ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Малашенко В.В.
Донецкий национальный технический университет, ул. Артема, 58
Донецк 83000, Украина;
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, Донецк 83114; E-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

Обработка материалов высоким гидростатическим давлением (гидроэкструзия) является одним из перспективных методов создания материалов с заданными свойствами. Высокое гидростатическое давление оказывает 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 (ГСК). В данной работе теоретически исследуется торможение пары краевых дислокаций, скользящих под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в параллельных плоскостях гидростатически сжатого кристалла, содержащего хаотически распределенные примеси. Линии дислокаций параллельны оси 0Z, их векторы Бюргерса параллельны оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Дислокации движутся с постоянной скоростью υ, оставаясь при этом в одной плоскости перпендикулярной плоскостям скольжения. Как известно, такая конфигурация краевых дислокаций является равновесной и устойчивой что делает возможным возникновение в кристалле дислокационных стенок. Расстояние между плоскостями скольжения равно a. Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т.е. в плоскости XOZ и параллельной ей плоскости..

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.

Движение дислокации описывается уравнением

$$m\left\{\frac{\partial X(z,t)}{\partial t^2}+\delta\,\frac{\partial X(z,t)}{\partial t}-c^2\,\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial z^2}\right\}=b\left[\sigma_0+F_{dis}+\sigma_{xy}^{d}(vt+w;z)\right]$$

(1)

Здесь $\sigma_{xy}^{(d)}$ - компонента тензора напряжений, создаваемых i-м дефектом на линии дислокации, $\sigma_{xy}^{(d)}=\sum_{i=1}^{N}\sigma_{xy,i}^{(d)}$, m - масса единицы длины дислокации, N - число дефектов в кристалле, F_{dis} - сила взаимодействия дислокаций, c - скорость распространения поперечных звуковых волн.

В работе [1] было показано, что в условиях гидростатического сжатия сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается: появляется дополнительная сила, пропорциональная величине гидростатического давления и обратно пропорциональная расстоянию между дислокациями. Последовательный учет этого обстоятельства приводит к тому, что при скольжении дислокаций в ГСК и активация в спектре дислокационных колебаний, и критическая скорость, и сила торможения на примесях зависят от величины гидростатического давления, причем с ростом давления сила торможения уменьшается, а величина критической скорости и активации растет.Переходя в систему координат, связанную с “центром масс” дислокации, получаем спектр дислокационных колебаний

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2$$

(2)

Зависимость величины активации от гидростатического давления описывается выражением

$$\Delta = \Delta_0 \left(1 + \beta p\right),$$

(3)

где Δ_0 - величина активации в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию, β - величина, зависящая от упругих модулей кристалла, явный вид которой не приводится здесь ввиду его громоздкости. При скоростях скольжения выше некоторой критической скорости v_p исчезают коллективные эффекты взаимодействия дефектов с дислокацией, исчезает активация в законе дисперсии, и, как следствие, сила торможения дислокации точечными дефектами перестает зависеть от гидростатического давления (изменением величины упругих модулей в ГСК в данной задаче мы пренебрегаем). Критическая скорость также возрастает с ростом величины гидростатического давления

$$v_p = v_0 \left(1 + \beta p\right) \qquad v_0 = \frac{Rc}{a}\sqrt{\frac{2}{\ln\frac{L}{b}}},$$

(4)

где R - величина порядка радиуса дефекта, а L - порядка длины кристалла.
Воспользовавшись методами, развитыми в работах [2-5], получим, что сила торможения дислокации точечными дефектами при скоростях $v < v_p$ имеет вид

$$F = \frac{Bv}{\left(1 + \beta p\right)^2} \qquad B = \frac{\pi n_0 b^2 \mu^2 \varepsilon^2}{3mcR\Delta_0^2},$$

(5)

где μ - модуль сдвига, n_0 - безразмерная концентрация примесей, ε - параметр несоответствия примесного атома. При скоростях скольжения выше критической сила торможения обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения и не зависит от величины гидростатического давления. Численные оценки показывают, что наиболее чувствительны к данному эффекту кристаллы KCl и KBr, в которых исследуемые в данной работе величины могут изменяться на десятки процентов при практически используемых давлениях. Менее существенным, но все же довольно значительным оказывается влияние гидростатического давления в кристаллах железа. Предложенный подход может быть весьма полезным при анализе динамики границы кристаллического зерна, моделью которого является, как известно, дислокационная стенка.

Список литературы

1. Tokii V.V., Zaitsev V.I. Phys. Stat. Sol. (a) **12,** *1*, 53(1972).
2. Малашенко В.В., Малашенко Т.И. ФТВД **10**, *1*,45(2000).
3. Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I. Phys. Stat. Sol. (b) **143**, *2*, 425(1987).
4. Малашенко В.В. ФТТ **32**, *2*, 645(1990).
5. Малашенко В.В. ФТТ **39,** *3*, 493(1997).