

ПАРАДОКСЫ ВЛИЯНИЯ МАЛЫХ ДОБАВОК ПРИМЕСИ Ni В КРИСТАЛЛЕ NaCl НА КИНЕТИКУ ЕГО МАГНИТОПЛАСТИЧНОСТИ

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

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 июля 2015 г.

Проведено сравнительное изучение магнитоупругости в двух типах кристаллов NaCl, различающихся по примесному составу только малой добавкой Ni (0.06 ppm) в одном из них — NaCl(Ni). Использовались два метода магнитной экспозиции образцов: в постоянном поле $B = 0-0.6$ Тл и в скрещенных полях в схеме ЭПР — поле Земли B_{Earth} (50 мкТл) и переменном поле накачки \tilde{B} (порядка 1 мкТл) на частотах $\nu \sim 1$ МГц. В опытах в схеме ЭПР смена ориентации полей от $\tilde{B} \perp B_{Earth}$ к $\tilde{B} \parallel B_{Earth}$ приводила почти к полному подавлению эффекта в кристаллах NaCl(Ni) и лишь немного (примерно на 20%) снижала высоту резонансного пика дислокационных пробегов в кристаллах без Ni. При этом в ориентации $\tilde{B} \perp B_{Earth}$ амплитуда пробегов в NaCl(Ni) была заметно ниже, чем в NaCl. При экспозиции в постоянном магнитном поле, наоборот, более интенсивный эффект наблюдался в кристалле с Ni. Пороговая амплитуда \tilde{B} поля накачки, ниже которой в условиях резонанса эффект отсутствует, для кристаллов NaCl(Ni) оказалась в пять раз меньше, чем для NaCl, а пороги постоянного магнитного поля совпадают для обоих типов кристаллов. Все эти различия подробно обсуждаются и интерпретируются.

DOI: 10.7868/S0044451016010120

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитоупругим эффектом (МПУ) принято называть магнитное влияние на пластичность немагнитных кристаллов. Первоначально он был случайно обнаружен как перемещение дислокаций в образцах NaCl, помещенных в магнитное поле в отсутствие механической нагрузки [1]. Затем то же явление было найдено в немагнитных металлах, полупроводниках и других кристаллах (см. обзоры [2–5]).

Исследования МПУ обычно проводились при экспозиции кристаллов в постоянных магнитных полях $B \sim 1$ Тл. Иногда использовались импульсные воздействия амплитудой до 7 Тл [3, 4]. Позднее было также установлено существование резонансного МПУ [6–9] в схеме электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в скрещенных магнитных полях, постоянном и переменном. Недавно было показано [10–13], что резонансный эффект сохраняется и в сверхслабых магнитных полях, когда в каче-

стве постоянного используется магнитное поле Земли $B_{Earth} \approx 50$ мкТл. При этом резонансная частота ν_r переменного поля накачки задается условием

$$h\nu_r = g\mu_B B_{Earth}, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора и g — фактор Ланде. Величина частоты ν_r составляет всего около 1 МГц, а амплитуда \tilde{B} поля накачки — несколько мкТл.

В постоянном магнитном поле и в схеме ЭПР-типа МПУ имеет одинаковую физическую природу [2–5, 14, 15]. В обоих случаях речь идет о преобразовании структуры примесных центров, изменяющем силу пиннинга дислокаций. При этом движущей силой для дислокаций являются внутренние напряжения в кристалле. А роль магнитного поля заключается в стимулировании эволюции спиновых систем в примесных комплексах к состоянию, в котором снимается квантовый запрет на определенный электронный переход, запускающий трансформацию центра пиннинга. Похожие спин-зависимые процессы в магнитном поле хорошо известны в химической физике [16–18].

Существенная роль примесей в магнитоупругости вытекает из многих наблюдений. Напри-

* E-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

мер, измерения МПЭ в серии кристаллов NaCl(Ca) с концентрациями примеси Ca в интервале $C = 0.5\text{--}100$ ppm показали, что интенсивность эффекта зависит от концентрации C . Средний пробег l дислокаций изменялся пропорционально среднему расстоянию между примесными центрами в плоскости скольжения дислокаций, $l \propto 1/\sqrt{C}$ как в постоянном поле 0.5 Тл [2, 5], так и в схеме ЭПР в магнитном поле Земли [12].

В наших предыдущих исследованиях [2, 5] было обнаружено, что добавление в кристалл NaCl небольшого количества Ni с концентрацией на два порядка меньшей, чем содержание других примесей (в основном Ca), приводит к заметному увеличению подвижности дислокаций в постоянном магнитном поле. Таким образом, кинематика магнитоупругости в такой системе должна быть весьма нетривиальной. Целью данной работы является сравнительный анализ влияния примеси Ni на магнитостимулированную подвижность дислокаций в кристаллах NaCl при двух режимах магнитного воздействия — постоянным полем и в схеме ЭПР-типа в магнитном поле Земли. Как мы увидим, магнитомеханические свойства двух изучаемых, почти неразличимых по примесям кристаллов имеют целую серию ярких парадоксальных различий, которые, вдобавок, разнонаправлены для двух используемых режимов магнитной обработки. Предложена физическая интерпретация наблюдаемых парадоксов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились на монокристаллах NaCl двух типов, выращенных методом Киропулоса в Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) из почти одинаковой шихты. Различие заключалось в том, что в одну из них была специально добавлена примесь Ni в очень малом количестве. В результате в обоих кристаллах общая концентрация примеси (преимущественно Ca) оказалась примерно одинаковой и не превышала 10 ppm. Проведенный атомно-абсорбционный анализ показал, что концентрация никеля, вошедшего в один из кристаллов, составляет всего 0.06 ppm. Ниже будем условно называть этот кристалл NaCl(Ni), чтобы отличать его от кристалла NaCl, куда примесь Ni не вводилась.

Образцы выкалывались по плоскостям спайности $\{100\}$ в виде параллелепипедов с примерными размерами $3 \times 3 \times 5$ мм, после чего отжигались и химически полировались. Непосредственно перед экспериментом в них легким ударом вводились све-

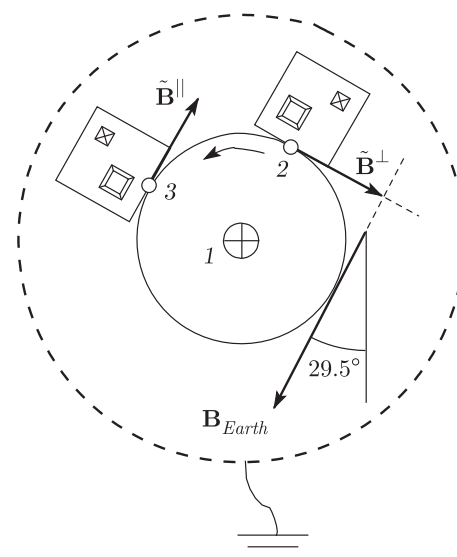


Рис. 1. Схема эксперимента в скрещенных магнитных полях: поле Земли \mathbf{B}_{Earth} и переменном поле накачки $\tilde{\mathbf{B}}$: 1 — центральный провод с переменным током в коаксиальной камере; 2 и 3 — положения образца при которых соответственно $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{Earth}$ и $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{Earth}$

жие дислокации, которые при этом способе введения были в основном прямолинейными с ориентацией вдоль направлений $\mathbf{L} \parallel \langle 100 \rangle$. Начальное и конечное положения дислокаций фиксировались избирательным химическим травлением. Наблюдения велись за краевыми дислокациями. Их средний пробег l находился из гистограмм, построенных по достаточно большому числу перемещений, порядка сотни. Величину пробега удобно также характеризовать безразмерным параметром $l\sqrt{\rho}$, равным отношению пробега l к среднему расстоянию $1/\sqrt{\rho} \sim 100$ мкм между дислокациями, где ρ — их средняя плотность ($\rho \sim 10^4$ см $^{-2}$).

Магнитная обработка образцов проводилась в двух альтернативных режимах: в постоянном поле \mathbf{B} или в схеме ЭПР в скрещенных магнитных полях — поле Земли \mathbf{B}_{Earth} и переменном поле накачки $\tilde{\mathbf{B}}$.

Постоянное поле $B = 0\text{--}0.6$ Тл создавалось электромагнитом. Образец свободно стоял на немагнитной подставке между полюсами электромагнита, диаметр которых в 20 раз превышал размеры образца. Ориентация образца выбиралась так, чтобы исследуемые дислокации были ортогональны вектору магнитной индукции ($\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$). Именно в такой ориентации реализуются максимальные пробеги дислокаций [1, 2].

Амплитуда и направление магнитного поля Земли измерялись непосредственно в месте нахождения образца в установке. Вектор поля \mathbf{V}_{Earth} составлял с вертикалью угол 29.5° , а величина поля была 49.97 мкТл . Концентрическое переменное магнитное поле накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ создавалось в экранированной коаксиальной камере вокруг прямолинейного проводника, по которому пропусклся синусоидальный ток заданной частоты $\nu \sim 1 \text{ МГц}$ (рис. 1). Амплитуда \tilde{B} переменного поля варьировалась в интервале $0\text{--}6 \text{ мкТл}$. Поворачивая гнездо с образцом, можно было регулировать ориентацию вектора $\tilde{\mathbf{B}}$ относительно поля \mathbf{V}_{Earth} . В данной работе исследовались две геометрии эксперимента, показанные на рис. 1: $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$ и $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$. При этом образец всегда выставлялся так, чтобы исследуемые дислокации были перпендикулярны обоим полям.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Резонансные пики дислокационных пробегов в кристаллах NaCl и NaCl(Ni)

Для кристаллов NaCl и NaCl(Ni) были измерены зависимости пробегов дислокаций от частоты переменного магнитного поля при экспозиции образцов в схеме ЭПР-типа (см. рис. 1). Положение резонансных пиков, представленных на рис. 2, соответствует условию ЭПР (1) при $g \approx 2$. Видно, что добавление в кристалл NaCl небольшого количества примеси Ni не изменяет заметным образом величину резонансной частоты ($\nu_r \approx 1.38 \text{ МГц}$), отвечающей максимуму среднего дислокационного пробега.

Разница в примесной структуре проявляет себя при повороте переменного поля накачки относительно поля Земли. На рис. 2 сплошные линии 1 отвечают геометрии $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$, а пунктирные линии 2 — ориентации $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$. Видно, что амплитуды резонансных пиков в изучаемых кристаллах очень по-разному реагируют на такой поворот поля накачки. В кристаллах NaCl (рис. 2a) при повороте вектора $\tilde{\mathbf{B}}$ в позицию, параллельную полю Земли, понижение среднего пробега дислокаций относительно невелико (около 20%). А в кристаллах NaCl(Ni) (рис. 2б) при $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$ эффект подавляется почти полностью. Высота пика $l_r \equiv l(\nu_r)$ едва превышает фоновый уровень $l_0 \approx 15\text{--}20 \text{ мкм}$ пробегов, обусловленных вытравливанием приповерхностных примесей, а также манипулированием образцами в процессе опытов. Столь радикальное влияние ничтожной добавки Ni на дислокационный резонанс ЭПР-типа представляется нетривиальным.

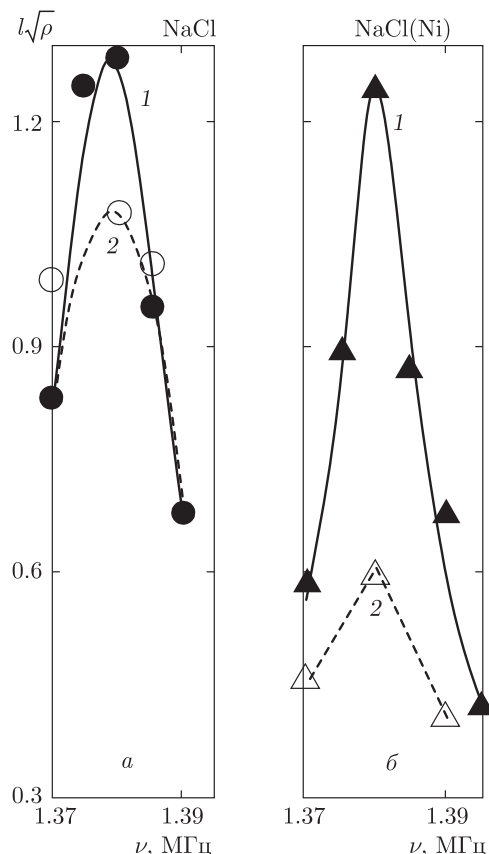


Рис. 2. Зависимости нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от частоты ν переменного поля для кристаллов: а — NaCl ($\tilde{B} = 2.5 \text{ мкТл}$, $t = 5 \text{ мин}$); б — NaCl(Ni) ($\tilde{B} = 3.12 \text{ мкТл}$, $t = 3 \text{ мин}$). Ориентации полей $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$ (1) и $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$ (2)

Было также экспериментально проверено, что в обоих кристаллах в соответствии с ранее изученными свойствами МПЭ [12] пробеги дислокаций, параллельных магнитному полю Земли ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$), даже при $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$ находятся на уровне фона.

3.2. Сопоставление интенсивности МПЭ двух типов в кристаллах NaCl и NaCl(Ni)

В той же схеме ЭПР для тех же кристаллов были измерены зависимости высот пиков среднего резонансного пробега l_r дислокаций от амплитуды \tilde{B} переменного поля накачки и времени t магнитной экспозиции. При $\tilde{B} \leq 6 \text{ мкТл}$ и $t \leq 3 \text{ мин}$ в пределах экспериментальных погрешностей наблюдаются линейные (или квазилинейные) зависимости максимального пробега l_r от времени и квадрата магнитной индукции: $l_r \approx l_0 + k\tilde{B}^2 t$. Как видно из рис. 3, средние наклоны k измеренных зависимостей $l_r(\tilde{B}^2)$ и $l_r(t)$ в кристалле NaCl заметно больше, чем в кри-

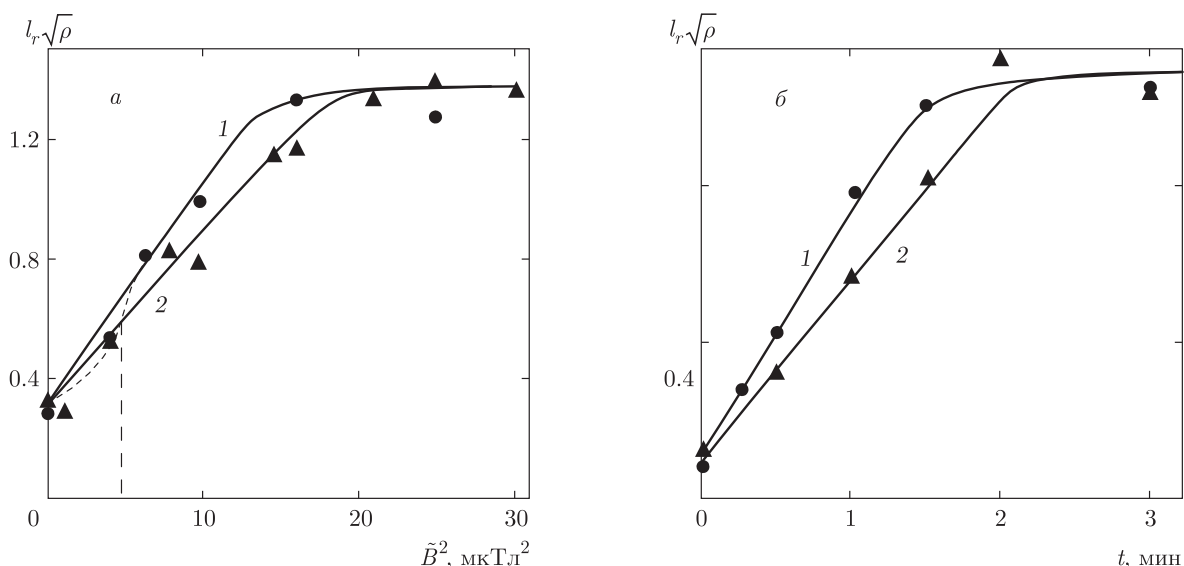


Рис. 3. а) Зависимости максимального нормированного среднего пробега $l_r\sqrt{\rho}$ дислокаций от величины амплитуды магнитной индукции \tilde{B} переменного поля для кристаллов NaCl (1) и NaCl(Ni) (2); $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$, $\mathbf{L} \perp \{\tilde{\mathbf{B}}, \mathbf{V}_{Earth}\}$, $t = 1$ мин. б) То же в зависимости от времени выдержки в скрещенных полях, $\tilde{B} = 3.12$ мкТл

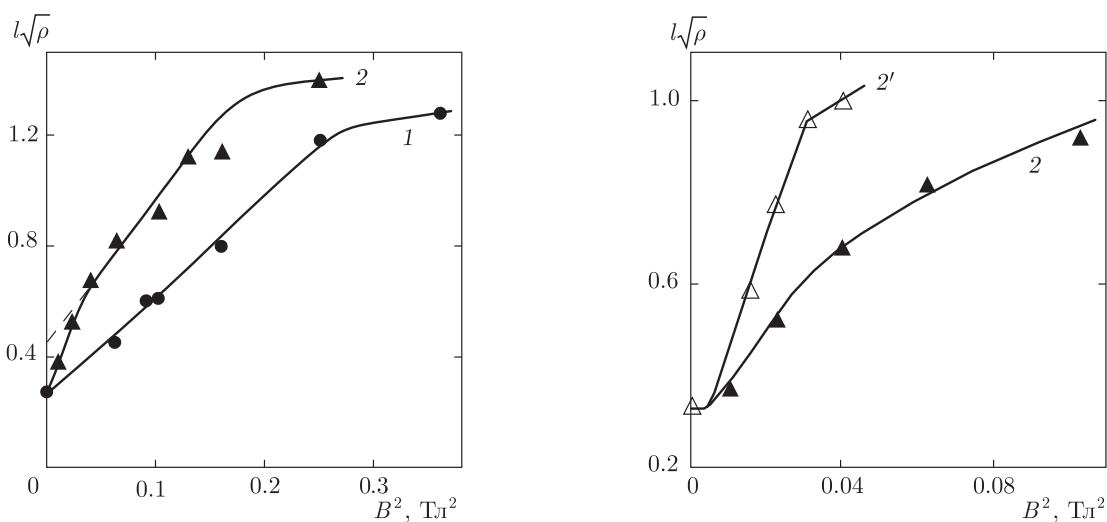


Рис. 4. а) Зависимости нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от величины магнитной индукции B постоянного поля для кристаллов NaCl (1) и NaCl(Ni) (2); $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$; $t = 5$ мин. б) Начальный участок кривой 2 и то же для $t = 7$ мин (2')

сталле NaCl(Ni), что выглядит весьма странным для кристаллов, столь близких по примесному составу.

Еще более удивительно, что соотношение дислокационных подвижностей в рассматриваемых кристаллах оказывается прямо противоположным, если их экспозицию в схеме ЭПР заменить обработкой в постоянном магнитном поле. На рис. 4 приведены данные для тех же кристаллов по измерениям среднего пробега l дислокаций в постоянном магнит-

ном поле $B = 0-0.6$ Тл. Видно, что на этот раз при одинаковых полях B средние пробеги дислокаций в кристалле NaCl(Ni) оказываются не ниже, а существенно выше, чем в кристалле без никеля.

Отметим, что наблюдаемый на рис. 3 и 4 переход от квазилинейности к насыщению зависимостей $l_r(\tilde{B}^2)$ и $l(B^2)$ при больших пробегах на уровне $l \sim 1/\sqrt{\rho}$ отвечает известному [2,5] «истощению» релаксации неравновесной дислокационной структуры

при пробегах порядка среднего расстояния между дислокациями.

3.3. Пороговые поля МПЭ двух типов в кристаллах NaCl и NaCl(Ni)

Ранее было обнаружено [19] существование порогового уровня B_{th} постоянного магнитного поля, ниже которого МПЭ не наблюдается. Порог связан с тем, что при уменьшении магнитной индукции B время τ_{dp} открепления дислокации от парамагнитного центра увеличивается в результате замедления спиновой эволюции ($\tau_{dp} \propto B^{-2}$) и приближается к времени спин-решеточной релаксации τ_{s-l} в системе. Конечно, при $\tau_{dp} > \tau_{s-l}$ магнитоиндуцированное преобразование примесей становится маловероятным из-за термической хаотизации спинов.

В свете сказанного, наблюдаемые на рис. 4 квазилинейные зависимости $l \approx \text{const} + kB^2t$ должны сохранять постоянный коэффициент k лишь до тех пор, пока $B > B_{th}$ (строго говоря, даже $B \gg B_{th}$). А при понижении магнитной индукции до значений $B \sim B_{th}$ и ниже естественно ожидать быстрого убывания коэффициента k . Это и есть признак порогового поля. Поэтому измерения пороговых полей в кристаллах NaCl и NaCl(Ni) проводились следующим образом. Выбиралось фиксированное значение $B^2t = \text{const}$, и при уменьшении поля B время экспозиции t соответствующим образом увеличивалось для поддержания постоянства B^2t . В этих условиях при понижении B средний пробег l поначалу сохранял неизменный уровень, а затем наступал его резкий спад, что указывало на зону порога $B \sim B_{th}$.

На рис. 5 показаны экспериментальные кривые $l(B)$, отвечающие экспозиции кристаллов NaCl и NaCl(Ni) в статическом магнитном поле при $B^2t = 0.8 \text{ Тл}^2 \cdot \text{мин}$. Кривая 1 для кристалла NaCl, как и ожидалось, образует одну ступеньку, отмечающую пороговое поле $B_{th}^{Ca} \approx 0.12 \text{ Тл}$ «выключения» эффекта, очевидно, связанное с примесью Ca. На кривой 2 для кристалла NaCl(Ni) сохраняется эта «кальциевая» ступенька, но не наблюдается порог, отвечающий примеси Ni. При этом уровень «полки» для NaCl(Ni) несколько выше, чем для NaCl, что соответствует рис. 4.

Согласно работе [11], при экспозиции образцов в скрещенных магнитных полях в схеме ЭПР также существует порог эффекта, на этот раз по амплитуде \tilde{B} поля накачки. Методика экспериментального определения порогового поля в этом случае остается той же самой. В настоящей работе эта методика была реализована для измерения порогов амплитуды

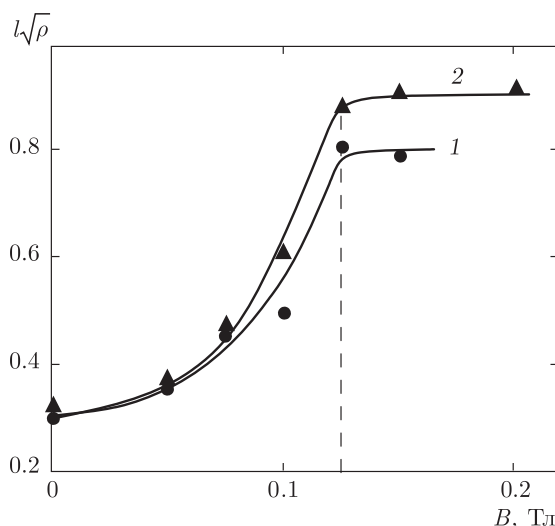


Рис. 5. Зависимости нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от величины магнитной индукции B постоянного поля для кристаллов NaCl (1) и NaCl(Ni) (2) при постоянном значении $B^2t = 0.8 \text{ Тл}^2 \cdot \text{мин}$

ды \tilde{B} в кристаллах NaCl и NaCl(Ni). На рис. 6а показаны результаты этих измерений при ориентации скрещенных полей $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{Earth}$. Как и в случае экспозиции в постоянном магнитном поле, зависимость $l_r(\tilde{B})$ для кристалла NaCl (кривая 1) имеет одну ступеньку, очевидно, опять связанную с примесью Ca. Пороговое поле накачки при этом оценивается величиной $\tilde{B}_{th}^{Ca} \approx 2.5 \text{ мкТл}$. В кристалле NaCl(Ni) в тех же условиях тоже наблюдается одноступенчатая зависимость $l_r(\tilde{B})$ (кривая 2), но при гораздо более низком пороговом поле $\tilde{B}_{th}^{Ni} \approx 0.5 \text{ мкТл}$, по видимому, отвечающем примеси Ni, а не Ca. Впрочем, при превышении «кальциевого» порога движение дислокаций активизируется, что выражается в увеличении как числа подвижных дислокаций, так и разброса значений их среднего пробега относительно уровня «полки». Из-за этого разброса продолжение линии 2 в область $B > \tilde{B}_{th}^{Ca}$ является условным и показано пунктиром на том же уровне.

Как видно из рис. 6а, кривая 1, отвечающая кристаллу NaCl, пересекает кривую 2 для NaCl(Ni) при амплитуде поля накачки $\tilde{B} \approx 2.2 \text{ мкТл}$ и далее при снижении амплитуды \tilde{B} в допороговую (для NaCl) область лежит ниже кривой 2. Это наблюдение выходит за рамки точности экспериментальных точек на рис. 3, на котором оно отражено в виде пунктирной линии, качественно уточняющей кривую 1 в допороговой области.

Аналогичные измерения для обоих кристаллов выполнены и при ориентации $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{Earth}$ (рис. 6б). В случае NaCl опять наблюдается однопороговая

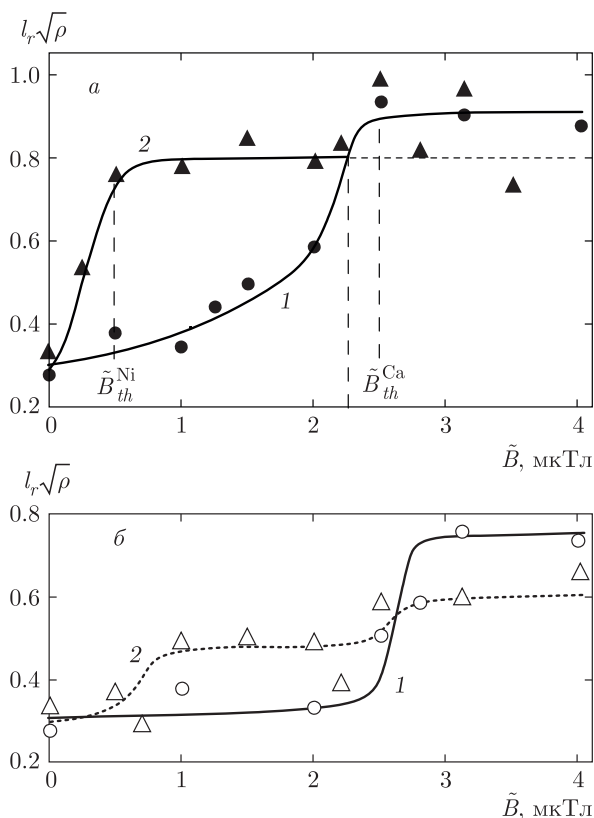


Рис. 6. Зависимости нормированного максимального пробега $l_r\sqrt{\rho}$ дислокаций от амплитуды \tilde{B} переменного магнитного поля при поддержании постоянной величины произведений \tilde{B}^2t для кристаллов NaCl (1) и NaCl(Ni) (2) при ориентациях $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{Earth}$ (a) и $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$ (б). $\tilde{B}^2t = 7.8$ мкТл²·мин, для кривой 2 на рис. б — 14.6 мкТл²·мин

кривая 1 с положением порога примерно в том же месте. С учетом разброса экспериментальных точек, точнее сказать трудно. Применительно к кристаллам NaCl(Ni), где эффект в параллельных полях сильно подавлен, уровень погрешностей тем более не позволяет получить уверенные оценки порогов. Предположительно в этом случае себя проявляют оба пороговых поля, отвечающих примесям Ni и Ca (см. пунктирную кривую на рис. 6б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как уже было сказано, исследуемый кристалл NaCl(Ni) содержит весьма малую концентрацию примеси Ni: на каждый атом никеля приходится примерно 200 атомов других примесей (преимущественно Ca). Именно поэтому яркие различия характеристик магнитоупругости кристал-

лов NaCl(Ni) и NaCl на первый взгляд выглядят парадоксальными. Впрочем, при более внимательном взгляде на проблему ситуация начинает проясняться.

4.1. Плотности пиннинг-центров и уровни внутренних напряжений на дислокациях

Напомним, что в наших экспериментах мы имели дело с хорошо отожженными кристаллами, которые долго выдерживались при высокой температуре с последующим очень медленным охлаждением. Вся процедура занимала около трех недель. После такой обработки примесные атомы, если их концентрация не слишком мала, образуют в кристаллах крупные комплексы, содержащие десятки и сотни атомов. По косвенным данным [5], в наших кристаллах, где $C_{Ca} \approx 10$ ppm, комплексы Ca содержат десятки атомов ($N_{Ca} \sim 10$). В отличие от них, атомы Ni, которых немного, имеют малую вероятность коагуляции и в большинстве должны оставаться одиночными ($N_{Ni} \sim 1$). Судя по наблюдаемым эффектам, они не прячутся в комплексах Ca, а образуют на дислокациях независимые центры пиннинга. Таким образом, объемная плотность комплексов Ca ($C_{comp} = C_{Ca}/N_{Ca}$) превышает концентрацию атомов Ni (C_{Ni}) только на один порядок, а не на два. При этом линейные плотности центров пиннинга обоих типов (C_{comp}^{lin} и C_{Ni}^{lin}) на дислокациях почти прямолинейной формы различаются еще меньше. Простая оценка дает

$$\frac{C_{comp}^{lin}}{C_{Ni}^{lin}} \approx \sqrt[3]{\frac{C_{Ca}}{C_{Ni}} \left(\frac{N_{Ni}}{N_{Ca}}\right)^{2/3}} \approx 3, \quad (2)$$

откуда видно, что даже при столь малой концентрации примеси Ni в кристалле NaCl(Ni) число дополнительных центров пиннинга на дислокациях не мало и, в принципе, может значительно изменить силу их закрепления.

Для того чтобы понять физическую разницу процессов МПЭ в наших кристаллах, нам придется вернуться к процессу введения в них дислокаций. После легкого удара по образцу свежерожденные дислокации движутся от своих источников вниз по рельефу дальнедействующих внутренних напряжений в процессе релаксации дислокационной структуры до тех пор, пока скатывающая сила рельефа не уравновесится силой «сухого» трения, определяемого закреплением (пиннингом) на точечных дефектах. Предположим, что суммарная сила закрепления дислокаций в кристалле NaCl(Ni) заметно выше, чем в NaCl, благодаря дополнительному вкладу

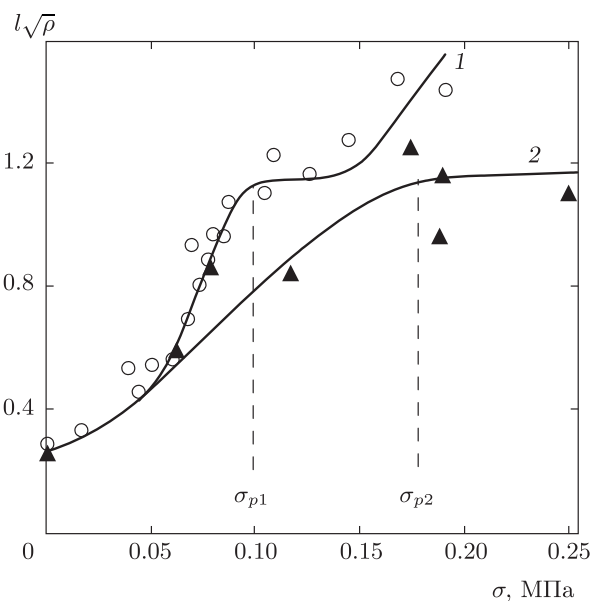


Рис. 7. Зависимости нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от амплитуды σ треугольного импульса механической нагрузки (в пересчете на скалывающие напряжения) для кристаллов NaCl (1) и NaCl(Ni) (2). Длительности переднего и заднего фронтов импульса равны соответственно 0.1 и 1 с

атомов Ni. Тогда стартовые позиции, в которых свежие дислокации в кристалле NaCl(Ni) останавливаются при их введении, находятся в более напряженных местах, чем в NaCl.

Предположение о более высоком уровне стартовых внутренних напряжений в кристаллах NaCl(Ni) имеет косвенное экспериментальное подтверждение. Повышение внутренних напряжений должно было бы увеличивать вклад термоактивационных процессов в релаксационные перемещения дислокаций при МПЭ. И действительно, согласно нашим наблюдениям, нагрев тех же кристаллов от гелиевой до комнатной температуры приводит к разному увеличению в них подвижности дислокаций в постоянном магнитном поле: в NaCl(Ni) примерно на 40 %, а в NaCl только на 20 %.

Гипотеза о существенном увеличении силы пиннинга дислокаций в кристалле NaCl(Ni) допускает и прямую экспериментальную проверку. Ранее на примере кристалла NaCl без Ni (того же, который используется в настоящей работе) было показано [20], что средний пробег l дислокаций под действием механического импульса напряжений определяется в основном его амплитудой σ и почти не зависит от формы импульса. При этом начальный монотонный рост зависимости $l(\sigma)$ всегда сменяется промежу-

точным плато насыщения (кривая 1 на рис. 7). Согласно работе [20], по началу σ_p такого плато можно определить силу пиннинга (на единицу длины дислокации)

$$F_p = \frac{1}{2}b\sigma_p, \tag{3}$$

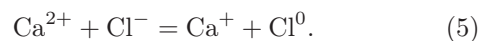
где b — длина вектора Бюргерса (порядка параметра решетки). В рамках настоящей работы подобные измерения были дополнительно выполнены и для кристалла NaCl(Ni). На полученной экспериментальной кривой 2, показанной на том же рис. 7, аналогичное плато начинается при амплитуде импульса σ_{p2} , почти вдвое превышающей амплитуду σ_{p1} для кристалла NaCl. Таким образом, по этим данным сила пиннинга F_{p2} в кристалле NaCl(Ni) должна быть пропорционально больше силы F_{p1} в кристалле NaCl:

$$F_{p2} \approx 2F_{p1}. \tag{4}$$

Третье экспериментальное подтверждение существенной роли примеси Ni в пиннинге дислокаций состоит в том, что выключение резонансного магнитного преобразования этих центров в параллельных полях $\vec{B} \parallel \vec{B}_{Earth}$ резко уменьшает подвижность дислокаций (см. рис. 2б), хотя стопоры Ca продолжают трансформироваться.

4.2. Кинематика МПЭ в кристалле NaCl

Кинематика магнитопластичности в кристалле NaCl без никеля довольно хорошо изучена [2, 5]. Основной упрочняющей примесью в них являются атомы Ca. Существенно, что примесь Ca входит в кристалл в виде немагнитоактивных ионов Ca^{2+} , которые активируются только при подходе к ним дислокации, захватывая электроны с анионов Cl^- , находящихся на краю экстраплоскости в ядре дислокации, с образованием магнитоактивной пары $Ca^+ - Cl^0$ [5]:



Отрыв дислокации в магнитном поле от таких центров происходит путем анзипинга (последовательного «расстегивания»). После одного отрыва дислокация поджимается к следующему центру и активирует его по реакции (5). Далее, спиновая эволюция в центре за время τ_{dp}^{Ca} трансформирует его структуру, понижая барьер для движения дислокации. Время «перерезания» примесного комплекса, оцениваемое как $\tau_{dp}^{Ca} \sqrt[3]{N_{Ca}}$, хотя и больше времени τ_{dp}^{Ca} , но отличается лишь множителем порядка 2. Ключевую роль в процессе играет небольшое число активных ионов Ca^+ , которые уже готовы к трансформации

благодаря попаданию в ядро дислокации на достаточно длинных сегментах, чтобы стать центром одного из каскадов анзиппинга. После n_{unz}^{max} последовательных откреплений в самом длинном из каскадов дислокация переходит к следующему ряду препятствий, пройдя путь порядка среднего расстояния $\Delta L \sim \sqrt{N_{Ca}/bC_{Ca}}$ между примесными комплексами в плоскости скольжения. На это перемещение уходит время $\Delta t^{Ca} \approx \tau_{dp}^{Ca} \sqrt[3]{N_{Ca}} n_{unz}^{max}$. Для скорости такого движения получаем оценку

$$v \approx \frac{\Delta L}{\Delta t^{Ca}} \sim \frac{\sqrt[6]{N_{Ca}}}{\tau_{dp}^{Ca} n_{unz}^{max} \sqrt{bC_{Ca}}} \sim \frac{1}{\tau_{dp}^{Ca} n_{unz}^{max} \sqrt{bC_{Ca}}}. \quad (6)$$

Эта формула правильно описывает наблюдаемые зависимости подвижности дислокаций от концентрации примеси Ca в кристаллах NaCl(Ca) при их экспозиции как в постоянном магнитном поле [2, 5], так и в скрещенных полях в схеме ЭПР [12]. Ниже, применительно к последнему случаю, мы будем заменять для определенности $\tau_{dp}^{Ca} \rightarrow \tilde{\tau}_{dp}^{Ca}$. Найденная пропорциональность среднего дислокационного пробега квадрату амплитуды магнитного поля накачки, $\Delta l_r \propto \tilde{B}^2$ (кривая 1 на рис. 3а), отвечающая, согласно выражению (6), зависимости $\tilde{\tau}_{dp}^{Ca} \propto \tilde{B}^{-2}$, согласуется с тем, что вероятность захвата кванта накачки при ЭПР всегда пропорциональна тому же квадрату \tilde{B}^2 . Как было показано [2, 5], абсолютная величина оценки (6) тоже неплохо согласуется с экспериментом.

4.3. Кинематика МПЭ в кристалле NaCl(Ni)

Как мы видели (разд. 4.1), в кристалле NaCl(Ni) свежие дислокации занимают стартовые позиции в более напряженных местах в потенциальном рельефе внутренних напряжений, чем в кристалле NaCl без никеля, поскольку эта примесь вдвое увеличивает силу пиннинга (4). В этих условиях после магнитостимулированного отрыва дислокации от примесей Ni нарушается баланс действующих «скачывающих» сил со стороны других дислокаций и короткодействующих сил пиннинга со стороны примесных центров. После потери устойчивости дислокации приходят в движение и останавливаются либо в момент выключения магнитного поля, либо раньше в новых равновесных позициях.

Судя по приведенным выше экспериментальным наблюдениям, кинетика такой релаксации дислокационной структуры в кристалле NaCl(Ni) суще-

ственно различается в зависимости от типа магнитной обработки. В постоянном магнитном поле ее интенсивность заметно выше, чем в кристалле NaCl (см. рис. 4), а в схеме ЭПР — наоборот, ниже (см. рис. 3). Мы начнем обсуждение возможных причин такой разницы с процессов под действием постоянного магнитного поля.

4.3.1. Экспозиция кристаллов в постоянном магнитном поле

В работах [21, 22] измерялась зависимость средней длины пробега l дислокаций от частоты ν вращения образца в постоянном магнитном поле $B = 0.3\text{--}0.5$ Тл в течение 5 мин для тех же кристаллов NaCl и NaCl(Ni). Характер двух экспериментальных кривых оказался качественно сходен: по мере роста частоты ν вращения образца вплоть до некоторого критического значения ν_c средний пробег l сначала изменялся относительно медленно, а затем резко убывал до фонового уровня. Поражает количественная разница между найденными критическими частотами в исследуемых кристаллах: в NaCl(Ni) она была больше почти на порядок: $\nu_c^{Ni} \approx 80$ Гц и $\nu_c^{Ca} \approx 10$ Гц при $B = 0.3$ Тл.

Дополнительные исследования этого эффекта для серии разных кристаллов показали [2, 5], что критическая частота ν_c характеризует элементарный акт магнитного преобразования примесного центра на дислокации. В частности, оказалось, что величина ν_c обратно пропорциональна времени τ_{dp} открепления дислокации от примесного центра: $\nu_c = \alpha/\tau_{dp}$ (где $\alpha \sim 10^{-4}\text{--}10^{-3}$). Отсюда следует, что время магнитного открепления дислокации от примеси Ni примерно на порядок меньше, чем от примеси Ca: $\tau_{dp}^{Ca} \approx 8\tau_{dp}^{Ni}$.

При столь быстром магнитном преобразовании примесей Ni в ядре дислокации ее скорость должна лимитироваться более медленными откреплениями от центров Ca. В процессе анзиппинга, после отрыва от активного пиннинг-центра (Ca или Ni), сегмент дислокации, прилегающий к соседнему стопору Ca, резко удлиняется, и равновесие на нем нарушается. Открепление дислокации от стопора Ca под действием увеличившейся силы натяжения сегмента может произойти либо после магнитоиндуцированной перестройки примесного центра, либо чисто механически (силовым отрывом или термоактивационно). Безактивационный отрыв происходит практически мгновенно и несомненно реализуется на части центров в условиях повышенных внутренних напряжений в кристалле NaCl(Ni). Но открепле-

ние дислокации от большинства других стопоров Са требует времени на термическую активацию (τ_{ac}) или на спиновую эволюцию ($\tau_{dp} = kB^{-2}$). Конкуренцией именно этих процессов определяется среднее время τ отрыва дислокации от примесного центра. Предполагая процессы независимыми, можно считать, что вероятность открепления дислокации в единицу времени, $W \propto 1/\tau$, равна сумме вероятностей $W_{ac} \propto 1/\tau_{ac}$ и $W_{sp} \propto 1/\tau_{dp}$, т. е.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ac}} + \frac{1}{\tau_{dp}} = \frac{1}{\tau_{ac}} + \frac{B^2}{k}. \quad (7)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении зависимость средней длины пробега дислокации l от магнитной индукции B должна иметь простой вид:

$$l = l_0 + l_{mech} + aB^2, \quad (8)$$

где l_{mech} — пробег, связанный с активационными и безактивационными механическими процессами отрыва. В контексте наших рассуждений те и другие процессы в кристалле NaCl(Ni) с менее отрелаксированной структурой свежих дислокаций должны быть гораздо более активны, чем в кристалле NaCl без никеля.

При этом наклон a зависимости $l(B^2)$ (8) должен определяться магнитной кинетикой отрыва дислокации от примеси Са, а также длиной n_{unz}^{Ca} каскада анзипинга (см. формулу (6)). В кристалле NaCl(Ni) число каскадов должно увеличиться за счет активных центров Ni на дислокации, запускающих новые каскады. Поэтому максимальная длина n_{unz}^{Ca} каскада должна быть меньше, чем n_{unz}^{max} . Соответственно, наклон a в формуле (8) должен быть больше. Именно такое поведение демонстрирует кривая 2 на рис. 4 за пределами областей больших пробегов $l \sim 1/\sqrt{\rho}$, где релаксация истощается, и малых полей B , где должны сказываться допороговые процессы. В этой промежуточной области наблюдается зависимость типа (8), отсекающая на оси ординат отрезок больше l_0 (на величину l_{mech}) и имеющая наклон, превышающий наклон линии 1, характеризующей кристалл NaCl.

4.3.2. Экспозиция в схеме ЭПР

При экспозиции исследуемых кристаллов в схеме ЭПР (см. рис. 1) процессы релаксации дислокационной структуры интенсифицируются. Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что в обоих кристаллах в резонансных условиях средний пробег l достигает насыщения примерно на уровне $1/\sqrt{\rho}$ за 1 мин при поле накачки, превышающем пороговый уровень всего в

полтора раза, а в постоянном поле — за 5 мин при величине индукции B вчетверо больше, чем пороговое поле B_{th}^{Ca} . Как видно из рис. 4, вклад термоактивационных процессов в средний пробег l в кристалле NaCl(Ni) в постоянном поле не превышает $0.3/\sqrt{\rho}$. При экспозиции тех же кристаллов в схеме ЭПР в течение 1 мин аналогичный вклад должен быть в 5 раз меньше: около $0.06/\sqrt{\rho}$. Поэтому магнитная компонента релаксации в этом случае является заведомо преобладающей, что объясняет линейность зависимостей 1 и 2 на рис. 3, выходящих из одной и той же точки l_0 . Остается лишь разобраться с тем, почему линия 2 для кристалла NaCl(Ni) на рис. 3 ниже линии 1 для NaCl, а не выше, как на рис. 4.

Отношение наклонов этих линий обратно пропорционально отношению времен прохождения самых длинных каскадов анзипинга в кристаллах двух типов. В кристалле NaCl, как мы видели в разд. 4.2, это время определяется оценкой

$$\Delta t^{Ca} \sim \tilde{\tau}_{dp}^{Ca} n_{unz}^{max}.$$

По аналогии, для кристалла NaCl(Ni) имеем

$$\Delta t^{Ni} \sim \tilde{\tau}_{dp}^{Ca} n_{unz}^{Ca} + \tilde{\tau}_{dp}^{Ni} n_{unz}^{Ni}. \quad (9)$$

Отсюда отношение наклонов линейных зависимостей $l(B^2)$ в кристаллах NaCl и NaCl(Ni), равное отношению соответствующих скоростей на линейных участках, дается оценкой

$$\frac{v^{Ca}}{v^{Ni}} \approx \frac{\Delta t^{Ni}}{\Delta t^{Ca}} \sim \frac{n_{unz}^{Ca}}{n_{unz}^{max}} + \frac{\tilde{\tau}_{dp}^{Ni} n_{unz}^{Ni}}{\tilde{\tau}_{dp}^{Ca} n_{unz}^{max}}. \quad (10)$$

Здесь первое слагаемое в правой части не отличается от аналогичного отношения применительно к случаю экспозиции кристаллов в постоянном магнитном поле. Поэтому качественная разница между рис. 3 и 4 должна определяться вторым слагаемым в формуле (10). Как мы видели, в случае постоянного поля $\tilde{\tau}_{dp}^{Ni} \ll \tilde{\tau}_{dp}^{Ca}$ и вторым слагаемым можно пренебречь, а первое должно быть несколько меньше единицы. Судя по рис. 3, в случае экспозиции в схеме ЭПР сумма в правой части выражения (10), наоборот, несколько больше единицы. Отсюда следует, что в условиях резонанса время $\tilde{\tau}_{dp}^{Ni}$ более не мало по сравнению с временем $\tilde{\tau}_{dp}^{Ca}$, а, скорее, теперь значительно больше последнего, поскольку, несомненно, отношение $n_{unz}^{Ni}/n_{unz}^{max}$ должно быть существенно больше единицы.

Причина такого изменения соотношения между временами открепления при переходе к экспозиции в схеме ЭПР может быть связана с обнаруженной

нами близостью резонансных частот для кристаллов NaCl(Ni) и NaCl (см. рис. 2). Возможно, измеренная частота поля накачки, обеспечивающая максимальную подвижность дислокаций в обоих кристаллах, определяется процессами в комплексах Ca и части центров Ni, находящихся в определенных позициях в ядре дислокации. Но эта частота не совпадает точно с условием резонанса для остальных атомов Ni. Кстати, зависимость резонансной частоты эффекта от позиции примеси в ядре дислокации обнаружена и исследована в работе [13]. В рамках этой версии, среднее время депиннинга $\bar{\tau}_{dp}^{Ni}$ от центров Ni может резко увеличиться в условиях ЭПР, но не в постоянном поле, обеспечивающем спиновую эволюцию во всех центрах.

4.4. Пороговые свойства МПЭ в исследуемых кристаллах при двух типах экспозиции

Теперь обсудим результаты измерений пороговых полей МПЭ в рассматриваемых кристаллах в условиях их экспозиции в постоянном магнитном поле (см. рис. 5) и в схеме ЭПР в магнитном поле Земли (см. рис. 6). Как следует из предыдущих рассуждений, кинетика открепления дислокаций от стопоров в кристалле NaCl(Ni) в статических и резонансных условиях значительно различается. В первом случае скорость дислокации лимитируется отрывами от примесных центров Ca, во втором — освобождением от комбинации стопоров Ca и Ni. Поэтому близость магнитных порогов МПЭ в двух типах исследуемых кристаллов в постоянном поле и их радикальное различие в условиях ЭПР выглядят естественными. Однако ниже мы увидим, что разгадка не так проста, как кажется.

4.4.1. Пороги МПЭ в кристаллах NaCl и NaCl(Ni) в постоянном поле

В рамках нашей модели скорость дислокаций в кристаллах NaCl(Ni) в постоянном магнитном поле действительно лимитируется их откреплением от центров Ca, но само существование движения полностью определяется быстрым отрывом дислокаций от Ni. Например, в обсуждавшихся выше измерениях МПЭ [21, 22] в образцах NaCl(Ni), вращающихся в магнитном поле, при переходе через критическую частоту ν_c^{Ca} , выше которой центры Ca утрачивают магнитоактивность, дислокации продолжали движение, по-видимому, благодаря термоактивациям. И лишь при превышении частотой гораздо более высокого уровня ν_c^{Ni} , отвечающего «выключению» примеси Ni, МПЭ подавлялся.

С другой стороны, если бы измеренное в кристалле NaCl(Ni) пороговое поле $B_{th} \approx 0.12$ Тл было связано с Ni в то время, как в кристалле NaCl тот же порог обусловлен Ca, то мы имели бы дело просто со случайным совпадением пороговых полей, что крайне маловероятно. По-видимому, за одинаковость порогов на рис. 5 в обоих кристаллах ответственна примесь Ca. А разные последствия выключения Ca из МПЭ в кристалле NaCl(Ni) в экспериментах работ [21, 22] и в этой работе, скорее всего, связаны с радикальным различием характера релаксационного движения дислокаций в этих опытах.

Следует иметь в виду, что по мере роста магнитной индукции кинетика релаксации дислокационной структуры при МПЭ постепенно изменяет свое качество. В слабых полях B время спиновой эволюции в центрах пиннинга, $\tau_{dp} \propto B^{-2}$, велико, а число магнитных преобразований центров в единицу времени, соответственно, мало. При этом в каждый момент времени движется небольшое число дислокаций. Движение имеет эстафетный характер: дислокации перемещаются из участков, где внутренние напряжения высоки, в области, где они малы. Это приводит к некоторому повышению внутренних напряжений в новых местах и вовлечению в процесс дополнительных дислокаций. При таком режиме движущиеся дислокации почти не влияют друг на друга, подстраиваясь к локальному окружению статических дислокаций, как старых, так и свежих.

С повышением магнитного поля релаксация приобретает все более скоррелированный когерентный характер. В сильных полях B движение становится самосогласованным, когда дислокации обеспечивают друг другу оптимальный темп и траекторию движения. По-видимому, именно такая самоорганизация дислокационной структуры происходила в кристаллах NaCl в результате воздействия на них импульсов магнитного поля амплитудой до 7 Тл и длительностью 0.1–10 мс [23, 24]. Еще более поразительная «взрывная» релаксация дислокаций наблюдалась [25] в кристаллах NaCl под действием ЭПР в магнитном поле Земли при накачке в виде одиночного импульса с амплитудой выше 10 мкТл и длительностью около 0.5 мкс. При этом почти все свежие дислокации участвовали в движении, а их средний пробег составлял примерно 100 мкм. По-видимому, самоорганизация дислокационной структуры происходила как потеря устойчивости уже после импульса.

В работах [21, 22] релаксация дислокаций в кристалле NaCl(Ni) имела место при вращении образцов в магнитных полях $B = 0.3\text{--}0.5$ Тл, которые вряд ли

можно назвать сильными. Все же они существенно превышали пороговое поле $B_{th} = 0.12$ Тл, не говоря уже о более слабых полях на рис. 5, с которыми мы имели дело. С точки зрения эффективности воздействия, сравнивать надо квадраты полей, а величина их отношения

$$(B/B_{th})^2 \approx 6-17 \quad (11)$$

выглядит весьма убедительно. Поэтому даже такое повышение поля может резко интенсифицировать релаксацию. Как видно из рис. 4, средний пробег за 5 мин при полях 0.3–0.5 Тл составляет $l \sim 1/\sqrt{\rho} \sim 100$ мкм. При этом в движении принимают участие почти все свежие дислокации, их перемещения скоррелированы, а релаксация более глубокая. Это, в частности, значит, что движущая сила, действующая на дислокацию со стороны других участников движения, поддерживается на достаточно высоком уровне, что облегчает и термоактивационную компоненту депиннинга. Поэтому при переходе частоты вращения образца через критический уровень ν_c^{Ca} [21, 22], когда магнитные открепления дислокаций от примесей Са постепенно заменяются термоактивационными, падение скорости дислокаций является не слишком резким. С ростом частоты вращения образца движение дислокаций остается таким же активным вплоть до критической частоты ν_c^{Ni} .

При пороговом поле 0.12 Тл кинетика дислокационных движений совершенно иная. Как видно из рис. 4б, экспозиция кристалла NaCl(Ni) в таком поле в течение 5 мин обеспечивает средний пробег дислокаций, превышающий фоновый уровень менее чем на $0.2/\sqrt{\rho}$. Малая плотность движущихся дислокаций и их низкий темп при таких полях приводят к очень вялой релаксации дислокационной структуры. В этих условиях средний пробег l сильно ограничен, и увеличение времени не приводит к его пропорциональному росту. Для сравнения, на рис. 5 при том же пороговом поле за время 47 мин (почти в 10 раз большее, чем на рис. 4) средний пробег дислокаций поднялся над уровнем фона лишь до $0.6/\sqrt{\rho}$ (т. е. всего втрое выше, чем за 5 мин).

Такая релаксация очень чувствительна к потере подвижности дислокаций. В условиях весьма вялого депиннинга от стопоров Ni при $B < 0.12$ Тл и малой плотности одновременно движущихся дислокаций говорить об их самосогласованных перемещениях не приходится. Поэтому характерный уровень внутренних напряжений на этих дислокациях должен быть заметно ниже, чем при более сильных полях 0.3–0.5 Тл в экспериментах работ [21, 22]. Следо-

вательно, термоактивационная компонента подвижности дислокаций теперь подавлена, и выключение магнитоактивности атомов Са при переходе в допороговую область $B < B_{th}$ должно приводить к резкому уменьшению средних пробегов. С этих позиций становится понятным, почему на рис. 4б перелом наклона кривых при понижении индукции B начинается при полях существенно более сильных, чем пороговое поле 0.12 Тл. По-видимому, этот перелом связан с другой причиной и соответствует выключению термоактиваций, а не магнитному порогу эффекта, который ниже.

Следует также заметить, что в допороговой области $B < B_{th}$ магнитные открепления дислокаций от Са не прекращаются: просто время депиннинга τ_{dp}^{Ca} гораздо быстрее увеличивается с уменьшением B . Уменьшение пробегов может замедлиться, лишь когда время τ_{dp}^{Ca} превысит время термоактивационного отрыва τ_{ac} (см. выражение (7)). По-видимому, это происходит при таких слабых полях B , когда время депиннинга τ_{dp}^{Ni} от Ni становится уже существенным и его рост обеспечивает дальнейшее снижение пробега. При этом пороговое поле B_{th}^{Ni} для Ni реализуется при пробегах столь близких к фоновому уровню, что мы просто не можем его разрешить.

4.4.2. Пороги МПЭ в кристаллах NaCl и NaCl(Ni) в условиях ЭПР

В случае резонансной магнитной обработки интерпретация пороговых свойств МПЭ в кристаллах NaCl и NaCl(Ni) может быть дана в рамках сформулированных выше представлений. В кристалле NaCl наблюдается вполне ожидаемое поведение, описываемое кривой 1 на рис. 6 с единственным порогом при $\tilde{B} = \tilde{B}_{th}^{Ca} \approx 2.5$ мкТл, который, очевидно, отвечает «включению» магнитоактивности центров Са на дислокациях при $\tilde{B} > \tilde{B}_{th}^{Ca}$. А вот кристалл NaCl(Ni), судя по кривой 2 на том же рисунке, реагирует на это пороговое поле совсем иначе, чем при экспозиции в постоянном поле (кривая 2 на рис. 5). При переходе через порог в область $\tilde{B} > \tilde{B}_{th}^{Ca}$ увеличивается разброс дислокационных пробегов. А в области $\tilde{B} < \tilde{B}_{th}^{Ca}$ вместо резкого уменьшения пробегов на кривой 2 наблюдается «полка» почти постоянных пробегов вплоть до более низкого порогового поля $\tilde{B} = \tilde{B}_{th}^{Ni} \approx 0.5$ мкТл, очевидно, соответствующего Ni. Ниже этого порога средние пробеги быстро убывают.

Описанное поведение напоминает кинетику магнитоупругости в том же кристалле NaCl(Ni) при его вращении в постоянном магнитном поле [21, 22].

При этом при переходе частоты вращения через критический уровень ν_c^{Ca} , отвечающий выключению Ca из МПЭ, сохранялось активное движение дислокаций вплоть до более высокой критической частоты $\nu_c^{Ni} \approx 8\nu_c^{Ca}$, выше которой выключался также и Ni, а эффект полностью подавлялся. В предыдущем разделе такое поведение было объяснено активной когерентной релаксацией дислокаций, когда при их самосогласованном движении на них поддерживается достаточное для движения внутреннее напряжение. Благодаря этому, выключение Ca из МПЭ частично компенсировалось термоактивационным откреплением.

Это справедливо и в случае обсуждаемых здесь процессов при экспозиции кристаллов в схеме ЭПР. Выше при обсуждении рис. 3 было замечено, что резонансный тип магнитопластичности отличается высокой интенсивностью. За время 1 мин при поле накачки лишь слегка выше порога \tilde{B}_{th}^{Ca} для Ca большая часть свежих дислокаций перемещались на средние расстояния около 100 мкм. Причем термоактивационные процессы не дают вклада в эти пробеги именно из-за краткости экспозиции. Естественно, что в условиях измерений, соответствующих рис. 6, где пробеги при $\tilde{B} = 0.5$ мкТл набирались за время больше 30 мин, термоактивационные процессы нельзя игнорировать. Именно они должны быть ответственны за движение дислокаций ниже порога \tilde{B}_{th}^{Ca} , т.е. с переходом от магнитного к термоактивационному откреплению от Ca. Поэтому теперь нам придется учитывать в дополнение к $\tilde{\tau}_{dp}^{Ni}$ и $\tilde{\tau}_{dp}^{Ca}$ еще и параметр τ_{ac} и использовать для оценки времени самого длинного анзиппинга, вместо выражения (9), формулу

$$\Delta t^{Ni} \sim \tilde{\tau}_{dp}^{Ni} n_{unz}^{Ni} + \left(\frac{1}{\tilde{\tau}_{dp}^{Ca}} + \frac{1}{\tau_{ac}} \right)^{-1} n_{unz}^{Ca}. \quad (12)$$

Здесь предполагается, что примеси Ni активационно непреодолимы. На это указывает резкое уменьшение амплитуды средних пробегов дислокаций при экспозиции кристаллов NaCl(Ni) в параллельных магнитных полях $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$ (см. рис. 2б), а также при обоих вариантах взаимной ориентации полей на рис. 6 ниже порогового поля \tilde{B}_{th}^{Ni} . Кстати, подавление эффекта в этой допороговой области на рис. 6 представляется физически тривиальным, в отличие от «полки» квазипостоянных пробегов при $\tilde{B} > \tilde{B}_{th}^{Ni}$.

Примем для простых оценок следующие аппроксимации

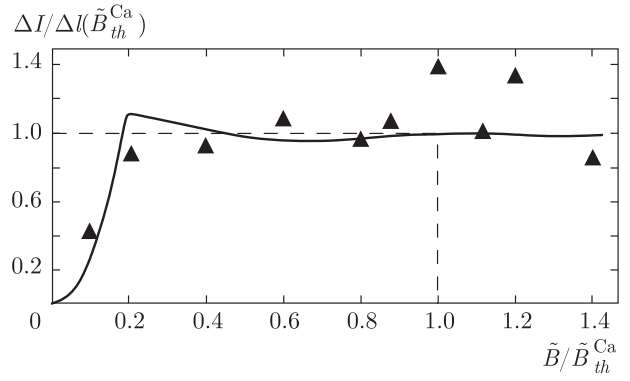


Рис. 8. Зависимость относительного пробег $\Delta l(\tilde{B})/\Delta l(\tilde{B}_{th}^{Ca})$, рассчитанного по формуле (16) при $\kappa = \lambda = 0.2$, в сравнении с экспериментальными точками с кривой 2 на рис. 6а

$$\tilde{\tau}_{dp}^X = \frac{k^X}{\tilde{B}^2} \begin{cases} \left(\frac{\tilde{B}_{th}^X}{\tilde{B}} \right)^2, & \tilde{B} < \tilde{B}_{th}^X, \\ 1, & \tilde{B} > \tilde{B}_{th}^X, \end{cases} \quad (13)$$

где X = Ca, Ni. Тогда по аналогии с выражением (6) скорость дислокации будет оцениваться формулой $v \sim \Delta L/\Delta t^{Ni}$, а ее средний пробег при $\tilde{B} > \tilde{B}_{th}^{Ni}$ — выражением

$$\Delta l = l - l_0 \sim \Delta L \frac{t}{\Delta t^{Ni}} = \frac{\Delta L}{k^{Ni} n_{unz}^{Ni}} \frac{\tilde{B}^2 t}{F(\tilde{B}/\tilde{B}_{th}^{Ca})}, \quad (14)$$

где введены обозначения

$$F(x) = \begin{cases} \gamma^2/x^2 + \kappa(x^2 + \lambda/x^2)^{-1}, & x < \gamma, \\ 1 + \kappa(x^2 + \lambda/x^2)^{-1}, & \gamma < x < 1, \\ 1 + \kappa(1 + \lambda/x^2)^{-1}, & x > 1, \end{cases} \quad (15)$$

$$\kappa = \frac{k^{Ca} n_{unz}^{Ca}}{k^{Ni} n_{unz}^{Ni}}, \quad \gamma = \frac{\tilde{B}_{th}^{Ni}}{\tilde{B}_{th}^{Ca}} \approx 0.2,$$

$$\lambda = \frac{\tilde{\tau}_{th}^{Ca}}{\tau_{ac}}, \quad \tilde{\tau}_{th}^{Ca} = \frac{k^{Ca}}{(\tilde{B}_{th}^{Ca})^2} \equiv \tilde{\tau}_{dp}^{Ca}(\tilde{B}_{th}^{Ca}).$$

На рис. 8 показана результирующая модельная кривая относительных пробегов

$$\Delta l_r(\tilde{B})/\Delta l_r(\tilde{B}_{th}^{Ca}) \equiv F(1)/F(\tilde{B}/\tilde{B}_{th}^{Ca}), \quad (16)$$

построенная по формулам (14), (15), при $\kappa = \lambda = \gamma = 0.2$. Как видно из рисунка, она неплохо соответствует экспериментальным точкам на рис. 6а (кривая 2). Небольшой подъем этой кривой с уменьшением поля в окрестности порога \tilde{B}_{th}^{Ni} , возможно, связан с тем, что в нашей упрощенной модели не учитывается увеличение времени τ_{ac} термоактивационного отрыва из-за уменьшения когерентности релаксации в этой области полей.

Конечно, полученное соответствие теории и эксперимента на рис. 8 не должно нас обманывать. Реальная кинематика столь сложной системы вряд ли может быть количественно описана в рамках упрощенной модельной формулы (16). Тем не менее, по видимому, можно надеяться, что предложенная физическая схема процессов, лежащих в основе полученных экспериментальных данных, на качественном уровне адекватно их описывает. Это снимает последний из обсуждаемых парадоксов магнитопластичности кристалла NaCl(Ni).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружено аномально сильное влияние на магнитопластичность кристаллов NaCl ничтожно малых добавок примеси Ni (примерно 1 атом на 200 атомов примеси Ca). Это влияние может быть разнонаправленным при экспозиции образцов в постоянном магнитном поле и в скрещенных полях в схеме ЭПР.

- Например, в кристалле с Ni средний пробег дислокаций в постоянном поле больше, чем в кристаллах без Ni, а в резонансных условиях в магнитном поле Земли — наоборот.

- При этом в случае ЭПР-обработки магнитный порог эффекта в кристаллах с Ni в 5 раз ниже, чем в кристаллах без Ni, а в постоянном поле пороговые поля совпадают.

- В резонансных условиях в кристаллах с Ni эффект подавляется почти полностью при ориентации полей $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$, а в кристаллах без Ni пробеги лишь слегка уменьшаются.

- В кристалле NaCl(Ni) выключение примеси Ca из МПЭ (при $\tilde{B} < \tilde{B}_{th}^{Ca}$ в схеме ЭПР или при частоте вращения образца $\nu > \nu_c^{Ca}$ в постоянном поле [21, 22]) слабо влияет на средний пробег дислокаций.

- Зато выключение Ni (при $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{Earth}$) в условиях, когда Ca остается магнитоактивным, практически полностью подавляет дислокационные перемещения.

Все эти парадоксальные проявления МПЭ в двух столь близких по составу кристаллах NaCl находят свою физическую интерпретацию, основанную на накопленных знаниях о кинетике подвижности дислокаций в условиях МПЭ, а также на ряде естественных предположений о структуре и свойствах рассматриваемой двухкомпонентной примесной системы.

Ключевые соображения, лежащие в основе предложенной физической модели, состоят в следующем.

- Примесные центры Ni столь низкой концентрации остаются одиночными, в отличие от атомов Ca, образующих комплексы в хорошо отожженных кристаллах, с которыми мы работали. Поэтому число атомов Ni на дислокации соизмеримо с числом комплексов Ca.

- Центры Ni сильнее закрепляют дислокацию, чем центры Ca и, в отличие от последних, не преодолеваются термоактивационно — это непосредственно вытекает из наших данных. В частности, измеренная нами суммарная сила пиннинга, тормозящая дислокацию, в кристалле NaCl(Ni) примерно вдвое выше, чем в NaCl.

- Поэтому при введении свежих дислокаций они останавливаются в местах с гораздо более высокими внутренними напряжениями. При магнитном откреплении от Ni дислокации теряют равновесие и способны преодолевать комплексы Ca даже без их магнитной трансформации (силовым образом или термоактивационно).

- В режиме развитой активной релаксации дислокационной структуры в магнитном поле, когда одновременно движется много дислокаций, действующие на них внутренние напряжения самосогласованно повышаются, что поддерживает термоактивационный вклад в преодоление препятствий.

- В постоянном магнитном поле трансформация центров Ni происходит на порядок быстрее, чем преобразование Ca, а в схеме ЭПР — наоборот, медленнее. Возможно, это связано с тем, что оптимальная частота резонанса в нашей двухкомпонентной системе оказывается близкой к собственной частоте Ca и не совпадает с частотой ЭПР для части центров Ni, находящихся в определенных позициях в ядре дислокации.

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-02-00341 и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований № 1).

ЛИТЕРАТУРА

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. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
4. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 131 (2004).
5. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhik, in *Dislocations in Solids*, ed. by J. P. Hirth, Elsevier, Amsterdam (2008), Vol. 14, p. 333.
6. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, С. Е. Жуликов, А. А. Дмитриевский, Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
7. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, А. А. Дмитриевский, ЖЭТФ **117**, 1080 (2000).
8. Ю. А. Осипьян, Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков, А. М. Орлов, А. А. Скворцов, Е. Н. Инкина, Й. Тахимото, Письма в ЖЭТФ **79**, 158 (2004).
9. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osip'yan, Phys. Stat. Sol. (c) **2**, 1869 (2005).
10. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, Письма в ЖЭТФ **91**, 97 (2010).
11. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, ФТТ **53**, 2010 (2011).
12. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **55**, 318 (2013).
13. В. И. Альшиц, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, А. Ю. Белов, Е. В. Даринская, Письма в ЖЭТФ **99**, 87 (2014).
14. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **129**, 909 (2006).
15. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **132**, 673 (2007).
16. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. З. Слихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Наука, Новосибирск (1978).
17. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
18. U. E. Steiner and T. Ulrich, Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
19. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, Е. Ю. Михина, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).
20. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, ФТТ **43**, 1635 (2001).
21. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, Е. Ю. Михина, Е. А. Петржик, Изв. РАН, сер. физ. **57**, 2 (1993).
22. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, ЖЭТФ **111**, 615 (1997).
23. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, С. Е. Жуликов, В. А. Киперман, Д. А. Лопатин, ФТТ **39**, 634 (1997).
24. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, А. В. Тютюник, С. Е. Жуликов, Н. М. Афонина, ФТТ **40**, 2184 (1998).
25. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, ФТТ **55**, 2176 (2013).