

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Физическая кинетика движения дислокаций в немагнитных кристаллах: взгляд через магнитное окно

В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева,
Р.К. Котовский, Е.А. Петржик, П. Трончик

Обсуждены новые закономерности кинематики магнитоупругости, установленные на основе физических экспериментов и компьютерного моделирования. Рассмотрено движение дислокаций через случайную сетку точечных дефектов под действием магнитного поля, переключающего примесные центры в состояние с пониженной силой пиннинга. Наряду с измеренными характеристиками, впервые изучены скрытые параметры движения, доступные лишь в компьютерных экспериментах. Показано, что распределение стопоров на дислокации не зависит от их концентрации C , а их среднее число и критическая сила отрыва дислокации пропорциональны \sqrt{C} . Предложена модель, в рамках которой впервые удалось объяснить наблюдаемую зависимость средней скорости дислокаций в магнитном поле: $v \propto 1/\sqrt{C}$. Из модели следует, что существует скрытый резерв увеличения скорости v на несколько порядков, — последнее уже реализовано в кристаллах NaCl при дополнительном воздействии на них слабого электрического поля.

Ключевые слова: магнитоупругий эффект, дислокация, примесный дефект, центр пиннинга, магнитное поле, электрическое поле, компьютерное моделирование

PACS numbers: 07.05.Tr, **61.72.** – y, **62.20.** – x

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.07.037869>

Содержание

1. Введение (327).
2. Физика твердотельных реакций в магнитном поле (328).
3. Свойства магнитоупругого эффекта (329).
 - 3.1. Методика измерений. 3.2. Зависимость магнитоупругого эффекта от основных физических параметров. 3.3. Парадокс влияния примеси кальция. 3.4. Эстафетное движение дислокаций.
4. Физическая модель кинематики процесса (331).
 - 4.1. Парадокс медленности движения. 4.2. Идея анзипинга и завершение оценки скорости. 4.3. Аномальная электростимуляция магнитоупругого эффекта как подтверждение модели.
5. Теоретическое моделирование скрытых параметров движения (333).
 - 5.1. Геометрическая постановка задачи. 5.2. Условие равновесия и критерий отрыва дислокации. 5.3. Средняя длина сегментов на дислокации. 5.4. Функция распределения точек закрепления по

- углам атаки. 5.5. Независимость относительного числа магнитоактивных стопоров на дислокации от концентрации примеси.
 6. Компьютерное моделирование магнитоупругости (336).
 - 6.1. Алгоритмы численных экспериментов. 6.2. Моделирование вывода дислокации на старт. 6.3. Распределение стопоров на дислокации по углам атаки. 6.4. Моделирование движения дислокации в магнитном поле.
 7. Заключение (339).
- Список литературы (340).

1. Введение

Магнитоупругий эффект (МПУЭ) был обнаружен [1] как движение дислокаций в кристаллах NaCl во время выдержки образцов в постоянном магнитном поле $B \approx 0,5$ Тл в отсутствие механической нагрузки. Уже в ранних работах [1–3] стало ясно, что движущей силой для дислокаций в этих условиях являются внутренние напряжения, действующие на введенные непосредственно перед началом эксперимента так называемые свежие дислокации, которые тормозятся в неравновесных позициях на примесных стопорах. **Роль магнитного поля сводится к изменению структуры этих стопоров, обеспечивающему уменьшение силы закрепления дислокаций.** Было высказано предположение [3, 4], что такая трансформация может происходить в результате спиновой эволюции в центрах на дислокациях к состоянию, снимающему квантовый запрет на определённый электронный переход в системе, который в свою очередь вызывает перестройку центра и изменение силы пиннинга дислокации. Аналогичные спин-зависимые процессы хорошо известны в химической физике [5, 6].

В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик.

Федеральный научно-исследовательский центр
"Кристаллография и фотоника" РАН,
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,
Ленинский просп. 59, 119333 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 330-82-74. Факс (499) 135-10-11
E-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

Р.К. Котовский, П. Трончик. Polish-Japanese Academy of Information
Technology, ul. Koszykowa 86, 02-008 Warsaw, Poland
Тел. (48-22) 58-44-560. Факс (48-22) 58-44-501
E-mail: rkotow@pja.edu.pl

Статья поступила 20 июня 2016 г.

Активные исследования МПЭ рядом независимых групп внесли значительную ясность в понимание физической природы этого явления (см. обзоры [7–11]). Спиновая гипотеза была подтверждена экспериментально [12–14]. Аналогичный эффект был выявлен в других щелочно-галогенидных кристаллах (ЩГК) [15], немагнитных металлах Zn [16] и Al [17], полупроводнике InSb [18], а затем и во многих других материалах. Были обнаружены макроскопические проявления МПЭ в активном нагружении ($\dot{\sigma} = \text{const}$) [19], активной деформации ($\dot{\epsilon} = \text{const}$) [20], ползучести ($\sigma = \text{const}$) [21] и внутреннем трении [22] кристаллов.

В некоторых кристаллах был открыт кроме обычного МПЭ эффект магнитной памяти [23, 24]. В таких кристаллах магнитное поле модифицирует примесные центры в объеме материала, что на какое-то время изменяет механические свойства образца. В экспериментах фиксировались изменение подвижности дислокаций [24], введенных в кристалл NaCl уже после его магнитной экспозиции, а также микротвёрдости многих кристаллов, включая ЩГК [23, 25], полупроводники (ZnS [26], InSb и CdTe [27], ZnO [28]), молекулярные кристаллы (фуллерен [29], гидрофталат калия [30]) и др.

Принципиально важным достижением явилось открытие резонансного МПЭ, когда магнитная обработка кристалла реализуется в схеме электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) при одновременном действии двух скрещенных магнитных полей: постоянного и переменного. Резонанс наступает, если частота ν переменного поля соответствует зеемановскому расщеплению $\Delta E = h\nu$ спиновых уровней в постоянном магнитном поле. На стандартной ЭПР-частоте $\nu \approx 10$ ГГц такие резонансы наблюдались в ЩГК [13, 14] и кремнии [31, 32] в режимах *in situ* [13, 14] и эффекта памяти [14, 31, 32] по изменению как движения индивидуальных дислокаций [13, 14, 31, 32], так и макропластичности и микротвёрдости кристалла [14]. Эти результаты явились прямым подтверждением спиновой природы магнитопластичности.

Недавно резонансный МПЭ был реализован в диапазоне радиочастот 10^4 – 10^6 Гц при использовании магнитного поля Земли ($\approx 10^{-4}$ Тл) на индивидуальных дислокациях в NaCl [33–35] и по изменению микротвёрдости кристаллов оксида цинка (ZnO), триглицинсульфата и гидрофталата калия [36]. Величина модификации пластических свойств кристаллов в результате их экспозиции в сверхнизких магнитных полях оказалась примерно такой же, как при выдержке тех же кристаллов в статическом поле $B \approx 1$ Тл.

В кристаллах NaCl также обнаружен аналогичный дислокационный резонанс в магнитном поле Земли при импульсной накачке [37]. Наблюдался узкий пик пробега с максимумом при длительности импульса $\tau_i \approx 0,53$ мкс, что отвечает обычному условию ЭПР, в котором частота равна $1/\tau_i$. Движение дислокаций в таких условиях является, по сути, взрывной когерентной релаксацией. При этом за 0,5 мкс дислокации перемещаются на те же расстояния ~ 100 мкм, что и при гармонической накачке за 5 мин экспозиции.

Оказалось, что низкочастотный резонанс значительно отличается от своего высокочастотного аналога. Низкочастотный резонанс сильно анизотропен, а его частота зависит от ориентации образца относительно поля Земли. На этой основе развивается новая ЭПР-спектроско-

пия дислокационных пробега $I(\nu)$ [38–41]. В частности, для кристалла NaCl в диапазоне частот 10–550 кГц найдена большая серия пиков $I(\nu)$ [39, 40], каждый из которых связывается с определённой позицией примесного центра в ядре дислокации. Таким образом, варьируя частоту накачки, можно избирательно трансформировать центры пиннинга в любых структурных позициях.

К настоящему времени накоплено значительное количество экспериментальных данных по магнитопластичности, что позволяет интерпретировать многие её проявления не только на уровне качественных рассуждений. Уже существуют теоретические модели, позволяющие описать многие экспериментальные зависимости от различных физических параметров [11]. Даже весьма тонкие спиновые процессы постепенно конкретизируются [11, 33, 39, 42–51]. Это касается и менее изученных эффектов магнитной памяти, которые в последние годы также подвергаются активному мозговому штурму [36, 52–54].

Трудности описания кинетики магнитопластичности связаны с ограничениями методов наблюдения таких процессов вследствие разномасштабности изучаемых макроэффектов и вызывающих их спин-зависимых трансформаций структуры примесных центров. Фактически даже измерения перемещений индивидуальных дислокаций в магнитном поле дают лишь косвенную информацию о кинетике процесса. Такие измерения основаны на избирательном травлении поверхности кристалла. В эксперименте фиксируется пробег дислокации как расстояние между ямками травления, отмечающими её начальное и конечное положения. Все детали движения дислокации, кинетика открепления от точечных дефектов, статистика дислокационных сегментов и т.д. остаются за кадром и могут быть восстановлены только по косвенным данным. К счастью, эти данные весьма многообразны, и, как мы увидим ниже, некоторые тонкие детали кинетики движения дислокации всё-таки удаётся понять и объяснить.

Конечно, полностью преодолеть ограниченность метода наблюдений невозможно. Однако его можно дополнить теоретическим моделированием и компьютерной симуляцией движения дислокации через случайную сетку препятствий. Старая идея симуляции, несмотря на её собственные ограничения даже при возможностях современных компьютеров, имеет важное достоинство: из компьютерного эксперимента действительно можно извлечь многие детали, недоступные в реальных физических опытах [55]. Ниже мы опишем численные эксперименты и перебросим мост между данными измерений и компьютерной симуляции. Полученные в статье выводы одинаково применимы к обоим способам магнитного воздействия на кристалл: в постоянном поле или в резонансной схеме типа ЭПР.

2. Физика твердотельных реакций в магнитном поле

Магнитопластический эффект принадлежит относительно новой группе явлений, которые обусловлены влиянием слабых магнитных полей на скорость процессов взаимодействия парамагнитных частиц (радикалов, электронов и т.д.) и на химические реакции с их участием. Все такие эффекты лимитируются принципом спиновой селективности — реакции разрешены только из опреде-

лётных спиновых состояний. Взаимодействия спинов с магнитными полями, ничтожные по энергии, оказывают сильное влияние на физический результат процесса, изменяя спиновое состояние системы и снимая тем самым спиновые запреты. По этой причине низкоэнергетические магнитные взаимодействия могут сильно влиять на химические реакции, люминесценцию, электропроводность, фотосинтез и т.д. Речь идёт о различных явлениях, изучавшихся независимо в разных областях: в физике молекулярных кристаллов, химической кинетике, физике полупроводников (см. подробнее обзор [6]).

Магнитопластичность, т.е. инициирование движения дислокаций магнитным полем, можно рассматривать как "магнитный катализ" дислокаций [46]. Многочисленные разнообразные эксперименты доказали, что ключевым узлом, источником такого катализа, является система дислокация – стопор. Поскольку о каком-либо существенном вкладе магнитного поля в энергетические характеристики этой системы говорить неуместно, следует признать, что в ней каким-то образом работает спин электронов и возникает спин-селективный нанореактор, в котором существуют спиновые запреты, контролируемые магнитным полем.

Говоря о стопоре, мы имеем в виду примесный комплекс в ядре дислокации, который содержит радикальную пару электронов, изменяющую в магнитном поле спиновое состояние со снятием квантового запрета на определённый электронный переход в системе. Это в свою очередь приводит к перестройке структуры комплекса, соответствующему понижению силы пиннинга и откреплению дислокации под действием внутренних напряжений в кристалле. Новая структура комплекса обычно оказывается долгоживущей. **Так, по данным [56] в кристалле NaCl трансформированный пиннинг-центр после ухода дислокации возвращается к исходному структурному состоянию только через 7–10 мин.** В разделе 3.3 мы подробнее рассмотрим возможные сценарии спин-зависимой трансформации стопоров в таких кристаллах.

Как и в других явлениях [6], основанных на спин-селективных реакциях в магнитном поле, процессы такого рода происходят лишь при определённых условиях. В частности, время спиновой эволюции (в нашем случае время депиннинга τ_{dp}) в системе всегда должно быть мало по сравнению с временем τ_{s-1} спин-решёточной релаксации. В противном случае термическая хаотизация спинов практически сделает невозможными интересующие нас реакции. Поскольку время τ_{dp} , по нашим данным, увеличивается с понижением магнитного поля, должно существовать пороговое поле B_{th} , при котором и в полях, меньших его, магнитопластичность подавляется. Величина порогового поля B_{th} оценивается из условия $\tau_{dp}(B_{th}) \sim \tau_{s-1}$. Как известно, с понижением температуры время τ_{s-1} увеличивается, что должно приводить к уменьшению B_{th} . В работе [12] такие пороговые поля магнитопластичности были обнаружены и измерены для ряда кристаллов. Подтвердилось и их ожидаемое поведение с изменением температуры.

3. Свойства магнитопластического эффекта

3.1. Методика измерений

Дислокации в ЩГК быстро "стареют", т.е. диффузионно окружаются точечными дефектами (так называемыми

облаками Коттрелла) и становятся малоподвижными. Поэтому описываемые опыты проводятся только на свежих дислокациях, вводимых в кристалл лёгким ударом. Дислокации при этом получают прямолинейными ($\parallel [100]$), а их плотность ρ_{fr} обычно примерно равняется плотности ρ_{old} старых дислокаций: $\rho_{fr} \approx \rho_{old} \approx 10^4 \text{ см}^{-2}$. После удара дислокации разбегаются от источников и останавливаются в тех местах, где внутренние напряжения не могут преодолеть силу пиннинга примесных центров.

Перед введением новых дислокаций поверхности кристалла подвергают химическому травлению для установления положений старых дислокаций. После удара повторным травлением отмечают стартовые позиции свежих дислокаций. Затем кристалл помещают в магнитное поле и после экспозиции ещё раз травят для того, чтобы отметить окончательные позиции сдвинувшихся дислокаций. Далее строят гистограммы пробегов и вычисляют средний пробег l дислокации. Кроме того, измеряют среднюю плотность ρ_m подвижных дислокаций. Зависимости этих двух величин от разнообразных физических параметров (времени экспозиции, магнитной индукции, концентрации примеси, температуры и т.д.) являются целью и результатом эксперимента.

3.2. Зависимость магнитопластического эффекта от основных физических параметров

По данным измерений средний пробег l и плотность ρ_m подвижных дислокаций монотонно возрастают с увеличением произведения B^2t и обычно хорошо описываются эмпирическими зависимостями [1–3, 7, 11]

$$\Delta l \equiv l - l_0 \approx k B^2 t, \quad (1)$$

$$\Delta \rho_m \equiv \rho_m - \rho_0 \approx \Delta \rho_\infty [1 - \exp(-\lambda B^2 t)],$$

где l_0 и ρ_0 — фоновые значения параметров, связанные с вытравливанием приповерхностных стопоров, $\Delta \rho_\infty = \rho_m - \rho_0$ при $B^2 t \rightarrow \infty$, k и λ — постоянные параметры для данного кристалла.

На рисунке 1 показаны зависимости дислокационных пробегов и плотности подвижных дислокаций от B^2t , измеренные для серии кристаллов NaCl с разными концентрациями C примеси Ca. Как видно из рисунка, результаты вычисления по формулам (1) вполне согласуются с экспериментальными данными. При этом параметры k и λ пропорциональны $1/\sqrt{C}$ (см. вставки на рис. 1). Следует отметить, что представленная на рис. 1а линейная зависимость среднего пробега l от B^2t при дальнейшем возрастании магнитного поля B и времени экспозиции t выходит на режим насыщения (на рисунке не показано), т.е. среднее расстояние между дислокациями перестаёт зависеть от B^2t , сохраняя практически постоянное значение $l \sim 1/\sqrt{\rho}$, как и должно быть при релаксации внутренних напряжений в кристалле, определяемых всей совокупностью дислокаций с плотностью $\rho = \rho_{fr} + \rho_{old}$.

Обе величины, l и ρ_m , оказались довольно слабо чувствительными к температуре. При понижении температуры от комнатных значений до 77 К средний пробег l уменьшался лишь на 20 %, а дальнейшее понижение температуры до 4 К уже не оказывало заметного влияния на пробег [2, 7, 11]. Это указывает на то, что термоактивационные процессы не играют определяющей роли в механизмах МПЭ.

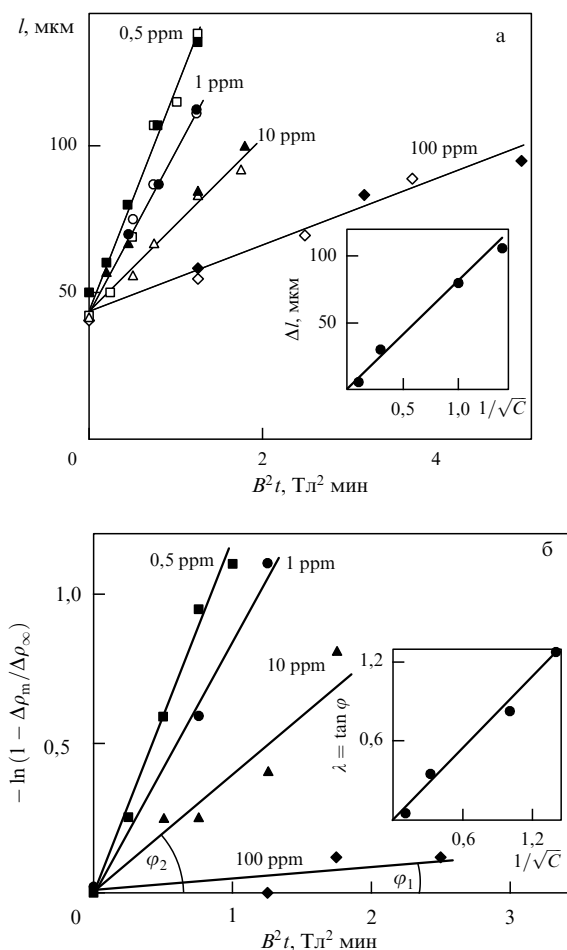


Рис. 1. Зависимости (а) средней длины пробега l и (б) относительной плотности $\Delta\rho_m/\Delta\rho_\infty$ подвижных дислокаций в кристаллах $\text{NaCl}(\text{Ca})$ от величины магнитной индукции B и времени t выдержки образцов в магнитном поле (B^2t). На вставках рис. а и б приведены соответственно зависимости приращения пробега Δl и наклон $\lambda = \tan \varphi$ прямых (показанных на рис. б) от концентрации C примеси Ca при $B = 0,5 \text{ Тл}$.

3.3. Парадокс влияния примеси кальция

Большая часть сведений о кинематике магнитопластичности получена в опытах на кристаллах NaCl . В результате NaCl стал удобным модельным объектом для изучения МПЭ. Основной упрочняющей примесью в кристаллах NaCl обычно является кальций. Будучи двухвалентными, атомы Ca входят в кристалл в виде ионов Ca^{2+} , замещающих Na^+ . Для локальной электронейтральности решётки ионы кальция образуют диполи с отрицательно заряженными вакансиями натрия:



Энергия их диссоциации в объёме кристалла оценивается величиной $\sim 0,27 \text{ эВ}$ [57]. Известно, что эти диполи диффузионно перемещаются по кристаллу как единое целое.

То, что именно кальций определяет МПЭ в кристалле $\text{NaCl}(\text{Ca})$, не вызывает сомнений. Измеренный средний пробег l дислокаций в таких кристаллах, помещённых в магнитное поле, определённо зависит от концентрации C кальция [3, 7, 11] (рис. 1а):

$$\Delta l \propto \frac{1}{\sqrt{C}} \quad (3)$$



Рис. 2. Схема перемещения дислокаций.

Однако диполь $\text{Ca}^{2+}\text{V}_{\text{Na}}^-$ является диамагнитным и не может участвовать в спин-зависимых реакциях. Этот парадокс вызвал дискуссию в литературе [58] и в конце концов получил физическую интерпретацию. Идея состоит в том, что магнитоактивными становятся те атомы Ca , которые попадают в ядро дислокации, т.е. там происходит трансформация $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$. Остаётся вопрос: как и почему это происходит?

Сначала появилась модель Бучаченко [46], основанная на изящной идее рождения двухспинового магнито-чувствительного нанореактора в пленённой на стопоре дислокации посредством переноса электрона с иона Cl_d^- из ядра дислокации на примесный ион Ca^{2+} . Тогда появляются два неспаренных электрона — по одному на дислокации и стопоре — и рождается спиновый нанореактор с синглетным и триплетным спиновыми состояниями. Как и любой термоиндуцированный или механически индуцированный процесс, перенос электрона происходит без изменения спина, и новая пара $(\text{Cl}_d^- \text{Ca}^+)^S$ находится в синглетном состоянии S , из которого разрешён обратный перенос электрона (рис. 2).

Более того, такой процесс даже предпочтителен (в терминах схемы, представленной на рис. 2, $k_{-1} \ll k_1$). Однако магнитное поле B инициирует спиновую конверсию пары $(\text{Cl}_d^- \text{Ca}^+)^S$ из синглетного состояния в триплетное $(\text{Cl}_d^- \text{Ca}^+)^T$, в котором обратный перенос электрона запрещён по спину. Отметим важное обстоятельство: в новой паре $(\text{Cl}_d^- \text{Ca}^+)$ кулоновское взаимодействие отсутствует. Возможно, поэтому сила пиннинга резко уменьшается и дислокация открепляется и продолжает движение.

Достоинством этой модели является наглядная демонстрация принципа спин-селективной реакции в системе дислокация–стопор. Что касается её соответствия конкретным наблюдаемым свойствам магнитопластичности, которые мы обсудим ниже, то здесь остаются проблемы. Например, эта модель не позволяет объяснить огромное увеличение (на три порядка!) скорости дислокаций в магнитном поле при дополнительном воздействии на кристалл относительно слабого электрического поля (см. раздел 4.3). По-видимому, при построении модели нельзя игнорировать отмеченный выше факт, что мы имеем дело не с ионом Ca^{2+} , а с диполем $\text{Ca}^{2+}\text{V}_{\text{Na}}^-$. Как мы увидим, наличие вакансии V_{Na}^- в этом диполе играет ключевую роль в электростимулировании магнитопластичности.

Для объяснения наблюдаемых свойств в работах [11, 49, 50] предложена следующая альтернативная модель. Вблизи ядра дислокации вакансии V_{Na}^- втягиваются на край лишней плоскости, точнее говоря, оттуда под действием огромного давления выталкивается ион Na^+ на свободное место около Ca^{2+} . При этом для электронейтральности ближний к захваченной вакансии V_{Na}^- анион

Cl^- с того же края лишней плоскости отдаёт электрон иону Ca^{2+} с образованием магнитоактивного катиона Ca^+ (как и в модели [46]). Обратный переход исключается просто из-за кулоновского отталкивания. Есть экспериментальные основания предполагать, что после этого нейтральный атом Cl^0 и соседний анион Cl^- образуют в ядре ковалентный V-центр — заряженную молекулу Cl_2^- . В результате на дислокации возникает магнитоактивный комплекс $\text{Ca}^+ \text{Cl}_2^-$, содержащий радикальную пару спинов, магнитное превращение которой завершается реакцией



Новый центр пиннинга — ковалентная молекула CaCl_2 электронейтральна, и, возможно, потому она слабее взаимодействует с ядром дислокации в ионном кристалле. С другой стороны, эта молекула немагнитоактивна и весьма устойчива, что коррелирует с упомянутыми выше данными [56], согласно которым МПЭ при повторном приложении к кристаллу NaCl магнитного импульса воспроизводится в нём только через 7–10 мин.

Косвенным подтверждением обсуждаемого механизма является также недавно обнаруженное значительное увеличение плотности свободных катионных вакансий в кристаллах LiF после их магнитной экспозиции [59].

3.4. Эстафетное движение дислокаций

Возрастание плотности подвижных дислокаций при увеличении времени экспозиции образца в магнитном поле (рис. 1б) указывает на эстафетный характер их перемещений. Действительно, в описываемых опытах движение дислокаций представляет собой их релаксационную самоорганизацию с уменьшением упругой энергии в кристалле. Дислокации перемещаются вниз по склонам потенциального рельефа внутренних напряжений, создаваемых всем дислокационным ансамблем, от более напряжённых областей к менее напряжённым. Это понижает совокупную упругую энергию, но повышает уровень локальных напряжений в тех местах, в которые приходят дислокации. В результате они приводят в движение другие дислокации, которые либо ещё не двигались, либо уже остановились из-за недостаточно большого уровня напряжений. Это и есть эстафетное перемещение дислокаций. По-видимому, именно по такому механизму в экспериментах часто почти все свежие дислокации постепенно вовлекаются в движение.

Очевидно, что при обсуждаемых эстафетных перемещениях среднее время t_m движения отдельной дислокации должно быть значительно меньше, чем время t экспозиции кристалла в магнитном поле. В работе [3] в рамках простой модели кроме формул (1) найдено также время $t_m \approx t/6$. На самом деле, судя по косвенным данным, t_m ещё в несколько раз меньше. Например, в [11] принимается оценка

$$t_m \approx \frac{t}{15}. \quad (5)$$

4. Физическая модель кинематики процесса

4.1. Парадокс медленности движения

Обсудим теперь возможный физический смысл эмпирических зависимостей (1), (3) для среднего пробега дислокаций l . Линейность зависимости величины l от времени t

(при не слишком больших значениях $B^2 t$) указывает на то, что мы имеем дело со стационарным перемещением, которое может быть охарактеризовано постоянной средней скоростью

$$v \propto \frac{B^2}{\sqrt{C}}. \quad (6)$$

В работах [1–3] в кристаллах NaCl(Ca) с концентрацией кальция $C = 0,5$ ppm (parts per million) за время $t = 5$ мин экспозиции образцов в магнитном поле $B = 0,5$ Тл средний пробег дислокаций составлял $\Delta l \sim 100$ мкм (рис. 1а). То есть кажущаяся скорость дислокаций составляла $\sim 0,3$ мкм с^{-1} . Однако с учётом (5) настоящая средняя скорость гораздо выше:

$$v \sim 5 \text{ мкм } \text{с}^{-1}. \quad (7)$$

Для физической интерпретации зависимости (6) и оценки (7) нам придётся перейти от простого и удобного, а главное, наблюдаемого объекта — ямки травления на поверхности кристалла — к гораздо более сложному образу дислокации, движущейся через случайную сетку точечных дефектов (примесных центров). На рисунке 3 схематически показаны два положения дислокации, отвечающие её переходу от одного "ряда" стопоров к другому. Эти положения разделены расстоянием $\Delta y \sim 1/\sqrt{2bC_V}$. Здесь b — длина вектора Бюргерса, порядка параметра решётки, $2b$ — "толщина" плоскости скольжения, C_V — объёмная концентрация примесных центров, отличающаяся от C лишь размерным множителем. Обозначим через Δt время, необходимое для указанного перехода дислокации. Тогда её скорость оценивается величиной

$$v \sim \frac{\Delta y}{\Delta t}. \quad (8)$$

Нетрудно убедиться в том (см. [7, 11]), что в кристалле NaCl(Ca) с концентрацией кальция $C = 0,5$ ppm ($C_V \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) для расстояния Δy между рядами стопоров (см. рис. 3) справедлива оценка

$$\Delta y \sim \frac{1}{\sqrt{2bC_V}} \sim 0,3 \text{ мкм}. \quad (9)$$

С учётом (7), (8) для такого перемещения дислокации потребуется время

$$\Delta t \sim 0,06 \text{ с}. \quad (10)$$

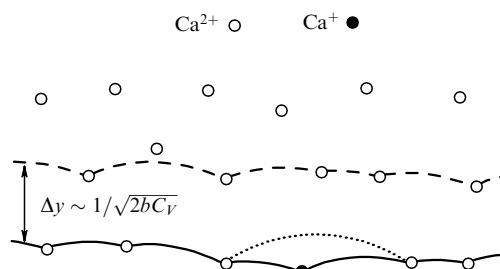


Рис. 3. Стартовая позиция дислокации (сплошная кривая) и её положение на следующем ряду стопоров (штриховая кривая). Пунктирный сегмент отмечает первый отрыв дислокации от магнитоактивного центра (чёрный кружок) после приложения магнитного поля и начало распространения двух каскадов анзипинга (налево и направо).

Это время слишком велико, чтобы его можно было приписать спиновой эволюции в примесном центре, которая, несомненно, лимитирует время τ_{dp} магнитного открепления (депиннинга) дислокации от стопора. Как уже говорилось, условие малости этого времени по сравнению с временем τ_{s-1} спин-решёточной релаксации в системе ($\tau_{dp} \ll \tau_{s-1}$) является необходимым условием возможности спин-зависимых переходов [6], в противном случае термические осцилляции хаотизируют спиновую систему задолго до перехода. С учётом этого условия экспериментальная оценка [7, 11, 12] $\tau_{s-1} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с для тех же кристаллов, недавно подтверждённая в [39], показывает, что τ_{dp} не может быть больше, чем 10^{-4} с. Таким образом, спиновое преобразование дефектов на дислокации не может всюду происходить одновременно, а значит, во многих местах идёт последовательно.

4.2. Идея анзипинга и завершение оценки скорости

Примем приведённую в обзоре [11] оценку $\tau_{dp} \sim 3 \times 10^{-5}$ с, основанную на экстраполяции данных измерений [56]. Тогда каскад последовательных откреплений дислокаций от центров закрепления (анзипинг — от англ. unzipping), обеспечивающий полное время (10), должен состоять из $n_{unz} \sim \Delta t / \tau_{dp} \sim 10^3$ актов. Ниже будет показано, что в кристалле с объёмной концентрацией примеси 10^{17} см $^{-3}$ средняя длина дислокационного сегмента \bar{x} порядка 1 мкм (см. формулу (26) в разделе 5.3). Поэтому на полной длине дислокации $L \sim 3$ мм должно находиться в среднем $n_{tot} \sim 3 \times 10^3$ центров пиннинга. Это отвечает всего нескольким каскадам анзипинга на дислокации: $n_{tot}/n_{unz} \approx 3$. Каскады инициируются откреплением дислокации от активных центров. Каждый такой центр уже должен, во-первых, находиться в магниточувствительном состоянии (Ca^{2+}), а во-вторых, располагаться в достаточно "слабом" месте на дислокации (например, на длинном сегменте), где вследствие уменьшения пиннинга дислокации в результате магнитного преобразования центра она может открепиться. Далее начинается "лавинообразное" освобождение дислокации. Сначала из-за резкого удлинения сегмента в результате первого отрыва дислокация поджимается к двум соседним центрам и активирует на них ионы кальция: $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^{+}$. Затем после магнитной трансформации этих центров происходит отрыв дислокации и от этих центров и т.д. Каждый активный центр запускает сразу два каскада анзипинга в обе стороны (на рис. 3 показан один активный центр и, соответственно, два каскада). Длина их пробега зависит от многих факторов.

В принципе ничего экзотичного в рассматриваемой модели нет. Анзипинг хорошо известен в теории термоактивационной динамики дислокаций. Из приведённых оценок следует, что в нашем случае средняя "длина" анзипинга очень велика: $n_{unz} \sim 10^3$, а среднее число активных центров на дислокации, соответственно, очень мало: $n_{act} \approx n_{tot}/2n_{unz} \sim 1$. Впрочем, эти оценки не следует понимать буквально. Обсуждаемые процессы весьма многообразны. Например, каскад может остановиться на дефекте, на котором уменьшение пиннинга недостаточно для открепления (например, из-за слишком коротких сегментов или пониженного внутреннего напряжения в данном месте). Тогда дислокация будет ожидать либо анзипинга с другой стороны, либо "эстафетного" подхода другой дислокации с повышением ло-

кального уровня внутренних напряжений. Наконец, она может больше не сдвинуться, что даст в гистограмме пробегов пониженный вклад в средний пробег l . Это в свою очередь уменьшит среднюю скорость дислокации, а значит, увеличит среднее время (10), что в нашей модели эквивалентно возрастанию n_{unz} .

Следует подчеркнуть, что полученные оценки для большой величины параметра n_{unz} основаны на экспериментальных данных о скорости дислокаций. Они указывают на малое число n_{act} активных центров Ca^{+} на дислокации. Для этого имеется вполне основательная причина. Из-за упругого отталкивания дислокации от примесного центра сближение между ними, необходимое для описанного выше спонтанного превращения $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^{+}$, достижимо лишь на небольшом числе длинных сегментов.

Подставляя в (8) выражения $\Delta u \sim 1/\sqrt{2bC_V}$ и $\Delta t \sim n_{unz}\tau_{dp} = (n_{tot}/2n_{act})\tau_{dp}$, находим

$$v \approx \frac{2n_{act}}{n_{tot}\tau_{dp}\sqrt{2bC_V}} = \frac{2w}{\tau_{dp}\sqrt{2bC_V}}, \quad (11)$$

где введена вероятность $w = n_{act}/n_{tot}$ того, что данный стопор на дислокации является центром анзипинга. Последняя величина, конечно, не зависит от магнитного поля B . Поэтому из сравнения (6) с (11) можно утверждать, что в нашей модели $\tau_{dp} \propto B^{-2}$. Иными словами, обсуждая физические механизмы спиновой эволюции, следует отдать предпочтение таким механизмам, которые дают время спинового перехода, пропорциональное величине B^{-2} (см. [7, 11, 43]).

4.3. Аномальная электростимуляция магнитоэластического эффекта как подтверждение модели

Из формулы (11) вытекает значительный резерв возрастания скорости v за счёт увеличения числа n_{act} активных центров Ca^{+} в ядре дислокации и, соответственно, укорочения каскадов анзипинга. Как показано в работах [49, 50], среднюю скорость v дислокаций в кристаллах NaCl действительно можно существенно увеличить с помощью электрического поля E , действующего одновременно с магнитным полем (рис. 4а). Сначала в интервале полей $0 < E < 5$ кВ м $^{-1}$ скорость возрастает прямо пропорционально полю ($v \propto E$), увеличиваясь примерно в шесть раз по сравнению со своим значением v_0 при нулевом поле, $E = 0$ (рис. 4б). Затем линейное возрастание сменяется экспоненциальным (рис. 4в): при $E \sim 15$ кВ м $^{-1}$ скорость v увеличивается уже на три порядка по сравнению с v_0 . Процесс имеет явно термоактивационный характер, причём измеренная энергия активации $U_0 \approx 0,2$ эВ при $E \rightarrow 0$ в окрестности ядра дислокации находится в разумном согласии с оценкой 0,27 эВ [57] энергии связи вакансии натрия в диполе $\text{Ca}^{2+}\text{V}_{\text{Na}}^{-}$ в объёме кристалла. Наконец, при $E > 20$ кВ м $^{-1}$ возрастание скорости прекращается, v достигает насыщения на уровне $\sim 2 \times 10^3 v_0$.

Следует подчеркнуть, что в отсутствие магнитного поля ($B = 0$) дислокации не перемещались ни при каких использовавшихся амплитудах электрического поля. Поэтому в данном случае, несомненно, речь идёт об электроусилении МПЭ, а не об отдельном влиянии электрического поля на подвижность дислокаций. С другой стороны, в терминах формулы (11) единственный параметр,

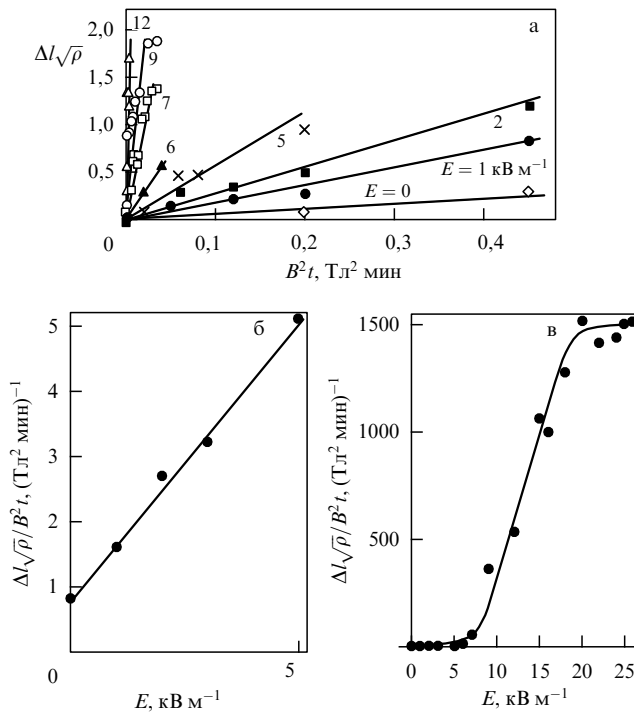


Рис. 4. Зависимости нормированного среднего пробега дислокаций Δl за время t экспозиции кристалла NaCl (Са: 10 ppm) в магнитном B и электрическом E полях (а) от произведения B^2t для нескольких значений E , указанных на рисунке, а также от поля E при его (б) низких, $E < 5 \text{ кВ м}^{-1}$, и (в) принадлежащих более широкому интервалу, $E < 25 \text{ кВ м}^{-1}$, величинах.

на который может подействовать электрическое поле, — это число $n_{\text{акт}}$ активных центров Ca^+ на дислокации. Судя по полученным данным, происходит электростимулированный термофлуктуационный перескок натриевых вакансий с диполей $\text{Ca}^{2+}\text{V}_{\text{Na}}^-$ на край экстраплоскости дислокации с одновременным изменением заряда иона кальция: $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$. В результате с увеличением поля E число активных центров анзипинга экспоненциально возрастает (см. рис. 4):

$$n_{\text{акт}}(E) = n_{\text{акт}}^0 \left[1 + \frac{E}{E_0} \exp\left(-\frac{U(E)}{k_B T}\right) \right], \quad (12)$$

а средняя длина анзипинга соответственно убывает.

Таким образом, базовая концепция предлагаемой кинематической модели (11) о большом резерве увеличения интенсивности МПЭ за счёт возрастания числа $n_{\text{акт}}$ магнитоактивных центров Ca^+ находит экспериментальное подтверждение. Отметим, кстати, что электростимуляция МПЭ недавно была обнаружена также в кристаллах LiF [60].

5. Теоретическое моделирование скрытых параметров движения

Обсуждая экспериментальную зависимость (3) в терминах (11), приходится предполагать, что вероятность $w = n_{\text{акт}}/n_{\text{tot}}$ не зависит от концентрации примеси C . На первый взгляд, это предположение представляется сомнительным. Вероятность w определяется отношением величин, каждая из которых должна возрасти с увеличением концентрации примеси C . Почему в усло-

виях наших опытов они увеличиваются пропорционально друг другу? Для ответа на этот вопрос нам придётся перейти к рассмотрению статистических свойств системы, лежащих за пределами возможностей непосредственного наблюдения. Поэтому мы изучим эту проблему теоретически, а затем (в разделе 6) проверим наши выводы с помощью компьютерных экспериментов по моделированию магнитопластичности.

5.1. Геометрическая постановка задачи

Как отмечалось в разделе 3, свежие дислокации в обсуждаемых экспериментах вводились в кристалл лёгким ударом непосредственно перед измерениями. Дислокации при таком способе их ввода разбегаются от источников вниз по потенциальному рельефу действующих внутренних напряжений σ_i до тех мест, в которых "скатывающая" сила рельефа $F_i = b\sigma_i$ (на единицу длины дислокации) компенсируется силой пиннинга примесных центров. Обсуждая влияние концентрации C примеси на результаты этих опытов, следует учитывать, что с возрастанием C увеличиваются и число стопоров на дислокации n_{tot} , и, следовательно, сила пиннинга. Поэтому дислокация при выводе "на старт" остановится раньше — там, где уровень напряжения σ_i выше. Как мы увидим, в таких условиях для дислокации, выведенной на старт, должно выполняться условие пропорциональности

$$\sigma_i \propto n_{\text{tot}}, \quad (13)$$

вне зависимости от концентрации C примеси.

Рассмотрим теперь проблему равновесия и условия отрыва дислокации от точечных дефектов более детально. Предположим, что данная дислокация длиной L заторможена на n_{tot} одинаковых стопорах, характеризующихся одной и той же критической силой пиннинга f_c , при превышении которой дислокация отрывается от дефекта. Допустим также для простоты оценок, что на единицу длины этой дислокации действует сила $F_i = b\sigma_i$, неизменная вдоль неё. Это упрощающее предположение представляется правдоподобным, поскольку максимальный вклад в силу F_i внутренних напряжений, действующих на данную дислокацию, вносят именно параллельные ей дислокации [61]. Примем для описания взаимодействия приближение линейного натяжения, согласно которому все дислокационные сегменты имеют форму дуг окружности с одним и тем же радиусом

$$R = \frac{T}{F_i}, \quad (14)$$

где $T \sim Gb^2/(2\pi)$ — сила линейного натяжения, пропорциональная модулю сдвига кристалла G . Для дальнейших оценок существенно, что радиус кривизны R (14) в условиях наших опытов очень велик из-за большого значения отношения $G/\sigma_i \sim 10^5$. Легко проверить, что R на два порядка превышает среднюю длину сегмента дислокации $\bar{x} \sim 1 \text{ мкм}$ (см. формулу (26) в разделе 5.3).

5.2. Условие равновесия и критерий отрыва дислокации

Рассмотрим равновесие дислокации в поле действующих внутренних напряжений, моделируемых внешней силой $F_i = b\sigma_i$, в условиях тормозящего действия

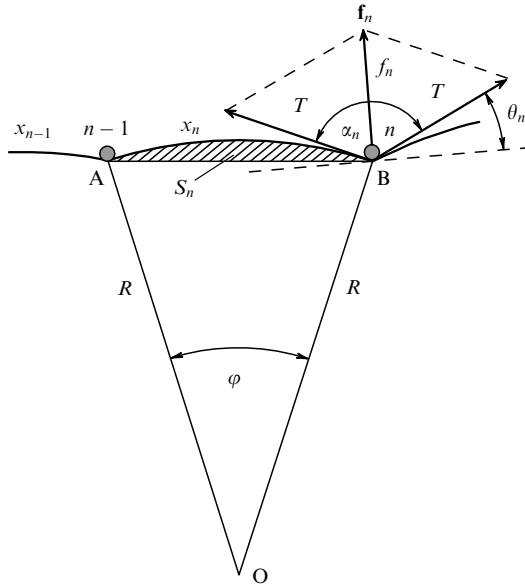


Рис. 5. Сила f_n , действующая на n -й стопор со стороны дислокации, α_n и θ_n — углы отгибания и атаки соответственно, S_n — площадь, замеченная дислокацией перед её остановкой.

точечных дефектов. Как показано на рис. 3, остановившаяся дислокация "зависает" на примесных стопорах, прогибаясь под действием силы F_i . В принятом приближении дислокация действует на стопор n с силой f_n , равной векторной сумме двух сил натяжения от соседних сегментов, составляющих между собой угол отгибания α_n . Величина силы f_n определяется малой диагональю ромба со стороной T (рис. 5):

$$f_n = 2T \cos \frac{\alpha_n}{2} \approx T(\pi - \alpha_n) = 2T\theta_n, \quad (15)$$

где мы воспользовались малостью угла "атаки" $\theta_n = (\pi - \alpha_n)/2$.

Естественно, при равновесии должно выполняться соотношение

$$F_i \approx \frac{1}{L} \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} f_n = \frac{2T}{L} \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} \theta_n = \frac{2T\bar{\theta}}{L} n_{\text{tot}} = \frac{2T\bar{\theta}}{\bar{x}}, \quad (16)$$

где $\bar{x} = L/n_{\text{tot}}$ — средняя длина сегмента, $\bar{\theta}$ — среднее значение угла атаки θ_n ,

$$\bar{\theta} = \frac{1}{n_{\text{tot}}} \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} \theta_n. \quad (17)$$

В формуле (16) опущены малые поправки $\sim \bar{\theta}^3$, учитывающие неортогональность векторов f_n среднему направлению дислокации. Точность оценки (16) тем выше, чем больше радиус кривизны R (14) дислокационных сегментов (см. рис. 5).

В используемом приближении короткодействующее взаимодействие примесного центра с дислокацией считается контактным, т.е. полагается, что сила пиннинга, действующая на дислокацию, имеет вид

$$J_n = \begin{cases} f_n, & f_n < f_c, \\ 0, & f_n > f_c. \end{cases} \quad (18)$$

Поэтому условием равновесия дислокации является неравенство

$$f_n < f_c, \text{ т.е. } \alpha_n > \alpha_c \approx \pi - \frac{f_c}{T} \text{ или } \theta_n < \theta_c = \frac{f_c}{2T}, \quad (19)$$

для всех стопоров. Напомним, что в формулах (18), (19) f_c — это действующая на стопор критическая сила, при которой происходит отрыв. Близость критического угла α_c к π возникает из-за огромного линейного натяжения T дислокации. Вследствие этой близости возможны лишь незначительные возмущения прямолинейности дислокации.

Формулы (15)–(17) справедливы при любых допороговых значениях внешней силы F_i . В то же время критерий отрыва (потери устойчивости) дислокации реализуется при таком конкретном пороговом значении силы $F_i = F_i^c$, при котором самый малый угол отгибания α_n^{\min} (и, соответственно, самый большой угол атаки $\theta_n^{\max} = \theta_m$) переходит через своё пороговое значение:

$$\alpha_n^{\min} = \alpha_c, \quad \theta_m = \theta_c, \text{ т.е. } f_n^{\max} = f_c = 2T\theta_c, \quad (20)$$

при этом в формуле (16) для F_i величины \bar{x} и $\bar{\theta}$ относятся к пороговой конфигурации.

Конечно, средние величины \bar{x} и $\bar{\theta}$ являются характеристиками данной конфигурации, и при перемещении дислокации через случайное распределение точечных стопоров \bar{x} и $\bar{\theta}$ должны варьироваться. Вместе с ними будет изменяться и суммарная сила "трения скольжения" от минимального (F_{\min}) значения до максимального (F_{\max}). При приложенной внешней силе $F_i < F_{\min}$ дислокация не движется, при $F_{\min} < F_i < F_{\max}$ перемещается до определённой позиции, и, наконец, при закритическом уровне силы $F_i > F_{\max}$ наступает полная потеря устойчивости: дислокация проскакивает без остановок всю плоскость скольжения. Именно такой характер имело движение дислокации в условиях численных экспериментов (см. рис. 6 в разделе 6.2).

Впрочем, обнаруженная при компьютерном моделировании заметная разница между пороговыми силами F_{\min} и F_{\max} , по-видимому, обусловлена относительно небольшим полным числом стопоров на дислокации $n_{\text{tot}} \sim 20-50$, что неизбежно должно увеличивать статистический разброс измеряемых параметров. В реальных экспериментах эта величина была на два порядка больше: $n_{\text{tot}} \sim 3 \times 10^3$. Кроме того, измерения выполнялись на хорошо отождённых кристаллах, что обеспечивало высокую однородность распределения примеси по объёму. В этих условиях колебания средних величин \bar{x} и $\bar{\theta}$ должны быть невелики. Так что в действительности разница между F_{\min} и F_{\max} была несущественной. Поэтому все стартовые позиции можно считать предкритическими, когда даже небольшое уменьшение силы пиннинга, действующей на дислокацию в магнитном поле, приводит её в движение. Это позволяет в наших оценках не учитывать дисперсии средних значений \bar{x} и $\bar{\theta}$ и выразить критическую силу по формулам (16), (20):

$$F_i^c = b\sigma_i = \frac{\gamma f_c}{L} n_{\text{tot}} = \frac{\gamma f_c}{\bar{x}}, \quad (21)$$

где

$$\gamma = \frac{\bar{\theta}}{\theta_c}. \quad (22)$$

В компьютерных экспериментах такое же критическое состояние, очевидно, реализуется при $F_i^c = F_{\max}$, и оно также описывается формулой (21). В (21), (22) критические параметры f_c и θ_c являются характеристиками типа стопоров и не зависят от их концентрации C . Средняя величина угла атаки $\bar{\theta}$ в критической конфигурации тоже едва ли может существенно зависеть от C . Как подтверждено прямым компьютерным экспериментом, параметр $\bar{\theta}$, а значит, и γ практически нечувствительны к изменениям концентрации C . Исходя из этого в дальнейших рассуждениях мы будем полагать $\gamma = \text{const}$.

Формула (21) фактически конкретизирует соотношение (13). В разделе 5.3 мы продолжим конкретизацию и найдём зависимости ключевых величин σ_i и n_{tot} от концентрации примеси C .

5.3. Средняя длина сегментов на дислокации

Вопрос о средней длине \bar{x} сегментов на дислокации важен и весьма нетривиален. Интуитивно ясно, что при низких внутренних напряжениях σ_i и почти прямолинейной дислокации длина \bar{x} должна заметно превышать среднее расстояние (9) между дефектами в плоскости. Ясно также, что длина \bar{x} должна зависеть как от концентрации примеси C , так и от напряжения σ_i . Это принципиально важно для нас, потому что тогда выражение (21) превращается из оценки в уравнение, содержащее σ_i как в левой, так и в правой частях. Это уже является достаточной мотивацией для вычисления средней длины \bar{x} .

С этой целью рассмотрим движение дислокации как заметание площади в плоскости скольжения, на которой с фиксированной плотностью расположены дефекты. Образование сегмента x_n происходит следующим образом. Дислокация, встретив при движении один стопор ($n-1$), огибает его до встречи с другим стопором (n), а затем прогибается между ними до радиуса кривизны $R = T/F_i$ (см. рис. 5). На заметённой площади S_n (показанной штриховкой на рис. 5) при таком огибании находится один стопор (n) (левый стопор ($n-1$) мы условно относим к сегменту x_{n-1}). Если речь идёт о сегменте со средней длиной \bar{x} , то произведение плотности дефектов в плоскости скольжения $2bC_V$ на площадь S_n должно дать единицу,

$$2bC_V S_n \approx 1. \quad (23)$$

Величина S_n находится как разность площадей сектора ОАВ и треугольника ОАВ на рис. 5:

$$S_n = \frac{1}{2} R^2 (\varphi - \sin \varphi) \approx \frac{1}{12} R^2 \varphi^3 = \frac{\bar{x}^3}{12R}, \quad (24)$$

где учтено, что $\varphi = \bar{x}/R$. Из уравнений (23) и (24) находим окончательно

$$\bar{x} = \sqrt[3]{\frac{6R}{bC_V}} = \sqrt[3]{\frac{6T}{b^2 C_V \sigma_i}} \approx \sqrt[3]{\frac{G}{C_V \sigma_i}}. \quad (25)$$

Используя для кристалла NaCl значения $G/\sigma_i \sim 10^5$ и $C_V \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, получаем оценку

$$\bar{x} \sim 1 \text{ мкм}. \quad (26)$$

Теперь можно найти зависимости $\sigma_i(C)$ и $n_{\text{tot}}(C)$. Подставляя в (25) $\bar{x} = L/n_{\text{tot}}$ и альтернативное выраже-

ние $\bar{x} = \gamma f_c / (b\sigma_i)$, вытекающее из (21), находим

$$F_i^c = b\sigma_i \approx \sqrt{\frac{(\gamma f_c)^3}{bG}} C_V, \quad n_{\text{tot}} \approx L \sqrt{\frac{\gamma f_c}{bG}} C_V. \quad (27)$$

Таким образом, внутреннее напряжение на старте σ_i и полное число стопоров на дислокации n_{tot} при варьировании концентрации C_V примеси согласованно изменяются пропорционально $\sqrt{C_V}$, но по-разному реагируют на изменение типа примеси: $\sigma_i \propto f_c^{3/2}$, а $n_{\text{tot}} \propto f_c^{1/2}$. В разделе 6 эти предсказания будут проверены с помощью результатов компьютерной симуляции.

5.4. Функция распределения точек закрепления по углам атаки

Введём функцию распределения $H(\theta)$ точек закрепления на дислокации по углам атаки θ :

$$dn = n_{\text{tot}} H(\theta) d\theta, \quad \int_0^{\theta_c} H(\theta) d\theta = 1. \quad (28)$$

В разделе 6 при симуляции эта функция будет восстанавливаться из дискретных гистограмм

$$\Delta n(\theta_i) = n_{\text{tot}} H(\theta_i) \Delta \theta. \quad (29)$$

С возрастанием концентрации стопоров C полное число точек закрепления n_{tot} на дислокации увеличивается, а интервал разбиения гистограммы $\Delta \theta$ остаётся неизменным, поскольку верхняя граница углов атаки на гистограммах θ_c зависит не от концентрации примеси, а от её типа. Очевидно, что и сама функция $H(\theta)$ при условии (21) также не должна зависеть от концентрации C . Применительно к рис. 3 и 5 одновременное изменение $n_{\text{tot}} \propto F_i^c$ в этом случае означало бы одновременное пропорциональное изменение всех длин дислокационных сегментов и радиусов их кривизны, что повлияло бы только на масштаб рисунка, но не на распределение угловых характеристик на нём. Иными словами, есть основания полагать, что, судя по описываемым экспериментальным данным, функция распределения $H(\theta)$ практически не чувствительна к изменению C . Конечно, это относится и к средним значениям углов огибания $\bar{\alpha}$ и атаки $\bar{\theta}$, а также к параметру $\gamma = \bar{\theta}/\theta_c$, что будет подтверждено ниже на основе результатов компьютерной симуляции (см. таблицу в разделе 6.3).

5.5. Независимость относительного числа магнитоактивных стопоров на дислокации от концентрации примеси

Как уже говорилось, магнитное преобразование стопора ослабляет пиннинг, т.е. понижает критический порог силы отрыва f_c , а значит, уменьшает критический угол атаки θ_c , заменяя его величиной $\theta_c^m < \theta_c$. Если бы все примесные центры изначально были парамагнитными, то спустя время τ_{dp} после приложения магнитного поля произошёл бы отрыв дислокации от всех стопоров, для которых угол θ_n атаки находится в интервале $\theta_c^m < \theta_n < \theta_c$. Напомним, что в закритическую область $\theta_n > \theta_c$ никакой равновесный сегмент попасть не может. В терминах функции распределения $H(\theta)$ число таких стопоров $n_{\text{act}}^{\text{pot}}$ — возможных центров анзипинга после их магнитной трансформации — выражается как

$$n_{\text{act}}^{\text{pot}} = n_{\text{tot}} \int_{\theta_c^m}^{\theta_c} H(\theta) d\theta. \quad (30)$$

Однако, как мы видели в разделе 3.3, есть серьёзные экспериментальные основания предполагать, что применительно к примеси Са в кристалле NaCl найденный набор из $n_{\text{act}}^{\text{pot}}$ стопоров будет содержать смесь ионов Ca^{2+} и Ca^+ , причём первых (немагнитоактивных) среди них окажется преобладающее большинство. Судя по всему, захват электрона ионом Ca^{2+} начинается на стопорах, которые отвечают углам атаки, существенно превышающим пороговый угол θ_c^{m} . Для этого процесса существует более жёсткое пороговое значение θ_c^+ угла атаки, которое лежит в интервале $\theta_c^{\text{m}} < \theta_c^+ < \theta_c$. Число активных центров Ca^+ на дислокации определяется формулой, аналогичной (30):

$$n_{\text{act}}^{\text{Ca}^+} = n_{\text{tot}} \int_{\theta_c^+}^{\theta_c} H(\theta) d\theta. \quad (31)$$

Следует подчеркнуть, что пороговые углы θ_c^+ и θ_c^{m} , как и критический угол θ_c , определяются локальными свойствами дефектов и не зависят от их концентрации.

Соотношение между числами (30) и (31) можно оценить, опираясь на данные опытов [49, 50], приведённые в разделе 3.3. Показанное на рис. 4в насыщение скорости дислокаций при повышенной напряжённости электрического поля, по-видимому, отвечает режиму, в котором практически все центры на дислокации находятся в магнитоактивном состоянии Ca^+ . Наблюдаемое увеличение скорости v в ~ 2000 раз с учётом (11) означает, что число $n_{\text{act}}^{\text{pot}}$ (30) во столько же раз больше спонтанного числа $n_{\text{act}}^{\text{Ca}^+}$ (31) ионов Ca^+ , являющихся центрами пиннинга в отсутствие электроактивации: $n_{\text{act}}^{\text{pot}} \sim 2000 n_{\text{act}}^{\text{Ca}^+}$. То есть в соответствии с этими экспериментальными данными оно превышает 20 % от полного числа сегментов $n_{\text{tot}} \sim 10^4$ на дислокациях в исследовавшихся кристаллах NaCl с концентрацией примесей ~ 10 ppm.

Ещё более существенно для нас, что вероятность

$$w = \frac{n_{\text{act}}^{\text{Ca}^+}}{n_{\text{tot}}} = \int_{\theta_c^+}^{\theta_c} H(\theta) d\theta \quad (32)$$

не зависит от концентрации C примеси, что с учётом формулы (11) находится в полном соответствии с экспериментальной зависимостью $l \propto 1/\sqrt{C}$ (3). Таким образом, впервые получено физическое обоснование этой зависимости.

6. Компьютерное моделирование магнитопластичности

6.1. Алгоритмы численных экспериментов

Движение дислокации в плоскости скольжения кристалла через случайное распределение точечных дефектов (пиннинг-центров) моделировалось как перемещение геометрической линии в двумерном пространстве (плоскости скольжения) с хаотически расположенными точками закрепления. Поскольку в реальных экспериментах использовались хорошо отожжённые кристаллы с достаточно равномерной по объёму плотностью точечных дефектов, организация хаоса распределения точек на площадке моделирования также исключала существенные неоднородности их плотности. В компьютерных экспериментах число стопоров N на площадке моделирования варьировалось от 500 до 2500. Как показывают оценки, используемая нами площадка примерно соответ-

ствует полю зрения микроскопа диаметром в несколько десятков микрон.

Компьютерная симуляция происходила следующим образом. Дислокация из стартовой позиции перемещалась малыми дискретными шагами в сторону скопления точечных стопоров, оставаясь прямолинейной до первого контакта с одним из них. В момент встречи за пределами площадки моделирования добавлялись две вспомогательные точки, симметричные данному стопору относительно левой и правой границ площадки, а дислокация изгибалась в две дуги на этих трёх точках. Середины этих дуг перемещались вдоль левой и правой границ к своим конечным положениям, отвечающим определённому радиусу кривизны R . Последний выбирался в соответствии с (14) обратно пропорциональным постоянной силе F , приложенной к дислокации. В наших безразмерных единицах мы полагали $F = 1/R$. Когда одна из дуг достигала следующего стопора, она также разделялась на две новые дуги. И движение продолжалось по тем же правилам. По другую сторону от каждой боковой границы площадки моделирования всегда добавлялась вспомогательная точка, симметричная ближайшему к этой границе стопору на дислокации.

Отрыв от дефекта n происходил, когда угол огибания α_n между соседними дугами (см. рис. 5) оказывался меньше критического значения α_c . Тогда алгоритм предписывал сделать шаг назад, т.е. возвратиться к конфигурации, предшествовавшей подходу дислокации к данной точке. Далее вычисления продолжались без учёта существования этой точки. Вычислительный процесс останавливался, когда дислокация проходила все точки закрепления или когда все дуги достигали своего минимального радиуса $R = 1/F$ при отсутствии углов огибания α_n , меньших критического угла α_c . Такая конфигурация считалась в нашем моделировании стартовой позицией.

Варьированием параметров N , F и α_c были найдены такие их сочетания, которые позволяли вывести дислокацию на старт для дальнейших численных экспериментов, симулирующих движение дислокации в магнитном поле. Кроме того, были изучены статистические свойства стартовой конфигурации, включая функцию распределения по углам атаки θ_n , а также различные взаимосвязи параметров, предсказанные выше.

Алгоритм "включения" магнитного поля заключался в следующем. На дислокации в равновесной стартовой позиции все пиннинг-центры одновременно изменяли свой порог открепления: их критический угол огибания α_c увеличивался на определённое значение $\Delta\alpha_c$. При этом критический угол атаки $\theta_c = (180^\circ - \alpha_c)/2$ в магнитном поле уменьшался до величины

$$\theta_c^{\text{m}} = \theta_c - \frac{1}{2} \Delta\alpha_c. \quad (33)$$

Мы выбирали угол θ_c^{m} пропорциональным θ_c , варьируя его в пределах

$$\theta_c^{\text{m}} = (0,2 - 0,3)\theta_c. \quad (34)$$

Тогда, соответственно, и приращение угла $\Delta\alpha_c$ оказывалось пропорциональным θ_c :

$$\Delta\alpha_c = (0,7 - 0,8)2\theta_c. \quad (35)$$

После включения магнитного поля часть стопоров на дислокации с углами огибания в интервале $\theta_c^{\text{m}} < \theta_n < \theta_c$

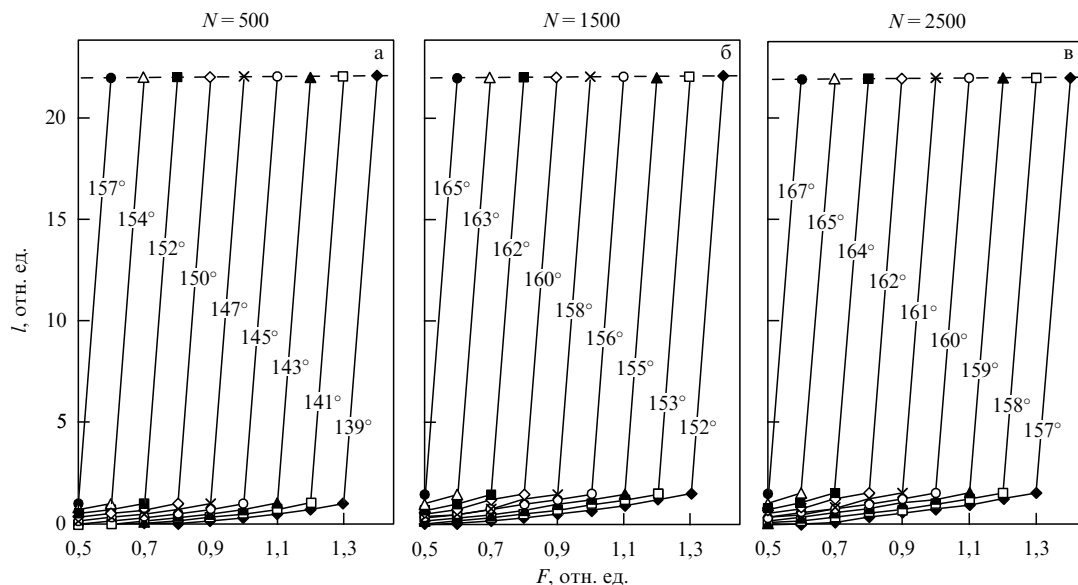


Рис. 6. Равновесные позиции дислокации l при увеличении силы F вплоть до значения $F = F_c$, соответствующего потере устойчивости, для разных критических углов огибания α_c и значений числа стопоров $N = 500$ (а), 1500 (б) и 2500 (в).

выходила из равновесия, на них происходили отрывы. В терминах раздела 5.5 такие стопоры называются активными. В рамках нашего алгоритма остальные стопоры ещё до подхода к ним дислокации возвращались к исходному значению критического угла α_c . Такой возврат позволял учитывать процессы, при которых часть дефектов может преодолевать без задержки на их магнитную трансформацию. Далее дислокация двигалась в обычном режиме до следующей остановки в новой равновесной конфигурации. Вновь включалось магнитное поле и т.д. Каждая остановка фиксировалась как задержка, равная длительности протекания процесса магнитного преобразования дефекта $\tau_{др}$. Все остальные процессы считались мгновенными.

6.2. Моделирование вывода дислокации на старт

На рисунке 6 показана серия зависимостей дислокационных перемещений от величины приложенной силы F для различных величин критического угла огибания α_c и трёх значений полного числа стопоров: $N = 500$, 1500 и 2500 . Как видно из рисунка, движение имеет характер потери устойчивости. При силах F , меньших определённого порогового значения F_{min} , дислокация практически не движется, оставаясь в исходной позиции. При $F > F_{min}$ средний пробег дислокации плавно увеличивается с возрастанием F вплоть до некоторого критического значения $F = F_{max} \equiv F_c$, зависящего от числа N стопоров и критического угла огибания α_c . На этом плавность поведения дислокации заканчивается. При дальнейшем малом увеличении силы F дислокация теряет устойчивость, "проскакивая" остальные препятствия через всю площадку моделирования.

В терминах раздела 5.2 при $F = F_c$ дислокация достигает критической конфигурации, что является аналогом экспериментального вывода дислокации на старт. Критическая сила F_c , очевидно, отвечает введённой выше величине $F_i^c = b\sigma_i$ в стартовой позиции. Уже само существование пороговой силы F_c , фиксированной при постоянных значениях критического угла атаки $\theta_c \propto f_c$ (20) и полного числа стопоров $N \propto C_V$, подтверждает основ-

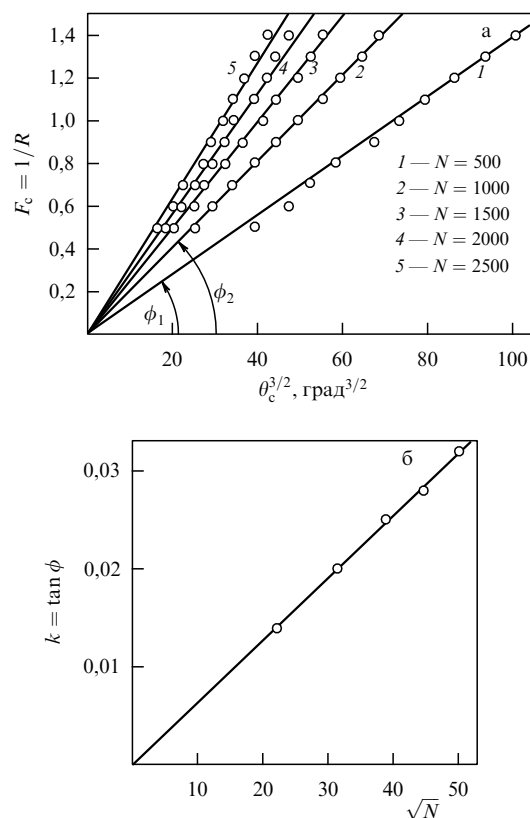


Рис. 7. Зависимости пороговой силы F_c (а) от критического угла атаки θ_c и (б) от числа стопоров N в спрямляющих координатах, отвечающих формуле (36).

ную концепцию, развиваемую в разделе 5.3. Но формула (27) даёт более детальные предсказания конкретных типов зависимости этой силы от θ_c и N :

$$F_c = k\theta_c^{3/2}, \quad k \propto \sqrt{N}. \quad (36)$$

Зависимости $F_c(\theta_c, N)$, полученные обработкой результатов численных экспериментов, приведённых на рис. 6, и аналогичных данных при $N = 1000$ и 2000 , пред-

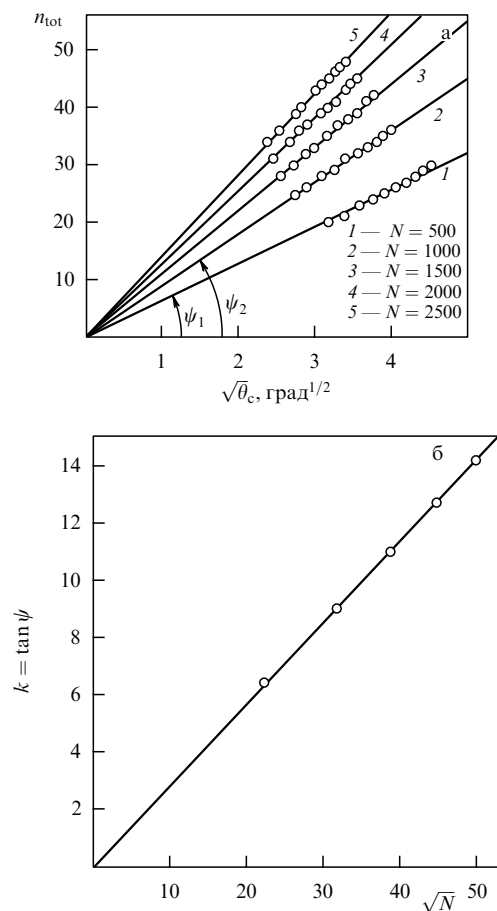


Рис. 8. Зависимость среднего числа n_{tot} стопоров на дислокации (а) от критического угла атаки θ_c и (б) от числа стопоров N в спрямляющих координатах, отвечающих формуле (37).

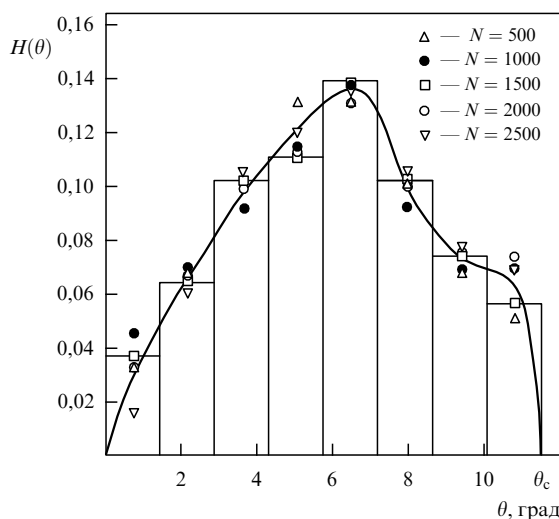


Рис. 9. Дискретные значения $H(\theta_n)$ функции распределения по углам атаки, найденные при $N = 500, 1000, 1500, 2000$ и 2500 из нормированных гистограмм, подобных приведённой на рисунке для $N = 1500$; сплошной кривой показана аппроксимация функции $H(\theta)$, определённой в (28).

ставлены в спрямляющих координатах на рис. 7. Видно, что аналитические ожидания (36) вполне удовлетворительно оправдываются. Такое согласие упрощённой теории с результатами простых компьютерных эксперимен-

тов позволяет надеяться на то, что вытекающие отсюда выводы заслуживают доверия и могут быть использованы при анализе результатов физических опытов, в том числе и данных по магнитоупругости.

Полученные критические конфигурации дислокации перед потерей устойчивости при соответствующих значениях F_c и том же наборе чисел N позволяют найти зависимости $n_{\text{tot}}(\theta_c, N)$ и сравнить их с аналитическим предсказанием (27), согласно которому

$$n_{\text{tot}} = k\sqrt{\theta_c}, \quad k \propto \sqrt{N}. \quad (37)$$

На рисунке 8 проведено это сравнение в спрямляющих координатах, которое оказалось вполне благополучным. В частности, фактически строгая линейная зависимость n_{tot} от \sqrt{N} , показанная на рис. 8б, совместно с данными рис. 7б подтверждают предсказанное прямо пропорциональное изменение (13) напряжения пиннинга σ_i и числа n_{tot} с изменением концентрации примеси, а значит, и выдвинутую в разделе 5 версию теории, объясняющую наблюдаемую зависимость среднего пробега дислокаций $l \propto 1/\sqrt{C}$ (3) в реальных опытах.

6.3. Распределение стопоров на дислокации по углам атаки

Найденные критические конфигурации дислокации, лежащие в основе построений на рис. 8, позволяют извлечь дополнительную информацию, связанную с распределениями точек их закрепления по углам огибания α_n или атаки θ_n . На рисунке 9 дискретные точки задают нормированные гистограммы распределений по углам атаки $H(\theta_n)$, описываемые формулой (29). В качестве примера показана одна из таких гистограмм, отвечающая $N = 1500$. Полная область изменения $0 < \theta < \theta_c$ разбивалась на восемь равных интервалов шириной $\Delta\theta = \theta_c/8$. Символы, поставленные на рис. 9 в центры этих интервалов, отражают величину $H(\theta_n)$ в каждом из них для различных N . Для фиксированного критического угла $\theta_c = 11,5^\circ$, т.е. для одного сорта стопоров, варьировалась плотность стопоров, как в натуральных экспериментах (см. рис. 1). Использовались пять значений полного числа стопоров: $N = 500, 1000, 1500, 2000$ и 2500 . Параметры n_{tot} , необходимые для вычисления нормированных значений $H(\theta_n)$, для каждого из пяти N приведены в таблице.

Из гистограммы, представленной на рис. 9, нетрудно получить средние значения угла атаки:

$$\bar{\theta} = \sum_{n=1}^8 \theta_n H(\theta_n) \Delta\theta, \quad (38)$$

а также соответствующие отношения $\gamma = \bar{\theta}/\theta_c$. Как видно из таблицы, оба параметра практически не зависят от числа препятствий N , что, впрочем, и ожидалось

Таблица. Найденные из моделирования характеристики критических дислокационных стартовых конфигураций при $\alpha_c = 157^\circ$ для разных значений полного числа стопоров N

N	500	1000	1500	2000	2500
$F_i = 1/R$	0,50	0,80	0,95	1,10	1,30
n_{tot}	21	31	37	43	48
$\bar{\theta}$, град	10,030	10,100	10,030	10,035	10,035
$\gamma = \bar{\theta}/\theta_c$	0,873	0,878	0,873	0,873	0,873

согласно теоретическому рассмотрению, проведённому в разделе 5.4.

Что ещё более важно для нас — это близость между собой всех нормированных гистограмм для разных N , так что в пределах статистического разброса их огибающая (показанная на рис. 9 сплошной кривой) задаёт универсальную функцию распределения по углам атаки $H(\theta)$, как и предсказывалось. Заметим, что каждая из гистограмм получена из единственного эксперимента, так что статистический разброс точек на рис. 9 представляется естественным. Не вызывает сомнений то, что усреднение гистограмм по множественным экспериментам практически ликвидировало бы этот разброс.

6.4. Моделирование движения дислокации в магнитном поле

При моделировании движения дислокаций в магнитном поле мы не учитываем такие сложности, как необходимость предварительной трансформации примесных центров пиннинга в магниточувствительное состояние типа $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$. Для простоты предполагается, что примесные центры пиннинга уже находятся в парамагнитном состоянии. В этом смысле наш алгоритм описывает эксперименты, представленные в разделе 4.3, при параллельно действующем электрическом поле $E > 20 \text{ кВ м}^{-1}$, когда это состояние уже обеспечено.

Смысл симуляции, конечно, не сводится только к воспроизведению экспериментальных данных. Наша цель — проследить за скрытыми чертами изучаемого явления, которые не видны в реальных опытах, и ответить на вопрос: справедливы ли ключевые концепции кинематической схемы, построенной нами на основании косвенных данных? Здесь мы проверим, в самом ли деле анзипинг (последовательное боковое "растёгивание") является типичной чертой процесса магнитоиндуцированных перемещений дислокации.

На рисунке 10 показаны результаты моделирования движения дислокации через сетку случайно распределённых точечных стопоров ($N = 2000$), характеризующихся

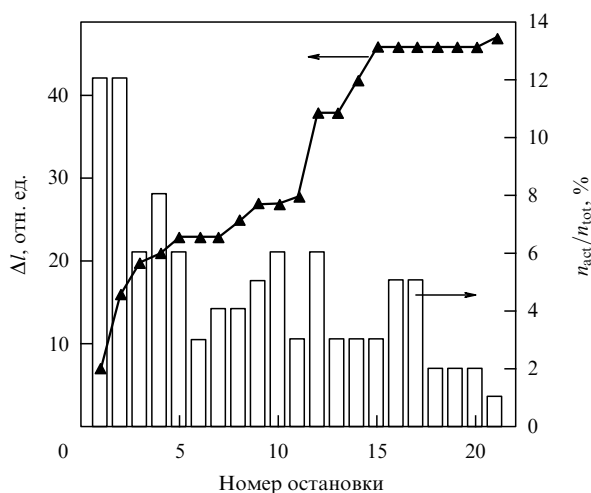


Рис. 10. Найденные из моделирования последовательные положения дислокации при её остановках, требующих включения магнитного поля для продолжения движения (левая ось ординат), и относительное число активных центров, преодолеваемых благодаря магнитному полю (правая ось ординат). Значения параметров: $N = 2000$, критический угол огибания $\theta_c = 7,5^\circ$, уменьшающийся в магнитном поле до $\theta_c^m = 2^\circ$.

критическим углом атаки $\theta_c = 7,5^\circ$, который уменьшается в магнитном поле до $\theta_c^m = 2^\circ$. По оси абсцисс отложены последовательные остановки дислокации, каждая из которых для продолжения движения требует включения магнитного поля. Фактически эта ось отвечает дискретному времени в нашем моделировании, поскольку в нашей схеме только для магнитного отрыва требуется время. На левой оси ординат отложены позиции дислокации в данный дискретный момент (положения "точки травления"). На правой оси ординат отложено относительное число активных точек закрепления (центров анзипинга), освобождающих дислокацию при включении магнитного поля, в процентах от полного числа центров пиннинга n_{tot} . Таким образом, при такой организации данных симуляции можно не только следить за средним положением дислокации (за "ямкой травления"), но и в каждый дискретный момент иметь информацию о числе центров магнитного анзипинга.

Как видно из рис. 10, число центров магнитного анзипинга невелико — в среднем $\sim 10\%$, что заставляет вспомнить нашу оценку числа таких центров при действии сопутствующего электрического поля $E > 20 \text{ кВ м}^{-1}$ (см. раздел 5.5): $n_{\text{act}}^{\text{pot}}/n_{\text{tot}} \sim 20\%$.

Наличие анзипинга подтверждает и кривая пробегов на рис. 10. На этой кривой видны горизонтальные участки, под которыми имеются столбики нормальной магнитной активности стопоров на дислокации. Это вполне соответствует образу неизменной позиции ямки травления на поверхности, до которой пока ещё не дошла волна анзипинга.

7. Заключение

В настоящей статье мы сосредоточились на изучении кинематического аспекта магнитопластичности, отвлекаясь от глубокой физики сложных спиновых процессов, лежащих в основе самого явления. Экспериментальное изучение этих сложных процессов возможно лишь в той мере, в какой удастся проследить причинно-следственные связи между разномасштабными процессами. **Требуется перебросить мост между наблюдаемыми перемещениями дислокаций (10–100 мкм) и спиновыми процессами в огромном количестве примесных центров атомного размера.** Такая задача и была поставлена в данном исследовании.

При решении этой задачи мы опирались на результаты разнообразных реальных опытов (см. разделы 3 и 4) в сочетании с результатами новых теоретических моделей (см. раздел 5) и специально проведённой компьютерной симуляции процессов, позволяющей извлечь важную информацию о скрытых параметрах, которые невозможно было найти экспериментально (см. раздел 6). Следует подчеркнуть, что сочетание данных "живых" и численных экспериментов оказалось весьма плодотворным. И можно утверждать, что предложенная кинематическая схема довольно успешно объясняет практически все наблюдения на модельных кристаллах NaCl. Более того, она выдержала такой нетривиальный тест, как интерпретация обнаруженного в этом кристалле увеличения на три порядка скорости дислокаций при дополнительном воздействии относительно слабого электрического поля, около 10 кВ м^{-1} (см. раздел 4.3).

Как говорилось в разделе 2, магнитное преобразование структуры точечных дефектов может влиять не толь-

ко на механические, но и на другие физические свойства кристаллов. Уже давно замечены факты модифицирования диэлектрических свойств сегнетоэлектриков в магнитном поле [62–66]. В последние годы начались более систематические исследования этого круга явлений [67–69]. Есть основания полагать, что в основе эффектов такого рода лежит изменение пиннинга доменных границ модифицированными в магнитном поле дефектными центрами. По-видимому, мы имеем здесь дело с родственной по физической первооснове явления областью. Но до объяснения кинематики процессов такого рода пока, увы, далеко.

Обнаруженная нами катастрофическая когерентная релаксация дислокационной структуры в кристаллах NaCl в магнитном поле Земли в условиях резонансной импульсной накачки, при которой почти все дислокации перемещались на макроскопические расстояния порядка 100 мкм за время около 0,5 мкс [37], заставляет вспомнить давно замеченные корреляции между землетрясениями и возмущениями геомагнитных полей. В последние годы такие корреляции подтверждены серьёзным статистическим анализом, проведённым известными специалистами-сейсмологами. Они полагают, что, по-видимому, имеется триггерное воздействие таких возмущений, запускающее катастрофический сброс внутренних напряжений. Вполне возможно, что мы изучаем конкретные физические механизмы аналогичного триггерного эффекта (см., например, [70]).

Конечно, магнитрезонансные преобразования дефектов, как общее явление, могут нести с собой и другие опасности. Например, они могут приводить к деградации ответственных элементов конструкций и приборов, когда на магнитное поле Земли накладываются слабые фоновые поля радиочастотного диапазона. Подобные процессы могут происходить и в белковых структурах. В магнитобиологии уже исследуются различные аспекты влияния слабых магнитных полей на физиологические процессы [71, 72].

Авторы признательны А.Ю. Белову и С.А. Минюкову за полезные обсуждения различных аспектов работы на разных её этапах. Работа частично поддержана грантом президиума РАН (Программа фундаментальных исследований № 1).

Список литературы

- Альшиц В И, Даринская Е В, Перекалина Т М, Урусовская А А *ФТТ* **29** 467 (1987); Alshits V I, Darinskaya E V, Perekalina T M, Urusovskaya A A *Sov. Phys. Solid State* **29** 265 (1987)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Петржик Е А *Изв. вузов. Черн. Металлург.* (10) 85 (1990)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Петржик Е А *ФТТ* **33** 3001 (1991); Alshits V I, Darinskaya E V, Petrzhik E A *Sov. Phys. Solid State* **33** 1694 (1991)
- Молоцкий М И *ФТТ* **33** 3112 (1991); Molotskii M I *Sov. Phys. Solid State* **33** 1760 (1991)
- Бучаченко А Л, Сагдеев Р З, Салихов К М *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях* (Новосибирск: Наука, 1978); Salikhov K M, Molin Yu N, Buchachenko A L, Sagdeev R Z *Spin Polarization and Magnetic Effects in Radical Reactions* (Amsterdam: Elsevier, 1984)
- Зельдович Я Б, Бучаченко А Л, Франкевич Е Л *УФН* **155** 3 (1988); Zel'dovich Ya B, Buchachenko A L, Frankevich E L *Sov. Phys. Usp.* **31** 385 (1988)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В, Петржик Е А *Кристаллография* **48** 826 (2003); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *Crystallogr. Rep.* **48** 768 (2003)
- Урусовская А А, Альшиц В И, Смирнов А Е, Беккауер Н Н *Кристаллография* **48** 855 (2003); Urusovskaya A A, Alshits V I, Smirnov A E, Bekkauer N N *Crystallogr. Rep.* **48** 796 (2003)
- Головин Ю И *ФТТ* **46** 769 (2004); Golovin Yu I *Phys. Solid State* **46** 789 (2004)
- Моргунов Р Б *УФН* **174** 131 (2004); Morgunov R B *Phys. Usp.* **47** 125 (2004)
- Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A, in *Dislocations in Solids* (Ed. J P Hirth) Vol. 14 (Amsterdam: Elsevier, 2008) p. 333
- Альшиц В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **63** 628 (1996); Alshits V I et al. *JETP Lett.* **63** 668 (1996)
- Головин Ю И и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 400 (1998); Golovin Yu I et al. *JETP Lett.* **68** 426 (1998)
- Головин Ю И и др. *ЖЭТФ* **117** 1080 (2000); Golovin Yu I et al. *JETP* **90** 939 (2000)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Петржик Е А *ФТТ* **35** 320 (1993); Alshits V I, Darinskaya E V, Petrzhik E A *Phys. Solid State* **35** 162 (1993)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Гектина И В, Лаврентьев Ф Ф *Кристаллография* **35** 1014 (1990); Alshits V I, Darinskaya E V, Gektina I V, Lavrent'ev F F *Sov. Phys. Crystallogr.* **35** 597 (1990)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Петржик Е А *ФТТ* **34** 155 (1992); Alshits V I, Darinskaya E V, Petrzhik E A *Sov. Phys. Solid State* **34** 81 (1992)
- Даринская Е В, Петржик Е А, Ерофеева С А, Кисель В П *Письма в ЖЭТФ* **70** 298 (1999); Darinskaya E V, Petrzhik E A, Erofeeva S A, Kisel' V P *JETP Lett.* **70** 309 (1999)
- Головин Ю И, Моргунов Р Б *Письма в ЖЭТФ* **61** 583 (1995); Golovin Yu I, Morgunov R B *JETP Lett.* **61** 596 (1995)
- Урусовская А А, Альшиц В И, Смирнов А Е, Беккауер Н Н *Письма в ЖЭТФ* **65** 470 (1997); Urusovskaya A A, Alshits V I, Smirnov A E, Bekkauer N N *JETP Lett.* **65** 497 (1997)
- Смирнов Б И, Песчанская Н Н, Николаев В И *ФТТ* **43** 2154 (2001); Smirnov B I, Peschanskaya N N, Nikolaev V I *Phys. Solid State* **43** 2250 (2001)
- Тяпунина Н А, Красников В Л, Белозерова Э П *ФТТ* **41** 1035 (1999); Tyapunina N A, Krasnikov V L, Belozerova E P *Phys. Solid State* **41** 942 (1999)
- Смирнов А Е, Урусовская А А *ФТТ* **29** 852 (1987); Smirnov A E, Urusovskaya A A *Sov. Phys. Solid State* **29** 485 (1987)
- Головин Ю И, Моргунов Р Б *Письма в ЖЭТФ* **58** 189 (1993); Golovin Yu I, Morgunov R B *JETP Lett.* **58** 191 (1993)
- Golovin Yu I et al. *Phys. Status Solidi A* **160** R3 (1997)
- Головин Ю И и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 114 (1999); Golovin Yu I et al. *JETP Lett.* **69** 127 (1999)
- Darinskaya E V et al. *Phys. Status Solidi C* **2** 1873 (2005)
- Петржик Е А, Даринская Е В, Демьянец Л Н *ФТТ* **50** 614 (2008); Petrzhik E A, Darinskaya E V, Dem'yanets L N *Phys. Solid State* **50** 638 (2008)
- Осипьян Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 110 (1999); Osip'yan Yu A et al. *JETP Lett.* **69** 123 (1999)
- Колдаева М В, Турская Т Н, Даринская Е В *Кристаллография* **50** 312 (2005); Koldaeva M V, Turskaya T N, Darinskaya E V *Crystallogr. Rep.* **50** 278 (2005)
- Осипьян Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 158 (2004); Osip'yan Yu A et al. *JETP Lett.* **79** 126 (2004)
- Badylevich M V et al. *Phys. Status Solidi C* **2** 1869 (2005)
- Альшиц В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **91** 97 (2010); Alshits V I et al. *JETP Lett.* **91** 91 (2010)
- Альшиц В И и др. *ФТТ* **53** 2010 (2011); Alshits V I et al. *Phys. Solid State* **53** 2117 (2011)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В, Петржик Е А *ФТТ* **55** 318 (2013); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *Phys. Solid State* **55** 358 (2013)
- Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В, Петржик Е А *ФТТ* **54** 305 (2012); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *Phys. Solid State* **54** 324 (2012)
- Альшиц В И и др. *ФТТ* **55** 2176 (2013); Alshits V I et al. *Phys. Solid State* **55** 2289 (2013)
- Альшиц В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 33 (2013); Alshits V I et al. *JETP Lett.* **98** 28 (2013)

39. Альшиц В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **99** 87 (2014); Alshits V I et al. *JETP Lett.* **99** 82 (2014)
40. Колдаева М В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 1341 (2014); Koldaeva M V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 1086 (2014)
41. Альшиц В И и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 1294 (2014); Alshits V I et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 1041 (2014)
42. Моргунов Р Б *ФТТ* **53** 733 (2011); Morgunov R B *Phys. Solid State* **53** 786 (2011)
43. Альшиц В И, Даринская Е В *Письма в ЖЭТФ* **70** 749 (1999); Alshits V I, Darinskaya E V *JETP Lett.* **70** 761 (1999)
44. Molotskii M, Fleurov V *Phys. Rev. B* **63** 132102 (2001)
45. Molotskii M, Fleurov V *Phys. Rev. B* **63** 184421 (2001)
46. Бучаченко А Л *ЖЭТФ* **129** 909 (2006); Buchachenko A L *JETP* **102** 795 (2006)
47. Бучаченко А Л *ЖЭТФ* **132** 673 (2007); Buchachenko A L *JETP* **105** 593 (2007)
48. Бучаченко А Л *ЖЭТФ* **132** 827 (2007); Buchachenko A L *JETP* **105** 722 (2007)
49. Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В, Петржик Е А *Письма в ЖЭТФ* **88** 500 (2008); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *JETP Lett.* **88** 428 (2008)
50. Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *J. Appl. Phys.* **105** 063520 (2009)
51. Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В, Петржик Е А *ЖЭТФ* **149** 136 (2016); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V, Petrzhik E A *JETP* **122** 118 (2016)
52. Belyavsky V I, Levin M N *Phys. Rev. B* **70** 104101 (2004)
53. Моргунов Р Б, Бучаченко А Л *ЖЭТФ* **136** 505 (2009); Morgunov R B, Buchachenko A L *JETP* **109** 434 (2009)
54. Morgunov R B, Buchachenko A L *Phys. Rev. B* **82** 014115 (2010)
55. Kotowski R, Alshits V, Tronczyk P *Przegląd Elektrotechniczny* **82** (12) 80 (2006)
56. Головин Ю И и др. *ФТТ* **39** 634 (1997); Golovin Yu I et al. *Phys. Solid State* **39** 554 (1997)
57. Lidiard A B "Ionic conductivity", in *Electrical Conductivity II* (Handbuch der Physik, Vol. 20, Ed. S von Flüge) (Berlin: Springer-Verlag, 1957) p. 246; Пер. на русск. яз.: Лидьярд А *Ионная проводимость кристаллов* (М.: ИЛ, 1962)
58. Закревский В А, Пахотин В А, Шульдинер А В *ФТТ* **44** 1990 (2002); Zakrevskii V A, Pakhotin V A, Shul'diner A V *Phys. Solid State* **44** 2083 (2002)
59. Галусташвили М В и др. *ФТТ* **58** 543 (2016); Galustashvili M V et al. *Phys. Solid State* **58** 557 (2016)
60. Галусташвили М В и др. *ФТТ* **55** 1565 (2013); Galustashvili M V et al. *Phys. Solid State* **55** 1676 (2013)
61. Альшиц В И, Даринская Е В, Колдаева М В *ФТТ* **43** 1635 (2001); Alshits V I, Darinskaya E V, Koldaeva M V *Phys. Solid State* **43** 1703 (2001)
62. Флёрова С А, Бочков О Е *Письма в ЖЭТФ* **33** 37 (1981); Fle-rova S A, Bochkov O E *JETP Lett.* **33** 34 (1981)
63. Левин М Н и др. *ФТТ* **45** 513 (2003); Levin M N et al. *Phys. Solid State* **45** 542 (2003)
64. Левин М Н, Постников В В, Палагин М Ю *ФТТ* **45** 1680 (2003); Levin M N, Postnikov V V, Palagin M Yu *Phys. Solid State* **45** 1763 (2003)
65. Левин М Н, Постников В В, Палагин М Ю *Письма в ЖТФ* **29** (12) 62 (2003); Levin M N, Postnikov V V, Palagin M Yu *Tech. Phys. Lett.* **29** 444 (2003)
66. Lashley J C et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 052910 (2007)
67. Петржик Е А, Иванова Е С, Альшиц В И *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 1305 (2014); Petrzhik E A, Ivanova E S, Alshits V I *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 1052 (2014)
68. Якушкин Е Д *Письма в ЖЭТФ* **99** 483 (2014); Yakushkin E D *JETP Lett.* **99** 415 (2014)
69. Иванова Е С, Румянцев И Д, Петржик Е А *ФТТ* **58** 125 (2016); Ivanova E S, Rumyantsev I D, Petrzhik E A *Phys. Solid State* **58** 127 (2016)
70. Бучаченко А Л *УФН* **184** 101 (2014); Buchachenko A L *Phys. Usp.* **57** 92 (2014)
71. Бинги В Н, Савин А В *УФН* **173** 265 (2003); Binhi V N, Savin A V *Phys. Usp.* **46** 259 (2003)
72. Бучаченко А Л *Успехи химии* **83** 1 (2014); Buchachenko A L *Russ. Chem. Rev.* **83** 1 (2014)

Dislocation kinetics in nonmagnetic crystals: a look through a magnetic window

V.I. Alshits⁽¹⁾, E.V. Darinskaya⁽¹⁾, M.V. Koldaeva⁽¹⁾, R.K. Kotowski⁽²⁾, E.A. Petrzhik⁽¹⁾, P. Tronczyk⁽²⁾

⁽¹⁾ Shubnikov Institute of Crystallography of Federal Scientific Research Center "Crystallography and Photonics", Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 59, 119333 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 330 82 74. Fax (7-499) 135 10 11. E-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

⁽²⁾ Polish-Japanese Academy of Information Technology,
ul. Koszykowa 86, 02-008 Warsaw, Poland
Tel. (48-22) 58 44 560. Fax (48-22) 58 44 501. E-mail: rkotow@pja.edu.pl

This paper discusses new kinematic magnetoplasticity features established experimentally and by simulations. It examines the motion of a dislocation through randomly distributed point defects under the influence of a magnetic field which reduces the impurity pinning forces. In addition to the measurable characteristics of motion, hidden motion parameters amenable only to simulation studies are investigated for the first time. It is shown that the distribution of stoppers on a dislocation is independent of the impurity concentration C , whereas the average number of the stoppers and the critical force for the dislocation breakaway are proportional to \sqrt{C} . A model is proposed which for the first time explains the observed concentration dependence of the average dislocation speed in a magnetic field, $v \propto 1/\sqrt{C}$. The model suggests that there is hidden room for orders of magnitude increase in v , something which was already realized in NaCl crystals additionally subjected to a weak electric field.

Keywords: magnetoplastic effect, dislocation, impurity defect, pinning center, magnetic field, electric field, computer simulation

PACS numbers: 07.05.Tp, **61.72.-y**, **62.20.-x**

Bibliography — 72 references

Received 20 June 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (3) 327–341 (2017)

Physics – Uspekhi **60** (3) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.07.037869>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.07.037869>