

УДК 548.4 : 621.315.592

© 1991

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СМЕЖНЫХ СЕГМЕНТОВ В ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПЕТЛЕ

В. И. Алексеенко, М. Я. Скороход

В монокристаллах антимионида индия экспериментально обнаружен эффект движения винтовых сегментов в замкнутой дислокационной петле с переменной скоростью. Предложен механизм, суть которого в следующем: так как плотность парных перегибов (ПП) на 60° α -типа сегменте в гексагональной дислокационной петле для антимионида индия много выше их плотности на смежном винтовом сегменте (ввиду различия энергий зарождения ПП), то при определенных длинах указанных 60° сегментов $l < l_{кр}$ динамическое равновесие ПП на винтовом сегменте будет обеспечиваться не только генерацией и аннигиляцией ПП на нем, но и дополнительными перегибами, приходящими из смежного 60° сегмента. Поэтому в области $l < l_{кр}$ динамические свойства винтовых сегментов в объеме будут определяться свойствами смежных 60° дислокаций. Записано кинетическое уравнение для перегибов на винтовом сегменте с учетом отмеченного влияния 60° дислокаций. Полученное решение с достаточной точностью описывает приведенные экспериментальные результаты.

В работах [1, 2] изучались динамические свойства изолированных винтовых дислокаций в антимиониде индия, как входящих в состав полугексагональной петли [1], так и в чистом виде, без смежных дислокационных сегментов [2]. Следует отметить, что длины исследуемых винтовых дислокаций и смежных им 60° сегментов в этих работах были достаточно большие (десятки и сотни мкм).

В данной работе при изучении процессов зарождения и распространения дислокационных петель в антимиониде индия был обнаружен эффект движения винтовых сегментов, входящих в состав гексагональной петли, с переменной скоростью при постоянных во времени термодинамических условиях (T — температура образца, σ — механическое напряжение деформирования).

Для исследования использовались полупроводниковые монокристаллы антимионида индия n -типа, легированные Те до 10^{15} см $^{-3}$, в виде образцов прямоугольного сечения с ориентацией граней (111), (11 $\bar{2}$), (1 $\bar{1}$ 0). Дислокации вводились с помощью скрайбирования грани (11 $\bar{2}$) [3] и последующего четырехопорного изгиба относительно направления [111]. В результате такого способа нагружения реализуются рождение и последующее развитие двух дислокационных петель с направлениями движения [011], [101] для плоскости (1 $\bar{1}$ 1) и [011], [011] для плоскости (1 $\bar{1}$ 1). Исследовалась подвижность винтовых дислокаций, входящих в состав гексагональных петель с направлением [101] и [011] и выходящих на поверхность (111) в виде двойной цепи (рис. 1).

В настоящей работе измеряли среднее расстояние \bar{l} на плоскости (111) между разноименными винтовыми сегментами (рис. 1) дислокационных петель, полученных деформированием образца, от концентраторов напряжения (царапина), расположенных на разной глубине h (расстояние от царапины на плоскости (11 $\bar{2}$) до поверхности (111)). Было установлено, что при изменении h в широких пределах (50—500 мкм) \bar{l} остается постоянным и равным $\sim 18 \pm 2$ мкм. Зная из опыта время распространения дислокационных петель t от царапины на плоскости (11 $\bar{2}$) до плоскости (111) и

l , можно оценить среднюю скорость движения исследуемого винтового сегмента в объеме образца как $\bar{v} \approx l/2t$ (считаем, что значения средней скорости движения право- и левовинтовых дислокаций в петле близки). В режиме деформирования $T=423$ К, $\sigma=10$ МПа, $t \approx 100$ с (для $h \approx 50$ мкм), $l \approx 10$ мкм (плоскость (111)—сжатие) эта скорость равна $\bar{v} \approx 10^{-5}$ см/с, что значительно выше средней скорости винтовых дислокаций, определенной в [1, 2]. Т. е. величина обнаруженного эффекта увеличения скорости движения винтовых сегментов петли в объеме, как видно из рис. 2 (прямые 1 а, 2а), более порядка. При выходе указанных винтовых сегментов на (111) они приобретают скорость, равную скорости в [1, 2] (рис. 2, прямая 1а).

На основании изложенных экспериментальных результатов, а именно: отсутствие зависимости l от h (а значит, и от времени распространения t), более высокое значение скорости движения винтовой дислокации в объеме, чем на поверхности (111), можно сделать следующее предполо-

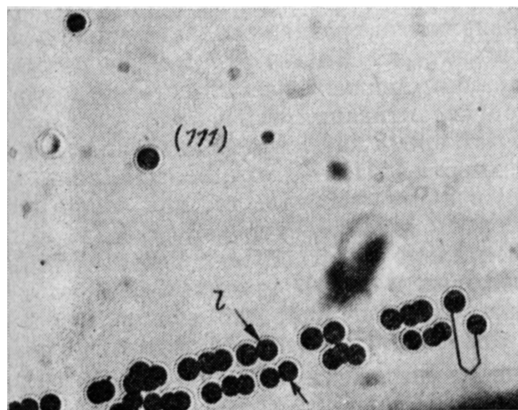


Рис. 1. Дислокационные петли, выходящие на поверхность (111) винтовыми сегментами. Сплошная линия — дислокационная петля в объеме образца.

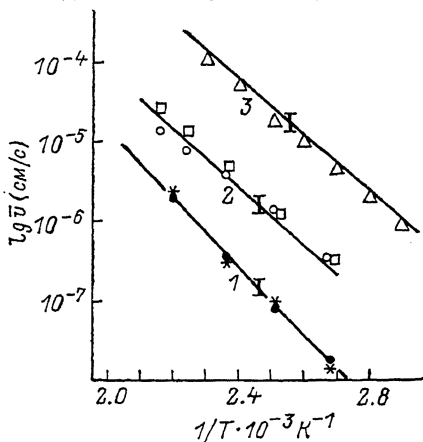


Рис. 2. Зависимость скорости движения дислокационных сегментов петли от температуры в антимониде индия при $\sigma=10$ МПа.

1 — винтовой сегмент на поверхности (111), 2 — винтовой сегмент в объеме, 3 — 60° α -сегмент. а, б — эксперимент; б, з — расчет.

жение. При распространении дислокационной петли в объеме образца скорость ее винтового сегмента переменна и имеет максимальное значение на начальном этапе развития петли, т. е., по-видимому, существует критическая длина смежного 60° сегмента $l_{кр}$, ниже которой он оказывает существенное влияние на подвижность исследуемой винтовой дислокации. В работе сделана попытка описать отмеченный эффект в рамках модели парных перегибов. Для этого запишем кинетическое уравнение для перегибов на винтовом сегменте, учитывая, что смежный ему 60° α -сегмент может быть источником дополнительных перегибов

$$dn_p/dt = 2(W - 2v_p n_p^2 + n_{\alpha} v_{\alpha} / 2l_{\alpha}), \quad (1)$$

где W — вероятность образования парных перегибов на винтовом сегменте; v_p — скорость дрейфа парного перегиба; n_p — линейная плотность парных перегибов на винтовом сегменте; n_{α} — линейная плотность парных перегибов на 60° сегменте; l_{α} — длина смежного 60° сегмента. Считаем, что дрейфовые скорости перегибов на винтовом и 60° сегментах близки.

В динамическом равновесии, когда выполняется $dn_p/dt=0$, решение (1) выглядит так

$$n_p = \left(\frac{2Wl_{\alpha} + v_{\alpha} n_{\alpha}}{4l_{\alpha} v_p} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Тогда скорость винтового сегмента в петле

$$v = a n_{\text{в}} v_{\text{п}} = a [v_{\text{п}} (W/2 + v_{\text{п}} n_{\text{см}} / 4l_{\text{см}})]^{1/2}; \quad (3)$$

a — параметр решетки.

Из (3) следует, что влияние смежного 60° дислокационного сегмента эквивалентно увеличению вероятности зарождения парного перегиба на винтовом сегменте, а значит, и плотности парных перегибов на нем. При этом этот вклад максимален при малых длинах смежных сегментов, а при $l_{\text{см}} \simeq \lambda_p \exp(U_{\text{см}}/kT)$ (λ_p — ширина парного перегиба) скорость исследуемого винтового сегмента должна сравниться со скоростью 60° α -типа. В случае, когда выполняется условие $n_{\text{см}} v_{\text{п}} / 2l_{\text{см}} \gg W$, энергия активации движения винтовой дислокации стремится к значению энергии активации движения 60° α -типа: $v = v_0 \exp[(-U_{\text{м}} - U_{\text{см}}/2)/kT]$, где $U_{\text{м}}$ — энергия миграции парного перегиба, $U_{\text{см}}$ — энергия образования парного перегиба на 60° α -сегменте.

На рис. 2 приведены опытные зависимости средней скорости движения винтовых и 60° α -сегментов от температуры. Видно, что в исследуемой области температур энергия активации движения винтового сегмента в объеме (прямая 2г) близка к энергии активации движения α -сегмента (прямая 3) и равна $\sim 0.77 \pm 0.05$ эВ, в то время как энергия активации движения винтового сегмента на поверхности (111) -0.90 ± 0.05 эВ (прямая 1а). Что касается величины обнаруженного эффекта, то, как видно из этого рисунка, она уменьшается с ростом температур (прямые 1а, 2г). Существующая разница в экспериментально определенных скоростях 60° α -типа дислокаций (прямая 3) и винтовых в объеме (прямая 2г) обусловлена невозможностью на опыте зафиксировать скорость винтового сегмента при $l_{\text{см}} \simeq \lambda_p \exp(U_{\text{см}}/kT)$. На этом же рисунке показаны и расчетные зависимости $v = f(1/T)$, полученные из выражения (3) для случая $l_{\text{см}} = 0.02$ мкм $\ll n_{\text{см}} v_{\text{п}} / 2W$ (прямая 2в) и $l_{\text{см}} \gg n_{\text{см}} v_{\text{п}} / 2W$ (прямая 1б). Вероятность зарождения парного перегиба на винтовой дислокации находим из выражения $v = a (v_{\text{п}}/W)^{1/2}$, полученного из (3) при условии

$$W/2 = v_{\text{п}} n_{\text{см}} / 4l_{\text{см}}. \quad (4)$$

Для оценки $v_{\text{п}}$ используем выражение [4]

$$v_{\text{п}} = (D/kT) \text{св}, \quad (5)$$

где $D \simeq 10^{-10}$ см²/с — коэффициент диффузии парного перегиба, взятый из [5]; k — постоянная Больцмана; св — вектор Бюргерса. $U_{\text{см}}$ определяем из выражения

$$n_{\text{см}} = (1/\lambda_p) \exp(-U_{\text{см}}/kT), \quad (6)$$

$\lambda_p = a (G/2n\sigma_p)$, $G/\sigma_p = 10$ для алмазоподобных полупроводников, G — модуль Юнга, σ_p — напряжение Пайерлса. Для оценки $n_{\text{см}}$ используем выражение (4), считая, что $l_{\text{см}} = l_{\text{гп}} = l'/2 = 9$ мкм, где l' — расстояние между винтовыми сегментами дислокационной петли на плоскости (111), при котором скорости исследуемой винтовой дислокации в объеме и при выходе

Результаты, полученные из выражения (3) для $l_{\text{см}} = 0.02$ мкм и $\sigma = 10$ МПа при разных температурах

\bar{v} , см/с	$n_{\text{см}}$, см ⁻¹	W , см ⁻¹ · с ⁻¹	$v_{\text{п}}$, см/с	T , К
$2.8 \cdot 10^{-7}$	$1.4 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	373
10^{-6}	$1.8 \cdot 10^5$	$2.4 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	398
$3.8 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^5$	10^5	$3.6 \cdot 10^{-4}$	423
$1.3 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^5$	$5.5 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	448
$2.7 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^6$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	463

на (111) сравниваются. Как отмечалось ранее, экспериментальное значение $l' \approx 18$ мкм (при $T=423$ К, $\sigma=10$ МПа). Оценочные результаты приведены в таблице.

Сравнивая зависимости $1a$ с $1b$ и $2a$ с $2b$ (рис. 2), можно с уверенностью сказать о хорошем совпадении экспериментальных результатов с расчетными.

Для прямого доказательства существования $l_{кр}$ и его количественного определения был проведен следующий опыт. Образцы InSb с дислокационными полупетлями, выходящими винтовыми сегментами на (111) и имеющими $l \sim 80 \div 100$ мкм, деформировались при $T_1=423$, $T_2=398$ К, $\sigma=10$ МПа и при $T_1=423$ К, $\sigma=5$ МПа реверсивным знаком нагрузки (плоскость (111)—растяжение) так, чтобы исследуемые дислокационные полупетли сужались (l уменьшается). При этом снималась зависимость средней скорости движения винтовых дислокаций от l , а значит, и от $l_{см}$ при разных температурах. На рис. 3 (кривые $1'$, $2'$) приведены экспериментальные зависимости $\lg \bar{v} = f(\lg l_{см})$, снятые при $T_1=398$, $T_2=423$ К, $\sigma=10$ МПа и для $T_2=423$ К, $\sigma=5$ МПа (кривая $2''$). В области $l \geq 40$ мкм \bar{v} не зависит от длины смежного сегмента, а при $l \leq 40$ мкм \bar{v} резко возрастает. При $l \leq$

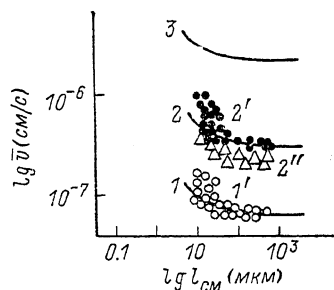


Рис. 3. Зависимость скорости движения винтовых сегментов дислокационной петли от длины смежного 60° α -сегмента при $\sigma=10$ МПа, $T=398$ (1 , $1'$), 423 (2 , $2'$), 463 К (3) и при $\sigma=5$ МПа, $T=423$ К ($2''$).

$1-3$ — расчет; $1', 2', 2''$ — эксперимент.

20 мкм существует трудность в определении \bar{v} из-за включения механизма самостягивания дислокационных петель, что и не позволило снять экспериментальные точки. Таким образом, несмотря на то что приведенный опыт не позволяет определить максимальную скорость движения винтового сегмента в объеме при $l_{см} \rightarrow l_p \exp(U_{см}/kT)$, он качественно подтверждает существование обнаруженного выше эффекта, а также дает возможность оценить $l_{кр}$ по появлению зависимости $\bar{v} = f(l_{см})$. Здесь же показаны и расчетные зависимости $\lg v = f(\lg l_{см})$ (кривые $1-3$), полученные из (3) при разных температурах. Наблюдается удовлетворительное совпадение результатов.

В работе сделаны следующие выводы.

1. Экспериментально обнаружен эффект увеличения подвижности винтовых сегментов петель в области их размеров меньше 30—40 мкм.

2. Предлагается один из механизмов взаимодействия дислокационных сегментов, заключающийся в том, что парные перегибы из дислокационного сегмента (60°) с меньшей энергией их образования, в динамическом режиме, через высокоэнергетическую область сопряжения могут переходить на смежный сегмент (винтовой) с более высокой $U_{см}$ и тем самым при определенных размерах петель определять его подвижность. Экспериментально установлен диапазон, в котором находится значение $l_{кр}$ 60° α -сегмента.

3. Получено решение кинетического уравнения для парных перегибов с учетом указанного взаимодействия, удовлетворительно описывающее приведенные экспериментальные результаты.

4. Из возможности существования описанного механизма взаимодействия дислокационных сегментов в петле вытекает возможность существования эффекта «саморегулирования формы дислокационной петли». Суть его в следующем. При расширении дислокационной гексагональной петли более подвижные сегменты (для антимонида индия 60° α -типа), укорачиваясь, стремятся к вырождению, но при достижении ими длины

$J_{см} \sim l_{кр}$ скорости смежных им сегментов начинают резко возрастать и так называемое вырождение прекращается. Таким образом, описанный механизм может определять не только динамические свойства дислокационной петли, но и ее структуру.

Список литературы

- [1] Ерофеева С. А., Осипьян Ю. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 10. С. 3185—3186.
- [2] Алексеенко В. И., Зильберман Л. А., Мостовой В. М., Скороход М. Я. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. № 10. С. 1621—1623.
- [3] Барбашов В. И., Зайцев В. И. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2223—2225.
- [4] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 562 с.
- [5] Никитенко В. И., Фарбер Б. Я., Иуния Ю. Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4 (10). С. 1304—1318.

Донецкий
физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
14 декабря 1990 г.
В окончательной редакции
19 февраля 1991 г.