

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРУЕМОЕ СОСТОЯНИЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ДИНАМИЧЕСКИМ НАНОДВОЙНИКОМ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В. В. Влашевич

*Учреждение образования «Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого», Беларусь*

Научный руководитель О. М. Остриков

В последнее время имеются определенные успехи в создании высокопрочных материалов с помощью различных способов предварительной обработки с целью создания устойчивой структуры, обеспечения высокой прочности при воздействии внешних факторов. Это дало толчок к созданию комплексов высоких механических свойств материала в экстремальных условиях. Деформирование твердого тела в условиях низких температур и больших скоростей нагружения приводит к хрупкому разрушению из-за того, что процессы пластической деформации не успевают реализоваться. Основными видами пластической деформации кристаллических тел являются скольжение и двойникование.

При высокоскоростном деформировании, когда имеет место двойникование, динамические эффекты нельзя не учитывать. Это говорит о том, что двойникование является высокоскоростным процессом. Который интересен в связи с проблемами

образования трещин и последующим разрушением материала, вызванным двойникованием [1].

Влияние импульсов тока на двойникование металлических кристаллов слабо изучено. Это является определенным пробелом, так как двойникование, как и скольжение, в равной степени ответственно за реализацию пластической деформации [2].

Цель данной работы: создание мезоскопической наномасштабной модели динамического двойника и расчет обусловленного им напряженно-деформируемого состояния.

Для расчета полей напряжений, создаваемых нанодвойником, рассмотрим схему, представленную на рис. 1. На схеме представлен нанодвойник в виде совокупности двойникующих дислокаций. Параметры d_i и h_i определяют расстояние между двойникующими дислокациями (рис. 1). Эти параметры являются проекциями на оси OX и OY отрезка, соединяющего две соседние дислокации. Пусть длина нанодвойника L , а его ширина у устья H .

Так как двойникующие дислокации являются частичными дислокациями Шокли, то их вектор Бюргерса раскладывается на две составляющие: краевую ($b_{кр}$) и винтовую (b_v). Направление этих составляющих показано на рис. 1. При $t = 0$, примем время зарождения двойника. Рассмотрим движение нанодвойника вдоль оси OX при $t = t_i > 0$. Участки B_0B и C_0C когерентны. Это наблюдается в случае, когда отсутствует генерация новых двойникующих дислокаций. Пренебрежем напряжениями, которые создает когерентные участки границ двойника. Данные напряжения малы из-за отсутствия на таких границах двойникующих дислокаций. Тогда фронт напряжений будет перемещаться с двойникующими дислокациями на некогерентных участках двойниковых границ. Для упрощения задачи без потери общности решения примем d_i и h_i постоянными на всем рассматриваемом промежутке времени, полагая $s = v_t t$, где v_t – скорость движения двойника вдоль оси OX вершины.

Используя принцип суперпозиции и известные соотношения для расчета полей напряжений движущейся дислокации, на основании наномасштабной модели двойника О. М. Острикова [2] получим формулы для расчета компонент тензора напряжений.

В формулах присутствуют N и M – число двойникующих дислокаций на каждой из двойниковых границ; d_i и h_i – это проекции на оси OX и OY отрезка, соединяющие две соседние двойникующие дислокации на одной из двойникующих границ (i – индекс определяющий принадлежность двойникующей дислокации к той или иной двойниковой границе); L – длина двойника; μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; $b_{кр}$ и b_v – модули краевой и винтовой составляющих вектора Бюргерса частичной двойникующей дислокации; v – скорость движения дислокаций; t – время; c_t и c_l – скорости продольной и поперечной звуковых волн, определяемые по формулам [2]:

$$c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}; \quad c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}},$$

где ρ_0 – плотность среды, в которой движется дислокация; λ – коэффициент Ламе, рассчитанный по формуле Ландау [3]:

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}.$$

Скорости продольной и поперечной звуковых волн связаны с соотношениями взятыми у Дж. Хирта и И. Лоте [1]:

$$\gamma_t = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_t^2}}; \quad \gamma_l = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_l^2}}.$$

Основываясь на теориях и моделях расчета О. А. Троицкого, И. И. Новикова, В. И. Спицина [4], которыми было установлено влияние электромагнитного поля на процесс пластической деформации скольжением металлов и сплавов, и так как учитываются динамические эффекты, то включаем в расчет такие компоненты, как дрейфовая скорость электронов:

$$v_d = \frac{Bej}{enb^2\mu^2\rho},$$

где Be – коэффициент вязкости для случая деформации с током; j – импульс тока; e – заряд электрона; n – концентрация электронов; b – модуль составляющей вектора Бюргерса.

Скорость рассеивания упругих волн пинч-эффекта, нахождение радиальной и продольной составляющей скорости [4]:

$$v_l = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}; \quad v_p = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right) \cdot \mu}; \quad v_n = \sqrt{v_p^2 + v_l^2},$$

где v_l – продольная составляющая скорости; v_p – радиальная составляющая скорости; v_n – скорость пинч-эффекта.

Скорость термоэффекта определяется по формуле [4]:

$$v_t = \frac{\Delta T \alpha E}{b\mu^2\rho},$$

где ΔT – температура материала; α – коэффициент термического расширения; E – эффективный модуль упругости.

Суммарная скорость, результат которой входит в расчет компонент тензора напряженно-деформируемого состояния динамического нанодвойника [4]:

$$v = v_d + v_n + v_l + v_t.$$

Результаты отражены на графиках, где представлена зависимость напряженно-деформированного состояния от импульсов тока. Расчеты велись для висмута. Принималось: $N = 100$; $M = 99$; $\mu = 12,4$ ГПа; $\rho = 9,8$ кгс/м³; $\nu = 0,33$; $E = 32 \cdot 10^9$ Па; $d_i = 0,1$ нм; $h_i = 0,01$ нм. Длина некогерентного участка нанодвойника находится по формуле $L = Nd_i$. Рассчитывалось распределение компонент тензора напряжений у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-3}$ с. Представленные графики рассматривают три случая напряженно-деформированного состояния, движения нанодвойника при воздействии импульсов тока (напряженно-деформированное состояние у устья, в когерентной области нанодвойника и некогерентной областях).

Заключение

Таким образом, на основании наномасштабной дислокационной модели проведены расчеты напряжений у динамического нанодвойника, обусловленного электропластическим эффектом. Следовательно, под воздействием импульсов тока двойнирующие дислокации не только увеличивают пробег, но и возбуждают новые источники двойнирующих дислокаций. Максимум напряженно-деформированного состояния при расчетах динамического нанодвойника говорит о массовом скоплении дислокаций.

Литература

1. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.
2. Остриков, О. М. Механика двойникования твердых тел : монография / О. М. Остриков. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2008. – 301 с.
3. Ландау, Л. Д. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 246 с.
4. Спицин, В. И. Электропластическая деформация металлов / В. И. Спицин, О. А. Троицкий. – М. : Наука, 1985. – 158 с.