

05:06

©1993 г.

МЕХАНИЗМ ДИСЛОКАЦИОННОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ АНТИМОНИДА ИНДИЯ

В.И.Алексеевко

Обсуждается возможный механизм, обуславливающий эффект увеличения скорости винтовых сегментов при взаимодействии гексагональных дислокационных петель. Суть его такова: между взаимодействующими гексагональными дислокационными петлями, распространяющимися в одних плоскостях скольжения в направлениях $[101]$, $[011]$ для плоскости $(\bar{1}11)$ и $[0\bar{1}1]$, $[101]$ для плоскости $(1\bar{1}1)$ из-за различного значения модулей равновесной концентрации точечных дефектов, возникает канальное, вдоль взаимодействующих сегментов, перемещение вакансий (эти сегменты имеют винтовую природу и противоположный механический знак), являющихся стопорами для движения перегибов. Такое перемещение точечных дефектов может уменьшить величину диссипации энергии взаимодействующей дислокации через колебательное движение ее сегментов между стопорами, что приведет к эффекту увеличения скорости дислокации.

В работах [1,2] были проведены исследования динамических и кинетических свойств винтовых сегментов изолированных полупетель и взаимодействующих винтовых сегментов с различными механическими знаками, являющихся элементами сложной дислокационной структуры в полупроводниковых монокристаллах антимонида индия. Сложная дислокационная структура образуется при взаимодействии двух гексагональных дислокационных петель, распространяющихся в одних плоскостях скольжения в направлениях $[101]$, $[011]$ для плоскости $(\bar{1}11)$ и $[0\bar{1}1]$, $[101]$ для $(1\bar{1}1)$. В результате таких исследований был обнаружен эффект увеличения скорости движения винтовых сегментов взаимодействующих дислокационных петель. Обнаруженный эффект динамического поведения дислокаций в этих работах качественно объясняется моделью атермического зарождения и термоактивированного движения перегибов [1,3]. Согласно указанной модели, энергия активации движения изолированных винтовых дислокаций должна быть выше энергии активации взаимодействующих дислокаций на величину энергии термоактивированного зарождения парного перегиба, поскольку энергия миграции перегибов \dot{U}_M в обоих случаях одинакова [3]. Однако, такой разницы в энергиях активации на опыте не обнаружено в исследованном температурном интервале. Этот факт, несомненно, ставит под сомнение реальность предложенной модели.

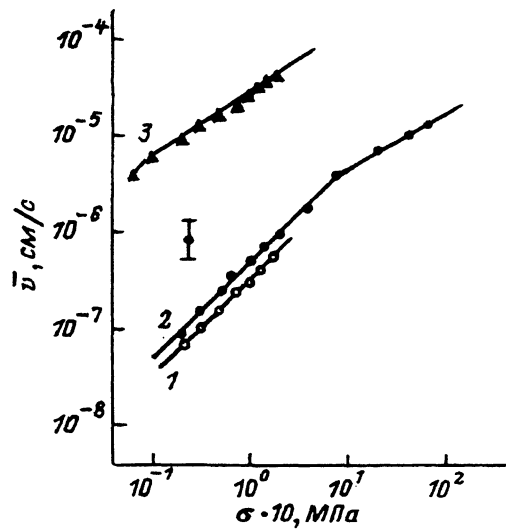


Рис. 1. Зависимость средней скорости \bar{v} винтовых дислокаций от внешнего напряжения σ .

1 — изолированные винтовые дислокации (эксперимент), 2 — расчетная зависимость $v(\sigma)$ на основании выражения (1), 3 — взаимодействующие винтовые дислокации (эксперимент).

В связи с этим настоящая работа посвящена более глубокому изучению обнаруженного эффекта дислокационного разупрочнения полупроводникового материала с целью выявления механизма, обеспечивающего этот эффект.

На монокристаллах антимионида индия, легированных теллуром до концентрации $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, снимались зависимости средней скорости $\bar{v}_и$ изолированных винтовых дислокаций от величины приложенного внешнего механического напряжения σ при фиксированной температуре $T = 423 \text{ К}$ (рис. 1, 1), а также скорость винтовых сегментов, входящих в состав взаимодействующих в одной плоскости скольжения гексагональных петель $\bar{v}_в$ (рис. 1, 2) [2,4]. Исследуемые дислокации вводились в образец, изучалась их подвижность по методике, приведенной в работе [5].

Как видно из рис. 1, значения средней скорости винтовых сегментов взаимодействующих дислокационных петель $\bar{v}_в$ (2) в исследованном интервале σ намного превышают значения средней скорости изолированных винтовых дислокаций $\bar{v}_и$ (1). Кроме того, с увеличением σ разница в значениях скоростей изолированных и взаимодействующих винтовых сегментов (эффект динамического увеличения скорости) уменьшается.

В рамках модели парных перегибов [6], когда процесс зарождения перегибов не лимитирует скорость дислокации (случай сильных препятствий), для описания экспериментальной зависимости $\bar{v}_и(\sigma)$ воспользуемся выражением [6,7]

$$v_{и} = a \left[\frac{D_n^2 \sigma a}{b \bar{l} k T} \exp \left(-\frac{U_{пн}}{k T} \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{\sigma a b \bar{l}}{k T} \right) \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где a — параметр решетки, b — вектор Бюргерса, \bar{l} — среднее расстояние между препятствиями, D_n — коэффициент диффузии перегиба через препятствия в поле внешних сил, k — постоянная Больцмана, $U_{пн}$ — энергия образования парного перегиба.

Для $\bar{l} = b$, $T = 423$ К, $U = U_{\text{пп}}/2 + U_M \simeq 0.9$ эВ (энергия активации движения винтовой дислокации, определенная в [2] на основании (1)) построена расчетная зависимость скорости дислокаций от σ (рис. 1, 2). Очевидно, что в области малых $\sigma < 100$ МПа эта зависимость совпадает с экспериментальной и имеет вид

$$v_{\text{и}} \sim \dot{\sigma}^m \exp\left(-\frac{U_M + U_{\text{пп}}/2}{kT}\right)$$

со значением показателя степени, стремящегося к $m \simeq 1$. При больших напряжениях $\sigma > 100$ МПа зависимость $v_{\text{и}}(\sigma)$ выглядит

$$v_{\text{и}} \sim \sigma^m \exp\left(-\frac{U_M + U_{\text{пп}}/2}{kT}\right)$$

и имеет значение m , стремящегося к $m \simeq 0.5$, это соответствует экспериментальному значению m (рис. 1, 3) для винтовых сегментов взаимодействующих дислокационных петель (зависимость 3, параллельная зависимости 2 при $\sigma > 100$ МПа). Т.е. экспериментальная зависимость $\bar{v}_{\text{в}}(\sigma)$ (рис. 1, 3) также может описываться выражением (1), но при $\sigma > 100$ МПа. Кроме того, как видно из (1), энергия активации движения винтовых дислокационных сегментов имеет одно и то же значение $U = U_M + U_{\text{пп}}/2$ как в области малых, так и больших σ , а значит, как для изолированных, так и для взаимодействующих винтовых дислокаций (рис. 1, 1 и 3), что согласуется с экспериментальными данными в работе [1,2]. Вышеприведенные результаты позволяют предположить, что в результате взаимодействия винтовых сегментов различных механических знаков, принадлежащих двум гексагональным петлям, на линии этих сегментов возникают внутренние напряжения, зависящие от приложенного внешнего σ и определяющие наблюдаемый в [1,2] эффект.¹

Для того чтобы выяснить возможный механизм наблюдаемого эффекта, очевидно, необходимо изучить поведение изолированных винтовых дислокаций с различными механическими знаками в процессе включения взаимодействия между ними.

Исследуемый монокристалл антимонида индия деформировался четырехпорным изгибом [1,3] при фиксируемых σ и T за одинаковые промежутки времени Δt . Металлографически [1,3] на поверхности (111) контролировались величина пробега винтовой дислокации и ее траектория за Δt (рис. 2). Из рис. 2 видно следующее. На начальном этапе наблюдаемая на поверхности (111) винтовая дислокация движется по прямолинейной траектории, вдоль отмеченной линии АВ, т.е. в своей плоскости скольжения {111}. Пробеги ее на этом участке одинаковы, что свидетельствует о постоянстве ее средней скорости перемещения. Начиная с некоторого момента траектория этой дислокации изменяется и сильно отклоняется от линии АВ. Значительного изменения средней скорости

¹ Следует отметить, что наблюдаемый эффект увеличения скорости движения винтовых сегментов при взаимодействии двух гексагональных дислокационных петель также может быть связан с изменением $U_{\text{пп}}$. Однако поскольку погрешность в определении энергии порядка ± 0.1 эВ ($\sim 10\%$), то даже такое изменение ее значения может дать величину эффекта только в 3-4 раза.

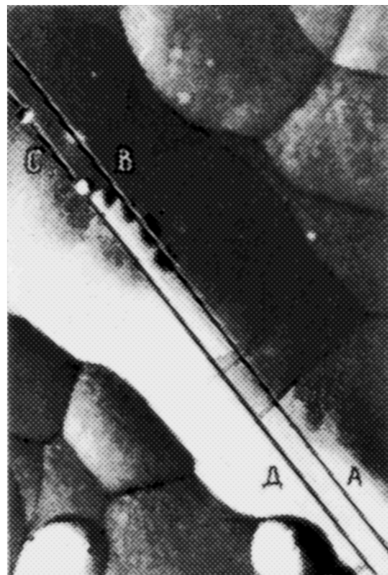


Рис. 2. Микрофотография движения винтовой дислокации при включении взаимодействия между петлями.

AB — траектория изолированной винтовой дислокации до включения взаимодействия между петлями, *DC* — после включения взаимодействия.

исследуемой дислокации при этом не обнаруживается. Такое отклонение от прямолинейной траектории заканчивается тем, что ее средняя скорость резко увеличивается, а траектория снова становится прямолинейной (вдоль отмеченной линии *DC*). Как известно [7,8], такой непрямолинейный характер движения может быть обусловлен его неконсервативностью. Таким образом, этот результат подтверждает наличие ступенек на линии винтовой дислокации и согласуется с теоретическими данными [9], а также позволяет рассматривать движение дислокаций, как уже отмечалось, в рамках модели парных перегибов на дислокации со ступеньками, т.е. в (1) параметр \bar{l} — расстояние между ступеньками. Для случая, когда единственно возможным способом перемещения ступенек является переползание, изменение термодинамического потенциала на единицу длины дислокационного сегмента определяется выражением [7]

$$\delta F = kT \ln \frac{c}{c_0} - \sigma ab \bar{l}. \quad (2)$$

При локальном равновесии, когда $\delta F = 0$, осмотическая составляющая силы, действующей на единицу длины дислокации нормально к плоскости скольжения, уравновешена упругой составляющей силы в плоскости скольжения на единицу длины за счет внешнего напряжения σ . В таком режиме изолированная винтовая дислокация со ступеньками в поле внешнего напряжения σ движется консервативно (рис. 2, линия *AB*). Известно, что при диффузии массы основной вклад вносят вакансии, так как их концентрация значительно выше концентрации межузельных атомов из-за более высокой энергии образования межузельных атомов [10]. И поскольку внешние напряжения σ не очень высоки, то можно считать, что движение ступенек происходит за счет диффузии вакансий [7] из объема к линии дислокации или наоборот, в зависимости от механического знака дислокационного сегмента. Поэтому локальная равновесная кон-

центрация вакансий около изолированной дислокации одного знака в поле внешнего напряжения σ [7]

$$c_1 = c_0 \exp\left(\frac{\sigma ab\bar{l}}{kT}\right),$$

где c_0 — относительная равновесная концентрация вакансий в объеме образца, а около дислокаций противоположного знака

$$c_2 = c_0 \exp\left(-\frac{\sigma ab\bar{l}}{kT}\right).$$

В случае, когда динамическое равновесие в виду каких-то причин нарушается $\delta F \neq 0$, дислокация вынуждена переползать, что и наблюдается на опыте в виде искривления траектории движения дислокации (рис. 2). На основании приведенных результатов этого эксперимента по изучению кинетики движения дислокации, а также результатов рентгенографического анализа по изучению сложной дислокационной структуры [1,2,4] можно однозначно утверждать, что на этапе неконсервативного движения дислокации (искривление траектории) происходит формирование сложной дислокационной структуры за счет сближения винтовых сегментов различных механических знаков, принадлежащих двум гексагональным петлям в поле внешних напряжений σ . Т.е. нарушение динамического равновесия $\delta F \neq 0$ происходит за счет изменения напряжения взаимодействия при сближении этих дислокаций. Аналогичный эффект неконсервативного движения дислокационных петель от источника зарождения в в германии наблюдали в работе [11], где динамическое равновесие нарушалось за счет взаимодействия между петлями. При резком увеличении скорости взаимодействующих дислокаций и прямолинейном их движении также выполняется условие $\delta F = 0$ (рис. 2, линия CD).

Таким образом, анализируя результаты этого эксперимента с помощью выражения (2), с учетом того, что одна дислокация пересыщена вакансиями относительно объема $c_1/c_0 > 1$, а другая недосыщена $c_2/c_0 < 1$, можно сказать следующее. При окончательном сближении двух дислокаций (где начинает проявляться наблюдаемый эффект) отношение c_1/c_2 будет значительно выше, чем c_1/c_0 , что приведет к возникновению канальной диффузии вдоль всей длины взаимодействующих дислокаций (зависимость \bar{v}_v от длины сегментов отсутствует). Тогда, как видно из выражения (2), увеличится осмотическая составляющая силы, что приведет в результате к неконсервативному движению исследуемых взаимодействующих дислокаций. Однако на опыте наблюдается консервативный характер движения (рис. 2, линия CD). Исходя из этого опыта, как и раньше, можно сделать аналогичное предположение: существует дополнительная к внешнему напряжению σ объемная составляющая напряжения в плоскости скольжения взаимодействующих дислокаций, уравновешивающая осмотическую составляющую за счет канальной диффузии и обеспечивающая эффект. Чем она может быть вызвана?

Так как динамическое торможение проявляется не только для быстрых, но и для медленных дислокаций $v \ll c$, то, определяя скорость затухания колебательного движения дислокационных сегментов между стопорами [12], в связи с этим используем формулу для диссипации энергии

при движении дислокации [12], выраженную через коэффициент динамического торможения [12], $B \equiv f/v = D/v^2$, где $f = \sigma b$ — сила торможения, v — скорость дислокации, D — диссипация. Отсюда видно, что увеличение скорости может быть обусловлено уменьшением B , а так как $\sigma = \text{const}$, то уменьшение B эквивалентно появлению эффективного напряжения $\sigma_{\text{э}}$, действующего на дислокацию в плоскости скольжения. Таким образом, по-видимому, канальное (вдоль взаимодействующих дислокаций) движение вакансий, являющихся стопорами для движения перегибов, уменьшает величину диссипации энергии дислокации через колебательное движение сегментов между стопорами и обуславливает описанный в [1,2] эффект увеличения скорости винтовых дислокаций при их взаимодействии.

В заключение хотелось бы отметить важность теоретического рассмотрения возможности существования подобного механизма дислокационного разупрочнения материала за счет изменения динамического торможения дислокаций при их взаимодействии.

Список литературы

- [1] Алексеевко В.И. Автореф. канд. дис. Харьков, 1988. 16 с.
- [2] Алексеевко В.И., Барбашов В.И., Зильберман Л.А. и др. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 12. С. 1840–1842.
- [3] Алексеевко В.И., Зильберман Л.А., Мостовой В.М. и др. Препринт Дон ФТИ АН УССР. № 88-17(153). Донецк, 1988. 43 с.
- [4] Alexeenko V.I., Zilberman L.A., Mostovoi V.M. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. 111. N 1. P. K145–148.
- [5] Барбашов В.И., Зайцев В.И., Мостовой В.М., Алексеевко В.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 7. С. 2223–2225.
- [6] Рыбин В.В., Орлов А.Н. // ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 11. С. 3251–3256.
- [7] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 562 с.
- [8] Смирнов Б.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 9. С. 2513–2526.
- [9] Орлов А.Н. // ФТТ. 1963. Т. 5. Вып. 1. С. 308–311.
- [10] Болтакс Б.И. Диффузия в полупроводниках. М.: Наука, 1961. 462 с.
- [11] Милевский Л.С., Смольский И.Л. // Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. С. 30–36.
- [12] Альшиц В.И., Инденбом В.Л. // Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. С. 232–275.

Донецкий
физико-технический институт

Поступило в Редакцию
25 мая 1992 г.