Известия НАН Армении, Физика, т.53, №4, с.489–500 (2018)

УДК 539.1

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ ФРЕНКЕЛЯ–КОНТОРОВОЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.М. АРАКЕЛЯН*, Э.А. НАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: marakelyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 26 сентября 2018 г.)

Компьютерным моделированием исследовано движение дислокаций Френкеля–Конторовой в монокристаллах алюминия при низких температурах. Получено, что движение дислокаций осуществляется квантовым туннелированием перегибов дислокаций через барьеры Пайерлса. Показано, что действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур и при преодолении барьера Пайерлса дислокация движется неравномерно, ускоряясь под действием поля барьера и замедляясь после его преодоления. На основании численного эксперимента рассчитаны длина свободного пробега дислокаций, расстояние между потенциальными барьерами Пайерсла и ширина барьера в алюминии. Рассчитанные значения соответствуют реальным величинам.

1. Введение

Основными критериями при выборе материалов, используемых в технике при криогенных температурах, являются малый удельный вес, высокая прочность и пластичность. Сочетание этих свойств в алюминии и его сплавах делают эти материалы практически незаменимыми в криогенной технике, авиакосмической и других отраслях промышленности. Однако конструкционное использование этих материалов требует изучения особенностей их поведения в условиях низких и сверхнизких температур. В работе [1] изучены микроструктура и механические свойства ультрамелкозернистого алюминия технической чистоты в интервале температур 4.2–295 K, полученного методом равноканального углового прессования. Экспериментальные исследования показали, что предел текучести материала и градиент роста кривой деформационного упрочнения с приложением ультразвука значительно уменьшаются. Это явление объясняется тем, что звуковые колебания способствуют преодолению межзеренных или обусловленных кристаллическим строением барьеров.

В настоящее время техника и точность эксперимента дали возможность наблюдать движение отдельных дислокаций в кристалле, а не их скоплений, что позволило более точно объяснить механизм движения дислокаций. В алюминии при малых плотностях дислокаций $\left(10^2 - 10^3\right)$ см$^{-2}$, когда взаимодействием между ними можно пренебречь, дислокации наблюдаются в виде прямых линий вдоль кристаллографических направлений с малыми индексами, что указывает на влияние барьера Пайерлса [2].

Барьер Пайерлса, ответственный за внутренние напряжения, оказывает влияние на движение дислокаций и связанные с ним характеристики внутреннего трения. При $T < 50$ K заметной подвижностью могут обладать только перегибы дислокаций. При этом кинетическая энергия перегибов много меньше высоты потенциального барьера Пайерлса: $E_{\text{kin}} \sim 0.24 \times 10^{-22}$ эрг и потенциальный барьер Пайерлса $E_{\text{P}} \sim 4 \times 10^{-15}$ эрг [3]. Поэтому при очень низких температурах и напряжениях движение дислокаций может осуществляться путем квантового туннелирования перегибов дислокаций через барьеры Пайерлса [4].

При рассмотрении движения дислокаций в описанных условиях оказывается возможным компьютерным моделированием оценить расстояния между барьерами Пайерлса, ширину потенциального барьера Пайерлса и другие микроскопические характеристики кристалла, что представляет собой большой научный интерес.

2. Теория и численный эксперимент

В настоящей работе рассмотрено движение дислокаций в алюминии при низких температурах с учетом барьера Пайерлса. Для описания движения дислокации использована одномерная модель Френкеля–Конторовой, которая имеет некоторые преимущества по сравнению с другими моделями. В этой модели используется дискретный подход, энергия Пайерлса уменьшается с увеличением ширины дислокации, что соответствует эксперименту, напряжение Пайерлса по порядку величины также соответствует получаемым из эксперимента данным: $\sigma_{\text{P}} \sim (10^{-4} - 10^{-2})\mu$, где μ – модуль сдвига кристалла [2].

Известно, что при низких температурах в алюминии имеет место скольжение дислокаций при аномально малых напряжениях. Попытки объяснить это явление в рамках классической теории приводят к несогласованным результатам. Возникает необходимость трактовать указанный эффект на основе квантового подхода. Моделирование процесса скольжения дислокаций с использованием реальных констант дает возможность исследовать характер движения дислокаций в потенциале Пайерлса, выявить его коренное отличие от надбарьерного движения дислокаций.

Известно, что для чистых монокристаллов при скорости деформации 10^{-6} с$^{-1}$ напряжения, необходимые для начала пластической деформации (стартовые напряжения), могут составлять десятые доли Н/мм^2. Это объясняется тем, что даже минимальные нагрузки при наличии тепловых флуктуаций способны вызвать движение перегибов дислокаций, подвижность которых много выше подвижности дислокаций, и, следовательно, привести к направленному смещению дислокаций (пластической деформации).

Нелинейное дифференциальное уравнение синус-Гордона в частных производных позволяет выявить универсальные многопараметрические динамические явления при движении дислокации в кристалле с учетом барьера Пайерлса. Используем уравнение синус-Гордона в безразмерных переменных $x = (v_0 / \omega)\tilde{x}$ и $t = \tilde{t} / \omega$

$$\ddot{\varphi}_n = -\sin\varphi_n + \varphi_n^{''}, \tag{1}$$

где φ_n – смещение n-го атома от положения равновесия в угловых единицах, ω – характерная частота, v_0 – скорость звука и $\tilde{x}$, $\tilde{t}$ – безразмерные переменные, а также зависимость напряжения σ от деформации, скорости деформации ζ и температуры по Цельсию θ при разупрочнении [5]

$$\sigma = a_0 \varepsilon^{a_1} \zeta^{a_2} \, e^{-a_3 \theta}. \tag{2}$$

Здесь $a_0 = 3.6 \times 10^6$ Па, $a_1 = 0.255$, $a_2 = 0.05$ и $a_3 = -0.01$ – константы материала: a_1 характеризует материал, a_2 зависит от характера приложения внешней нагрузки. Поэтому, создавая разные условия скорости деформирования, можно регулировать величину a_2 в пределах до нескольких порядков, что соответствует деформированию от квазистатического режима до импульсно-динамического.

Предварительно покажем, что на макроскопическом уровне туннелированию соответствует разупрочнение кристалла. Используя уравнение синус-Гордона (1) с высоким барьером Пайерлса, при котором наблюдается туннелирование, и уравнение (2) при комнатной температуре и $a_2 = 0.05$, моделируем зависимость $\sigma(\varepsilon)$ (рис.1a). Затем берем барьер Пайерлса, при котором не наблюдается туннелирование, $a_2 = 0.05$ и низкие температуры и вновь получим зависимость $\sigma(\varepsilon)$ (рис.1b). Как видно из рис.1a,b, ход кривых аналогичен. Можно заключить, что действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур или при понижении температуры барьер Пайерлса увеличивается, что находится в согласии с работой [2].

Эффект туннелирования дислокаций подтверждается еще одним компьютерным экспериментом. Численно решая уравнение синус-Гордона с высоким барьером Пайерлса, что идентично низким температурам, и используя выражение

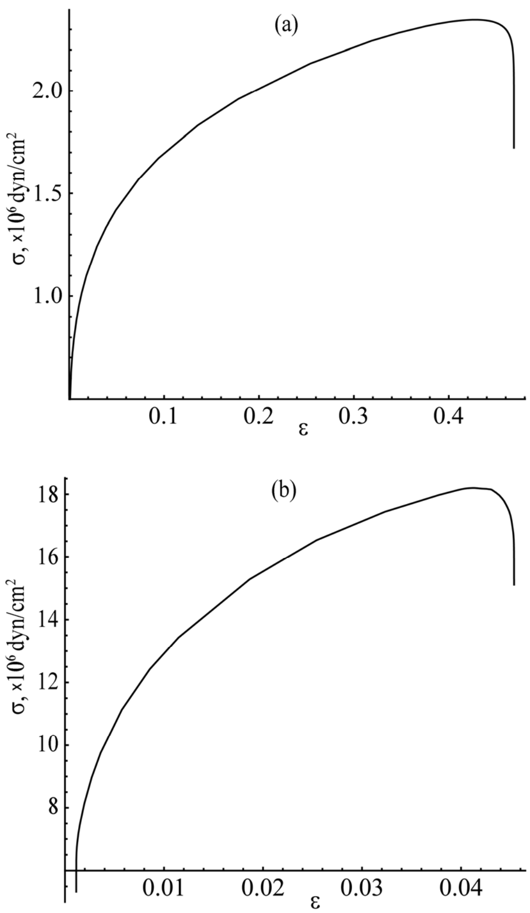

Рис.1. Зависимости $\sigma(\varepsilon)$ при (a) высоком барьере Пайерлса и комнатной температуре и (b) низком барьере Пайерлса и низкой температуре.

(2), находим зависимости истинных значений напряжений от деформаций в алюминии при гелиевых температурах в переменных Эйлера (рис.2a).

Переходя в уравнении синус-Гордона от функции смещения к деформации, определяя скорость деформации и используя связь между скоростью деформации и скоростью дислокации [2], моделируем зависимость скорости дислокации от времени выражением

$$\dot{\varepsilon} = \rho b v , \tag{3}$$

где $\dot{\varepsilon}$ – модуль скорости деформации, ρ – общая длина подвижных дислокаций в единице объема, b – модуль вектора Бюргерса и v – модуль скорости дислокации. Физические константы для алюминия взяты из работы [2]. Зависимость модуля скорости дислокации от времени представлена на рис.2b.

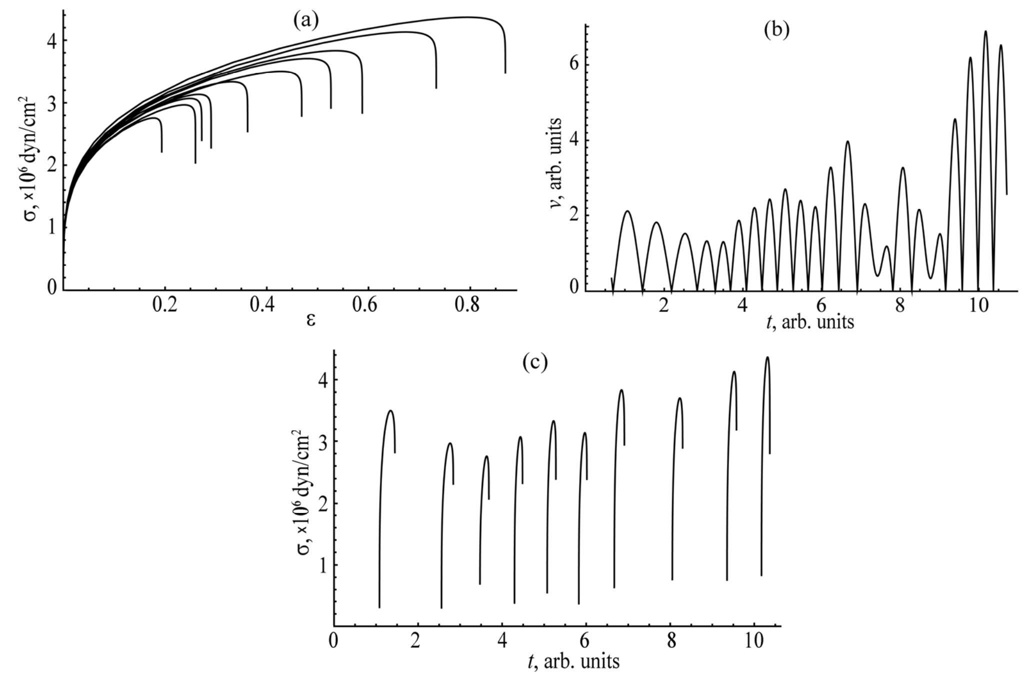

Рис.2. Зависимости (a) напряжения от деформации в переменных Эйлера, (b) модуля скорости дислокации от времени и (c) напряжения от времени при движении дислокации для тех же интервалов времени.

Как известно, условное значение предела прочности σ_b для алюминия составляет 8×10^8 дин/см^2. Истинное значение предела прочности σ_{real} определяется следующим образом: $\sigma_{real} = F_{max}/S$, где S – текущая площадь поперечного сечения. Из условия постоянства объема получаем $\sigma_{real} = \dfrac{F_{max}}{S_0/(1+\varepsilon)} = \sigma_b(1+\varepsilon)$, где ε – относительная деформация и S_0. – исходная площадь поперечного сечения. Истинное напряжение σ_{real} – это напряжение, отнесенное к текущей площади поперечного сечения образца. Тогда истинное значение предела прочности σ_b составляет $8\times10^8(1+\varepsilon)^2$ дин/см^2, где ε – значение относительной деформации (на рис.2c значения в точках начала спуска). Если значения напряжений, при которых кривая начинает круто идти вниз (начало разупрочнения) (рис.2c), меньше величины $8\times10^8(1+\varepsilon)$ дин/см^2, то происходит эффект туннелирования. Если в какой-либо из точек начала разупрочнения эти значения больше истинного значения предела прочности, то происходит локализация деформации и разрушение образца.

Из данных численного эксперимента (рис.2c) нами рассчитаны истинные значения напряжений и деформаций, при которых происходит резкое разупрочнение. Проведено сравнение полученных значений напряжений в этих точках с истинным значением предела прочности алюминия. Расчеты показывают, что в точках резкого разупрочнения разрыва (разрушения) кристалла не происходит, так как значения напряжений в этих точках меньше истинного значения предела прочности.

В работе [5] этот эффект трактуется следующим образом: при увеличении деформации при определенных скоростных режимах деформирования динамические процессы разупрочнения ускоряются настолько, что снимают упрочнение, достигнутое на предыдущих этапах деформации.

В работах [6, 7] получена аналогичная зависимость напряжения от деформации при растяжении образцов алюминия с различными величинами зерен в интервале 0.27–10 мкм при 293 К. Резкое уменьшение напряжения при почти постоянной деформации при размере зерна < 1 мкм здесь соответствует локализации деформации и разрушению образцов и проявляется практически на пределе текучести. В нашем случае рассмотрение происходит при гелиевых температурах и требует другой трактовки. Мы предполагаем, что резкое периодическое уменьшение напряжения (соответствующего значениям, меньшим предела прочности) при почти постоянной деформации может быть объяснено туннелированием перегибов через потенциалы Пайерлса.

Задача решается в эйлеровом рассмотрении, так как мы исследуем характеристики изменения поля движущейся дислокации в данной точке пространства с течением времени. Поэтому представленный на рис.2а результат может быть объяснен следующим образом. При движении дислокации вокруг нее создается поле напряжений, которое отражает периодический характер эволюции упругих свойств среды. Многочисленными исследованиями доказано, что такие параметры, как предел текучести, предел прочности и другие, характеризующие пластичность, зависят от накопленной деформации нелинейным образом. Как и следовало ожидать, кривая зависимости $\sigma(\varepsilon)$ (рис.2а) в области микропластичности имеет нелинейный характер. Из численного эксперимента следует (рис.2b), что скорость движения дислокации относительно среды носит периодический характер. В интервале возрастания напряжения со стороны барьера Пайерлса растет скорость дислокации – происходит упрочнение. Когда дислокация, преодолев потенциал Пайерлса, попадает в долину потенциального барьера, происходит релаксация напряжения (разупрочнение) и изменение знака ускорения дислокации на противоположный. Таким образом, при преодолении барьера Пайерлса дислокация движется неравномерно, ускоряясь перед барьером и замедляясь после преодолении барьера (рис.2b), т. е. периодически происходят процессы микроупрочнения и микроразупрочнения. Из рис.2b следует также, что с общим увеличением напряжения скорость дислокации растет, вследствие чего барьер Пайерлса преодолевается за более короткий интервал времени.

Характер изменения напряжения в окрестности исследуемой области (вблизи дислокации) отражает характер движения дислокации, обусловленный дискретностью среды: периодическое микроразупрочнение соответствует периодическому характеру изменения упругих характеристик, что коррелирует с осциллирующей зависимостью деформации от координаты в окрестности дислокации (рис.3b,c).

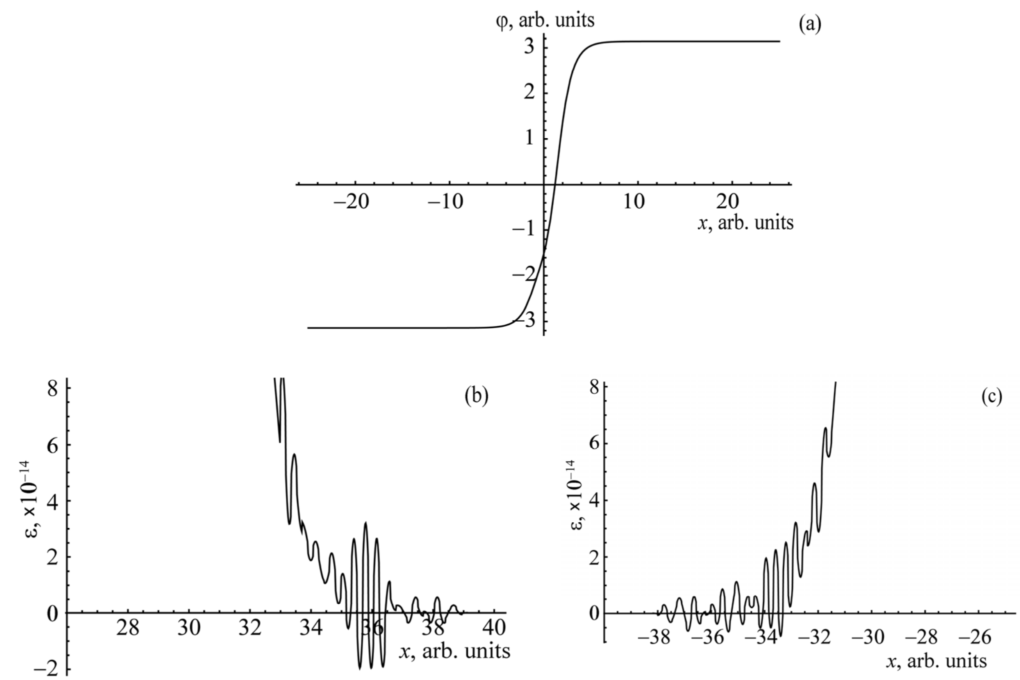

Рис.3. В окрестности поля смещений дислокации (a) зависимости деформации от координаты (b) справа и (c) слева от дислокации.

В работе [8] был разработан метод периодического импульсного нагружения. Этот метод позволяет исследовать динамические свойства дислокаций и получать более полную информацию о движении дислокаций. При этом в зависимости от частоты внешнего поля меняется время перехода дислокации в соседнюю долину потенциального барьера и поэтому должна меняться длина свободного пробега дислокации. С изменением частоты меняется время нагруженного состояния. Если время действия нагрузки меньше времени образования двойного перегиба критического размера, то дислокация не успевает перейти в соседнюю долину потенциального барьера, и оставшиеся двойные перегибы аннигилируют. В противном случае дислокация переходит в соседнюю долину и увеличивается ее средний пробег. В работе [9] экспериментально исследована динамика индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния при нагружении периодическими импульсными нагрузками, соизмеримыми с временем перехода дислокации в соседнюю долину.

Перегибы на дислокациях являются топологическими солитонами [10]. Из-за малой массы солитонов и слабого взаимодействия с атомами матрицы солитоны могут делокализоваться в кристалле, в то время как сами атомы матрицы ведут себя классическим образом. При низких температурах перегибы будут располагаться на равных расстояниях друг от друга, что сводит к минимуму упругое отталкивание между ними. В работе [11] показано, что при низких температурах рождение пары перегибов представляет собой квантомеханический туннельный процесс.

3. Определение зависимости длины свободного пробега дислокаций от частоты переменного упругого поля

В алюминии потенциальный барьер Пайерлса $\sim 4\times 10^{-15}$ эрг [10]. При воздействии ультразвука с частотой $\sim 10^{12}$ Гц и учете диссипации меняется длина свободного пробега дислокаций Френкеля–Конторовой. Наибольшая длина свободного пробега соответствует резонансной частоте, сопоставимой с временем перехода дислокации в соседнюю долину барьера Пайерлса. Получено неоднородное уравнение синус-Гордона с трением и периодическим внешним упругим полем $F(t)=F_0e^{i\Omega t}$, где F_0 – амплитуда внешнего воздействия. В безразмерных единицах это уравнение принимает вид

$$\ddot{\varphi}_n+\sin\varphi_n-\varphi_n''+\beta\dot{\varphi}_n=\gamma\,\sin\frac{\Omega t}{\omega}, \tag{4}$$

где $\omega^2=2\pi f_0/(ma)$, $\beta=\mu_0/(ma)$, $\gamma=2\pi F_0/(ma\omega^2)$, μ_0 – коэффициент, характеризующий трение, φ_n – смещение n-го атома от положения равновесия и a – постоянная решетки. При рассматриваемых низких температурах возникают динамические потери вследствие неравномерности движения дислокации по барьеру и периодического изменения конфигурации ядра дислокации, т. е. в данном случае под диссипацией понимается радиационное трение. Таким образом, радиационное трение это механизм диссипации, обусловленный исключительно дискретностью решетки, поэтому он сохраняется при самых низких температурах.

Граничные условия, имеющие физический смысл, заключаются в том, что образец, по которому распространяется дислокация, считается открытым на обоих концах, т. е. $\left[\partial\varphi/\partial x\right]_{x=0} = \left[\partial\varphi/\partial x\right]_{x=l} = 0$, где $l-$ безразмерная длина образца. Зависимость длины свободного пробега дислокации от частоты упругого поля при пропускании через кристалл высокочастотного звука ~10^{12} Гц с коэффициентами 0.06, 0.1, 0.25, 1, 2, 2.5 и 2.7 представлена на рис.4, из которого видно, что при определенной частоте длина свободного пробега дислокации максимальна. Очевидно, этой частоте соответствует образование несхлопывающегося двойного перегиба, в результате чего в течение времени действия положительной части внешнего упругого поля дислокация переходит в следующую долину потенциального барьера [8]. Полученный результат однозначно указывает на влияние потенциального барьера Пайерса на движение дислокации.

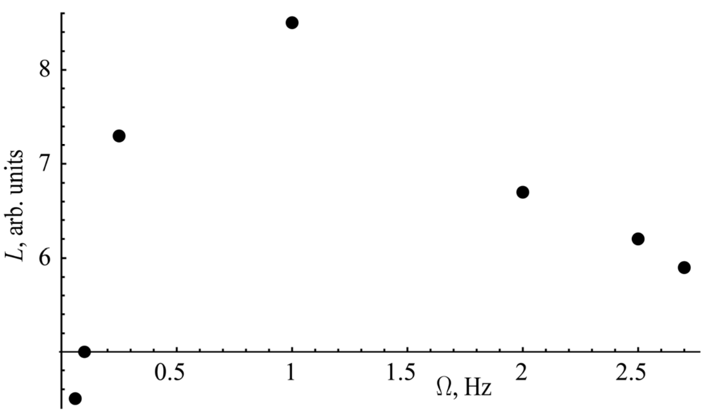

Рис.4. Зависимость длины свободного пробега дислокаций L от частоты переменного упругого поля Ω.

4. Определение расстояния между барьерами Пайерлса и ширины барьера Пайерлса

Количественные оценки расстояний между барьерами Пайерлса и ширины барьера Пайерлса в алюминии представляют большой научный интерес. Подобного типа задачи могут быть решены посредством атомарных решеточных расчетов. Однако полученные результаты численного эксперимента зависимости истинных значений напряжений от времени (рис.2c), при которых происходит периодическое резкое разупрочнение, позволяют найти альтернативное решение задачи, а именно, решается уравнение синус-Гордона для низких температур без внешнего поля и учета силы трения. При этом масштаб времени составляет: $t_{\text{real}} = 2.1\times10^{-6}t$ (сек), $t-$ машинное время; масштаб координаты

$x_{\text{real}} = 5.5 \times 10^{-10}\, x$ (см), x – машинная координата; соответствующий масштаб скорости имеет вид

$$v_{\text{real}} = \frac{x_{\text{real}}}{t_{\text{real}}} = \frac{5.5 \times 10^{-10}}{2.1 \times 10^{-6}} \frac{x}{t} = 2.6 \times 10^{-4}\, v \ (\text{см} / \text{сек}).$$

Расчеты дают для средней скорости дислокации между напряжениями Пайерлса (рис.2b) значение

$$\bar{v} = 140.479 \times 2.6 \times 10^{-4} = 365.25 \times 10^{-4} \ (\text{см} / \text{сек}).$$

Средние машинные интервалы времени между напряжениями Пайерлса (рис.2c) составляют 0.763. Тогда среднее реальное время прохождения дислокации расстояния между барьерами Пайерлса составляет

$$\bar{t}_{\text{real}} = 0.763 \times 2.1 \times 10^{-6} = 1.6 \times 10^{-6} \ (\text{сек}).$$

Реальное расстояние между барьерами Пайерлса будет равно произведению средней скорости дислокации при движении между барьерами на среднее реальное время прохождения дислокации расстояния между ними:

$$l = 3.7 \times 10^{-2} \times 1.6 \times 10^{-6} = 5.92 \times 10^{-8} \ (\text{см}).$$

Таким образом, на основании численного эксперимента с использованием реальных констант нами оценено среднее расстояние между барьерами Пайерлса в алюминии в направлении скольжения дислокации. Полученный результат по порядку соответствует реальным значениям для межплоскостных расстояний d_{ijk} в алюминии: d_{200} = 2.02 Å, d_{111} = 2.33 Å, d_{220} = 1.428 Å, где ijk – индексы кристаллографических направлений.

Аналогичным способом можно оценить ширину барьера Пайерлса в алюминии. Теоретический расчет дает для направления [111] значение ширины перегиба $\omega = 12.8 \times 10^{-8}$ см и для направления [220] $\omega = 7.8 \times 10^{-8}$ см. Значение ширины перегиба $(5-10)b$, где b – модуль вектора Бюргерса [2]. На основании представленного нами численного эксперимента (рис.2c) расчеты дают для ширины барьера Пайерлса в алюминии при низких температурах значение $\sim 2 \times 10^{-8}$ см. Учитывая, что перегибы могут охватывать один или несколько барьеров Пайерлса, можем заключить, что полученный результат согласуется с приведенными выше известными данными.

Известно, что при низких температурах в алюминии имеет место скольжение дислокаций при аномально малых напряжениях. В работах [11, 12] дана интерпретация низкотемпературных аномалий движения дислокаций с динамическими перегибами в чистых металлах. Показано, что отжиг образца, приводящий к исчезновению перегибов, вызывает подавление указанных особенностей. Таким образом, аномалии тесно связаны с наличием перегибов на дислокации и скольжением дислокаций посредством туннелирования перегибов.

5. Заключение

Компьютерным моделированием исследовано движение дислокаций Френкеля – Конторовой в алюминии при низких температурах. Показано, что дислокации при скольжении преодолевают барьеры Пайерлса посредством туннелирования перегибов. При этом периодически меняются характеристики деформаций, напряжений и скорости дислокаций, что отражает периодический характер среды; при понижении температуры барьер Пайерлса увеличивается. Теоретическим расчетом и компьютерным моделированием оценены длина свободного пробега дислокации в зависимости от частоты внешнего механического периодического поля, качественная зависимость высоты потенциального барьера Пайерлса от температуры, расстояние между барьерами Пайерлса, а также ширина барьера Пайерлса. Полученные результаты находятся в согласии с известными значениями и подтверждают эффект туннелирования перегибов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ю.З. Эстрин, Н.В. Исаев, Т.В. Григорова, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, И.С. Брауде, С.В. Малыгин, М.В. Решетняк, М. Янечек.** Физика низких температур, **34**, 842 (2008).
2. **Д. Хирт, И. Лоте.** Теория дислокаций. Москва, Атомиздат, 1972.
3. **М.М. Аракелян.** Известия НАН Армении, Физика, **50**, 126 (2015).
4. **Б.В. Петухов, В.Л. Покровский.** ЖЭТФ, **63,** 634 (1972).
5. **В.Л. Колмогоров.** Механика обработки металлов давлением. Москва, Металлургия, 2001.
6. **Г.А. Малыгин.** ФТТ, **49**, 961 (2007).
7. **Г.А. Малыгин.** ФТТ, **53**, 711 (2011).
8. **В.И. Никитенко, Б.Я. Фарбер, Ю.Л. Иунин.** Письма в ЖЭТФ, **41**, 103 (1985).
9. **M.B. Fogel, S.E. Trullinger, A.R. Bishop, J.A. Krumhans.** Phys. Rev. B, **15**, 1578 (1977).
10. **В.А. Мелик-Шахназаров, И.И. Мирзоева, И.А. Наскидашвили.** Письма в ЖЭТФ, **43**, 247 (1986).
11. **T.A. Parkhomenko**,**V.V. Pustovalow.** Phys. Stat. Sol. (a), **74**, 11 (1982).
12. **В.В. Пустовалов**. Физика низких температур, **26**, 515 (2000).

ՑԱԾՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱԼՅՈՒՄԻՆԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՖՐԵՆԿԵԼ–ԿՈՆՏՈՐՈՎԱՅԻ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՅԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԹՎԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ

Մ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Է.Ա. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Համակարգչային մոդելավորմամբ հետազոտվել է ալյումինիումի միաբյուրեղներում, ցածր ջերմաստիճաններում Ֆրենկել–Կոնտորովայի դիսլոկացիաների շարժումը: Ստացվել է, որ նշված պայմաններում դիսլոկացիաների շարժումը իրականանում է դիսլոկացիանների ծռվածքների Պայերլսի պատնեշով թունելավորմամբ: Ցույց է տրվել, որ Պայերլսի բարձր պատնեշի ազդեցությունը համարժեքը ցածր ջերմաստիջանների ազդեցությանը: Հաղթահարելով Պայերլսի պատնեշը դիսլոկացիան շարժվում է անհավասարաչափ՝ արագանալով պատնեշից առաջ և դանդաղելով այն հաղթահարելուց հետո: Թվային փորձերի հիման վրա հաշվարկվել է իրական արժեքներին համապատասխանող դիսլոկացիայի ազատ վազքի երկարությունը, Պայերլսի պատնեշների միջև եղած հեռավորությունները, պատնեշի լայնությունը:

NUMERICAL SIMULATION OF THE MOVEMENT OF FRENKEL–KONTOROVA DISLOCATIONS IN ALUMINUM SINGLE CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES

M.M. ARAKELYAN, E.A. NAZARYAN

Computer simulation of the motion of Frenkel–Kontorova dislocations in single crystals of aluminum at low temperatures has been studied. It is obtained that under these conditions dislocation motion is realized by quantum tunneling of the kinks of dislocations through the Peierls barriers. It is shown that the action of the Peierls high barrier is analogous to the action of low temperatures, and the Peierls barrier is overcome, the dislocation moves unevenly, accelerating under the action of the Peierls barrier and slowing down after overcoming the Peierls barrier. Based on a numerical experiment the dislocation mean free path, the distance between the Peierls potential barriers and the width of the Peierls barrier are calculated. It is obtained that these values correspond to real values.