

07

## Резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в схеме ЭПР в магнитном поле Земли с импульсной накачкой

© В.И. Альшиц<sup>1</sup>, Е.В. Даринская<sup>1</sup>, В.А. Морозов<sup>2</sup>, В.М. Кац<sup>2</sup>, А.А. Лукин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 20 мая 2013 г.)

Обнаружены и исследованы резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl(Ca) при совместном действии магнитного поля Земли  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$  ( $\sim 66 \mu\text{T}$ ) и импульсного поля накачки  $\tilde{\mathbf{B}}$  достаточной амплитуды  $\tilde{B}_m$  и определенной длительности  $\tau$ . Измеренные пики дислокационных пробегов  $l(\tau)$  имеют максимум при  $\tau = \tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$ . Критерием резонанса оказалось обычное условие ЭПР, в котором  $g$ -фактор близок к 2 и вместо частоты  $\nu$ , гармонического поля накачки фигурирует оптимальная обратная длительность импульса  $\tau_r^{-1}$ . Наибольшая высота пика  $l(\tau)$  достигается при взаимно ортогональных ориентациях дислокаций ( $\mathbf{L}$ ) и магнитных полей  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$  и  $\tilde{\mathbf{B}}$ . Поворот импульсного поля в позицию  $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$  значительно снижает, но не „убивает“ эффект. А для дислокаций, параллельных полю Земли ( $\mathbf{L} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ ), резонанс практически исчезает даже при  $\tilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ . В оптимальной геометрии опытов при уменьшении амплитуды  $\tilde{B}_m$  поля накачки от 17.6 до  $10 \mu\text{T}$  высота пика пробегов  $l_r = l(\tau_r)$  убывает всего на 7.5%, оставаясь на уровне  $l_r \sim 10^2 \mu\text{m}$ , а при дальнейшем снижении  $\tilde{B}_m$  до  $4 \mu\text{T}$  — быстро спадает до фоновых значений. При этом относительная плотность подвижных дислокаций аналогичным образом убывает от  $\sim 90$  до 40%. Обсуждаются возможные физические механизмы наблюдаемого эффекта.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 10-02-01099 и 13-02-00341) и Президиума РАН (Программа фундаментальных исследований № 24).

### 1. Введение

Открытие магнитоэластического эффекта (МПЭ) в немагнитных кристаллах обычно связывают с работой [1], где впервые было обнаружено и исследовано релаксационное перемещение дислокаций в кристаллах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле. Последующие широкие исследования этого явления (см. обзоры [2–6]) позволили связать его механизм с магнитоиндуцированным изменением структуры примесных стопоров на дислокациях в результате спиновой эволюции радикальных пар в таких центрах к состоянию, снимающему квантовый запрет на определенный электронный переход [7,8].

МПЭ был обнаружен в кристаллах самых разнообразных типов, причем не только в постоянном магнитном поле, но и в резонансном режиме типа ЭПР [9–13], когда кристалл помещается в скрещенные магнитные поля, постоянное ( $B$ ) и переменное ( $\tilde{B}$ ) на частоте

$$\nu = g\mu_B B/h, \quad (1)$$

где  $g$ -фактор обычно близок к 2,  $\mu_B$  — магнетон Бора и  $h$  — постоянная Планка. Этот резонанс, в частности, наблюдался [9–11] в подвижности дислокаций в кристаллах NaCl на частотах 9.5 GHz ( $B \approx 0.3 \text{ T}$ ) и 152 MHz ( $B \approx 5 \text{ mT}$ ). В последние годы похожий резонанс в тех же и других кристаллах был обнаружен [14–16] и в супернизких магнитных полях, поле Зем-

ли  $B_{\text{Earth}} \sim 10^2 \mu\text{T}$  и поле накачки  $\tilde{B}$  с амплитудой  $\sim 3 \mu\text{T}$  и частотой  $\nu \sim 1 \text{ MHz}$ .

Здесь следует оговориться, что первое случайное наблюдение подобных резонансных перемещений дислокаций в магнитном поле Земли при импульсной накачке состоялось еще в 1985 г. Оно было описано авторами много лет спустя [17] только после публикации [9], когда им открылся физический смысл этого наблюдения. Как оказалось, при включении установки, подававшей с помощью лазерного или электронного пучка механический импульс на образец NaCl, создавался сопутствующий импульс магнитного поля, длительность которого  $\tau$  попадала в резонанс ЭПР типа с магнитным полем Земли. При этом интенсивное движение дислокаций сохранялось даже в условиях, когда механическая составляющая импульса до кристалла не доходила. Поводом для статьи [17] стало осознание того, что условие ЭПР (1) удовлетворяется при замене  $\nu \rightarrow \tau^{-1}$ ,  $B \rightarrow B_{\text{Earth}}$ .

Так или иначе, но именно это наблюдение в 1985 г. загадочных дислокационных перемещений под действием импульса магнитного поля сверхнизкой амплитуды, а также результаты дополнительных проверочных экспериментов в 1986 г. стимулировали работу [1] и последовавший „бум“ исследований МПЭ.

Предсказанный в [17] дислокационный ЭПР в магнитном поле Земли с гармоническим полем накачки уже был экспериментально обнаружен в упомянутых работах [14–16]. Целью настоящей работы является воспро-

извлечение и первое систематическое изучение импульсного дислокационного ЭПР в тех же кристаллах NaCl, которые использовались в экспериментах 1985 г. На этот раз магнитный импульс накачки не будет случайным. Форму импульса мы сделаем близкой к прямоугольной, а его амплитуда и длительность будут регулироваться и варьироваться от опыта к опыту.

## 2. Методические аспекты

2.1. Создание импульсного магнитного поля. Для проведения измерений использовалась установка, блок-схема которой показана на рис. 1. Образец помещался в соленоид, на который от генератора подавался импульс напряжения  $U_{\text{gen}}(t)$  прямоугольной формы и регулируемой длительности и амплитуды. В электрическую цепь последовательно с соленоидом включалось сопротивление  $R = 4300 \Omega$ , величина которого подобрана так, чтобы форма импульса тока, проходящего от генератора через соленоид, не искажалась последним. Критерием этого является совпадение формы и амплитуды импульса  $U_{\text{gen}}(t)$ , контролируемых с помощью цифрового осциллографа TDS 2012, с параметрами импульса напряжения  $U_R(t)$  на сопротивлении  $R$ .

Соленоид представляет собой катушку из изолированного медного провода диаметром 1 мм, намотанного на цилиндр из диэлектрического материала. Внутри цилиндра вырезана полость, в которой помещаются образец и измеритель магнитного поля соленоида, выполненный в виде круглого проводящего кольца диаметром 10 мм, замкнутого на сопротивление  $50 \Omega$ . Приведем параметры соленоида: индуктивность  $L = 7 \cdot 10^{-5} \text{ H}$ ; число витков  $N = 106$ ; длина соленоида  $l_s = 0.123 \text{ m}$ ; число витков на единицу длины соленоида  $n = N/l_s = 862 \text{ m}^{-1}$ ; диаметр витка соленоида  $d = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ .

Индукция магнитного поля соленоида вычисляется по формуле  $\vec{B} = \mu_0 n i$ , где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$  — магнитная проницаемость вакуума,  $i = U_R/R$  — ток через соленоид. Как уже говорилось, величина  $U_R$  с высокой точностью (относительная погрешность  $\sim 10^{-7}$ ) совпадает с напряжением  $U_{\text{gen}}$  на генераторе. Амплитуда  $U_{\text{gen}}$

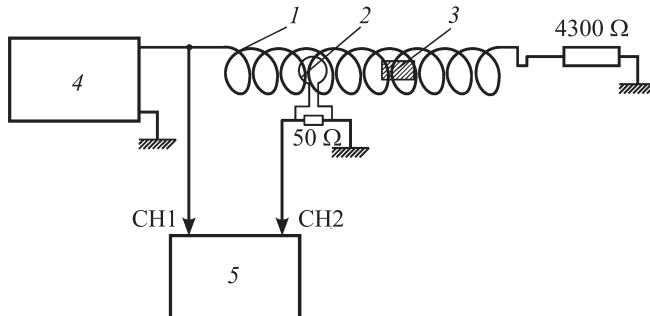


Рис. 1. Блок-схема опытов: 1 — соленоид; 2 — измеритель индукции магнитного поля соленоида; 3 — образец; 4 — генератор импульсов Г5-63; 5 — осциллограф TDS 2012.

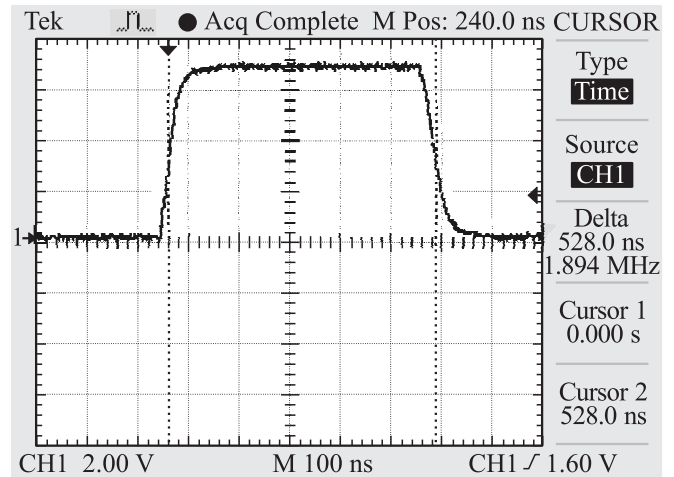


Рис. 2. Осциллограмма импульса напряжения генератора; масштаб по оси времени 100 ns/div, по оси амплитуд — 20 V/div.

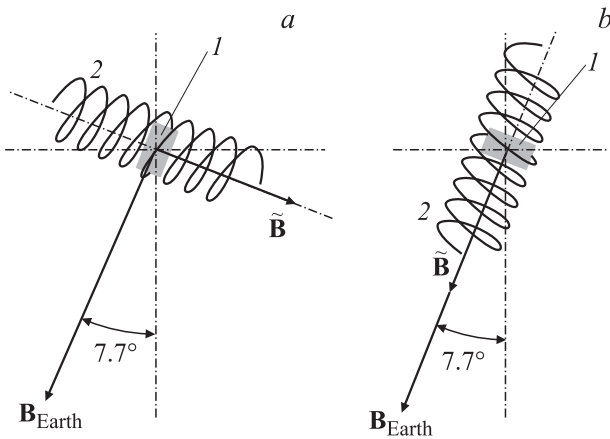
регулировалась в пределах (0–70) V. Таким образом, максимальная амплитуда импульса магнитного поля накачки  $\vec{B}$  в наших экспериментах составляла

$$\vec{B}_m = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 862 \cdot 70/4300 = 17.6 \mu\text{T}. \quad (2)$$

Генератор был настроен на однократный запуск, чтобы на образец воздействовал одиночный импульс. На рис. 2 показана осциллограмма импульса напряжения генератора. Длительность фронта этого импульса, возможно, преувеличена („завалена“) по сравнению с фронтом реального импульса из-за узкой частотной полосы пропускания регистрирующего осциллографа. Везде в этой статье под длительностью импульса будет пониматься его ширина  $\tau$  на полувысоте.

В большинстве экспериментов соленоид (с помощью поворотного устройства) устанавливался так, чтобы расположенный в нем кристалл ориентировался одной гранью ортогонально вектору полного магнитного поля Земли  $\vec{B}_{\text{Earth}}$ , другой — перпендикулярно вектору магнитного поля соленоида  $\vec{B}$  (рис. 3, a). При этом исследуемые краевые дислокации были перпендикулярны обоим названным векторам. Иными словами, в этих экспериментах ориентации дислокаций и обоих магнитных полей были взаимно ортогональны друг другу. Впрочем, в такой установке полей и образца была возможность следить и за подвижностью дислокаций параллельных магнитному полю Земли. Кроме того, проводились опыты, когда векторы магнитных полей Земли и соленоида были параллельны, а направление дислокаций им перпендикулярно (рис. 3, b).

2.2. Измерение геомагнитного поля. В месте постановки образца были измерены горизонтальная ( $B_{\text{Earth}}^{\text{hor}}$ ) и вертикальная ( $B_{\text{Earth}}^{\text{ver}}$ ) компоненты магнитного поля Земли  $\vec{B}_{\text{Earth}}$  с помощью феррозондового магнито-



**Рис. 3.** Схема расположения образца 1 в соленоиде 2 по отношению к вектору магнитного поля Земли  $V_{Earth}$ : а —  $V \perp V_{Earth}$ ; б —  $V \parallel V_{Earth}$ .

метра ПРОМ-2М. Их средние значения составили

$$V_{Earth}^{hor} \approx 8.8 \mu T, \quad V_{Earth}^{ver} \approx 65.5 \mu T. \quad (3)$$

Отсюда могут быть найдены полная индукция  $V_{Earth}$  магнитного поля Земли и угол  $\alpha$ , составляемый вектором  $V_{Earth}$  с вертикалью (рис. 3)

$$V_{Earth} \approx 66.1 \mu T, \quad \alpha \approx 7.7^\circ. \quad (4)$$

2.3. Подготовка образцов и измерение дислокационных пробегов. Исследовались кристаллы NaCl, выращенные методом Стокбаргера в Институте физики и оптики (Будапешт, Венгрия). Преобладающей примесью был кальций с концентрацией 0.5 ppm. Образцы выкальчивались по плоскостям спайности {100} в виде параллелепипедов с примерными размерами  $3 \times 3 \times 5$  mm. Затем они подвергались специальному отжигу и химической полировке.

Перед экспериментом в подготовленных образцах уже присутствовали „состаренные“ дислокации с плотностью  $\rho_{old} \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ . Эти дислокации задавали неподвижный рельеф внутренних напряжений. Их позиции определялись с помощью химического травления. Затем в образец легким ударом вводились свежие дислокации с плотностью  $\rho_{fr} \sim \rho_{old} \sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ . В результате магнитных воздействий на кристалл перемещались только свежие дислокации, которые не подвергались отжигу и находились в неотрелаксированных позициях на склонах рельефа дальнодействующих напряжений от всего дислокационного ансамбля. Их позиции до и после экспозиции образца фиксировались с помощью травления поверхности. По расстояниям между соответствующими ямками травления строились гистограммы дислокационных пробегов и находился средний пробег  $l$ .

Полной релаксации отвечает средний пробег  $l$  дислокаций порядка расстояния  $1/\sqrt{\rho}$  между дислокациями, где  $\rho = \rho_{old} + \rho_{fr}$ . Поэтому при характеристике

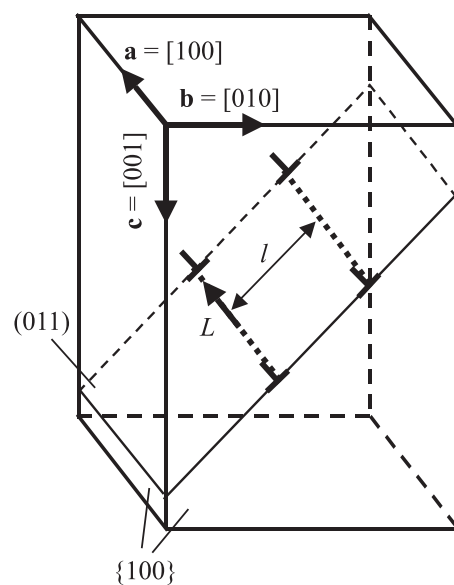
релаксации удобно также использовать безразмерный пробег  $l\sqrt{\rho}$ . Еще одним количественным параметром наблюдаемой релаксации является относительная плотность подвижных дислокаций  $\rho_m/\rho_{fr}$ .

По литературным данным и по нашему опыту работы с кристаллами NaCl большая часть дислокаций при использованном методе их введения являются прямолинейными и ориентированы вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ , т.е. параллельны ребрам наших образцов а, б и с. В экспериментах мы следили за перемещениями только краевых дислокаций, которые двигаются в плоскостях скольжения {110} (рис. 4).

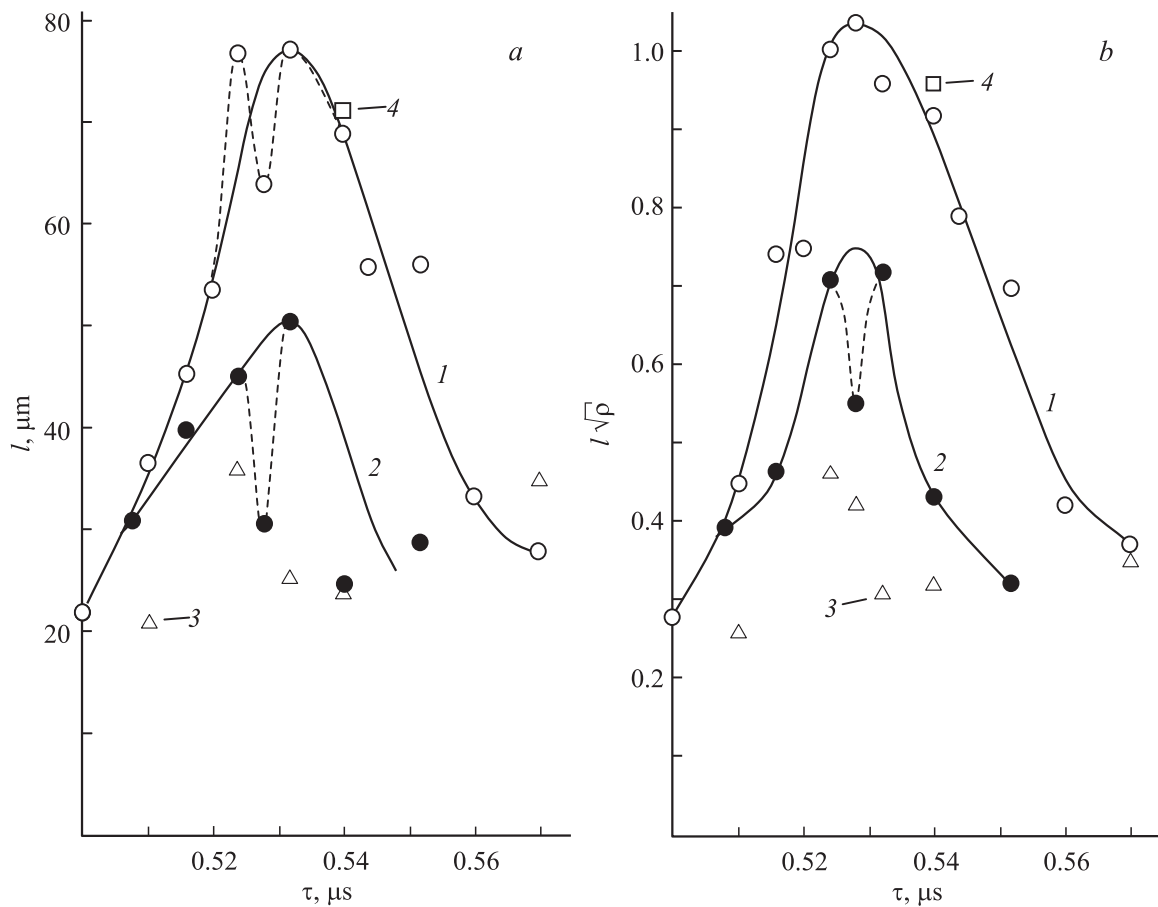
При таких измерениях неизбежно возникает и фоновый пробег, не связанный с изучаемыми процессами. Он обусловлен небольшими релаксационными перемещениями дислокаций при вытравливании приповерхностных стопоров, а также при манипуляциях с образцом в процессе его постановки в соленоид, извлечения оттуда и т.д. Эти паразитные эффекты невелики, а отвечающий им фоновый пробег составляет величину  $l_0 \sim 20 \mu m$ .

### 3. Результаты измерений

3.1. Пики дислокационных пробегов. В первой серии опытов мы работали в геометрии, когда направления магнитных полей были перпендикулярны друг другу  $V_{Earth} \perp V$  (рис. 3, а), и следили за дислокациями  $L \parallel a$  (рис. 4), ортогональными обоим полям. Амплитуда импульса накачки выбиралась неизменной:  $V_m = 17.6 \mu T$ , а его длительность варьировалась в интервале  $\tau = (0.50-0.57) \mu s$ . Результаты этих измерений показаны на рисунках 5, а и 5, б для абсолютных и относительных пробегов дислокаций соответственно. Кривые 1



**Рис. 4.** Кристаллографическая ориентация образца и перемещение  $l$  краевой дислокации  $L \parallel a$  в плоскости скольжения (011).



**Рис. 5.** Резонансные пики дислокационных пробегов  $l$  (а) и их относительных значений  $l\sqrt{\rho}$  (b) в зависимости от длительности  $\tau$  импульсного поля  $\vec{B}$  в соленоиде. Кривые 1 и 2 соответствуют дислокациям  $L$ , перпендикулярным обоим магнитным полям  $\vec{B}$  и  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ : 1 —  $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$  и 2 —  $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ ; точки 3 отвечают геометрии  $L \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}} \perp \vec{B}$ , а точки 4 — той же геометрии, что и точки 1, в контрольном опыте с поверхностью образца покрытой лаком.

на обоих рисунках демонстрируют ярко выраженные резонансные пики в центральной части диапазона длительностей  $\tau$ . При  $\tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$  максимальный средний пробег  $l_r$  дислокаций достигает почти  $80 \mu\text{m}$  (рис. 5, а). Как видно из рис. 5, b, в относительных единицах  $l\sqrt{\rho}$  этот максимум превышает единицу, что свидетельствует о существенной релаксации дислокационной структуры.

При том же положении соленоида, отвечающем ортогональности полей  $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ , дислокации  $L \parallel c$  (рис. 5), параллельные магнитному полю Земли  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ , не дают столь яркого резонанса. Их пробеги 3 невелики (рис. 5), а превышение этих пробегов над уровнем фона, возможно, отражает вклад непрямолинейных дислокационных петель.

При повороте соленоида в позицию (рис. 3, b), когда магнитные поля параллельны друг другу  $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ , пробеги а- и б-дислокаций, ортогональных этим полям, вновь формируют резонансные пики (кривые 2 на рис. 5, а и 5, b). Однако за вычетом фона они почти в половину ниже исходных пиков 1 на том же рисунке. Это примерно повторяет соотношение между пробегами аналогичных дислокаций при резонансной об-

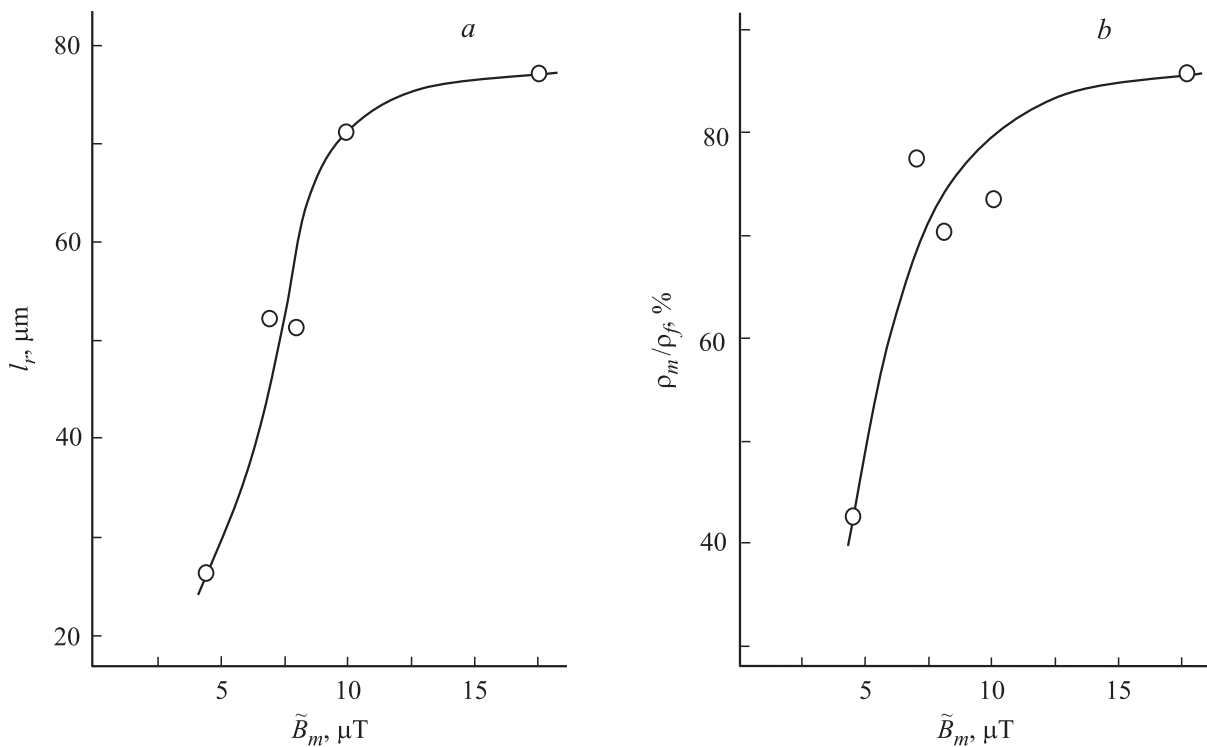
работке (5 min) тех же венгерских кристаллов NaCl(Ca) в геомагнитном поле  $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$  с гармоническим полем накачки ( $\vec{B}_m = 2.5 \mu\text{T}$ ) при ориентациях  $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$  и  $\vec{B} \perp \mathbf{V}_{\text{Earth}}$  [16].

Положения всех четырех пиков на рис. 5 отвечают примерно одинаковой резонансной длительности импульса  $\tau_r \approx 0.53 \mu\text{s}$ , которая соответствует  $g$ -фактору ЭПР

$$g = \frac{h}{\tau_r \mu_B B_{\text{Earth}}} \approx 2. \quad (5)$$

Впрочем, обращает на себя внимание тот факт, что на трех из них, как будто, проявляется дополнительный максимум при  $\tau_r = 0.524 \mu\text{s}$ . Такая двугорбая форма резонансного пика, если она подтвердится в последующих исследованиях, возможно, содержит информацию о структуре и свойствах магниточувствительных стопоров на дислокациях.

3.2. Зависимость резонанса от амплитуды поля накачки. Как и ожидалось от резонанса типа ЭПР, амплитуда магнитного импульса накачки влияет не на положение пика пробегов, а на его высоту. На рис. 6, а показана зависимость этой высоты  $l_r = l(\tau_r)$



**Рис. 6.** Зависимости высоты пика пробегов  $l_r$  (a) и относительной плотности подвижных дислокаций  $\rho_m/\rho_{fr}$  (b), измеренные при  $\tau = 0.524 \mu\text{s}$ , от амплитуды  $\tilde{B}_m$  поля накачки для дислокаций  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$  ортогональных обоим магнитным полям  $\mathbf{V}_{\text{Earth}} \perp \tilde{\mathbf{B}}$ .

от амплитуды  $\tilde{B}_m$  импульса накачки. По мере понижения величины  $\tilde{B}_m$  от максимального значения 17.6 до  $\sim 10 \mu\text{T}$  высота пика пробегов  $l_r$  медленно опускается всего на 7.5%, а при дальнейшем уменьшении  $\tilde{B}_m$  падение становится значительно более быстрым: эффект резонансной самоорганизации положений свежевведенных дислокаций резко ослабляется и при  $\tilde{B}_m = 4 \mu\text{T}$  практически исчезает.

Это проявляется не только в дислокационных пробегах, но и в относительной плотности подвижных дислокаций (рис. 6, b). Впрочем, последняя зависимость, как и следовало ожидать, оказывается более сглаженной: для нее понижение амплитуды поля накачки до  $10 \mu\text{T}$  приводит к более заметному падению  $\sim 14\%$  (рис. 6, b).

Есть основания полагать, что максимальный пропуск  $l_r\sqrt{\rho} = 1.05$ , зафиксированный на рис. 5, b при  $B_m = 17.6 \mu\text{T}$ , еще не является уровнем насыщения, отвечающим полной релаксации дислокационной структуры в наших кристаллах. Судя по данным аналогичных резонансных экспериментов [16] в поле Земли с гармонической накачкой, в тех же кристаллах этот уровень превышает значение  $l_r\sqrt{\rho} = 1.4$ .

Об этом же свидетельствуют контрольные эксперименты с повторной экспозицией образцов. Некоторые дислокации, примерно 20–25%, сместившись в первый раз, продолжали свой путь после второй экспозиции. В этом случае второй релаксационный пропуск был короче первого, а их сумма несколько превышала средний

пропуск дислокаций, бежавших только один раз после первой или после второй экспозиции.

#### 4. Обсуждение результатов

Обнаруженный импульсный резонанс МПЭ имеет очень высокую интенсивность. Экспозиция кристалла в течение  $\tau_r \sim 0.5 \mu\text{s}$  при  $\tilde{B}_m = 17.6 \mu\text{T}$  приводит к перемещению почти всех свежих дислокаций на значительные расстояния (в среднем  $l_r \sim 10^2 \mu\text{m}$ ). В том же кристалле в условиях аналогичного ЭПР в магнитном поле Земли при гармонической накачке ( $\tilde{B}_m = 2.5 \mu\text{T}$ ) на это требуется 5 min экспозиции [16]. Чтобы понять причины такой разницы во временах дислокационной релаксации в этих двух случаях, обратимся сначала к кинематическим свойствам обычного „медленного“ МПЭ в ЦГК.

4.1. Кинематика „медленного“ МПЭ. В кристаллах ЦГК основными упрочняющими примесями являются двухвалентные металлы. В нашем случае мы имеем NaCl с примесью Ca. Эта примесь входит в кристалл в виде ионов  $\text{Ca}^{2+}$ , замещающих  $\text{Na}^+$ . Для электронейтральности рядом с такой примесью оказывается катионная вакансия  $V_{\text{Na}}^-$ , т.е. образуется диполь  $\text{Ca}^{2+}V_{\text{Na}}^-$ . Однако ион  $\text{Ca}^{2+}$  диамагнитен.

Ситуация изменяется [6,14], когда этот диполь оказывается вблизи ядра дислокации. При этом с края экстра-плоскости выдавливается ион  $\text{Na}^+$  на место ва-

кансии в диполе, а для электронейтральности ион  $\text{Ca}^{2+}$  захватывает электрон с ближайшего аниона  $\text{Cl}^-$  в ядре. В результате образуется магнитоактивная пара  $\text{Ca}^+\text{Cl}^0$ , которая и является „агентом“ магнитопластичности. Из-за отталкивания дислокации от примесных комплексов лишь немногие из них попадают в ближнюю окрестность ядра. Поэтому число таких агентов на дислокации невелико — по оценкам доли процента. Это объясняет, почему даже сильно деформированный кристалл NaCl(Ca) не дает обычного ЭПР сигнала [18].

Движение дислокации в этих условиях происходит в режиме „анзиппинга“: последовательного „расстегиивания“. Активные центры в магнитном поле переходят (путем эволюции или резонансным образом) в спиновое состояние, снимающее квантовый запрет на определенный электронный переход, который, в свою очередь, запускает локальную химическую реакцию с образованием нового центра с другой силой пиннинга. После трансформации дислокация отрывается от этого центра под действием внутренних напряжений и перемещается вперед, прижимаясь на концах сегмента к следующей паре стопоров. Там тоже происходит активация кальция ( $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$ ) и т.д.

При этом медленность движения усугубляется его эстафетным характером [2]. Перемещаясь, дислокации понижают напряжения на старте, но повышают его на финише, приводя тем самым в движение другие дислокации, которые поначалу не двигались. В каждый момент времени движутся лишь несколько сегментов на части дислокаций, квазистатически перемещающихся в почти неизменном рельефе внутренних напряжений.

4.2. Электростимуляция МПЭ. Время, требуемое на одно открепление, по грубым оценкам составляет  $10^{-7} - 10^{-5}$  с. Именно из-за последовательного характера откреплений средняя скорость дислокаций в кристаллах NaCl в постоянном магнитном поле  $\sim 0.5$  Т или в режиме ЭПР с гармонической накачкой обычно не превышает  $0.1 - 0.3 \mu\text{m/s}$  [2,4-6,16]. В рамках рассматриваемой кинематической схемы единственный резерв повышения скорости дислокаций в магнитном поле сводится к увеличению числа магнитоактивных примесей  $\text{Ca}^+$  на линии дислокации. Недавно обнаружилось, что такой резерв можно „мобилизовать“ почти полностью, прилагая к кристаллу электрическое поле одновременно с магнитным [6,19-21]. Оказалось, что даже весьма слабое электрическое поле  $E \sim 3 - 5 \text{ kV/m}$ , добавленное к магнитному полю, увеличивает среднюю скорость дислокаций в кристалле NaCl(Ca), изучавшемся в этой работе, на два-три порядка.

В работе [21] было, в частности, показано, что даже очень слабые вихревые поля могут серьезно усиливать МПЭ. Несколькими щелчками тумблера электромагнита, только включая и выключая поле, в том же венгерском кристалле NaCl(Ca) удавалось переместить дислокации на расстояния до  $100 \mu\text{m}$ . В этом свете проясняется [6] высокая эффективность импульсных магнитных воздействий на подвижность дислокаций в

ЩГК [22-24]. Кстати, по оценкам наибольшая скорость изменения магнитного поля в нашем эксперименте была такого же порядка, как в работе [22]:  $\dot{B}_{\text{max}} \sim 10^4 \text{ T/s}$ .

Важную роль при этом может играть поверхностная электромиграция. Такие эффекты наблюдались в [21] и при необходимости исключались покрытием кристалла лаком. Контрольный эксперимент, выполненный нами на образце, покрытом лаком, ничего не изменил (см. точки 4 на рис. 5). Это значит, что мы имеем дело с объемными эффектами.

4.3. Гипотеза о „взрывной“ релаксации. По-видимому, при включении импульса сопутствующее ему вихревое электрическое поле „мгновенно“ активизирует значительное число примесных центров на дислокациях в магнитоактивное состояние. В результате дислокации открепляются без всякого анзиппинга и за полмикросекунды в таком режиме могли бы пробежать несколько микрон. Но из рис. 5 и 6 видно, что средний пробег подвижных дислокаций в условиях резонанса был под сотню микрон, причем в движении принимали участие  $\sim 90\%$  свежевведенных дислокаций. Это значит, что столь резкое одновременное согласованное изменение позиций почти всех дислокаций оказывается достаточным, чтобы система потеряла устойчивость и закончила релаксацию, возможно, уже после выключения импульса. Кстати, в эту ключевую флуктуацию часть дислокаций вносит, отнюдь не малый вклад. Согласно [25], 15-20% свежих дислокаций находятся в неустойчивых позициях и при малом „толчке“ способны убежать (практически мгновенно) на расстояния  $\sim 1/\sqrt{\rho}$ .

Но главное в том, что, в отличие от нарисованной выше квазистатической картины, теперь не дислокация движется вниз по склону горы, а сами горы перемещаются друг относительно друга, изменяя свои очертания. Таким образом, судя по всему, мы имеем дело с когерентной самоорганизацией дислокационной структуры в результате сильного импульсного возмущения. Похожая сильная неравновесность деформации бывает в кристаллах, подвергнутых воздействию коротких ( $< 0.5 \mu\text{s}$ ) механических импульсов достаточно высокой амплитуды с крутым (наносекундным) фронтом нарастания [26,27]. В нашем случае тоже найден порог эффекта — по амплитуде  $\dot{B}_m$  импульса накачки (рис. 6).

Мы пока не можем полностью исключить возможность магнитной трансформации в скрещенных полях части дефектов в объеме кристалла, не лежащих на дислокациях. Это бы облегчило упомянутую когерентную самоорганизацию системы. Однако такое предположение все-таки находится в определенном противоречии с накопленными экспериментальными знаниями [4-6]. Во-первых, эффекты магнитной „памяти“ в ЩГК ранее наблюдались только в закаленных кристаллах, а мы имели дело, наоборот, с хорошо отоженными образцами. Во-вторых, релаксация дислокаций в кристаллах с трансформированной примесной системой обычно является исключительно медленной с характерными временами  $\sim 10^3$  с и совсем не похожа на то, что мы

наблюдаем. В наших опытах к моменту последнего травления образца, т.е. через несколько секунд после экспозиции релаксация практически уже закончена.

Резюмируя, можно так сформулировать предполагаемую суть обсуждаемого явления. Наблюдаемая взрывная релаксация дислокационной структуры, по-видимому, происходит в три стадии: 1) магнитоактивация примесных центров пиннинга ( $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^+$ ) под действием вихревого электрического поля, возникающего при включении импульса  $\vec{B}(t)$ ; 2) резонансное преобразование структуры этих центров в скрещенных магнитных полях; 3) открепление дислокаций и их самоорганизация.

Авторы выражают искреннюю признательность М.В. Колдаевой и Е.А. Петржик за полезные обсуждения результатов и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [2] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. Кристаллография **48**, 5, 826 (2003).
- [3] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккавер. Кристаллография **48**, 5, 855 (2003).
- [4] Ю.И. Головин. ФТТ **46**, 5, 769 (2004).
- [5] Р.Б. Моргунов. УФН **174**, 2, 131 (2004).
- [6] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, M.V. Koldaeva, E.A. Petrzhik. In: Dislocations in Solids. V. 14 / Ed. J.P. Hirth. Elsevier, Amsterdam (2008). P. 333.
- [7] Я.Б. Зельдович, А.Л. Бучаченко, Е.Л. Франкевич. УФН **155**, 1, 3 (1988).
- [8] А.Л. Бучаченко. Успехи Химии **68**, 99 (1999).
- [9] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, С.Е. Жуликов, А.А. Дмитриевский. Письма в ЖЭТФ **68**, 5, 400 (1998).
- [10] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов, А.А. Дмитриевский. ЖЭТФ **117**, 6, 1080 (2000).
- [11] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov, A. Baskakov. Mol. Phys. **100**, 9, 1291 (2002).
- [12] 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).
- [13] M.V. Badylevich, V.V. Kveder, V.I. Orlov, Yu.A. Osip'yan. Phys. Status Solidi C **2**, 1869 (2005).
- [14] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, В.А. Морозов, В.М. Кац, А.А. Лукин. Письма в ЖЭТФ **91**, 2, 97 (2010).
- [15] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, В.А. Морозов, В.М. Кац, А.А. Лукин. ФТТ **53**, 2010 (2011).
- [16] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. ФТТ **55**, 2, 318 (2013).
- [17] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.А. Легеньков, В.А. Морозов. ФТТ **41**, 11, 2004 (1999).
- [18] В.А. Закревский, В.А. Пахотин, А.В. Шульдинер. ФТТ **44**, 1990 (2002).
- [19] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. Письма в ЖЭТФ **88**, 500 (2008).
- [20] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, M.V. Koldaeva, E.A. Petrzhik. J. Appl. Phys. **105**, 063 520 (2009).
- [21] V.I. Alshits, E.V. Darinskaya, E.A. Petrzhik. Кристаллография **54**, 1017 (2009).
- [22] Н.В. Загоруйко. Кристаллография **10**, 81 (1965).
- [23] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, С.Е. Жуликов, В.А. Киперман, Д.А. Лопатин. ФТТ **39**, 634 (1997).
- [24] О.В. Коплак, П.В. Бовсуновская, Р.Б. Моргунов. ФТТ **55**, 1347 (2013).
- [25] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева. ФТТ **43**, 1635 (2001).
- [26] В.А. Морозов, О.В. Семенюк. Физ. механика **8**, 183 (2004).
- [27] T.A. Khantuleva. Proc. Int. Conf. „Shock waves in condensed matter“. S.-Petersburg (2006). P. 54–57.