УДК 539.5

Малашенко В.В.[1,2], Малашенко Т.И.[2], Моисеенко В.В.[2]

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ НА ВЕЛИЧИНУ ДЕФОРМИРУЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕТАЛЛОВ

Исследовано влияние дислокационных петель на величину деформирующего напряжения металлов. Получено аналитическое выражение зависимости величины деформирующего напряжения от скорости пластической деформации.

Ключевые слова: *динамика дислокаций, дислокационные петли, пластическая деформация.*

The effect of dislocation loops on the magnitude of the flow stress of metals is studied. An analytical expression of the stress dependence on the strain rate is obtained.

Keywords: *dynamics of dislocations, dislocation loops, plastic deformation.*

В реальных кристаллах обычно содержатся различные типы структурных дефектов, например, дислокационные петли и точечные дефекты. Дислокационные петли могут образовываться в кристалле, например, при радиационном облучении материалов, отжиге, закалке, а также в процессе пластической деформации кристалла. Взаимодействуя с подвижными дислокациями, они могут оказывать существенное влияние на их скольжение, а, следовательно, и на механические свойства кристаллов. Теоретическому и экспериментальному исследованию дислокационных петель посвящено значительное количество работ [1-3]. Точечные дефекты, изменяя спектр дислокационных колебаний, могут изменить характер динамического взаимодействия дислокаций с дислокационными петлями. В частности, при высокой концентрации примесей сила торможения дислокации петлями может приобрести характер сухого трения. Область скоростей движения дислокаций в кристалле, как известно [4], можно разделить на две: область термоактивированного преодоления препятствий и динамическую область, в которой кинетическая энергия дислокационного движения превосходит энергию взаимодействия с локальными препятствиями, а потому движение дислокации может быть описано динамическими уравнениями. Влияние точечных дефектов на скольжение одиночных дислокаций в динамической области исследовалось в работах [1-6].

Целью настоящей работы является исследование скольжения краевой дислокации в упругом поле круговых дислокационных петель с учетом ее взаимодействия с фононной подсистемой кристалла. Как и в работе [6], учет влияния фононной подсистемы осуществляется введением квазивязкого члена в уравнение движения дислокации, что означает фактически учет любых механизмов диссипации, характеризующихся квазивязким характером торможения дислокаций, в частности механизмов, основанных на взаимодействии движущейся дислокации с электронами и магнонами.

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения s_0 в положительном направлении оси *OX* с постоянной скоростью v. Линия дислокации параллельна оси *OZ*, вектор Бюргерса параллелен оси *OX*. Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью *XOZ*, а ее положение определяется функцией

$$X(y=0,z,t) = vt + w(y=0,z,t), \qquad (1)$$

где функция $w(y=0,z,t)$ является случайной величиной, описывающей колебания элементов краевой дислокации в плоскости скольжения относительно невозмущенной дислокационной линии.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид

$$m\left\{\frac{\partial X^2}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\}=b\left[s_0+s_{xy}(vt+w;\ z)+s^{d}_{xy}(vt+w;\ z)\right]-B\frac{\partial X}{\partial t}. \qquad (2)$$

Здесь s_{xy} – компонента тензора напряжений, создаваемых дислокационными петлями на линии дислокации, $s_{xy}=\sum_{i=1}^{N}s_{xy,i}$, N – число петель в кристалле, s^{d}_{xy} – компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, b – вектор Бюргерса дислокации, m – масса единицы длины дислокации, B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле.

Исследуемый механизм диссипации здесь, как и в работах [5-8], заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущейся дислокации в энергию поперечных колебаний ее элементов относительно невозмущенной дислокационной линии в плоскости скольжения. При вычислении силы торможения дислокации, обусловленной ее взаимодействием с дислокационными петлями, мы можем пренебречь влиянием фононных механизмов диссипации на величину этой силы в меру малости безразмерного параметра $a=blv/c^2$ (l – параметр обрезания, $l\approx b$, $b=B/m$), что, согласно оценкам [6], реализуется в подавляющем большинстве случаев.

Выражение для тензора деформации круговой дислокационной петли имеет довольно сложный вид и выражается через эллиптические интегралы, поэтому аналитическое исследование динамического взаимодействия петель с дислокациями в общем случае является довольно сложной задачей. Задача существенно упрощается, когда расстояние между центром петли и дислокацией значительно превышает радиус петли *R*. В этом случае тензор деформаций, создаваемых круговой дислокационной петлей, может быть выражен через элементарные функции.

Пусть одинаковые круговые дислокационные петли радиуса *R* расположены случайным образом в плоскости $y=a$ параллельной плоскости скольжения краевой дислокации, причем расстояние между плоскостями значительно превышает их радиус, т.е. *a*>>*R*. Векторы Бюргерса всех петель будем также считать одинаковыми, равными b_0 и параллельными оси *OY*. Таким образом, рассматриваемые нами дислокационные петли являются призматическими. Воспользовавшись методами, развитыми в работах [5-8], получим выражение для деформирующего напряжения, возникающего благодаря динамическому торможению краевых дислокаций круговыми дислокационными петлями

$$s_{\mathrm{ort}}=\left(\frac{l+m}{l+2m}\right)^2 r\,\frac{p\,n_{\mathrm{ort}}m b_0^2 cR^4}{64a^3\dot{\varepsilon}_d}. \qquad (3)$$

Здесь m – модуль сдвига, $\dot{\varepsilon}_d$ – скорость пластической деформации, r - плотность подвижных дислокаций, n_{ort} – концентрация призматических петель в рассматриваемой плоскости, т.е. петель с вектором Бюргерса ортогональным плоскости петли.

Рассмотрим теперь петли скольжения, векторы Бюргерса которых параллельны оси *OX*. Вычисления показывают, что и в этом случае сила торможения определяется выражением (3). Ситуация существенно изменяется при исследовании петель скольжения, векторы Бюргерса которых параллельны оси *OZ*, т.е. параллельны линии дислокации. В этом случае сила торможения оказывается линейной функцией скорости скольжения краевой дислокации

$$s_{\mathrm{par}}=\left(\frac{(l+m)(3l+4m)}{(l+2m)^2}+1\right) r\,\frac{p\,n_{\mathrm{par}}m b_0^2 cR^4}{64a^3\dot{\varepsilon}_d(1-g)^2}. \qquad (4)$$

Здесь n_{par} – концентрация петель скольжения, т.е. петель, вектор Бюргерса которых параллелен плоскости петли.

Таким образом, сила торможения скользящей краевой дислокации круговыми дислокационными петлями прямо пропорциональна концентрации петель и обратно пропорциональна третьей степени расстояния между плоскостью скольжения дислокации и плоскостью, содержащей петли, независимо от типа петель и ориентации их вектора Бюргерса относительно движущейся дислокации. Что же касается скоростной зависимости силы торможения, то она определяется не типом петли (призматическая или петля скольжения), а взаимным расположением линии движущейся дислокации и вектора Бюргерса дислокационной петли: если вектор Бюргерса перпендикулярен линии дислокации, сила торможения обратно пропорциональна скорости скольжения, если параллелен – линейно возрастает с ростом скорости, причем в этом случае эффективность торможения значительно снижается

$$\frac{s_{\text{par}}}{s_{\text{ort}}} = K\frac{n_{\text{par}}v^2}{n_{\text{ort}}c^2}. \qquad (5)$$

Здесь K – безразмерный коэффициент порядка единицы, зависящий от упругих модулей кристалла. Сила торможения вычислялась для дозвуковых скоростей $(v << c)$. Исследовано также взаимодействие движущейся краевой дислокации с круговыми петлями, расположенными в эквидистантных плоскостях, а также хаотически распределенных по всему объему кристалла. Во всех рассмотренных случаях сила торможения пропорциональна концентрации дислокационных петель, а также имеет место ориентационный эффект, описываемый соотношением (5).

Рассмотрим теперь случай, когда краевая дислокация движется в поле хаотически распределенных по кристаллу точечных дефектов и призматических дислокационных петель. Плоскости всех петель считаем параллельными плоскости скольжения дислокации, а их центры распределены случайным образом. В рассматриваемом случае при высоких концентрациях точечных дефектов в колебательном спектре дислокации возникает щель, описываемая следующим выражением

$$\Delta = \frac{c}{b}\left(n_{0d}e^2\right)^{1/3} \approx \frac{c}{l}. \qquad (6)$$

Здесь l – среднее расстояние между дефектами в кристалле, e – параметр несоответствия точечных дефектов, n_{0d} – безразмерная концентрация этих дефектов. Возникновение щели в спектре дислокационных колебаний может привести к тому, что торможение движущейся краевой дислокации неподвижными призматическими петлями перестанет зависеть от скорости пластической деформации

$$s_L = \frac{n_L m b_0^2 a}{(1-g)^2 (n_{0d}e^2)^{1/3}}. \qquad (7)$$

Здесь n_L – объемная концентрация призматических петель.

Рассмотренные здесь эффекты могут быть существенными при высокой скорости пластической деформации.

Выполним численные оценки. Для типичных значений параметра несоответствия $e \approx 10^{-1}$, безразмерной концентрации точечных дефектов $n_0 \approx 10^{-4}$ и плотности подвижных дислокаций $r_d \approx 10^{11}$ м$^{-2}$ получим, что описанный выше эффект может быть существенным при скорости пластической деформации $\dot{e}_d = 10^3$ с$^{-1}$. Такие скорости деформации имеют место при высокоскоростном растяжении металлов [9, 10], под действием ударных нагрузок [11], в частности, создаваемых коротковолновым лазерным излучением огромной мощности [12], а также при использовании нового метода сварки – сварки взрывом [13].

Список используемой литературы

1. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 220 с.
2. Хирт Д., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
3. Колесникова А.Л., Романов А.Е. Петлевые дислокации и дисклинации в методе виртуальных дефектов // ФТТ. 2003. т.45. №9. С. 1626-1636.
4. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. Динамическое торможение дислокаций // УФН. 1975. т.115. №1. С. 3-39.
5. Малашенко В.В. Влияние высокого гидростатического давления на динамическую неустойчивость дислокационного движения // ЖТФ. 2011. т.81. №9. С. 67-70.
6. Малашенко В.В. Эффект динамической блокировки влияния поверхностных точечных дефектов на скольжение краевых дислокаций // ФТТ. 2009. т.51. №4. С. 703-705.
7. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. V.404. №21. P. 3890-3893.

8. Malashenko V.V. Dynamic drag of dislocation by point defects in near-surface crystal layer // Modern Phys. Lett. B. 2009. V.23. №16. P. 2041-2047.
9. Ferguson W.G., Kumar A., Dorn J.E. Dislocation damping in aluminium at high strain rates // J. Appl. Phys. V.38. №4. P. 1863-1869.
10. Куксин А.Ю., Янилкин А.В. Кинетическая модель разрушения при высокоскоростном растяжении на примере кристаллического алюминия // ДАН. 2007. т.413. №5. С. 615-619.
11. Канель Г.И., Фортов В.Е., Разоренов С.В. Ударные волны в физике конденсированного состояния // УФН. 2007. т.177. №8. С. 809-830.
12. Batani D., Stabile H., Ravasio A., Lucchini G., Strati F., Desai T., Ullschmied J., Krousky E., Skala J., Juha L., Kralikova B., Pfeifer M., Kadlec Ch., Mocek T., Präg A., Nishimura H., Ochi Y. Ablation pressure scaling at short laser wavelength // Phys. Rev. E. 2003. V.68. №6. P. 067403.
13. Петушков В. Г. Применение взрыва в сварочной технике. К.: Наук. думка, 2005. 775 с.

[1]*Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины, Донецк, Украина.*
[2]*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина.*

Подписано в печать 24.08.11.

Сведения об авторах

Малашенко Вадим Викторович, с.н.с. ДонФТИ НАНУ, д.ф.-м.н., профессор ДонНТУ, malashenko@fti.dn.ua
Малашенко Татьяна Ивановна, ст. преподаватель ДонНТУ, malashenko@fti.dn.ua
Моисеенко Вячеслав Витальевич, студент ДонНТУ, malashenko@fti.dn.ua