

СПЕКТРЫ РЕЗОНАНСНОЙ МАГНИТОПЛАСТИЧНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{NaCl}(\text{Ca} + \text{Ni})$

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

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова
Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ «Курчатовский институт»
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2024 г.,
после переработки 16 июля 2024 г.
Принята к публикации 19 июля 2024 г.

Измерен резонансный спектр дислокационных пробегов в кристалле $\text{NaCl}(\text{Ca} + \text{Ni})$ в сверхнизких скрещенных магнитных полях, постоянном поле Земли и переменном поле накачки. Движение обусловлено спин-зависимым преобразованием примесных стопоров на дислокациях, что приводит к их депиннингу и релаксационным перемещениям в поле внутренних напряжений. Спектр резонансных частот поля накачки интерпретируется в терминах сверхтонкого взаимодействия пар электронов на примесных центрах и окружающих лигандах Cl. Спектр сопоставлен с ранее полученными спектрами: микротвердости на том же кристалле и дислокационных пробегов в кристалле $\text{NaCl}(\text{Ca})$. Сходства и различия трех спектров помогают установить относительную роль примесей Ca и Ni в наблюдаемых процессах.

DOI: 10.31857/S0044451024110129

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время надежно установлено [1–5], что воздействие магнитных полей на немагнитные кристаллы приводит к изменению их механических свойств. Это явление получило название магнито-пластический эффект (МПЭ) и заключается в спиновом преобразовании точечных дефектов в магнитных полях. Оно физически аналогично хорошо известному спин-зависимому влиянию магнитного поля на скорость химических реакций [6, 7]. Естественно, магнитная модификация примесей в кристаллах должна влиять не только на их механические, но и на другие свойства, чувствительные к легированию. Так, была обнаружена магниточувствительность темновой проводимости [8], оптических свойств полупроводников [9] и процессов дефектообразования в приповерхностных слоях кремния в условиях термоудара [10], а также диэлектрических свойств сегнетоэлектриков и сегнетоэластиков [11–16].

Наблюдают как *in situ* эффекты, когда изменения происходят непосредственно во время магнит-

ной экспозиции, так и эффекты памяти, когда отклик возникает уже после выключения полей. Применительно к МПЭ, обычно в качестве *in situ* эффектов исследуют магнитостимулированное изменение подвижности дислокаций. В эффектах памяти чаще всего используется отклик на магнитные воздействия в виде изменения микротвердости кристаллов. Природа этих явлений едина. В обоих случаях начальная трансформация дефектов связана со спин-зависимыми электронными переходами в них непосредственно в магнитном поле [5, 17–20]. Новое состояние дефектов, являющихся стопорами для дислокаций, приводит к немедленному откреплению дислокаций и их дальнейшему движению в полях внутренних напряжений. В эффектах памяти изменение структуры дефектов в магнитном поле происходит во всем объеме кристалла, но это обычно не сразу приводит к изменению макро-свойств. Сначала нарушается равновесие, например, локальная электронейтральность, что вызывает диффузионную релаксацию решетки вокруг дефектов и определяет относительно медленное изменение микротвердости кристалла.

Одним из эффективных способов магнитного воздействия является экспозиция кристаллов в скрещенных магнитных полях – постоянном и перпендикулярном ему переменном поле накачки.

* E-mail: valshits@mail.ru

При этом изменение механических свойств носит резонансный характер. Первые экспериментальные результаты были получены в [21–25] на типичных для ЭПР частотах ~ 10 ГГц. Измерялись пики дислокационных пробегов или микротвердости (NaCl) и стартовых напряжений для дислокаций (Si). Отвечающие им значения магнитного поля B (при фиксируемой частоте накачки ν_{res}) описывались обычным условием

$$\nu_{res} = g \frac{\beta B}{h}, \quad (1)$$

где β — магнетон Бора, h — постоянная Планка, B — постоянная компонента магнитного поля (~ 0.3 Тл) и $g \approx 2$ — фактор Ланде. В кристаллах NaCl(Eu) [22, 23] в условиях классического ЭПР пики микротвердости наблюдались при значениях поля B , отвечающих известным областям ЭПР активности.

Позже аналогичные резонансы были обнаружены и исследованы на гораздо меньших частотах, порядка 1 МГц при использовании магнитного поля Земли порядка 50 мкТл в качестве постоянной компоненты скрещенных полей [26–33]. Резонансное магнитостимулированное изменение микротвердости в этом диапазоне было обнаружено на различных кристаллах [28, 30–32]. Характерной особенностью этих низкочастотных резонансов, отличающей их от обычного диапазона, является анизотропия: резонансная частота эффекта оказалась чувствительной к ориентации кристалла относительно магнитного поля $\mathbf{B}$. Так при повороте образца NaCl на угол θ относительно магнитного поля вокруг оси симметрии 4-го порядка резонансная частота дислокационной подвижности определяется модифицированной формулой [28]

$$\nu_{res} = g \frac{\beta B}{h} \cos \theta. \quad (2)$$

Как показано в [31], зависимость (2) сохраняется и для микротвердости весьма сложных кристаллов триглицинсульфата (TGS), гидрофталата калия (КАР) и оксида цинка (ZnO). В этой работе впервые показано, что величина θ имеет простой физический смысл: это угол между внешним полем $\mathbf{B}$ и локальным внутренним полем $\mathbf{B}_{loc}$ в условиях, когда $B \ll B_{loc}$,

$$\theta = \angle(\mathbf{B}, \mathbf{B}_{loc}). \quad (3)$$

При этом направления локальных полей $\mathbf{B}_{loc}$ связаны с элементами симметрии кристалла [32, 33].

В кристалле NaCl, где обычно преобладает примесь кальция (Ca), которая входит в кристалл в виде немагнитноактивного иона Ca^{2+} в соседстве с

вакансией натрия V_{Na} (для локальной электронной нейтральности), эффекты памяти себя обычно не проявляют. И только на дислокации происходит преобразование иона $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$ в парамагнитное состояние [5, 29, 33]. Считается, что такая быстрая бездиффузионная самоорганизация структуры стопора в ядре дислокации происходит следующим образом. Когда дислокация приближается к «гантели» $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}$, из ядра с края экстра-плоскости огромным давлением вытесняется ион Na^+ на место вакансии, а с ближайшего к Ca^{2+} иона Cl^- в том же ядре кулоновские силы переносят электрон на кальций: $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$.

Однако и в NaCl можно наблюдать эффекты памяти при добавлении в него магнитоактивной примеси. Например, в работе [32] в кристалле NaCl(Ca+Ni) был получен целый спектр (18 пиков) изменений микротвердости после выдержки образцов в схеме ЭПР в магнитном поле Земли.

Следует отметить, что в более раннем исследовании [29] на том же кристалле NaCl(Ca+Ni), где концентрация Ni значительно ниже чем Ca, подвижность дислокаций в постоянном магнитном поле оказалась значительно выше, чем в кристалле без Ni. Разгадка этого парадокса была основана на гипотезе о том, что примесь Ni в кристалле NaCl в отсутствие магнитного поля является значительно более сильным стопором, чем Ca. В настоящей работе будет представлен впервые измеренный резонансный спектр дислокационных пробегов в кристалле NaCl(Ca+Ni) в том же диапазоне, что и спектр микротвердости [32]. Сравнивая эти спектры между собой и с фрагментом аналогичного дислокационного спектра в кристалле NaCl(Ca) без Ni [33], мы среди прочего покажем, что упомянутая в [29] гипотеза была правильной.

2. МЕТОДИКА

Исследования проводились на кристаллах NaCl(Ca+Ni) со специально введенной примесью никеля, выращенных в ЛОМО методом Киропулоса. Согласно проведенному микропримесному анализу методом PerkinElmer Total Quant в кристаллах содержится 2 ppm Ni. Общее содержание всех остальных примесей было порядка 10 ppm, среди которых преобладает кальций. Для сравнения использовались кристаллы NaCl(Ca) того же происхождения с аналогичным составом, но без добавления никеля. Образцы выкалывались по плоскостям спайности $\{100\}$ в виде параллелепипедов с примерными размерами $3 \times 3 \times (5 - 8)$ мм,

после чего отжигались и химически полировались. Отжиг проводился в атмосфере аргона при 750°C в течении пяти суток и заканчивался очень медленным охлаждением [1, 5]. Это уменьшало начальную плотность дислокаций и значительно увеличивало среднюю длину пробега свежесозданных дислокаций в процессе их магнитной релаксации.

В качестве внешнего воздействия использовались скрещенные магнитные поля: поле Земли B_{Earth} и перпендикулярное ему переменное поле накачки $\tilde{B}$. Величина и направление магнитного поля Земли измерялись непосредственно в месте нахождения образца в установке. Вектор поля B_{Earth} составлял с вертикалью угол 29.5° , а его величина равнялась $B_{Earth} = 49.9 \text{ мкТл}$. Концентрическое переменное магнитное поле создавалось в коаксиальной камере вокруг провода, по которому пропусклся синусоидальный переменный ток заданной частоты. В данной работе частота варьировалась в интервале 1.1–2.2 МГц. Амплитуда $\tilde{B}$ составляла приблизительно 3 мкТл. Заметим, что, согласно [27], изменение ориентации поля накачки $\tilde{B}$ в этом варианте ЭПР не влияет на положение резонансной частоты (2), однако уменьшает релаксационную подвижность дислокаций. Но даже при параллельности полей $\tilde{B}$ и B_{Earth} резонансный эффект остается вполне измеримым.

При изучении дислокационной подвижности непосредственно перед экспериментом в образцы легким ударом вводились свежие дислокации, которые при этом способе введения являются в основном прямолинейными с ориентацией вдоль направлений $\mathbf{L} \parallel [100]$. Магнитная экспозиция осуществлялась в течение 5 минут. При этом образец ставился так, чтобы исследуемые дислокации были перпендикулярны как постоянному полю ($B_{Earth} \parallel [001]$), так и переменному ($\tilde{B} \parallel [010]$) (подробнее см., например, [27]). Начальное и конечное положения дислокаций фиксировались избирательным химическим травлением. Наблюдения велись за краевыми дислокациями. Их средний пробег l находился по достаточно большому числу перемещений 50–300. Мы будем его характеризовать безразмерным параметром $l\sqrt{\rho}$, равным отношению пробега l к среднему расстоянию $1/\sqrt{\rho} \sim 100 \text{ мкм}$ между дислокациями, где ρ — их средняя плотность ($\rho \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$).

Методика измерений микротвердости H того же кристалла, результаты которых ниже используются для сравнений, описаны в работе [32]. Отметим только, что методика, применявшаяся в данных экс-

периментах, позволила снизить погрешность определения относительных изменений микротвердости $\Delta H/H_0$ до 1%. Это достигалось увеличением статистической базы измерений за счет построений кривых зависимости твердости от времени после экспозиции. Минимум на такой гладкой кривой являлся хорошо воспроизводимой экспериментальной точкой.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Было проведено сравнение двух откликов кристалла $\text{NaCl}(\text{Ca}+\text{Ni})$ на воздействие скрещенных магнитных полей в схеме ЭПР-типа в постоянном поле Земли при варьировании частоты поля накачки ν . В обоих случаях наблюдалось магнито-стимулированное разупрочнение кристалла. Одним откликом являлось перемещение дислокаций $l\sqrt{\rho}$ в магнитных полях без каких-либо дополнительных механических воздействий, а другим — уменьшение твердости кристалла $\Delta H/H_0$ после его магнитной экспозиции. Как подвижность дислокаций, так и изменения твердости имеют резонансный характер. На рис. 1 представлены три сравниваемых зависимости в одном и том же диапазоне частот: спектр изменения микротвердости $\Delta H/H_0(\nu)$ кристалла $\text{NaCl}(\text{Ca}+\text{Ni})$ [32] (рис. 1 а), полученный в этой работе спектр дислокационных пробегов $l\sqrt{\rho}(\nu)$ в том же кристалле (рис. 1 б) и аналогичная зависимость пробега $l\sqrt{\rho}$ для кристалла $\text{NaCl}(\text{Ca})$ [33] (рис. 1 в).

Следует обратить внимание на то, что каждый из спектров содержит по две группы пиков, состоящих из 9 резонансов. Они обозначены на рис. 1: A_n и $\hat{A}_n$, B_n и $\hat{B}_n$, C_n и $\hat{C}_n$. В работе [32] было замечено, что резонансные частоты в этих группах (ν_n^A для пиков A_n и $\hat{\nu}_n^A$ для $\hat{A}_n$), отмеченные на рис. 1 а, связаны между собой соотношением $\hat{\nu}_n^A \approx \nu_n^A/\sqrt{2}$. Около каждого пика на рис. 1 стоят соответствующие символы. В терминах формул (2) и (3) при условии, что направление внешнего поля $B_{Earth} \parallel [001]$ неизменно, эти группы соответствуют двум направлениям локального магнитного поля $B_{loc} \parallel \langle 100 \rangle$ и $B_{loc} \parallel \langle 110 \rangle$ вдоль осей симметрии 4-го и 2-го порядка, составляющих друг с другом угол $\hat{\theta}_n^A = 45^\circ$ (конечно, с точностью до малых локальных искажений вблизи дефектов). Оказалось, что то же соотношение выполняется и для двух других спектров. В таблице приведены соответствующие углы $\hat{\theta}_n^A$, $\hat{\theta}_n^B$ и $\hat{\theta}_n^C$ (3) между внешним полем B_{Earth} и локальным

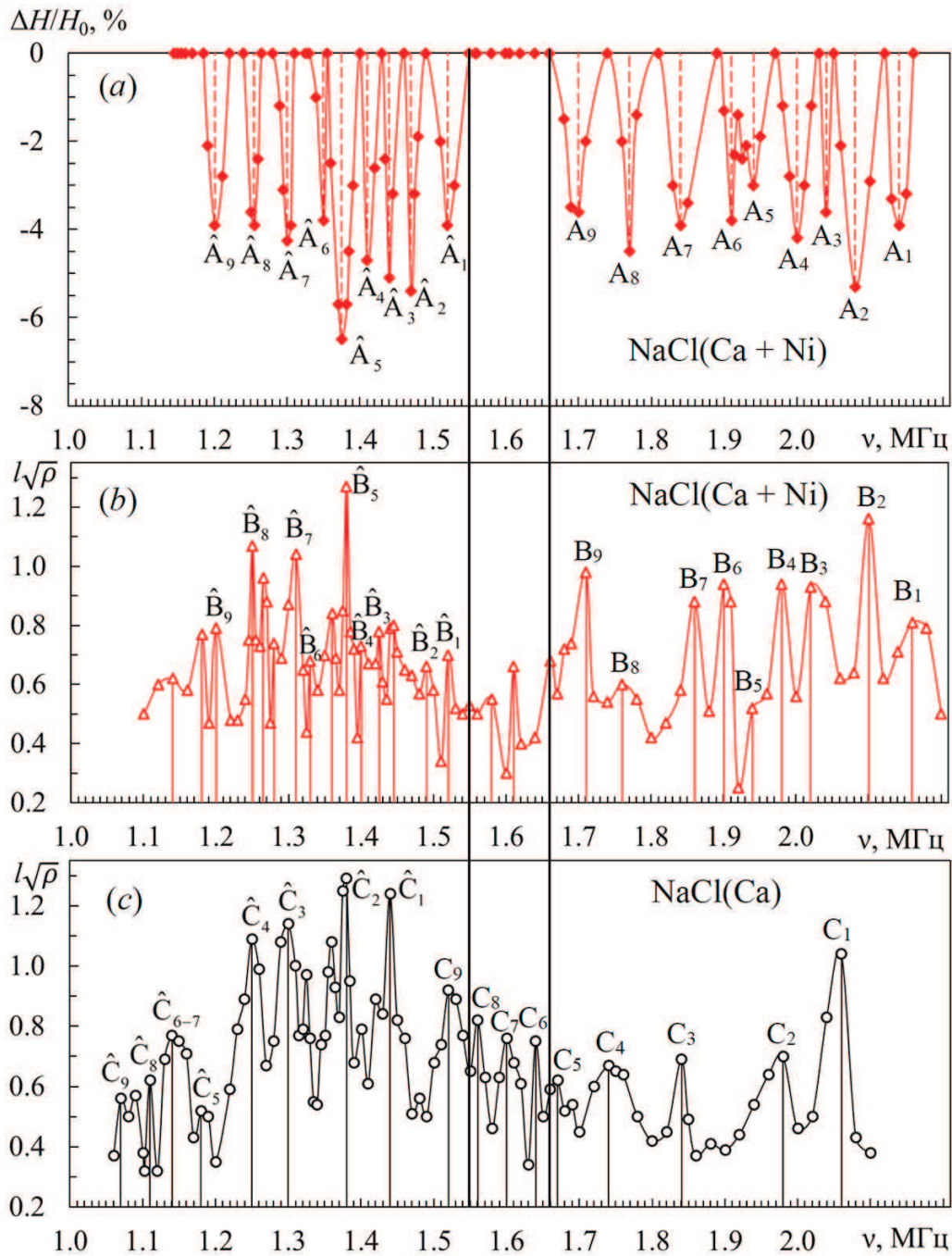


Рис. 1. Частотные зависимости относительного изменения микротвердости (а) и нормированного среднего пробега дислокаций (b, c) кристаллов NaCl(Ca+Ni) (a, b) и NaCl(Ca) (c). Образцы выдерживались в скрещенных магнитных полях в течении 30 мин (a), 5 мин (b, c)

полем $\mathbf{B}_{loc}$ близким к соответствующей оси 2, рассчитанные по формуле

$$\hat{\theta}_n^{A,B,C} = \arccos(\hat{\nu}_n^{A,B,C} / \nu_n^{A,B,C}). \quad (4)$$

Их небольшие отклонения от 45° обусловлены не только погрешностями измерений, но и естественными искажениями решетки вблизи парамагнитно-

го дефекта. Девять соответствующих эффективных g-факторов g_n^A , g_n^B и g_n^C в таблице, вычисленных по формуле (2) при $\theta = 0$, по-видимому, определяются сверхтонким взаимодействием примесных центров с лигандами (ядрами Cl вокруг них). Судя по таблице, они близки для спектров на рис. 1 а и b, относящихся к одному кристаллу. Небольшое отличие между

Таблица 1. Резонансные частоты $\nu_n^{A,B,C}$ и $\dot{\nu}_n^{A,B,C}$ (в МГц), а также эффективные g-факторы $g_n^{A,B,C}$ и углы (4) $\hat{\theta}_n^{A,B,C}$ для трех спектров на рис. 1

Кристалл	Тест	№ Группа	1	2	3	4	5	6	7	8	9
NaCl (Ca+Ni)	Твердость	g_n^A	3.058	2.972	2.915	2.858	2.772	2.729	2.629	2.529	2.429
		ν_n^A	2.14	2.08	2.04	2.00	1.94	1.91	1.84	1.77	1.70
		$\dot{\nu}_n^A$	1.52	1.49	1.425	1.40	1.38	1.33	1.31	1.25	1.20
		$\hat{\theta}_n^A$	44.7°	44.2°	45.7°	45.6°	44.7°	45.9°	44.6°	45.1°	45.1°
	Дислокации	g_n^B	3.087	3.001	2.887	2.830	2.772	2.715	2.658	2.515	2.444
		ν_n^B	2.16	2.10	2.02	1.98	1.94	1.90	1.86	1.76	1.71
		$\dot{\nu}_n^B$	1.52	1.49	1.425	1.40	1.38	1.33	1.31	1.25	1.20
		$\hat{\theta}_n^B$	45.3°	44.8°	45.1°	45.0°	44.7°	45.6°	45.2°	44.7°	45.4°
NaCl (Ca)	Дислокации	g_n^C	2.944	2.829	2.630	2.486	2.387	2.344	2.287	2.229	2.172
		ν_n^C	2.06	1.98	1.84	1.74	1.67	1.64	1.60	1.56	1.52
		$\dot{\nu}_n^C$	1.44	1.38	1.30	1.25	1.18	1.14		1.11	1.07
		$\hat{\theta}_n^C$	45.7°	45.8°	45.0°	44.1°	45.0°	46.0°	44.6°	44.6°	45.3°

ними (в пределах 1 %) может быть связано с различиями структуры примесного окружения в объеме и в ядре дислокации. А значения в третьем спектре уже довольно существенно отличаются (порядка 10 %) от первых двух, поскольку на этот раз речь идет о разных парамагнитных центрах в окружении тех же лигандов.

Не вызывает сомнений, что первый из спектров (рис. 1 а) обусловлен присутствием в кристалле только примеси Ni, поскольку ионы Ca^{2+} диамагнитны. Ион Ni^{2+} так же, как и ион Ca^{2+} , на внешней оболочке не имеет электронов, но у него есть два неспаренных электрона на d -оболочке, так что он парамагнитен и вне дислокаций.

Третий спектр (рис. 1 с) столь же несомненно отражает процессы, связанные с примесью Са. Примесь Са в виде немагнитоактивного иона Ca^{2+} на дислокации преобразуется с участием вакансии в парамагнитное состояние $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$ [5], и поэтому участвует в спин-зависимых процессах в магнитном поле, в том числе и в схеме ЭПР.

Второй спектр отражает релаксационное движение дислокаций через совокупность центров пиннинга Са и Ni, при том что концентрация первых в 5 раз выше, чем вторых. Это тот самый парадокс, который мы обсуждали в [29]. Как видно из спектра на рис. 1 b, в нем присутствуют не только близкие к спектру рис. 1 а пики групп B_n и $\hat{B}_n$, но и другие, более слабые, схожие со спектром рис. 1 с.

В действительности, следует помнить, что мы работаем с хорошо отождествленными кристаллами, в которых атомы Са должны быть собраны в ком-

плексы, в то время как атомов Ni мало и они вероятней всего остаются одиночными. Поэтому число пиннинг-центров двух типов может оказаться сопоставимым или даже в пользу Ni. Кроме того, если сила пиннинга у примеси Ni заметно больше, чем у Са, то при введении свежих дислокаций они останутся в местах с более высокими внутренними напряжениями, где комплексы Са дислокации не «держат». Видимо, именно поэтому дислокационный спектр кристалла $\text{NaCl}(\text{Ca}+\text{Ni})$ (рис. 1 b), в основном, почти совпадает с рис. 1 а, как если бы комплексов Са не было вообще.

Тем не менее, комплексы Са вполне отчетливо проявляют себя и в спектре на рис. 1 b. Наиболее ярко это видно в интервале частот (1.56–1.66 МГц, выделен вертикальными линиями на рис. 1), где в случае микротвердости резонансного эффекта нет. Для дислокаций резонансный депиннинг при «выключенном» Ni осуществляется атомами Са. Это может происходить на участках кристалла с более низкими внутренними напряжениями, где пиннинг дислокаций осуществляется обеими примесями Ni и Са, так что магнитостимулированное открепление дислокации от Са может приводить к ее перемещению. Именно эти довольно слабые пики видны в этом месте спектра, примерно там же, где и пики на рис. 1 с. Следует отметить, что совершенно аналогичная ситуация возникает при $\nu < 1.19$ МГц левее последнего пика $\hat{A}_9$ на рис. 1 а. Здесь опять примеси Са проявляют себя на рис. 1 b резонансными пиками, которые близки по расположению к пикам на рис. 1 с.

На вопросы о более детальных чертах явлений, лежащих в основе наблюдаемых эффектов, пока можно отвечать только предположительно. Например, почему изменение структуры столь малых дефектов как примесь Ni, да еще присутствующих в столь малой концентрации вызывает столь сильные макроскопические последствия как изменение твердости кристалла. Может быть, потому, что в кристаллах NaCl индентирование сопровождается пластической деформацией в виде дислокационных петель и их движения в специфических «розетках». В этом случае, уменьшение твердости было бы непосредственно связано с увеличением подвижности дислокаций, как в спектре на рис. 1 *b*. Впрочем, в последнем случае трансформация стопора на дислокации происходит практически мгновенно, а максимум изменений микротвердости наблюдается с большой задержкой (~ 2 ч). Возможно, преобразование пиннинг-центра в ядре дислокации происходит без задержки, благодаря экстремальным давлениям, которые обеспечивают быструю бездиффузионную самоорганизацию структуры (см. пример во Введении), в то время как в объеме для необходимой самоорганизации структуры требуются медленные диффузионные процессы.

Конечно, пока очень не хватает конкретики применительно к деталям элементарного акта спин-зависимого преобразования примесных центров даже в таких модельных кристаллах как NaCl. До сих пор мы описываем их только в самых общих чертах. При выдержке кристалла в скрещенных магнитных полях в радикальной паре, которую составляют электрон на примесном центре и электрон на ионе хлора, происходят спин-зависимые электронные переходы [5, 17–20, 28, 33]. Они становятся возможными из-за снятия запрета Паули. Может происходить переход радикальной пары из S состояния в T (и тогда происходит распад пиннинг центра) или наоборот, из T в S (и тогда образуется новый продукт). Какой конкретно процесс происходит остается неясным, но судя по нашим экспериментальным данным, в данном случае магнитное воздействие приводит к уменьшению пиннинга.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ частотных спектров, полученных на кристаллах NaCl(Ca+Ni) разными экспериментальными методиками, и сравнение их со спектром дислокационных пробегов в NaCl(Ca) подтвердили, что два типа магнитопластического эффекта (*in situ* и памяти) имеют единую природу. Как видно из ри-

сунка и таблицы, резонансные частоты в кристалле NaCl(Ca+Ni) для *in situ* эффекта и эффекта памяти очень близки. Спин-зависимые электронные переходы происходят непосредственно в магнитном поле. Трансформация примесных комплексов, на которых закреплены дислокации, происходит быстро и приводит к отрыву дислокаций и их дальнейшему движению в полях внутренних напряжений. Эти дислокационные перемещения и измеряются в *in situ* экспериментах. В экспериментах с измерениями микротвердости в кристалле NaCl(Ca+Ni) после описанного резонансного перехода с изменением структуры Ni-центра происходит последующая диффузионная релаксация к новому локальному равновесию, что в свою очередь модифицирует такую макрохарактеристику кристалла как твердость. Таким образом, используя различные экспериментальные методики (изучение дислокационной подвижности и измерение микротвердости) удастся разделить вклады каждой из примесей в случае кристаллов с двухкомпонентной примесной системой.

В заключение следует отметить, что за долгий период академических исследований МПЭ накоплен значительный багаж новых фундаментальных знаний [1–5, 17–35] на все более глубоком уровне понимания тонких физических процессов. Исследования этого явления весьма нетривиальны ввиду того, что элементарный акт трансформации структуры примесного центра и наблюдаемые макроскопические последствия этого имеют слишком разный масштаб. В результате, приходится строить стратегию разнообразных косвенных измерений, дополняющих друг друга и устанавливая на этом пути причинно-следственные связи. Настоящая работа демонстрирует маленький пример такой стратегии. Тем не менее, можно констатировать, что на глазах формируется параллельный процесс постепенного внедрения этих знаний в практические технологические процессы магнитной обработки материалов в современной технике (см., например, обзор [36]).

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петрижик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
2. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография. **48**, 855 (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, Magnetoplastic effect in nonmagnetic crystals. In: Dislocations in Solids, v. 14, Ch. 86, Ed. J.P. Hirth, Elsevier, Amsterdam (2008), p. 333–437.
6. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. З. Салихов, Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях, Наука, Новосибирск (1978).
7. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
8. И. С. Волчков, В. М. Каневский, М. Д. Павлюк, Письма в ЖЭТФ **107**, 276 (2018).
9. R. Redko, G. Milenin, V. Milenin, R. Konakova, S. Redko, P. Lytvyn and O. Babenko, Materials Research Express **6**, 036413 (2019).
10. A. A. Skvortsov, D. E. Pshonkin, M. N. Luk'yanov, Key Engineering Materials **771**, 124 (2018).
11. Е. А. Петржик, Е. С. Иванова, В. И. Альшиц, Известия РАН. Сер. Физическая **78**, 1305 (2014).
12. Е. С. Иванова, Е. А. Петржик, А. П. Еремеев, Р. В. Гайнутдинов, А. К. Лашкова, А. Г. Иванова, Т. Р. Волк, Кристаллография **68**, 738 (2023).
13. Е. Д. Якушкин, Письма в ЖЭТФ **99**, 483 (2014).
14. Е. Д. Якушкин, Письма в ЖЭТФ **117**, 598 (2023).
15. М. Н. Левин, В. В. Постников, М. Ю. Палагин, ФТТ **45**, 1680 (2003).
16. О. М. Golitsyna, S. N. Drozhdin, Ferroelectrics **567:1**, 244 (2020).
17. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **129**, 909 (2006).
18. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **132**, 673 (2007).
19. Р. Б. Моргунов, А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **136**, 505 (2009).
20. R. B. Morgunov and A. L. Buchachenko, Phys. Rev. B **82**, 014115 (2010).
21. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, С. Е. Жуликов, А. А. Дмитриевский, Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
22. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, А. А. Дмитриевский, ЖЭТФ **117**, 1080 (2000).
23. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, and A. A. Baskakov, Molecular Physics **100**, 1291 (2002).
24. Ю. А. Осипьян, Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков, А. М. Орлов, А. А. Скворцов, Е. Н. Инкина, Й. Танимото, Письма в ЖЭТФ **79**, 158 (2004).
25. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osipyan, Phys. Status Solidi C **2**, 1869 (2005).
26. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, Письма в ЖЭТФ **91**, 97 (2010).
27. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **55**, 318 (2013).
28. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **104**, 362 (2016).
29. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ЖЭТФ **149**, 136 (2016).
30. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **54**, 305 (2012).
31. В. И. Альшиц, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **107**, 650 (2018).
32. Е. А. Петржик, В. И. Альшиц, Письма в ЖЭТФ **113**, 678 (2021).
33. M. V. Koldaeva and V. I. Alshits, AIP Advances **14**, 015015 (2024).
34. X. Zhanga and Z. P. Cai, JETP Letters **108**, 23 (2018),
35. Y. Guo, Y. J. Lee, Y. Zhang, A. Sorkin, S. Manzhos, and H. Wang, Journal of Material Science and Technology **112**, 96 (2022).
36. Y. Song, W. Wu, Y. Yu, and L. Hua, Chinese Journal of Mechanical Engineering **36**, 139 (2023).