

СПЕЦИФИКА ДИСЛОКАЦИОННОГО СКОЛЬЖЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

В.В. Малашенко^{1), 2)}, Т.И. Малашенко²⁾, В.В. Моисеенко²⁾

¹⁾Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
ул. Р. Люксембург, 72, 83114, Донецк, Украина, e-mail: malashenko@fti.dn.ua

²⁾Донецкий национальный технический университет,
ул. Артема, 58, 83001, Донецк, Украина

Теоретически исследовано взаимодействие движущейся краевой дислокации с радиационными точечными дефектами в ферромагнетиках и гидростатически сжатых металлах. Показано, что зависимость силы торможения дислокации от дислокационной скорости, концентрации дефектов и намагниченности кристалла является немонотонной.

Введение

Облученное состояние кристалла характеризуется повышенной концентрацией точечных радиационных дефектов, которые, взаимодействуя с дислокацией, оказывают существенное влияние на ее движение, а, следовательно, и на пластические свойства материалов. Известно [1], что механизмы торможения быстрых и медленных дислокаций отличаются коренным образом. Медленно движущиеся дислокации преодолевают барьеры, связанные с точечными дефектами, с помощью термических флуктуаций. По мере возрастания скорости дислокаций их кинетическая энергия достигает высоты энергетических барьеров, появляется возможность динамического преодоления препятствий. Надбарьерное скольжение дислокаций реализуется при высокоскоростном деформировании и ударных нагрузках, а также при исследовании кристаллов методом внутреннего трения. Скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_d$, как известно, связана с плотностью подвижных дислокаций ρ_d и средней скоростью движения дислокаций v соотношением $\dot{\epsilon}_d = b \rho_d v$. Динамическое (надбарьерное) скольжение дислокаций реализуется обычно при средней скорости движения дислокаций $v \geq 10^{-2} c$, где c - скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. В металлах, особенно в мягких, даже при относительно невысоких уровнях деформирующих напряжений дислокации приобретают высокие скорости и совершают надбарьерное скольжение. Динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [2-6]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $\tau_{def} \approx R/v$, где R - радиус дефекта, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $\tau_{dis} \approx l/c$. В области независимых столкновений $v > v_0 = R\Delta_d$ выполняется неравенство $\tau_{def} < \tau_{dis}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодейст-

вия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ($v < v_0$), наоборот,

$\tau_{def} > \tau_{dis}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает "почувствовать" влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы.

Основная часть

Рассмотрим краевую дислокацию, движущуюся под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Направим ось OZ параллельно линии дислокации, а ее вектор Бюргерса параллельно оси OX , в положительном направлении которой происходит скольжение дислокации с постоянной скоростью v . Элементы дислокации могут совершать малые колебания в плоскости скольжения XOZ . Положение дислокации определяется функцией $X(z, t) = vt + w(z, t)$, где $w(z, t)$ - случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид

$$m \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \beta_0 \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} - T \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial z^2} = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}] \quad (1)$$

Здесь T - коэффициент линейного натяжения дислокации, порядок величины коэффициента β

определяется выражением $\beta_0 = B_0/m$, где B_0 - коэффициент динамического торможения дислокации, m - масса единицы длины дислокации. В данном уравнении движения мы пренебрегли влиянием рельефа Пайерлса на движение дислокаций, что справедливо, в частности, для металлов и щелочно-галогидных кристаллов. Входящая в правую часть уравнения движения величина σ_{xy} является компонентой тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации. Исследуемый механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии движения дислокации как целого в энергию поперечных колебаний

дислокационных элементов относительно “центра масс” дислокации.

Выражение для силы торможения дислокации точечными дефектами имеет вид

$$F_d = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3 p |p_x| |\sigma_{xy}|^2 \delta(p_x^2 v^2 - \omega^2(p_z)) \quad (2)$$

где интегрирование производится по всему импульсному пространству, n – объемная концентрация точечных дефектов, $\delta(p_x^2 v^2 - \omega^2(p_z))$ –

это δ - функция Дирака, $\omega(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c^2 p_z^2}$ – закон дисперсии дислокационных колебаний. Коллективное взаимодействие дефектов с дислокацией приводит к тому, что спектр дислокационных колебаний становится нелинейным: в нем возникает активация.

$$\Delta = \Delta_d = \frac{c}{b} (n_0 \varepsilon^2)^{1/3} \quad (3)$$

где n_0 – безразмерная концентрация точечных дефектов, $n_0 = nR^3$, где R – радиус дефекта, ε – параметр несоответствия дефекта. Сила торможения в этом случае равна

$$F_d = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_0^2}, \quad B_d = \frac{\pi n_0^{1/3} \mu^2 \varepsilon^{2/3} b^4}{3mc^3 R} \quad (4)$$

μ – модуль сдвига. Выполним численные оценки для сравнения с экспериментальными данными. Так, согласно [4], для дислокаций, движущихся со скоростью 10 м/с в кристалле с примесями, концентрация которых составляет $n_0 \sim 10^{-3}$, сила торможения дислокации примесями линейно зависит от скорости дислокационного скольжения, обусловленный примесями вклад в константу демпфирования составляет по порядку величины $10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Согласно приведенным выше формулам, при таких значениях скорости и концентрации взаимодействие дефектов с дислокацией имеет коллективный характер, сила торможения дислокации определяется выражением $F_d = B_d v$, где $B_d \approx 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [5]. Этот процесс является основой полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Под действием внешних напряжений такие образования могут перемещаться по кристаллу [6]. Наиболее интенсивно процесс образования элементов дислокационных стенок, состоящих из нескольких выстроенных одна над другой дислокаций, протекает на стадии легкого скольжения. Особый интерес представляет движение таких дислокаций в гидростатически сжатых кристаллах. Высокое гидростатическое давление способствует пластификации кристаллических тел, оказывая влияние как на величину упругих модулей кристалла, так и величину взаимодействия дислокаций между собой, что приводит

к возникновению специфических особенностей пластической деформации в гидростатически сжатых кристаллах [7]. В частности, высокое гидростатическое давление приводит к усилению взаимодействия краевых дислокаций.

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в упругом поле параллельных им закрепленных краевых дислокаций, случайным образом распределенных в объеме гидростатически сжатого кристалла. Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргера параллельны оси OX , в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Дислокации движутся с постоянной скоростью v , оставаясь при этом в одной плоскости перпендикулярной плоскостям скольжения. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим a . Движение каждой дислокации описывается уравнением типа уравнения (1), если его правую часть дополнить силой взаимодействия дислокаций между собой.

Пара дислокаций в этом случае может рассматриваться как линейный гармонический осциллятор. Поскольку собственная частота колебаний такого осциллятора зависит от величины взаимодействия дислокаций между собой, она также становится функцией гидростатического давления [8]

$$\omega(p) = \omega_0 \sqrt{1 + \beta p}; \quad \omega_0 \approx \frac{\tilde{c}}{a} \quad (6)$$

где β – коэффициент, зависящий от упругих модулей кристалла.

Сила торможения такой дислокационной пары параллельными ей неподвижными краевыми дислокациями также становится функцией гидростатического давления [13]

$$F(p) = F(0)(1 + \beta p)^{\frac{3}{2}}; \quad F(0) = \frac{nb^4 \mu^2}{16m\omega_0(1 - \gamma)^2 v} \approx n_0 \mu a \frac{c}{v} \quad (7)$$

Знак $\sim$ указывает на то, что значения соответствующих величин взяты для гидростатически сжатого кристалла. Наиболее сильно влияние гидростатического сжатия проявляется в щелочно-галогенидных кристаллах и в мягких металлах. Например, при давлении 10^9 Па сила торможения дислокационной пары неподвижными краевыми дислокациями может возрасти а полтора-два раза.

В ферромагнитных металлах перестройка спектра дислокационных колебаний происходит под влиянием трех конкурирующих взаимодействий: коллективного взаимодействия дефектов с дислокациями, взаимодействия дислокаций между собой и магнитоупругого взаимодействия дислокаций с магнитной подсистемой кристалла. Первое из них зависит от концентрации и типа дефектов, второе определяется расстоянием между дислокациями, третье зависит от его магнитных характеристик и в первую очередь от ве-

личины константы магнитоупругости [9]. В зависимости от того, какое взаимодействие окажется доминирующим, получаем различный характер зависимости силы динамического торможения дислокаций от величин, перечисленных выше.

Пусть пара краевых дислокаций движется в параллельных плоскостях скольжения в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось. Перечисленные выше взаимодействия дают аддитивный вклад в формирование этой спектральной щели

$$F = \frac{\pi n_0 b \mu^2 \varepsilon^2 v}{3mc(\Delta_d^2 + \Delta_0^2 + \Delta_M^2)} \quad (8)$$

Вклад коллективного взаимодействия дефектов с краевой дислокацией в величину спектрально щели определяется выражением (3), вклад дислокационного взаимодействия – формулой (6), вклад магнитоупругого взаимодействия выражается следующим образом

$$\Delta_M^2 = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16\pi m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0} \quad (9)$$

где B_M – константа магнитоупругого взаимодействия; b – вектор Бюргерса; m – масса единицы длины дислокации; $\omega_M = gM_0$; g – гиромагнитное отношение; M_0 – намагниченность; θ_c – температура Кюри. Параметры ε_0 и c_s определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии: $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 + c_s^2 k^2$ (k – волновой вектор).

Заключение

При значении намагниченности, превышающем некоторое критическое значение, магнитоупругое взаимодействие становится доминирующим, с ростом намагниченности активация в спектре дислокационных колебаний увеличивается, а сила торможения дислокации упругими точечными дефектами обратно пропорциональна квадрату константы магнитоупругого взаимодействия.

Сила торможения дислокации, обусловленная рассматриваемым механизмом, обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения, т.е. такая сила не может обеспечить динамическую устойчивость дислокационного движения – оно может быть устойчивым лишь при наличии

квазивязких сил, например, фононного или магнонного происхождения. Полученная сила накладывает ограничение на минимальное значение скорости стационарного движения, ниже которого стационарный режим является неустойчивым, а потому не может быть реализован. Поскольку гидростатическое сжатие увеличивает силу торможения, обусловленную исследуемым механизмом, возрастает и минимальное значение стационарной скорости $v_c(p)$, определяемое условием $Bv > F(p)$ (условие устойчивости скольжения)

$$v_c(p) = v_c(0)(1 + \beta p)^{\frac{3}{4}}; \quad v_c(0) = \frac{\mu b^2}{4(1-\gamma)} \sqrt{\frac{n}{m\omega_0 B}} \quad (10)$$

В работе [10] в рамках анализа системы эволюционных уравнений, описывающих процесс пластической деформации в кристалле, показано, что в предложенной системе уравнений для скорости и плотности дислокаций возможны два типа неустойчивостей, один из которых обусловлен аномальным торможением дислокаций. Порожденное этой неустойчивостью разупрочнение в свою очередь может привести к неустойчивости пластического течения кристалла, когда деформация приобретает неустойчивый скачкообразный характер, часто сопровождающийся локализацией пластического течения. Таким образом, при высоких скоростях деформации наличие в сплавах высокой концентрации дислокационных диполей может привести к неустойчивости пластической деформации, а высокое гидростатическое давление способно усилить этот эффект.

Полученные результаты могут быть полезны при анализе пластических свойств металлов, сплавов и щелочно-галоидных кристаллов, содержащих радиационные точечные дефекты.

Список литературы

1. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. // УФН. – 1975. – 1. – С. 3.
2. Malashenko V.V. // Physica B: Phys. Cond. Mat. – 2009. – 2. – Р. 3890.
3. Малашенко В.В. // ФТТ. – 2007. – 1. – С. 78.
4. Малашенко В.В. // ЖТФ. – 2011. – 9. – С. 67.
5. Малашенко В.В. // Кристаллография. – 2009. – 2. – С. 312.
6. Малашенко В.В. // ФТТ. – 2006. – 3. – С. 433.
7. Косевич А.М., Токий В.В., Стрельцов В.А. // ФММ. 1978. – 6. – С. 1135.
8. Малашенко В.В. // ЖТФ. – 2006. – 6. – С. 127.
9. Малашенко В.В. // ФТВД. – 2003. – 2. С. 108.
10. Сарафанов Г.Ф. // ФТТ. 2001. Т. 43. - 2. - С.254–260.

SPECIFICITY OF DISLOCATION GLIDE IN METALS AND ALLOYS WITH HIGH CONCENTRATIONS OF RADIATION DEFECTS

V. Malashenko^{1), 2)}, T. Malashenko²⁾, V. Moisehenko²⁾

¹⁾Donetsk Institute of Physics and Technology, Ukraine, e-mail: malashenko@fti.dn.ua

²⁾Donetsk National Technical University, Ukraine

The dynamical interaction of a moving edge dislocation with radiation point defects in ferromagnets and hydrostatically compressed metals has been theoretically studied. It is shown that the dragging force dependence on dislocation velocity, concentration of defects and magnetization of the crystal is nonmonotonic. The effect of high hydrostatic pressure on dislocation drag force is studied. It is shown that drag force of the dislocation pair by immobile dislocations increases significantly in hydrostatically compressed crystals.