

Некоторые поправки могут возникнуть за счет изменения (1) при учете релятивистских эффектов. Это не может изменить экспоненциальной зависимости вероятности ионизации от величины поля и изменить общий вид электронного спектра. На рис. 2 в логарифмическом масштабе приведена универсальная кривая, определяющая спектр электронов, вылетающих из атомов и ионов. Полученный результат имеет смысл при значениях параметра $\alpha^3/\epsilon_0 \gg 16$, когда $U_{max} > E_0$.

В заключение отметим, что с достижением в твердотельных лазерах интенсивностей лазерного излучения $I \sim 10^{21-22}$ Вт/см² можно ожидать появления в процессе ионизации тяжелых атомов электронов с энергиями $T \geq 1$ МэВ.

Автор благодарен М.В. Аммосову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Квантовая механика, М.: Наука, 1974. 752 с.
- [2] С o r k u m Р.В. et al. Conference on superintense laser-atom physics. Abstracts. Rochester NY, 1989. P.44-
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория поля, М.: Наука, 1973. 504 с.

Институт общей
физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
22 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

01; 05.1

© 1990

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЯДРА РЕШЕТОЧНОЙ ДИСЛОКАЦИИ В ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГРАНИЦЕ

Ю.А. Ф е д о р о в, Б.М. Д а р и н с к и й

В изучении явления делокализации ядра решеточной дислокации в границе общего типа сделаны первые шаги [1, 2], и в общих чертах оно понятно. В работе [2] изучена делокализация ядра дислокации, вектор Бюргера которой расположен перпендикулярно плоскости границы, происходящей по диффузионному механизму. В настоящем сообщении рассматривается дислокация, имеющая вектор Бюргера, расположенный в плоскости границы.

Во многих произвольных границах существуют такие направления τ , вдоль которых любой относительный сдвиг смежных кристаллов

в плоскости границы не изменяет энергии границы. В качестве примера можно привести границы, рассмотренные в работах [3-5]. В таких границах будет диссоциировать составляющая вектора Бюргерса \vec{b} , направленная вдоль \vec{z} .

Будем считать, что температура T достаточно высока, так что процесс делокализации лимитируется термоактивированными переходами атомов под действием создаваемых дислокацией напряжений, сопровождающихся межкристаллитным проскальзыванием.

Термоактивированные переходы чаще всего имеют диффузионный характер [4, 5], хотя возможны и групповые переходы, связанные с зарождением перегибов [3]. Несмотря на различие механизмов, при достаточно больших напряжениях имеет место линейная зависимость между скоростью межкристаллитного проскальзывания v и напряжением σ :

$$v = \sigma / \eta. \quad (1)$$

Если напряжения создаются дислокацией, то по крайней мере для начальной стадии проскальзывания можно записать уравнение

$$\frac{G}{\pi(1-\nu)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(du_x/dx)_{x=x'} dx'}{x-x'} = -\eta \frac{du_x}{dt}, \quad (2)$$

где u - смещение, G - модуль сдвига, ν - коэффициент Пуассона. Ось x направлена вдоль \vec{z} .

Уравнение (2) имеет автомодельное решение

$$u_x = -\frac{b}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{x}{\xi(t)}, \quad (3)$$

$$\xi(t) = \xi_0 + vt, \quad (4)$$

$$v = \frac{G}{\pi\eta(1-\nu)}. \quad (5)$$

Коэффициент вязкости η определяется механизмом проскальзывания и типом границы. Так, для границ, рассмотренных в [4], при больших напряжениях, когда в границе работают все источники и стоки вакансий, выражение для коэффициента вязкости имеет вид

$$\eta_1 = \frac{kT}{4D_0(\varrho_1 - \varrho_2)^2}, \quad (6)$$

когда процесс проскальзывания лимитируется граничной самодиффузией, и

$$\eta_2 = \frac{kT a \ln(R/a)}{D_0 \varrho_1 \varrho_2 |\varrho_1 - \varrho_2|}, \quad (7)$$

когда проскальзывание лимитируется объемной самодиффузией. Здесь D_b и D_v - коэффициенты граничной и объемной самодиффузии соответственно, a - постоянная решетки, R - размер кристалла, l_1 и l_2 - расстояния между следами пересечения плоскости границы с кристаллографическими плоскостями смежных кристаллов [4], k - постоянная Больцмана.

Из (3)-(5) видно, что характер расплывания ядра дислокации по механизму проскальзывания иной по сравнению с диффузионным механизмом [2]. В рассмотренном случае имеет место линейная зависимость размера ядра дислокации от времени. Несмотря на то, что по мере расплывания ядра дислокации напряжения, создаваемые дислокацией, уменьшаются, диссоциация происходит с постоянной скоростью. Это объясняется тем, что при уменьшении скорости проскальзывания сила вязкого трения также уменьшается.

Расплывания ядра с постоянной скоростью следует ожидать в начальной стадии делокализации. При малой плотности напряжений возможна зависимость коэффициента вязкости от напряжений [5].

В заключение заметим, что даже в специальных границах ширина ядра зернограничной дислокации (ЗГД) может быть весьма большой. В работе [6] показано, что ступенька на дислокационной стенке, образованная в результате перехода дислокаций одной из полустенок в соседнюю канавку пайерлсовского рельефа, может быть широкой. С образованием такой ступеньки связано возникновение дислокации, полностью аналогичной скользящей ЗГД в высокоугловой границе. Ширина ступеньки или, что то же самое, ширина ЗГД увеличивается с уменьшением высоты барьера Пайерлса и с уменьшением расстояния h между дислокациями в стенке. Оценки с использованием соотношений, полученных в [6], приводят к выводу, что в плотных стенках ширина ядра ЗГД может достигать нескольких сотен межатомных расстояний. При переходе к высокоугловой границе, когда h становятся порядка межатомных расстояний, уже нельзя аналогичным образом применять полученные в [6] аналитические выражения для количественной оценки ширины ЗГД. В качественном же отношении не видно причин, почему ядро ЗГД должно сузиться, когда h становится порядка a . Таким образом, есть все основания считать, что ядра ЗГД в специальных границах могут быть широкими, и если нет никаких препятствий ядру принять естественную ширину, от ЗГД может и не быть различного электронно-микроскопического контраста. Хотя, как справедливо отмечается в [7], в этом случае будет иметь место уширение, а не делокализация ядра дислокации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] P u m p h r e y P.H. // J. Phys. 1975. V. 36. N 10. С4. P. 23-33.
- [2] L o j k o w s k i W., G r a b s k i M.W. In: Deformation of Polycrystals: Mechanisms and Microstructure. Denmark, Risø. 1981. P. 329-334.

- [3] Д а р и н с к и й Б.М., С а й к о Д.С., Ф е д о - р о в Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1987. Т. 30. В. 9. С. 53-57.
- [4] Д а р и н с к и й Б.М., Ф е д о р о в Ю.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 10. С. 2048-2051.
- [5] Д а р и н с к и й Б.М., С а й к о Д.С., Ф е д о - р о в Ю.А. // ФММ. 1988. Т. 65. В. 3. С. 610-613.
- [6] Ф е д о р о в Ю.А. // ФММ. 1987. Т. 64. В. 4. С. 704-708.
- [7] К а й б ы ш е в О.А., В а л и е в Р.З. Границы зерен и свойства металлов. М.: Металлургия. 1987.

Воронежский
политехнический
институт

Поступило в Редакцию
28 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

05.2

© 1990

ЭФФЕКТИВНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Т.М. С е м е н ц о в а, Д.И. С е м е н ц о в,
В.В. С и д о р е н к о в

1. Появление плоскостной структурной анизотропии электросопротивления в металлических магнитных пленках, конденсируемых при наклонном падении молекулярного пучка на подложку [1, 2], ставит задачу выделения на фоне достаточно сильного структурно-резистивного эффекта, проявляющегося в зависимости продольного и поперечного (по току) электросопротивления от ориентации оси электрической анизотропии (ОЭА), слабых гальваномагнитных эффектов, проявляющихся в зависимости продольного (магниторезистивный эффект) и поперечного (плоский гальваномагнитный эффект) электросопротивления от ориентации намагниченности [3, 4]. В настоящей работе на основе общих соотношений, определяющих угловую зависимость электросопротивления магнитной пленки, вводится понятие эффективной анизотропии электросопротивления и приводится алгоритм разделения указанных эффектов и определения электрических параметров пленки.

Связь напряженности электрического поля \vec{E} с плотностью тока \vec{j} , полученная для электроанизотропной магнитной пленки, может быть представлена следующим образом [5]: