

## Электростимуляция магнитопластичности и магнитоупрочнения в кристаллах

В. И. Альшиц<sup>1)</sup>, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик

Институт кристаллографии им. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2008 г.

После переработки 4 августа 2008 г.

Исследовано влияние электрического поля  $E$  на магнитопластический эффект (МПЭ) в кристаллах NaCl с разными примесями, которые обеспечивали либо пластификацию образцов в магнитном поле (положительный МПЭ), либо их магнитное упрочнение (отрицательный МПЭ). Изучалась подвижность индивидуальных дислокаций в условиях совместного воздействия на кристаллы магнитного и электрического полей, а также механической нагрузки. Обнаружена резкая электростимуляция МПЭ обоих знаков, то есть увеличение или уменьшение среднего пробега дислокаций, примерно пропорциональное  $\exp(\pm E/E_0)$  при  $E \gtrsim E_0 \sim 1\text{--}10$  кВ/м. В частности, в кристаллах NaCl(Pb) с отрицательным МПЭ сопутствующее электрическое поле усиливает магнитное подавление пластичности. Полученные данные объясняются электроиндуцированной трансформацией на дислокациях дополнительной части закрепляющих примесных ионов  $Me^{++}$  в магнитоактивное состояние  $Me^+$ . Последующее магнитное преобразование структуры таких центров пиннинга должно порождать более резкое изменение силы закрепления дислокаций (в сторону уменьшения либо увеличения в зависимости от знака МПЭ).

PACS: 61.72.Ff, 61.72.Yx, 81.40.Rs

Магнитопластический эффект (МПЭ) был впервые обнаружен в нашей группе [1] как движение дислокаций в кристаллах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле в отсутствие механической нагрузки и каких-либо иных воздействий. Средний пробег  $l$  дислокаций оказался слабо зависящим от температуры, зато весьма чувствительным к величине и ориентации (по отношению к плоскости скольжения) вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , времени магнитной обработки  $t$ , а также типу и концентрации  $C$  примеси. Уже в первых экспериментах на кристаллах NaCl(Ca) была получена эмпирическая зависимость

$$\Delta l \equiv l - l_0 \propto B^2 t / \sqrt{C}, \quad (1)$$

где  $l_0$  – фоновый пробег дислокаций, вызванный вытравливанием приповерхностных стопоров. Характерно, что величина среднего пробега  $l$  при  $B \sim 0.5$  Тл,  $t \sim 5$  мин составляла десятки и даже сотни микрон (в зависимости от примесного состава).

В последующей большой серии исследований, выполненных в ряде независимых групп (см. обзоры [2–6]), аналогичный эффект был найден и в других материалах, в частности, в немагнитных металлах, полупроводниках и молекулярных кристаллах. Выяснилось, что в основе явления лежит перестройка

структуры примесных центров на дислокациях в результате спин-зависимых электронных переходов в системе дислокация – примесь в магнитном поле. Речь идет о процессах, известных в спиновой химии [7–10], где эволюция спинового состояния в системе реагентов в магнитном поле приводит к снятию квантового запрета на определенный электронный переход, что может радикально изменить как тип, так и кинетику реакции.

В наших опытах результатом перестройки локальной структуры примесного центра на дислокации обычно оказывалось уменьшение ее закрепления (пиннинга) на примеси. Это и приводило к наблюдавшейся магнитоиндуцированной релаксации дислокационной структуры в далекодействующих полях внутренних напряжений. Впрочем, естественно было ожидать, что при определенном выборе легирования кристалла возможен и другой знак эффекта: увеличение пиннинга в магнитном поле и соответственно – упрочнение кристалла. Такое упрочнение было действительно экспериментально обнаружено в кристаллах NaCl(Pb) [11]. Для этого, однако, потребовалось включение в схему измерений одновременного механического нагружения.

Еще одно важное свойство магнитопластичности ЦГК связано с ее удивительной чувствительностью к параллельному действию слабых электрических полей [12, 13]. Было обнаружено, что пробеги

<sup>1)</sup>e-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

краевых дислокаций в кристаллах NaCl и LiF значительно возрастают, если наряду с магнитным включить электрическое поле  $E \sim 1$  кВ/м. Как и следовало ожидать, в отсутствие магнитного воздействия такое слабое электрическое поле не вызывает движения дислокаций. Хотя краевые дислокации в ШГК действительно несут на себе небольшой заряд, для их перемещения электрическим полем (обратный эффект Степанова [14, 15]) требуется напряженность  $E \sim 1-10$  кВ/см, то есть на 2–3 порядка выше, чем в наших экспериментах. Тем не менее, интерпретируя данные [12], мы вплоть до недавнего времени полагали [2], что усиление магнитопластичности в электрическом поле связано с его силовым воздействием на заряженные дислокации в условиях, когда от большинства закрепляющих центров дислокация освобождается с помощью магнитного поля, так что на долю электрического поля остается ее открепление от небольшого числа магнито-нечувствительных барьеров.

Однако наши последние данные не подтверждают это предположение. В частности, замещение в опытах электрического поля внешней механической нагрузкой, вызывающей силу на дислокацию даже на 1–2 порядка большую, чем электрическая сила, отнюдь не воспроизводит электрические эффекты в магнитопластичности. Целью настоящей работы является снятие этого парадокса. Мы сопоставим электрическое воздействие на положительный и отрицательный МПЭ в кристаллах NaCl с разным содержанием примесей и убедимся, что влияние электрического поля не является силовым. Выяснение физического механизма электрического воздействия позволит нам установить новые факторы, существенно влияющие на кинетику магнитопластичности в ШГК.

Эксперименты проводились на хорошо отожженных кристаллах NaCl различного происхождения. Во-первых, использовались кристаллы NaCl(Ca: 0.5 ppm) и NaCl(Pb: 1 и 10 ppm), выращенные методом Стокбаргера в Институте физики твердого тела и оптики (г. Будапешт), причем в обоих типах кристаллов NaCl(Pb) содержалась также примесь Ca с концентрацией 0.5 ppm. Во-вторых, исследовались кристаллы NaCl<sub>ЛОМО</sub>, выращенные методом Киропулоса в Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО). Общая концентрация примесей в этих кристаллах не превышала 10 ppm.

Перед экспериментом в образцы легким ударом вводились свежие дислокации, плотность которых в кристаллах NaCl(Ca) и NaCl<sub>ЛОМО</sub> обычно была сопоставимой с исходной плотностью “состаренных”

дислокаций ( $\rho \sim 10^4$  см<sup>-2</sup>). В кристаллах NaCl(Pb) по методическим причинам нам приходилось работать с более высокими плотностями свежих дислокаций ( $\rho \sim 10^5$  см<sup>-2</sup>). Начальное и конечное положения дислокаций фиксировались избирательным химическим травлением образца до и после экспозиции. Постоянное электрическое поле прикладывалось к образцам через обкладки плоского конденсатора, образованные проводящей пастой на противоположных гранях кристалла, имевших наибольшую площадь. Проверочные измерения в электрическом поле внешнего конденсатора дали совпадающие результаты. Магнитное поле (от электромагнита) было постоянным и достаточно однородным. Механическая нагрузка в виде трапецидальных импульсов той же длительности, как и другие воздействия, создавалась специальной установкой через пуансоны, изготовленные из немагнитного сплава Д16Т. Образцы для механических испытаний выбирались с примерными размерами 3 × 3 × 8 мм, а в экспериментах без внешней нагрузки имели форму пластин с размерами ~ 5 × 5 × 3 мм. Во всех случаях поверхности образцов были ориентированы по плоскостям спайности {100}. Взаимная ориентация магнитного и электрического полей, а также механической нагрузки по отношению к образцу, дислокациям и их плоскостям скольжения показаны на рис.1. Ранее было установлено

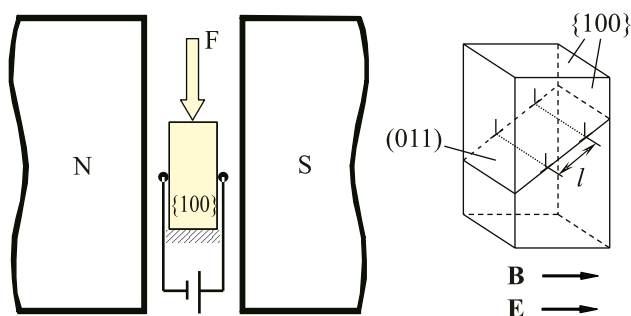


Рис.1. Схема эксперимента по совместному действию магнитного (**B**) и электрического (**E**) полей, а также механической нагрузки (**F**) на образец ШГК с поверхностями {100}. Показан пример перемещения краевой дислокации параллельной [100] в плоскости скольжения (011)

[6, 12], что МПЭ не возникает для дислокаций, параллельных магнитному полю, а его чувствительность к электрическому полю **E** исчезает для дислокаций, параллельных **E**, а также для плоскостей скольжения, ортогональных **E**.

На рис.2 построены зависимости среднего пробега  $l$  дислокаций, отнесенного к среднему расстоянию  $1/\sqrt{\rho}$  между дислокациями, от амплитуды им-

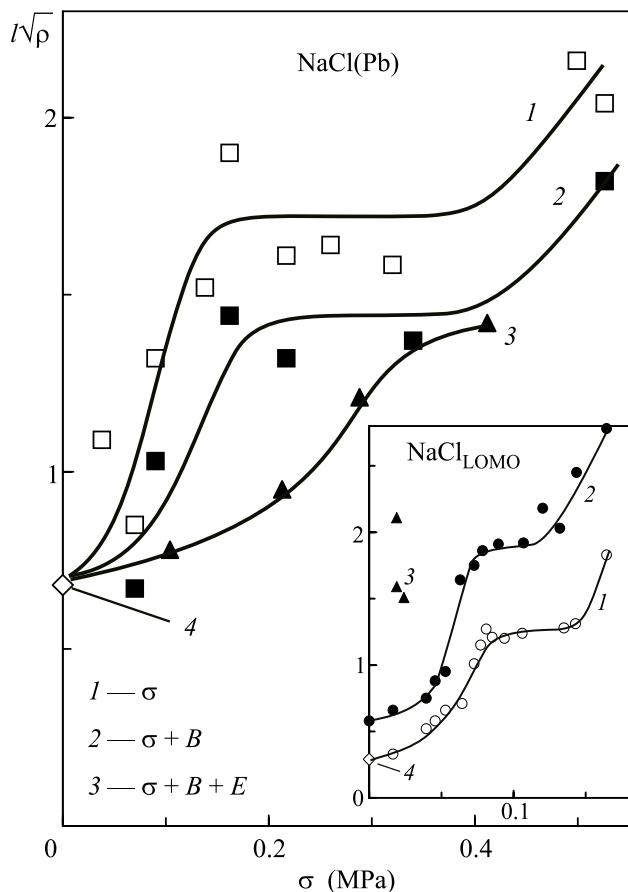


Рис.2. Зависимости нормированного среднего пробега дислокаций от величины скальвающего механического напряжения  $\sigma$  при нагружении кристаллов NaCl(Pb: 1 ppm) импульсом сжатия длительностью  $t = 5$  мин: в отсутствие внешних полей – 1, при одновременном действии магнитного – 2, а также магнитного и электрического – 3 полей;  $B = 0.2$  Тл,  $E = 15$  кВ/м; фоновый пробег – 4. На вставке: аналогичные зависимости для кристаллов NaCl<sub>ЛОМО</sub>;  $B = 0.3$  Тл,  $t = 5$  мин,  $E \sim 1$  кВ/м

пульса скальвающего напряжения  $\sigma$  длительностью  $t = 5$  мин в кристаллах NaCl(Pb: 1 ppm) и NaCl<sub>ЛОМО</sub> при отсутствии других воздействий (1), а также при сопутствующем магнитном поле (2) и одновременно действующих магнитном и электрическом (3) полях. Фоновые пробеги  $l_0$  (4) на рис.2 при  $\sigma = 0$  определяются предварительными механическими нагрузками, обеспечивающими контакт пуансонов с образцом до начала эксперимента. Видно, что добавление магнитного поля к механическому напряжению в исследуемых кристаллах перемещает исходные кривые 1 в разные стороны (см. кривые 2 на рисунке и вставке): средний пробег  $l$  в кристаллах NaCl<sub>ЛОМО</sub> увеличивается (положительный МПЭ), а в кристаллах NaCl(Pb) – уменьшается (отрицатель-

ный МПЭ). Добавление к магнитному воздействию даже весьма низкого электрического поля в кристаллах NaCl<sub>ЛОМО</sub> приводит к столь сильному увеличению пробегов, что их становится трудно измерять (см. точки 3 на вставке к рис.2). Это вполне соответствует данным [12], полученным в отсутствие механического нагружения. Если бы гипотеза о силовой природе электрического влияния на МПЭ была верна, то и в кристаллах NaCl(Pb) при дополнительном включении электрического поля кривая 2 сместилась бы вверх. Однако, вопреки ожиданиям, при добавлении к магнитному полю электрического кривая 3 для этих кристаллов оказывается смещенной вниз в сторону дальнейшего уменьшения среднего пробега  $l$ .

Иными словами, силовая гипотеза не работает, и следует искать другой физический механизм, который бы автоматически обеспечивал электрическое усиление магнитного влияния обоих знаков, то есть увеличение пробегов  $l$  в тех кристаллах, где происходит магнитоиндуцированное понижение примесных барьеров для движения дислокаций, и их уменьшение там, где магнитное поле повышает пиннинг дислокаций.

Дополнительный аргумент против силовой гипотезы и добавочный материал для поиска альтернативного механизма дают измеренные нами зависимости дислокационных пробегов в кристаллах NaCl с разными примесями от величины электрического поля  $E$ . На рис.3а эти зависимости приведены для кристаллов NaCl(Ca) и NaCl<sub>ЛОМО</sub>, где проявляется положительный МПЭ. При построении учтена линейность (1) пробега  $l$  по комбинации  $B^2t$ , наблюдаемая и при включенном электрическом поле для не слишком больших  $B^2t$ : это позволило увеличить количество экспериментальных точек на рис.3а. Ранее в [12] была исследована только линейная часть этих зависимостей  $\Delta l \propto E$ . Как видно из рисунка, в более широком интервале изменения напряженности электрического поля характер зависимости  $l(E)$  оказывается резко нелинейным. Анализ показывает, что в области нелинейности кривые на рис.3а удовлетворительно аппроксимируются зависимостью

$$\Delta l \equiv l(E) - l(0) \propto E \exp(E/E_0), \quad (2)$$

где  $l(0) \equiv l(B, E = 0)$ , и поле  $E_0$  зависит от содержания примеси.

На рис.3б показаны совсем непохожие результаты измерений зависимости  $l(E)$  для кристаллов NaCl(Pb) при одновременном действии магнитного поля и механических напряжений. Здесь наблюдается резкий экспоненциальный спад пробегов, начиная с некоторого порогового электрического поля  $E_0$ , ко-

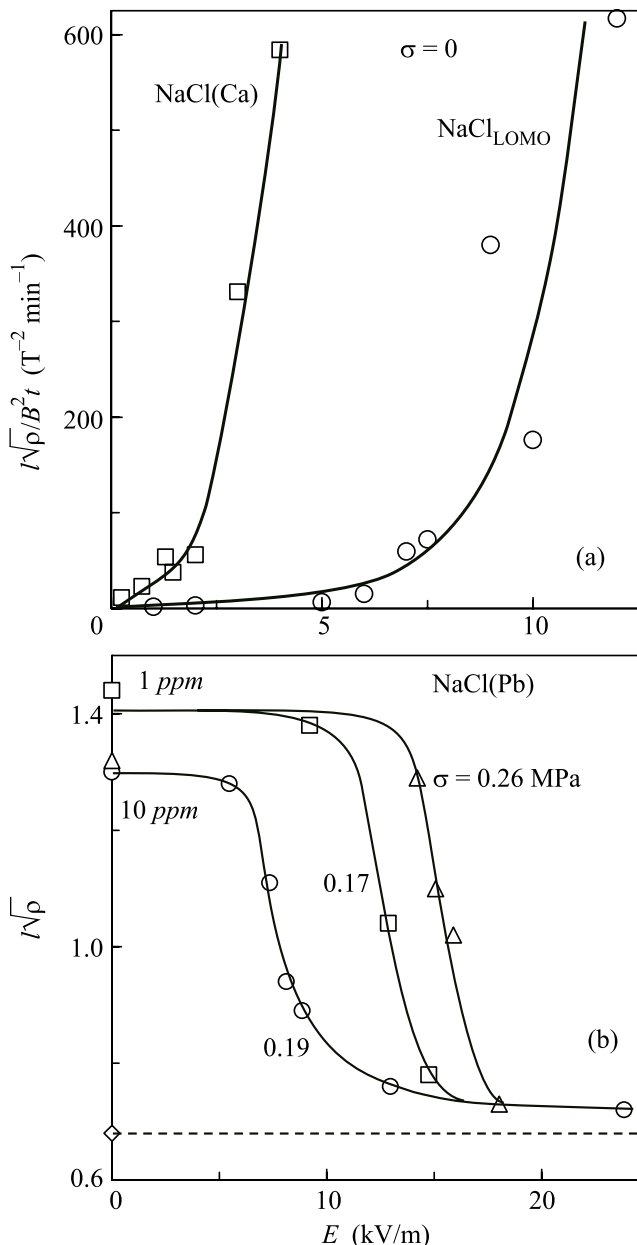


Рис.3. Зависимости нормированного среднего пробега дислокаций от напряженности электрического поля  $E$  при одновременном действии магнитного поля: для кристаллов NaCl(Ca) и NaCl<sub>LOMO</sub> в отсутствие механической нагрузки (a) и для кристаллов NaCl(Pb) с разными концентрациями Pb при сопутствующем механическом напряжении  $\sigma$ ,  $B = 0.2$  Тл,  $t = 5$  мин (b)

торое заметно уменьшается с повышением концентрации примеси Pb и относительно слабо увеличивается с ростом амплитуды внешнего напряжения  $\sigma$ . Анализ показывает, что в этом случае при  $E \gtrsim E_0$

$$\Delta l \equiv l - l_0 \propto E^{-1} \exp(-E/E_0), \quad (3)$$

где фоновый пробег  $l_0$  определяется тем же методическим источником, что и на рис.2. Любопытно, что совершенно аналогичное поведение с ростом  $E$  в этих кристаллах демонстрирует и плотность подвижных дислокаций (рис.4).

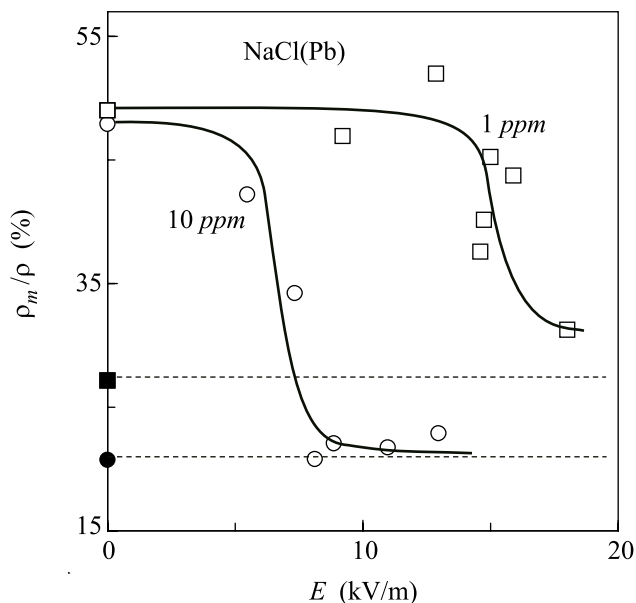
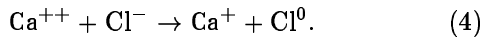


Рис.4. Зависимость относительной плотности подвижных дислокаций в кристаллах NaCl(Pb: 1 ppm и 10 ppm) от напряженности  $E$  электрического поля при одновременно действующих магнитном поле  $B = 0.2$  Тл и механическом напряжении  $\sigma = 0.19$  МПа;  $t = 5$  мин. Фоновые уровни определяются теми же процессами, что и на рис.2 и 3

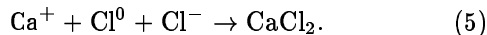
Варьирование температуры в экспериментах на кристаллах с положительным МПЭ показало, что экспоненциальный фактор в (2) описывает термоактивационные процессы. Однако при замене в опытах электрического поля на механическую нагрузку кристаллов термоактивационная компонента подвижности дислокаций в магнитном поле исчезает [6]. Такая разница результата приложения электрического поля и механических напряжений, по-видимому, связана с тем, что у них разный “адресат” воздействия. Квази-однородные внешние напряжения действуют на дислокации, но почти не влияют на закрепляющие примесные центры, реагирующие только на градиенты напряжений. В то же время, как показывают оценки, электрическое поле порождает весьма слабую дополнительную силу на дислокацию, но зато сильно действует на заряженные точечные дефекты. Имея в виду это различие, при выборе физического механизма влияния электрического поля на магнитоупругость естественно подумать об электромиг-

рации заряженных дефектов вблизи дислокаций, которая обычно имеет термоактивационный характер.

Следует учитывать, что закрепляющие примеси двухвалентных металлов входят в ШГК в виде ионов  $Me^{++}$ , образуя (для электронейтральности) диполи с катионными вакансиями  $V^-$ . Рассматриваемые диполи не парамагнитны, поскольку в ионах  $Me^{++}$  все спины скомпенсированы. Это объясняет, почему, например, кристаллы NaCl даже с высокой концентрацией Ca не дают ЭПР сигнала [16]. Однако в свете наблюдаемых нами эффектов на тех же кристаллах, есть серьезные основания считать, что конфигурация  $Me^{++}$  может измениться, когда диполь  $Me^{++}V^-$  попадает в ядро краевой дислокации. Здесь, по-видимому, более выгодным является захват катионной вакансии на край лишней плоскости, то есть перескок иона щелочного металла (например,  $Na^+$ ) из ядра дислокации на место вакансии  $V^-$ . Для электронейтральности такой перескок должен сопровождаться захватом электрона на ион  $Me^{++}$  с аниона (например,  $Cl^-$ ), соседнего с новой позицией вакансии  $V^-$ . Это значит, что в кристалле NaCl в ядре дислокации предположительно происходит реакция типа



В результате примесь становится парамагнитной ( $Ca^+$ ), то есть способной к спин-зависимой реакции в магнитном поле. Какая именно реакция происходит, пока не ясно. Можно, например, предположить образование ковалентной молекулы типа  $CaCl_2$ :



В принципе, уже после первой реакции (4), изменяющей конфигурацию примеси, сила закрепления дислокации должна измениться. В работе [17] была выдвинута изящная теоретическая схема МПЭ, основанная на предположении, что переход  $Me^{++} \rightarrow Me^+$  достаточен для открепления дислокации от примесного центра. Однако, по нашим данным, изменение силы пиннинга в результате реакции (4) не освобождает дислокацию от примеси. И только последующее, более радикальное, преобразование примесных центров в магнитном поле инициирует релаксацию дислокационной структуры.

Описанная выше магнитоактивация примеси типа (4) может произойти лишь при непосредственном контакте дислокации с примесным диполем при определенных его ориентациях. Однако упругое отталкивание дислокации от подобных дефектов почти исключает их прямой контакт. Конечно, при пластической деформации дислокации оставляют за собой

значительное количество преобразованных магнитоактивных центров. Но по косвенным данным [18] время жизни этих центров невелико и составляет величину  $\sim 10$  мин. Может быть поэтому попытки найти ЭПР сигнал в сильно деформированных ШГК, легированных двухвалентными примесями, не привели к успеху (см. [16]). Тем не менее, согласно [19], на аналогичных кристаллах с умеренной плотностью дислокаций в скрещенных магнитном и микроволновом полях наблюдается яркий ЭПР-подобный максимум дислокационной подвижности. В совокупности с [16] это значит, что число активных центров  $Me^+$  на дислокациях мало, но достаточно для наблюдения спинового резонанса, если вместо стандартного измерения поглощения микроволнового излучения использовать гораздо более чувствительный инструмент – дислокации. О том же свидетельствуют оценки [2, 6] наблюдаемого наклона линейной зависимости пробега  $l(t)$  (то есть эффективной скорости  $v$  дислокаций) при магнитоиндуцированной релаксации дислокационной структуры. Величина  $v$ , измеренная в наших кристаллах NaCl (Ca: 0.5 ppm) при  $\sigma = 0$ , отвечает ситуации, когда в среднем на дислокации находятся лишь несколько магнитоактивных примесных центров  $Ca^+$  ( $n_{act} \sim 3$ ) из общего числа  $N \sim 10^4$  штук.

При этом движение дислокации происходит путем последовательного открепления от примесей. После магнитного отрыва от одного активного центра длина дислокационного сегмента резко увеличивается, а вместе с ней и сила поджатия дислокации к следующим двум центрам, которые сначала активируются (практически мгновенно) по сценарию типа (4), а затем магнитно преобразуются за время  $\tau_{tr}$  и тоже преодолеваются. Таким образом, между активными центрами происходит последовательное “расстегивание” (unzipping) препятствий в  $n_{act}$  параллельных каскадах, пока дислокация не выйдет на следующий ряд точек закрепления за время  $\Delta t \sim \tau_{tr} N / n_{act}$ , пройдя при этом путь  $\Delta l \sim 1 / \sqrt{bC}$ , где  $b$  – длина вектора Бюргерса. Таким образом, скорость дислокации может быть оценена как

$$v \sim \frac{\Delta l}{\Delta t} \approx \frac{n_{act}}{N \tau_{tr} \sqrt{bC}}. \quad (6)$$

Число активных центров на дислокации должно быть пропорционально полному числу центров  $N$ :  $n_{act} = Nw$ , где  $w$  – вероятность определенной локальной конфигурации центра, которая вряд ли зависит от концентрации  $C$  примеси. Таким образом, при  $\tau_{tr} \propto B^{-2}$  оценочная формула (6) практически правильно описывает эмпирическую зависимость (1).

Впрочем, как уже отмечалось, простая зависимость  $\tau_{tr}(B) \propto B^{-2}$  выполняется лишь при достаточно низких магнитных полях. Как показано в [20], измерение скорости  $v(B)$  в более широком интервале индукций  $B$  приводит к несколько более сложной зависимости

$$\tau_{tr} \propto 1 + (B_0/B)^2, \quad (7)$$

где  $B_0 \sim 1$  Тл. Согласно [2, 6], такая зависимость времени элементарного акта магнитного депиннинга хорошо описывается механизмом продольной спиновой релаксации в магнитном поле, предложенным Броклехурстом (Brocklehurst) (см. [7]).

Здесь, однако, более важной для нас является экспериментально установленная в [12] независимость времени  $\tau_{tr}$  от электрического поля. Тем самым единственным параметром в (6), который может быть чувствителен к электрическому воздействию, является число  $n_{act}$  активных центров на дислокации. Действительно, электрическое поле может активировать дополнительную часть примесных диполей, близких к ядру дислокации по сценарию типа (4), например, путем перемещения катионной вакансии в ядро дислокации с автоматическим перескоком электрона из ядра на ион  $Me^{++}$ .

Пусть  $n_{act}^0$  – число магнитоактивных примесных центров на дислокации при  $E = 0$ . Тогда  $n_{act} = n_{act}^0 + n_{act}(E)$  и, с учетом (6), эмпирическая зависимость (2) означает, что

$$n_{act}(E) \approx \lambda(E/E_0) \exp(E/E_0), \quad (8)$$

где  $\lambda$  – постоянный множитель.

В кристаллах с отрицательным МПЭ связь между средним дислокационным пробегом  $l$  и числом  $n_{act}$  активных центров на дислокации, конечно, должна быть иной. Ее можно найти на полукачественном уровне из следующих соображений. В отличие от кривых на рис.3а, относящихся к кристаллам с положительным МПЭ и измеренных при  $\sigma = 0$ , зависимости  $l(E)$  на рис.3б получены в условиях внешней механической нагрузки. В кристаллах NaCl(Pb) магнитное преобразование примесных центров с увеличением силы пиннинга не может породить релаксационные перемещения дислокаций, и единственной движущей силой для них остается внешняя нагрузка. По мере своего движения дислокация проходит через множество примесных центров, часть из которых, попадая в дислокационное ядро, может активироваться в парамагнитное состояние. Конечно, при слабых полях  $B$  время магнитной трансформации центра  $\tau_{tr} \propto B^{-2}$  оказывается относительно большим, что (в отсутствие электрического поля) приводит лишь к частичному снижению среднего пробега  $l$

дислокаций в кристаллах NaCl(Pb) (см. кривую 2 на рис.2). Это значит, что не все парамагнитные центры на дислокации успевают трансформироваться в магнитном поле в процессе ее движения. С ростом  $B$  доля  $\kappa$  преобразованных центров, очевидно, должна возрастать, а средний пробег дислокаций уменьшаться. Именно такое поведение зависимости  $l(B)$  наблюдается на опыте.

В то же время, в рассматриваемых условиях среднее число активных центров на дислокации уже не должно быть таким малым, как на дислокациях, перемещающихся в кристаллах с положительным МПЭ под действием магнитного поля при  $\sigma = 0$ . А потому изменение состояния примесных центров под действием магнитного и электрического полей может приводить к значительному изменению силы  $F_{pin}$  пиннинга на дислокацию. Введем силы  $f_{pin}^0$  и  $f_{pin}^m$  связи дислокации с примесным центром до и после его магнитной трансформации, соответственно, и обозначим  $\Delta f = f_{pin}^m - f_{pin}^0$ . Тогда сила пиннинга на дислокацию во внешних магнитном и электрическом полях равна

$$F_{pin}(B, E) = f_{pin}^0 N + \kappa(B) \Delta f [n_{act}^0 + n_{act}(E)], \quad (9)$$

где  $N$  – среднее число закрепляющих примесных центров на дислокации и функция  $n_{act}(E)$  предположительно по-прежнему определяется эмпирической зависимостью (8).

Согласно [21], движение дислокаций в потенциальном рельефе дальнедействующих внутренних напряжений  $\sigma_{int}(x)$  в наших кристаллах с низкой концентрацией примеси под действием импульса внешних напряжений  $\sigma(t)$  имеет квазистатический характер. То есть координата  $x$  дислокации в каждый момент времени приближенно определяется балансом

$$\sigma_{int}(x) + \sigma(t) = F_{pin}(B, E)/bL, \quad (10)$$

где  $L$  – длина дислокации. Проверка показала, что пробеги дислокаций в кристаллах NaCl(Pb) (рис.3б) набирались только на фронте нарастания трапецидального импульса напряжений  $\sigma(t)$ , будучи нечувствительными к времени этого нарастания в интервале ( $5 \cdot 10^{-4}$ –10) с, а на последующей полке импульса (5 мин) дислокации практически не двигались. Это подтверждает квазистатичность движения и правомочность баланса (10).

Предположим для простоты, что внутреннее напряжение  $\sigma_{int}(x)$ , действующее на рассматриваемую дислокацию, лимитируется ближайшей к ней закрепленной дислокацией, расположенной рядом с данной плоскостью скольжения. Тогда  $\sigma_{int}(x) \approx A/x$ , где  $A \sim Gb/2\pi$ ,  $G$  – модуль сдвига и  $x$  – расстояние

между дислокациями. Можно показать, что в наших условиях начальное положение  $x_0$  дислокации в потенциальном рельефе (до включения нагрузки и внешних полей) может быть оценено величиной  $x_0 \approx A/\sigma_{\text{pin}}^0 \sim 1$  мкм, где  $\sigma_{\text{pin}}^0 = f_{\text{pin}}^0 N/bL \sim 0.1$  МПа. Учитывая, что  $x_0$  значительно меньше характерных значений пробегов  $\Delta l$  на рис.3б, можно положить:  $\Delta l(\sigma, B, E) \equiv l - l_0 \approx x - x_0 \approx x$ , где  $\sigma$  – амплитуда внешнего напряжения. В этом приближении уравнение (10) приобретает вид

$$\frac{A}{\Delta l(\sigma, B, E)} + \sigma = \sigma_{\text{pin}}^0 + \frac{\kappa(B)\Delta f}{bL} [n_{\text{act}}^0 + n_{\text{act}}(E)]. \quad (11)$$

После вычитания из уравнения (11) аналогичного уравнения при  $E = 0$ , нетрудно получить

$$\Delta l = \frac{\Delta l(0)}{1 + \frac{\kappa(B)\Delta f}{AbL} \Delta l(0) n_{\text{act}}(E)}, \quad (12)$$

где  $\Delta l(0) = \Delta l(\sigma, B, E = 0)$ . С учетом (8), этот результат качественно правильно описывает наблюдаемое поведение кривых  $l(E)$  на рис.3б. При этом пороговое поле  $E_{\text{thresh}}$  эффекта может быть оценено как полуширина ступенек  $\Delta l(E)$  (11):

$$E_{\text{thresh}} \approx E_0 \ln \left( \frac{\Lambda L}{\kappa(B)\Delta l(0)} \right), \quad (13)$$

где  $\Lambda = Ab/\lambda\Delta f$ . Формула (13) также коррелирует с опытом (рис.3б), предсказывая слабую (логарифмическую) зависимость порога от амплитуды  $\sigma$  импульса и значительно большую его чувствительность к концентрации  $C$  примеси через зависимость  $E_0(C)$ .

Наконец, стоит отметить, что в терминах (12) разность  $[\Delta l]^{-1} - [\Delta l(0)]^{-1}$  с точностью до коэффициента задает зависимость  $\kappa(B)$  доли преобразованных центров на дислокации. Априори можно было бы ожидать, что  $\kappa(B) \propto \tau_{\text{tr}}^{-1} \propto B^2$ , однако в нашем распоряжении слишком мало экспериментальных точек для проверки этого предсказания. Впрочем, в пределах погрешностей наши данные ему не противоречат.

Экспоненциальный рост (8) числа  $n_{\text{act}}$  активных центров на дислокации с увеличением электрического поля  $E$  означает возможность значительной интенсификации МПЭ, которая пока лишь частично реализована в наших экспериментах. На рис.3а, относящемся к кристаллам с положительным МПЭ, в электрическом поле при  $\sigma = 0$  получено увеличение среднего пробега дислокаций примерно на порядок. Если начальное число (при  $E = 0$ ) активных центров  $n_{\text{act}}^0$  действительно составляет несколько штук на дислокацию, как это следует из оценок в [2, 6], то в

максимуме нами достигнута электроактивация лишь малой доли закрепляющих центров (менее 1%). Это означает, что при достаточно умеренном росте напряженности электрического поля остается большой резерв увеличения скорости движения дислокаций в магнитном поле.

Впрочем, как уже отмечалось, при параллельном действии механической нагрузки даже в кристаллах с положительным МПЭ число активных центров на дислокациях перестает быть малым. При значительном увеличении поля  $E$  в рамках нашей схемы можно ожидать уменьшения интенсивности роста функции  $n_{\text{act}}(E)$  и даже ее насыщения по электрическому полю. Это должно проявляться в сопутствующем насыщении характеристик пластичности. Интересно, что именно этот эффект уже наблюдался [13] при активной деформации ( $\dot{\epsilon} = \text{const}$ ) кристаллов NaCl, хотя и не нашел тогда своей адекватной интерпретации. При совместном действии магнитного и электрического полей предел текучести кристаллов значительно уменьшался с ростом электрического поля, а затем выходил на насыщение, утрачивая чувствительность к  $E$ .

Таким образом, нами обнаружено экспоненциальное увеличение интенсивности МПЭ с ростом электрического поля  $E$ , обеспечивающее усиление как магнитопластичности, так и магнитоупрочнения в кристаллах с положительным и отрицательным знаками эффекта, соответственно. Оно не может быть обусловлено силовым электрическим воздействием на заряженные дислокации и, по-видимому, связано с увеличением числа магнитоактивных центров пиннинга на дислокациях. Мы считаем, что это происходит благодаря электромиграции заряженных носителей (дефектов решетки) вблизи дислокаций, обеспечивающей захват дополнительных электронов на часть ионов  $\text{Me}^{++}$ :  $\text{Me}^{++} + e^- = \text{Me}^+$ . Рассматриваемая физическая схема может оказаться применимой не только к ШГК, но и к другим типам кристаллов, где наблюдаются как магнитные, так и электрические эффекты в пластичности, например, к сегнетоэлектрикам ( $\text{NaNO}_2$  [22, 23]) и полупроводникам (Si [24, 25]).

Авторы признательны С.А. Пикину, О.В. Клявину и А. Радовичу (A. Radowicz) за полезное обсуждение результатов. Работа поддержана Польским фондом MNiSW (грант # N501252334). В.И.А. также благодарен за поддержку Польско-Японскому Институту Информационных Технологий (г. Варшава) и Технологическому Университету г. Кельцы (Kielce).

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
3. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855 (2003).
4. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
5. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 131 (2004).
6. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhiik, in: *Dislocations in Solids*, V. 14, Ed. J. P. Hirth, Elsevier, Amsterdam, 2008, pp. 333-437.
7. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. М. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Новосибирск: Наука, 1978.
8. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
9. U. E. Steiner and T. Ulrich, Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
10. А. Л. Бучаченко, Успехи химии **68**, 99 (1999).
11. Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Письма в ЖЭТФ **70**, 226 (1999).
12. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. Ю. Михина, Е. А. Петржик, ФТТ **35**, 1397 (1993); **38**, 2426 (1996).
13. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, Н. Н. Беккауер, А. Е. Смирнов, ФТТ **42**, 267 (2000).
14. R. W. Witworth, Adv. Phys. **24**, 203 (1975).
15. Н. А. Тяпунина, Э. П. Белозерова, УФН **156**, 683 (1988).
16. В. А. Закревский, В. А. Пахотин, А. В. Шульдинер, ФТТ **44**, 1990 (2002).
17. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **129**, 909 (2006).
18. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, С. Е. Жуликов и др. ФТТ **41**, 634 (1999).
19. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
20. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Письма в ЖЭТФ **70**, 761 (1999).
21. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, ФТТ **43**, 1635 (2001).
22. В. И. Николаев, Н. А. Перцев, Б. И. Смирнов, ФТТ **33**, 93 (1991).
23. Б. И. Смирнов, Н. Н. Песчанская, В. И. Николаев, ФТТ **43**, 2154 (2001).
24. В. А. Макара, Л. П. Стебленко, Н. Я. Горидько и др., ФТТ **43**, 462 (2001).
25. А. А. Скворцов, Л. И. Гончар, А. М. Орлов, ФТТ **45**, 1603 (2003).