В.// ФТТ. 1989. Т. 31. В. 4. С. 282–284.

- [3] Алексеевко В.И., Барбашов В.И., Зильберман Л.А., Мостовой В.М., Скороход М.Я. // Препринт ДонФТИ АН УССР 88-17(153), 46 с.
- [4] Алексеевко В.И. // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Харьков, 1989, 16 с.
- [5] Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургия, 1958. 267 с.
- [6] Бублик В.Т., Мельвидский М.Г., Освенский В.Б. // Изв. вузов, Физика, 1980. № 1. С. 7-21.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
20 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

06.2

ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНАЯ СТРУКТУРА НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

В.И. Санкин, А.В. Наумов,
А.А. Вольфсон, М.Г. Рамм,
Л.М. Смеркло, А.В. Суворов

В работе [1] сообщалось о свойстве $N^+-\pi$ -перехода с базой р-типа $SiC(Sc)$ не пропускать ток под действием импульсного напряжения прямой полярности длительностью $\tau_{\mu} < 10^{-7}$ с. Авто-рами это свойство объяснялось инерционностью процесса деионизации глубокой акцепторной примеси. Энергия ионизации Sc составляет $E_i \approx 0.55$ эВ, вследствие чего концентрация тепловых дырок при $T=295$ К не превышает $\rho \approx 10^{10}$ см⁻³. При обратном смещении установление электрического поля в базе определяется процес-сом ионизации. Хотя времена первого и второго процессов не со-падают, можно предположить, что время ионизации также будет достаточно велико в меру большой величины E_i/kT . Но в таком случае, если приложить короткий импульс напряжения обратной полярности к переходу $N^+-\pi$, акцепторные уровни в базе в основном останутся нейтральными и все напряжение распределится в $\bar{\pi}$ -слое в соответствии с очень низкой концентрацией свободных дырок в этом слое. Иными словами, это напряжение целиком будет приложе-но к $\bar{\pi}$ -слою, причем электрическое поле на толщине слоя даже в несколько десятков мкм будет практически однородным и близким по величине к $F = V/W$, где V - приложенное напряжение, а W - ширина слоя. Ценность такого эффекта заключается в том, что, создав на имеющейся диодной $N^+-\bar{\pi}$ системе еще один переход