

УДК 539.019.3

©1995

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ NaCl

Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунюв

Тамбовский государственный педагогический институт
(Поступила в Редакцию 16 августа 1994 г.)

Исследовано увеличение подвижности краевых дислокаций после выдержки монокристаллов NaCl в постоянном магнитном поле $B = 1$ Т. Изучены условия проявления эффекта. Созданы экспериментальные ситуации, позволившие разделить влияние магнитного поля на точечные дефекты и дислокации, а также на изменение различных параметров дислокационного движения.

Парадоксальная на первый взгляд способность относительно слабого магнитного поля (МП) $B \sim 1$ Т влиять на различные физические свойства диа- и парамагнитных материалов известно давно. В частности, в ионных кристаллах наблюдались как изменения, происходящие в процессе выдержки в поле (увеличение скорости ползучести [1] и средней длины пробега дислокаций при нагружении образца [2], перемещение дислокаций без приложения нагрузки [3,4]), так и эффекты последействия (остаточная намагниченность [5], изменение картин декорирования и скорости растворения [6]). Похожие эффекты последействия были обнаружены в полупроводниках [7,8] и переходных металлах [9].

Подобно тому как обнаружение влияния МП на скорость химических реакций [10] повлекло за собой расширение возможностей изучения свойств радикалов и их спиновых состояний [11], исследование влияния МП на состояние дислокаций сулит получение сведений о неизученных степенях свободы дислокационной линии. Стремление увидеть общее в механизмах этих больших классов явлений отражено в попытках описания характера взаимодействия дислокации с точечными дефектами в присутствии МП с тех же позиций [12]. Кроме того, зачастую предполагаются и другие способы воздействия МП отдельно на состояние точечных [13] или линейных [14,15] дефектов решетки, а также на состояние самой решетки [16]. Однако даже в наиболее систематичных работах [17–22] по изучению влияния МП на подвижность дислокаций в ионных кристаллах оказалось невозможным разделить вклады перечисленных каналов воздействия МП.

Целями настоящей работы являются: 1) изучение обнаруженного в [23,24] последствия МП, отражающегося на подвижности краевых дислокаций в монокристаллах NaCl, и использование этого эффекта для разделения каналов воздействия МП; 2) выявление условий эксперимента, при которых эффект магнитной «памяти» проявляется максимально (таких как время выдержки в МП, величина импульса механической нагрузки и т.д.); 3) «in situ» изучение динамики дислокаций в кристаллах, обработанных МП, и разделение вкладов влияния поля на характерные параметры дислокационного движения (вероятности старта и остановки, плотность подвижных дислокаций, стартовые напряжения).

1. Методика

В экспериментах использовались образцы NaCl с исходной плотностью дислокаций $1.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ и пределом текучести около 0.8 МПа (по приведенным напряжениям). В первой серии опытов о подвижности «свежеведенных» (от паразиты) краевых дислокаций судили по измерениям их средней длины пробега L в поле калиброванного прямоугольного импульса сжатия длительностью $t_p = 30 \text{ с}$. Для измерений использовалась методика двойного избирательного травления. При этом проводилось шесть типов опытов, отличавшихся набором и последовательностью процедур введения дислокаций, обработки в магнитном поле, нагружения, травления и нагрева образцов до $T = 400 \text{ К}$ (рис. 1). Подчеркнем, что действие МП и механической нагрузки были разделены во времени.

Вторая серия опытов позволяла измерять не только смещение дислокаций по их начальному и конечному положению, но и фиксировать кинетику заметания площади всеми движущимися в данный момент дислокациями с временным разрешением лучше чем $1 \mu\text{с}$. Для этого производились измерения дипольного момента (ДМ), возникающего при нагружении образца вследствие смещения заряженных дислокаций. Легко показать что в случае, когда постоянная времени релак-

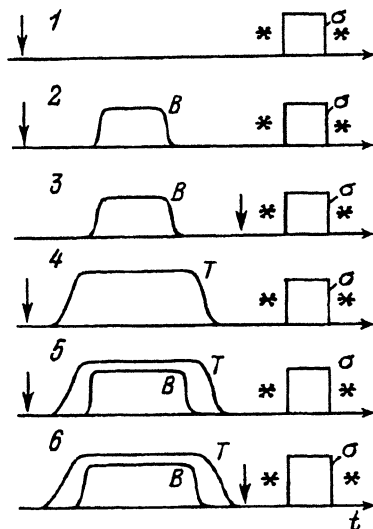


Рис. 1. Схематическое изображение последовательности процедур во времени t в опытах разного типа.

Стрелкой обозначены моменты введения дислокаций, а звездочкой — моменты травления. T — температура, B — индукция магнитного поля, σ — механическое напряжение.

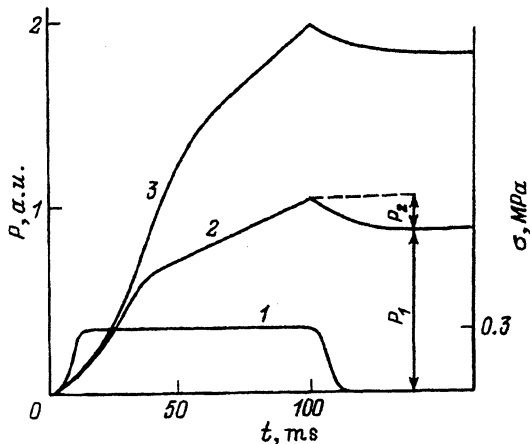


Рис. 2. Типичные формы импульсов нагружения (1) и ДМ (2, 3).

2 — контрольный образец, 3 — образец, обработанный МП $B = 1 \text{ Т}$ в течение 30 min.

сация ДМ (максвелловское время или время образования ридовских цилиндров) значительно больше длительности импульса нагружения, величина ДМ $P(t)$ связана с характеристиками дислокационного движения соотношением $P = \tau q \rho L v$. Здесь $\tau \approx 1$ — коэффициент, учитывающий геометрию плоскостей скольжения и форму дислокационных линий, q — линейная плотность заряда дислокации, ρ — мгновенная плотность движущихся дислокаций, v — объем образца [24–27].

С помощью четырехточечного изгиба в образцы вводились свежие краевые дислокации преимущественно одного механического знака, плотность которых ρ контролировалась избирательным травлением и составляла от 10^5 до $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Затем производилось раскалывание блока на две одинаковые половины размером $3 \times 4 \times 10 \text{ мм}$. Одна из них использовалась как контрольный образец, другая подвергалась воздействию МП $B = 1 \text{ Т}$ в течение 30 min. Далее кристаллы устанавливались посередине между зондами, необходимыми для измерения ДМ образца, и подвергались действию механического импульса сжатия регулируемой амплитуды σ и продолжительностью $t_0 = 100 \text{ мс}$ (длительность переднего и заднего фронтов $t_f \sim 15 \text{ мс}$). Типичная форма импульсов $\sigma(t)$ и $P(t)$ показана на рис. 2.

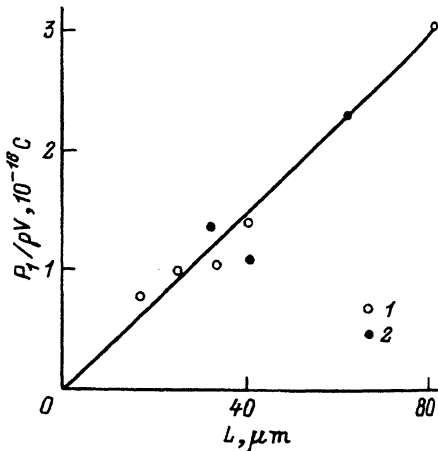


Рис. 3. Зависимость дипольного момента образца, нормированная на полную длину подвижных краевых дислокаций, от длины пробега L .

Значение ДМ, установившееся к концу импульса механической нагрузки $P(t_0)$, можно разделить на две части $P(t_0) = P_1 + P_2$. Как показано в [25], P_1 соответствует необратимому сдвигу краевых дислокаций, а P_2 — обратимому. Наблюдались следующие особенности сигнала: 1) противоположная полярность потенциалов на зондах; 2) увеличение P с ростом плотности дислокаций; 3) уменьшение P для состаренных образцов; 4) существенно меньшее значение P при измерениях, производимых в направлении, параллельном оси изгиба образца, чем в перпендикулярном; 5) влияние типа примеси на полярность принимаемого сигнала.

Поскольку величина q в наших опытах оставалась постоянной и обработка кристалла МП ее не изменяла (рис. 3), регистрации зависимости $P(t)$ дала возможность в реальном времени следить за величиной $f = \rho(t)L(t)$, пропорциональной деформации образца ϵ .

2. Результаты

Во всех опытах, когда кристалл подвергался предварительной обработке МП, обнаружено увеличение подвижности дислокаций по сравнению с контрольными опытами. Оно проявлялось в увеличении длины пробега дислокаций при последующем нагружении. Отметим, что в случае, когда дислокации вводились перед обработкой МП (в опытах типа 3), величина эффекта оказалась заметно большей, чем для образцов, в которые дислокации вводились после обработки (опыты типа 2). Из рис. 4 следует, что величина обоих эффектов возрастает с увеличением времени выдержки кристалла в МП t_1 , достигая насыщения за $t_1 \sim 10^3$ с при $T = 300$ К. Если образцы выдерживались в МП при $T = 400$ К, а затем подвергались нагружению при $T = 300$ К, то характерное время насыщения заметно уменьшалось (опыты типов 5

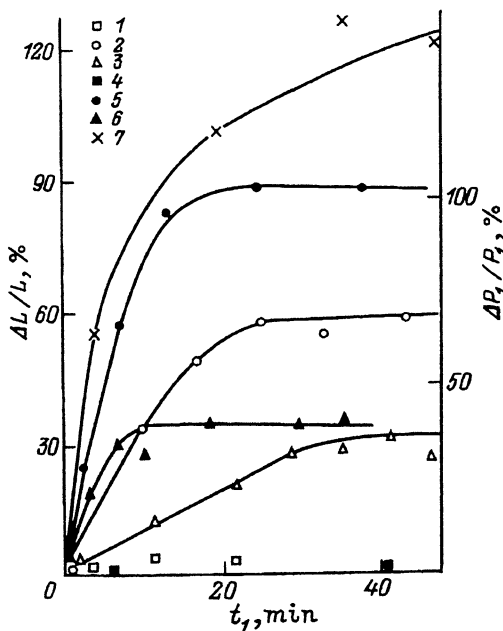


Рис. 4. Относительное возрастание длины пробега дислокаций в опытах разного типа (1-6) и неупругой составляющей ДМ P_1 (7) после выдержки образца в МП длительностью t_1 при комнатной температуре. Кривые 1-6 соответствуют номерам типов опытов, изображенных на рис. 1.

и 6). Существенно, что возрастание L оказалось большим в опытах типа 6, чем в аналогичных экспериментах типа 3 при $T = 300$ К.

Процентное увеличение для P_1 оказалось еще выше, чем для средней длины пробега, определявшейся двойным травлением (рис. 4), что одновременно свидетельствует об увеличении числа подвижных дислокаций в связи с обработкой кристалла в МП. Помимо увеличения P_1 для обработанных полей образцов по сравнению с контрольными во все моменты нагружения имеется различие в кинетике нарастания $P(t)$. В большинстве опытов после некоторого характерного времени $t_r > t_f$ зависимость $P(t)$ приближается к линейной. Для кристаллов, обработанных в МП, оно оказывается заметно большим по сравнению с контрольными, так и наклон линейного участка (рис. 2).

Эффект возрастания ДМ после обработки в МП в опытах типа 3 был исследован при разных напряжениях σ (рис. 5). Оказалось, что зависимости $P(\sigma)$ спрямляются в полулогарифмических координатах и для образца, подвергнутого действию МП, лежат выше, чем для контрольных при всех напряжениях. Максимальной величины эффект достигал при значениях σ , соответствующих середине интервала между напряжением старта σ_1 и размножения дислокаций σ_2 , регистрировавшихся в наших опытах также и методом травления. Установленные травлением величины σ_1 и σ_2 совпадали с напряжениями, при которых появлялся отличный от нуля P_1 и излом на графике $P_1(\sigma)$, соответственно.

Отметим, что отличное от нуля значение P_1 , свидетельствующее о возникновении необратимых сдвигов дислокаций, регистрировалось при меньших напряжениях в случае опытов «намагниченными» образцами. Величина P_2 , как видно из рис. 5, оказалась малочувствительной к обработке образца в МП во всем диапазоне σ .

Многократное нагружение образца механическими импульсами одинаковой амплитуды приводит к уменьшению значения P_1 до нуля. Темп уменьшения P_1 с числом импульсов медленнее для кристаллов, обработанных МП (рис. 6). Уменьшение значения P_1 в каждом последующем импульсе одинаковой амплитуды согласуется с представлениями о «зависании» дислокаций на крупных стопорах [28]. Очевидно, обработка в МП приводит к облегчению их преодоления дислокация-

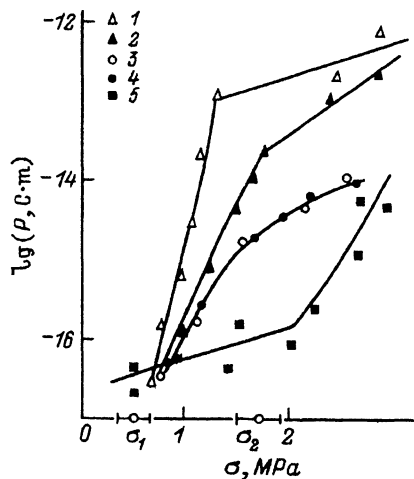


Рис. 5. Зависимости различных составляющих ДМ от амплитуды механической нагрузки.

1 — для неупругой составляющей P_1 кристалла, обработанного в МП; 2 — для неупругой составляющей P_1 контрольного образца; 3 — для упругой составляющей P_2 кристалла, обработанного в МП; 4 — для упругой составляющей P_2 контрольного образца; 5 — для неупругой составляющей P_1 образца, не подвергнувшегося предварительному изгибу. σ_1 и σ_2 — напряжения старта и размножения дислокаций по данным травления.

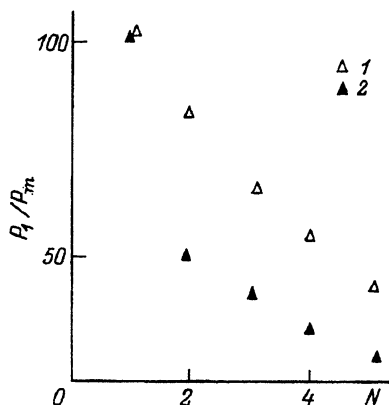


Рис. 6. Величина ДМ образца P_1 в зависимости от номера импульса механической нагрузки N , нормированная на величину ДМ при первом нагружении P_m . 1 — для кристаллов, выдержанных в МП; 2 — для контрольных образцов.

ми. Убедиться в этом можно и другим способом. Если многократным нагружением добиться уменьшения неупругой составляющей ДМ P_1 до нуля, а затем обработать кристалл в МП, то можно снова наблюдать появление P_1 .

Методом скачкообразного нагружения на крыше импульса нагрузки на величину $\Delta\sigma \ll \sigma$ определялся активационный объем $\gamma = kT\Delta \ln \dot{P}/\Delta\sigma$ процесса преодоления дислокациями стопоров (здесь учтено, что $\dot{P} \sim \dot{\epsilon}$). В кристаллах, обработанных МП, γ оказался в 4 раза больше, чем в контрольных опытах. Рост γ мог произойти вследствие увеличения как длины дислокационного сегмента, так и активационной длины. К сожалению, разделение этих возможностей по результатам наших опытов произвести невозможно.

Важным фактом, способствующим выяснению физической природы эффекта, связанного с воздействием МП на состояние дислокационной линии, является постепенное исчезновение различия между длинами пробегов в опытах типа 2 и 3 при увеличении паузы между обработкой образца в МП и нагружением t_2 (рис. 7).

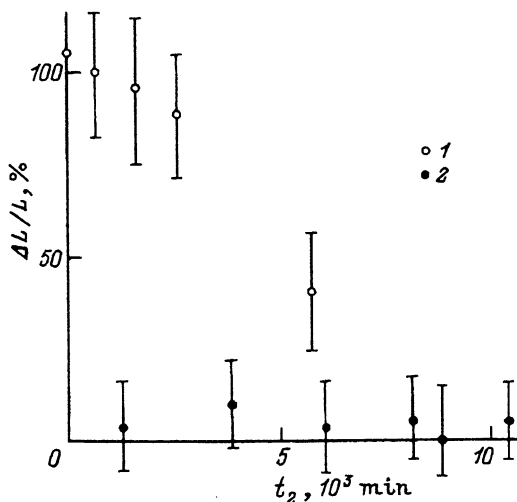


Рис. 7. Кинетика релаксации разности длин пробегов в опытах второго и третьего типов в зависимости от времени между выдержкой образца в МП и нагружением.

L — длина пробега дислокации в опытах третьего типа. 1 — для кристаллов, выдержанных в МП, 2 — для контрольных образцов.

3. Обсуждение результатов

Итак, подвижность дислокаций оказалась весьма чувствительным индикатором обратимых долговременных измерений, происходящих в кристалле под действием МП и доступных для наблюдения даже с помощью травления благодаря большому времени релаксации $\sim 10^3$ с. Как видно из сравнения зависимостей относительного увеличения длины пробега L и ДМ P_1 от времени (рис. 4), изменение подвижности дислокаций заключается в увеличении не только L , но и количества движущихся дислокаций (последнее является следствием понижения стартовых напряжений). Эффекты памяти ионных кристаллов к энергетически слабым внешним полям наблюдались и раньше, например в отношении действия электрических полей [29,30].

Разнообразие проявлений эффекта «магнитной памяти» дислокаций свидетельствует о существовании нескольких одновременно работающих механизмов воздействия МП. Элементы структуры, «запоминающие» факт магнитной обработки, оказались выделенными благодаря разнице эффектов возрастания пробегов в опытах типа 2 и 3, которая однозначно свидетельствует о том, что дислокации «запоминают» пребывание в МП. Увеличение пробегов дислокаций, введенных после действия МП, указывает на возможность изменения состояний стопоров. Поскольку изменение состояний стопоров и дислокаций, по-видимому, приводит в наших опытах к изменению их взаимодействия во время последующего нагружения, качественно рассмотрим особенности возрастания полной величины пластической деформации $\epsilon \sim P$ для кристаллов, подвергнутых действию МП, по сравнению с контрольными.

Средняя скорость движения дислокаций в наших опытах ($\langle v \rangle \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ см/с) указывает на термоактивационный характер преодоления препятствий. Разделим весь спектр стопоров на два класса: мелкие (вакансии, диполи примесь-вакансия и т.д.) и крупные («дислокации леса», примесные кластеры, преципитаты и т.д.). Отсутствие влияния МП на величину упругой части ДМ, по-видимому, следует интерпретировать как результат малости влияния МП на мелкие стопоры. Понижение стартовых напряжений, величина которых определяется взаимодействием с крупными стопорами, для дислокаций, обработанных в МП, говорит о влиянии МП на способность дислокаций преодолевать крупные стопоры. Об этом же свидетельствует различие в темпах спада величины ДМ при последующем нагружении образца импульсами одинаковой амплитуды для «намагниченных» образцов и контрольных, а также появление P_1 после обработки полем кристалла, у которого предыдущими нагружениями величина P_1 сведена к нулю (рис. 5).

Изменение взаимодействия дислокаций с крупными стопорами может выражаться в увеличении вероятности старта закрепленных дислокаций W_1 или уменьшении вероятности остановки движущихся W_2 . Воспользуемся изменением кинетики роста $P(t)$ для «намагниченных» образцов, чтобы определить, на какую именно из вероятностей W_1 и W_2 в основном влияет МП. Учтем, что время t_r , за которое кривая $P(t)$ выходит на линейный участок, больше t_f и подвержено влиянию МП и что прямолинейный участок зависимости $P(t)$ (рис. 2) увели-

чивает свой наклон для образцов, обработанных МП. Наличие линейного участка соответствует выполнению условия $dN^+ = dN^-$, где $dN^- = N(t)W_2dt$ и $dN^+ = (N_0 - N(t))W_1dT$ — число стартующих и захваченных стопорами дислокаций за время dt соответственно, N_0 — исходное количество свежих дислокаций, $N(t)$ — число движущихся дислокаций в момент времени t . Увеличение наклона прямолинейного участка соответствует возрастанию равновесного числа движущихся дислокаций $N_p = N_0[W_1/(W_1 + W_2)]$ и скорости роста ДМ

$$dP/dt = N_pqlV = N_0qlV[W_1/(W_1 + W_2)]; \quad (1)$$

где l — средняя длина дислокационной линии, V — скорость движения между крупными стопорами, которую можно считать постоянной и не зависящей от МП в силу приведенных выше соображений о малости влияния МП на слабые стопоры.

Таким образом, измерение наклона экспериментальных графиков $P(t)$ дает возможность определить значение $W_1/(W_1 + W_2)$. Число движущихся в данный момент при $t > t_f$ дислокаций N выражается уравнением $dN = dN^+ - dN^-$ или $dN/dt = N_0 - N(W_1 + W_2)$, которое решается при условии $N(t_f) = N_1 > N_p$, прямо вытекающем из рис. 2 и следующем, по-видимому, из того, что на начальном участке нагружения пробеги дислокаций достаточно малы, чтобы оказался существенным захват крупными стопорами. Получим

$$N(t) \sim \exp[-t/(W_1 + W_2)]. \quad (2)$$

Зависимость $P(t)$, полученная подстановкой (2) в (1) и последующим интегрированием, хорошо согласуется с экспериментальной. Из рис. 2 можно видеть, что постоянная времени установления равновесия $1/(W_1 + W_2) \approx (t_r - t_f)/3$ увеличивается примерно в то же количество раз, что и $W_1/(W_1 + W_2)$, следовательно, МП вызывает преимущественное влияние на величину W_2 в сторону ее уменьшения. К такому же выводу можно прийти, если учесть, что W_1 связана со временем ожидания, а W_2 — с величиной пробега дислокации в одном активационном скачке. Анализ распределений дислокаций по длинам пробегов в опытах типа 3 по методике, предложенной в [31], также приводит к выводу о незначительном уменьшении времени ожидания (а следовательно, и увеличении W_1) и заметном возрастании пробега в одном активационном скачке (из чего следует значительное по сравнению с W_1 уменьшение W_2).

Одной из возможных причин изменения величины W_2 может быть уменьшение числа активных центров с неспаренными спинами на линии дислокации, вызванное тем, что МП увеличивает вероятность реакции между ними. Для оценки изменения значения W_2 положим эту величину прямо пропорциональной концентрации активных центров на дислокации n , способных при движении дислокации образовать связь с аналогичными особенностями в объеме кристалла. Ими могут быть, например, электроны с неспаренными спинами, локализованных на неоднородностях дислокационной линии (ступеньках, перегибах и т.д.). Их существование убедительно доказано для полупроводниковых кристаллов [32] и предсказано теоретически для щелочно-галоидных кристаллов [33].

Будем считать, что частицы на дислокации, которые в результате случайных одномерных блужданий образовали пару между собой, полностью теряют способность образовывать связи с центрами в объеме. Рассмотрим динамическое равновесие между числом активных центров на дислокации и количеством пар. Распад пары происходит под действием тепловых флуктуаций и не зависит от наличия МП. Обозначим его вероятность за единицу времени α . Образование связей можно рассматривать с помощью модели радикальных реакций, описанной в [34] и впервые предложенной для объяснения магнитоэластического эффекта в [12]. Согласно этой модели, при сближении частиц с неспаренными спинами возможно образование как синглетных (S), так и триплетных (T) состояний. В зависимости от способа локализации электрона S - и T -термы могут оказаться выше или ниже друг относительно друга. Предположим T -состояние лежащим ниже по энергии. Тогда в области сближения термов МП может изменить вероятность заполнения T -состояний, осуществляя S - T -переходы с частотой $\omega - \Delta g \nu \mu / h$ (Δg — разность g -факторов частиц). Вероятность таких переходов запишем с помощью усреднения по временам пребывания s в области сближения термов в виде $W = \omega^2 s^2 / (1 + \omega^2 s^2)$. Кинетику процесса изменения исходной концентрации свободных центров n_0 можно получить из уравнения

$$dn/dt = \alpha(n_0 - n) - kWn^2, \quad (3)$$

где k — коэффициент, пропорциональный подвижности центров. Выражение (3) записано в предположении, что интенсивность распада пар пропорциональна их концентрации $(n_0 - n)/2$ и количество встреч неспаренных центров при случайных блужданиях за время dt пропорционально n^2 . Последнее допущение оправдано в связи с тем, что dt выбирается значительно большим времени установления равновесного распределения центров $\sim 1/2n^2 D$ (которое при значениях коэффициента диффузии $D = 10^{14} \text{ м}^2/\text{с}$ и $n = 10^8 \text{ м}^{-1}$ составляет 10^{-2} с). При этом постоянная времени процесса $\sim 10^3 \text{ с}$ остается много большей dt . Необходимость такого выбора вызвана малостью W (обычно $W \sim 10^{-4}$ [34]). Решение уравнения (3) имеет вид

$$W_2 \sim n(t) = 1/2kW\tau \left((1 + C \exp(-t/\tau)) / (1 - C \exp(-t/\tau)) - \alpha t \right), \quad (4)$$

где C — постоянная, определяемая начальным условием $n(0)$, $\tau = 1/\alpha(1 + 4n_0kW/\alpha)^{1/2}$ — постоянная времени. В простейшем предположении обратно пропорциональной зависимости пробега дислокации от числа активных центров на ней зависимость (4) правильно описывает кинетику нарастания и релаксации эффекта, а также уменьшение τ с ростом температуры при $\alpha > 2n_0kW$. Отсутствие заметной разницы между временем выхода эффекта на насыщение и временем релаксации указывает на выполнение этого условия в наших опытах. Отметим, что $\alpha \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, как следует из рис. 7.

Поскольку L обычно не уменьшается с увеличением T , то можно считать, что n_0 слабо зависит от температуры. Это дает возможность произвести оценку энергии активации движения центров вдоль дислокации. Воспользуемся тем, что на начальной стадии (при $t = 0$) $n = n_0$.

Тогда из (3) следует, что $dn/dt = -Wkn_0^2$. Сравнивая скорости процессов увеличения L вблизи $t = 0$ при разных температурах (рис. 4), получим $E = 0.09 \pm 0,02 \text{ eV}$.

Таким образом, предложенная модель качественно правильно описывает полученные результаты и позволяет получить оценочные значения ее параметров. Альтернативным рассмотрением, применимым для объяснения магнитной «памяти», может оказаться модель, в которой учитывается близость силы Лоренца, действующей на колеблющиеся под действием тепловых флуктуаций заряженные особенности дислокаций, силе сопротивления их движению во вторичном рельефе Пайерлса.

Список литературы

- [1] Клыпин А.А. ДАН СССР **168**, 4, 333 (1974).
- [2] Головин Ю.И., Казакова О.Л., Моргунов Р.Б. ФТТ **35**, 5, 1384 (1993).
- [3] Загоруйко Н.В. Кристаллография. **10**, 1, 81 (1965).
- [4] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Перекалина Т.М., Урусовская А.А. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [5] Sharp E.J., Avery D.A. Phys. Rev. **158**, 2, 511 (1967).
- [6] Каневский В.М., Дистлер Г.И., Смирнов А.Е. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. **48**, 12, 2408 (1984).
- [7] Tsmots V.M., Shakhovtsov V.I., Shindich V.L. et al. Solid State Commun. **63**, 1, 1 (1987).
- [8] Давыдов В.Н., Лоскутова Е.А., Найден Е.П. ФТП **23**, 3, 1596 (1989).
- [9] Власов К.Б., Дерягин А.И., Павлов В.А. ФММ **44**, 6, 1206 (1977).
- [10] Франкевич Е.Л., Балабанов Е.И. Письма в ЖЭТФ **1**, 6, 33 (1965).
- [11] Соколик И.А., Франкевич Е.Л. УФН **111**, 2, 261 (1973).
- [12] Молоцкий М.И. ФТТ **33**, 10, 3112 (1991).
- [13] Сабиров Р.Х. ФТТ **26**, 9, 2804 (1984).
- [14] Косевич А.М., Шкловский В.А. ЖЭТФ **55**, 3 (9), 1131 (1968).
- [15] Покровский В.Л. Письма в ЖЭТФ **11**, 1, 233 (1970).
- [16] Ребане Ю.Т. ФТТ **25**, 6, 2323 (1983).
- [17] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ **33**, 10, 3001 (1991).
- [18] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. Изв. вузов, Чер. металлургия **10**, 85 (1990).
- [19] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ **34**, 1, 155 (1992).
- [20] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф. Кристаллография **35**, 4, 1014 (1990).
- [21] Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ **35**, 2, 320 (1993).
- [22] Альшиц В.И., Воска Р., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ **35**, 1, 70 (1993).
- [23] Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. Письма в ЖЭТФ **58**, 3, 189 (1993).
- [24] Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. ФТТ **35**, 9, 2582 (1993).
- [25] Головин Ю.И., Дьячек Т.П., Долгова В.М. Кристаллография **32**, 6, 1468 (1987).
- [26] Головин Ю.И., Шибков А.А. Латв. физ.-техн. журн. **4**, 51 (1991).
- [27] Petrenko V.F., Whitworth R.W. J. Phys. Chem. **87**, 4022 (1983).
- [28] Kisel V.P., Erofeeva S.A., Shikhsaidov M.Sh. Phil. Mag. **67**, 2, 343 (1993).
- [29] Turchanyi G. Cryst. Res. Technol. **21**, 4, 531 (1986).
- [30] Сергеев В.П., Зуев Л.Б. ФТТ **22**, 6, 1053 (1980).
- [31] Argon A.S. Phil. Mag. **25**, 5, 1053 (1972).
- [32] Кведер В.А., Осипьян Ю.А. Изв. АН СССР. Сер. физ. **51**, 4, 626 (1987).
- [33] Губанов А.И. ФТТ **21**, 3, 730 (1979).
- [34] Бучаченко А.А., Сагдеев Р.З., Саликов К.З. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск (1978).