Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, с. 362 – 373 © 2016 г. 10 сентября

Резонансная магнитопластичность в сверхнизких магнитных полях

В. И. Альшиц[1], Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик

Институт кристаллографии им. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 июля 2016 г.

Обсуждаются резонансные релаксационные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl при их экспозиции в схеме электронного парамагнитного резонанса в скрещенных сверхнизких магнитных полях: постоянном и переменном. В качестве постоянного поля использовалось магнитное поле Земли $B_{\text{Earth}} \approx 50$ мкТл, а также другие поля в интервале $26 \div 261$ мкТл. Обнаружены новые сильно анизотропные свойства эффекта. Измерены частотные спектры, образованные множественными пиками пробегов при низких частотах накачки, начиная с 10 кГц, а также квартетом эквидистантных пиков при высоких частотах (~ 1.4 МГц при $B = B_{\text{Earth}}$). Эффект также наблюдался при импульсном поле накачки резонансной длительности ~ 0.5 мкс. Обнаружены резонансные изменения микротвердости кристаллов ZnO, TGS и гидрофталата калия после их экспозиции в той же схеме электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в магнитном поле Земли.

DOI: 10.7868/S0370274X16170124

Введение. Начало изучению магнитопластического эффекта (МПЭ) в немагнитных кристаллах было положено обнаружением [1] движения дислокаций в образцах NaCl при их экспозиции в постоянном магнитном поле в отсутствие внешней механической нагрузки. Как показали последующие широкие исследования в ряде независимых групп (см. обзоры [2–6]), это явление связано с магнитоиндуцированным изменением структуры примесных стопоров на дислокациях, приводящим к снижению силы пиннинга дислокаций и их релаксационным перемещениям в поле внутренних напряжений. При этом роль магнитного поля состоит в изменении спиновых состояний примесных центров со снятием квантового запрета на определенный электронный переход, что и приводит к их трансформации [7–10].

МПЭ наблюдается в кристаллах самых разных типов, причем не только в постоянном магнитном поле, но и в режиме ЭПР [11–15] в скрещенных магнитных полях, постоянном (B) и переменном ($\widetilde{B}$), на резонансной частоте

$$\nu_{\text{r}} = g\mu_{\text{B}}B/h, \tag{1}$$

где g-фактор обычно близок к $g_0 = 2$, μ_{B} – магнетон Бора и h – постоянная Планка. Такой резонанс в кристаллах NaCl найден [11–13] на частотах 9.5 ГГц ($B \approx 0.3$ Тл) и 152 МГц ($B \approx 5$ мТл). Позднее похожий резонанс в NaCl был обнаружен и исследован [16–23] в ультранизких полях: поле Земли B_{Earth} и поле накачки $\widetilde{B}$ с амплитудой ~ 3 мкТл и частотой $\nu \sim 1$ МГц.

Этому явлению и посвящена настоящая работа. Указанный низкочастотный резонанс обладает целым рядом новых весьма информативных свойств. Прежде всего, речь идет о сильной анизотропии эффекта по отношению к взаимной ориентации кристалла, дислокаций и магнитных полей. Даже резонансная частота ν_{r} приобретает большую чувствительность к углу θ поворота образца вокруг поля Земли (гигантская анизотропия g-фактора: $g \to g_0 \cos\theta$). Более того, согласно [20, 21], та же частота ν_{r} оказывается различной для разных позиций примесного комплекса в ядре дислокации. В результате, вместо одиночных пиков дислокационных пробегов, отвечающих условию (1), наблюдаются целые спектры, содержащие множество таких пиков.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитопластического эффекта в режиме ЭПР в условиях гармонической или импульсной накачки, когда в качестве постоянного магнитного поля используется поле Земли или другие поля того же порядка. В качестве отклика на магнитную обработку измерялись пробеги краевых дислокаций в кристаллах NaCl [16–24], а также микротвердость кристаллов окиси цинка (ZnO), триглицинсульфата (TGS) и гидрофталата калия (KAP) [25, 26].

1. Методика экспериментов. Для создания условий ЭПР-типа образцы помещались в скрещенные магнитные поля: постоянное и переменное. В большинстве экспериментов в качестве постоянного поля использовалось магнитное поле Земли B_{Earth}.

[1]e-mail: alshits@ns.crys.ras.ru

Его направление и величина были измерены непосредственно в месте нахождения образца. Вектор $\mathbf{B}_{\rm Earth}$ составлял с вертикалью угол 29.5°, а его длина равнялась 49.97 мкТл. Также проводились исследования в полях 26, 100, 165 и 261 мкТл, которые являлись результатом сложения вектора $\mathbf{B}_{\rm Earth}$ с постоянным магнитным полем, созданным с помощью катушек Гельмгольца. Переменное поле накачки $\widetilde{B}$ создавалось в экранированной коаксиальной камере вокруг прямолинейного проводника, по которому пропускался синусоидальный ток (рис. 1). Его частота ν при использовании поля Земли варьировалась

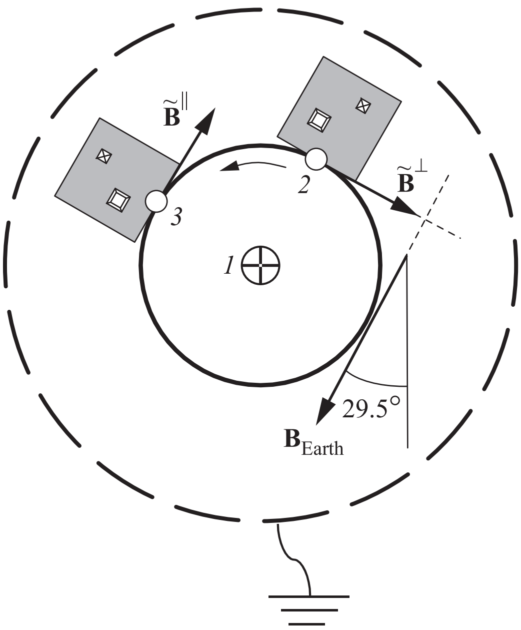

Рис. 1. Схема эксперимента в скрещенных магнитных полях: поле Земли $\mathbf{B}_{\rm Earth}$ и переменном поле накачки $\widetilde{\mathbf{B}}$. *1* – центральный провод с переменным током в коаксиальной камере, *2* и *3* – положения образца, при которых $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ и $\widetilde{\mathbf{B}} \| \mathbf{B}_{\rm Earth}$ соответственно

в интервале от 10 кГц до 1.5 МГц, для прочих постоянных полей – 0.5–7.3 МГц. Амплитуда гармонического поля накачки составляла 1–6 мкТл, а время воздействия – от 15 с до 2 ч, в зависимости от вида испытаний.

В основном, изучались эффекты *in situ*, когда реакция кристалла на магнитное воздействие происходит в процессе экспозиции и при непосредственном участии движущихся дислокаций. Но изучались и эффекты "памяти", когда реакция наступает через определенный промежуток времени после экспозиции.

В первом случае измерялись гистограммы пробегов свежих дислокаций в кристаллах NaCl, введенных в образцы перед экспозицией. По ним вычислялись средние пробеги l в зависимости от различных физических параметров и условий. Положения дислокаций перед экспозицией и после нее определялись методом избирательного травления. Наряду с абсолютным средним пробегом l использовался также безразмерный нормированный пробег $l\sqrt{\rho}$, равный отношению пробега l к среднему расстоянию между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$, где $\rho \sim 10^4\,\text{см}^{-2}$ – полная плотность дислокаций в кристалле.

Изучались кристаллы NaCl, различные по происхождению и составу примесей. Кристаллы $\rm NaCl_{LOMO}$ и $\rm NaCl_{LOMO}$(Ni) были выращены методом Киропулоса в Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО – LOMO) 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 (в основном 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. Кристаллы $\rm NaCl_{Ca}$ были выращены методом Стокбаргера в Институте физики и оптики (Будапешт, Венгрия) с четырьмя разными концентрациями примеси Ca: 0.5, 1, 10 и 100 ppm.

Эффекты памяти изучались путем измерения микротвердости кристаллов ZnO, триглицинсульфата (TGS) и гидрофталата калия (KAP), а также диэлектрических свойств сегнетоэлектрика TGS.

Более подробно методика экспериментов описана в работах [17–20, 24, 25].

2. Влияние взаимной ориентации дислокаций и магнитных полей. Образцы NaCl выкалывались по плоскостям спайности {100} и имели примерные размеры 3×3×5 мм. Свежие дислокации вводились в образец легким ударом. При таком способе введения большая часть дислокаций оказываются прямолинейными и направлены вдоль направлений $\mathbf{L}\|\mathbf{a} = [100]$, $\mathbf{b} = [010]$ или $\mathbf{c} = [001]$. Их плоскости скольжения принадлежат системам {110}. В этом разделе описываются эксперименты, в которых образец ориентировался так, чтобы ребро **c** было параллельно полю Земли, а ребро **a** было ортогонально плоскости магнитных полей $\{\mathbf{B}_{\rm Earth}, \widetilde{\mathbf{B}}\}$ (рис. 2).

В рассматриваемой геометрии наибольшую подвижность в скрещенных магнитных полях демонстрируют именно **a**-дислокации ($\mathbf{L}\|\mathbf{a}$) [18]. Это видно из рис. 3a, на котором показаны экспериментальные пробеги дислокаций трех типов (**a**, **b** и **c**) в кристалле $\rm NaCl_{LOMO}$ в окрестности резонанса. Также видно,

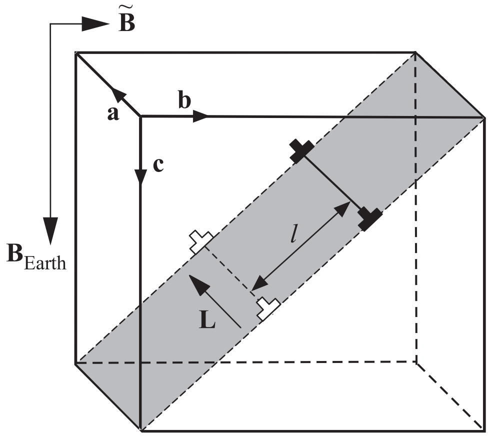

Рис. 2. Схематическое изображение образца, ориентации по отношению к нему магнитного поля Земли $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ и поля накачки $\widetilde{\mathbf{B}}$, а также перемещения l краевой дислокации $\mathbf{L}$, параллельной ребру $\mathbf{a} = [100]$ в плоскости скольжения (011)

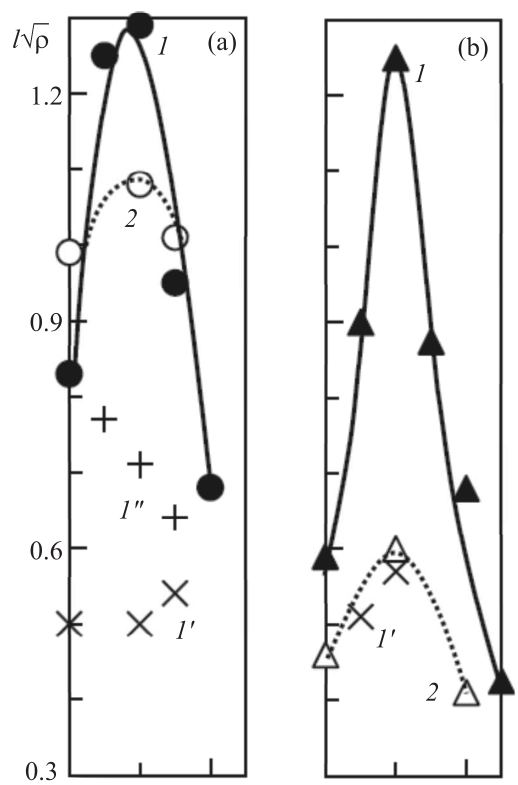

Рис. 3. Зависимость нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от частоты ν переменного поля для кристаллов: (a) – $\mathrm{NaCl_{LOMO}}$ ($\widetilde{B} = 2.5$ мкТл, $t = 5$ мин); (b) – $\mathrm{NaCl_{LOMO}(Ni)}$ ($\widetilde{B} = 3.12$ мкТл, $t = 3$ мин). Дислокации *1* – $\mathbf{L}\|\mathbf{a}$, *1′* – $\mathbf{L}\|\mathbf{c}$, *1″* – $\mathbf{L}\|\mathbf{b}$. Ориентации полей $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\text{Earth}}$ (1, 1′, 1″), $\widetilde{\mathbf{B}}\|\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ (*2*)

что дислокации **b**- и **c**-типов имеют заметно меньшие пробеги в тех же условиях. Оптимальность ориентации $\mathbf{L}\|\mathbf{a} \perp \{\mathbf{B}_{\text{Earth}}, \widetilde{\mathbf{B}}\}$ при выбранном расположении образца относительно магнитных полей сохраняется и для других кристаллов, включая $\mathrm{NaCl_{LOMO}(Ni)}$ (рис. 3b) [23].

Интенсивность обсуждаемого резонанса также зависит от взаимной ориентации полей $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ и $\widetilde{\mathbf{B}}$. Однако этот тип анизотропии не универсален и проявляется в различной степени в кристаллах с разным примесным составом. На рис. 1 показаны две позиции образца в установке, отвечающие конфигурациям взаимно ортогональных и параллельных полей: $\widetilde{\mathbf{B}} = \widetilde{\mathbf{B}}^{\perp} \perp \mathbf{B}_{\text{Earth}}$ и $\widetilde{\mathbf{B}} = \widetilde{\mathbf{B}}^{\|}\|\mathbf{B}_{\text{Earth}}$. Как видно из рис. 3, при повороте из первой позиции во вторую в кристалле $\mathrm{NaCl_{LOMO}}$ амплитуда среднего резонансного пробега **a**-дислокаций лишь весьма умеренно снижается, в то время как в аналогичном кристалле с малой добавкой примеси Ni резонанс подавляется очень существенно. Отметим попутно, что в случае венгерских кристаллов $\mathrm{NaCl_{Ca}}$ ситуация оказывается промежуточной (см. раздел 3).

3. Зависимость среднего резонансного пробега от ключевых параметров. В этом разделе мы будем обсуждать зависимости средних резонансных пробегов l_{r} от амплитуды поля накачки $\widetilde{B}$, времени t экспозиции образцов и концентрации C примеси. При этом изучаемые дислокации и скрещенные поля будут выбираться взаимно ортогональными для обеспечения максимального эффекта.

В соответствии с данными измерений [23] (рис. 4) в кристаллах $\mathrm{NaCl_{LOMO}}$ и $\mathrm{NaCl_{LOMO}(Ni)}$ наблюдаются квазилинейные зависимости пробега l_{r} по $\widetilde{B}^2$ и t с насыщением при больших пробегах, отвечающим истощению релаксации дислокационной структуры. В своей линейной части они объединяются эмпирической формулой

$$l_{\mathrm{r}} = l_0 + k\widetilde{B}^2 t. \tag{2}$$

Здесь l_0 – фоновый пробег из-за вытравливания приповерхностных стопоров и манипуляций с образцами. Линейность пробега $\Delta l = l_{\mathrm{r}} - l_0$ по времени t означает квазистационарность процесса перемещения дислокаций, а пропорциональность $\Delta l \propto \widetilde{B}^2$, по-видимому, отвечает обычной для ЭПР квадратичности эффекта по амплитуде поля накачки. Разный наклон k для двух исследованных кристаллов указывает на то, что малая добавка примеси Ni в данном случае заметно затрудняет движение дислокаций.

Возвращаясь к эмпирической пропорциональности $\Delta l \propto \widetilde{B}^2$ (рис. 4), следует иметь в виду следующее принципиальное обстоятельство. Критерием

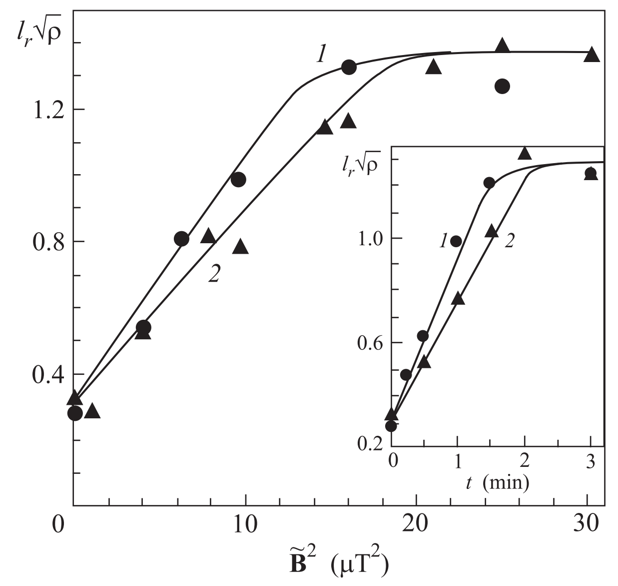

Рис. 4. Зависимость максимального нормированного среднего пробега $l_{\rm r}\sqrt{\rho}$ дислокаций от квадрата амплитуды магнитной индукции $\widetilde{B}$ переменного поля для кристаллов $\rm NaCl_{LOMO}$ (*1*) и $\rm NaCl_{LOMO}(Ni)$ (*2*); $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$, $\mathbf{L} \perp \{\widetilde{\mathbf{B}}, \mathbf{B}_{\rm Earth}\}$; $t = 1$ мин. На вставке – то же в зависимости от времени t экспозиции в скрещенных полях, $\widetilde{B} = 3.12$ мкТл

существования изучаемого явления, как и любых других спинзависимых эффектов, является требование, чтобы время трансформации спинового состояния системы (в нашем случае – время открепления $\tau_{\rm dp}$) было меньше характерного времени τ_{s-l} спин-решеточной релаксации [7, 27]. Из указанной пропорциональности следует, что время $\tau_{\rm dp}$ депиннинга дислокации от отдельного стопора с уменьшением амплитуды $\widetilde{B}$ растет $\propto \widetilde{B}^{-2}$ и при достаточно малом $\widetilde{B}$ превысит τ_{s-l}. Таким образом, должен существовать порог эффекта $\widetilde{B}_{\rm th}$ по амплитуде поля накачки, ниже которого эффект резко спадает. Экспериментально такой порог можно найти путем измерения пробега $l_{\rm r}$ по мере уменьшения амплитуды $\widetilde{B}$ с одновременным увеличением времени t экспозиции, чтобы при этом поддерживалось постоянным произведение $\widetilde{B}^2 t = \text{const}$. С учетом (2), выше порога должен наблюдаться постоянный уровень пробегов $l_{\rm r}$. А при переходе через порог ожидается резкий спад резонансных пробегов.

Впервые такие измерения были выполнены в работе [17] для кристаллов NaCl, выращенных на Никольском заводе. Мы приведем здесь результаты аналогичных опытов [23] для рассматривавшейся выше пары кристаллов $\rm NaCl_{LOMO}$ и $\rm NaCl_{LOMO}(Ni)$ (рис. 5). Эти результаты позволяют оценить искомые пороговые поля накачки

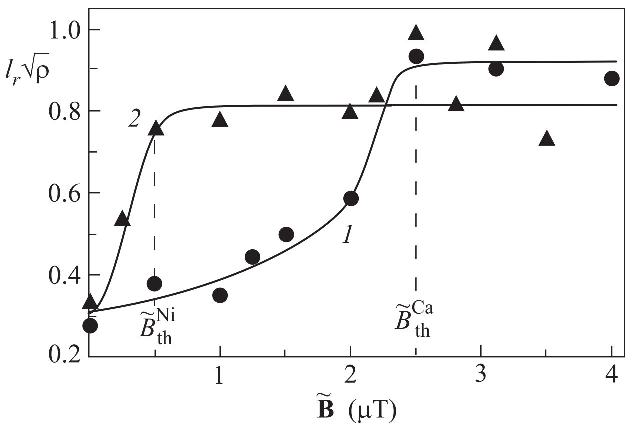

Рис. 5. Зависимость нормированного максимального пробега $l_{\rm r}\sqrt{\rho}$ дислокаций от амплитуды $\widetilde{B}$ переменного магнитного поля при поддержании постоянной величины произведений $\widetilde{B}^2 t$ для кристаллов $\rm NaCl_{LOMO}$ (*1*) и $\rm NaCl_{LOMO}(Ni)$ (*2*) при ориентации $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$; $\widetilde{B}^2 t = 7.8\,\text{мкТл}^2 \cdot \text{мин}$

$$\widetilde{B}^{\rm Ca}_{\rm th} \approx 2.5\,\text{мкТл}, \quad \widetilde{B}^{\rm Ni}_{\rm th} \approx 0.5\,\text{мкТл}. \qquad (3)$$

Первое из них относится к кристаллу без никеля и, по-видимому, определяется примесью Ca, которая является преобладающей в этом кристалле. Второй порог столь радикально (в 5 раз!) отличается от первого, что его можно приписать только примеси Ni, концентрация которой, напомним, всего 0.06 ppm на фоне 10 ppm общей концентрации примеси.

Возможные физические причины столь существенного влияния малой добавки Ni на подвижность дислокаций (рис. 4) и порог магнитопластичности (рис. 5) весьма нетривиальны. Они подробно обсуждаются в [23].

Влияние концентрации C примеси на высоту пика пробегов дислокаций изучалось [18, 22] на примере примеси Ca в серии венгерских кристаллов $\rm NaCl_{Ca}$ для четырех разных значений C. На рис. 6 показаны

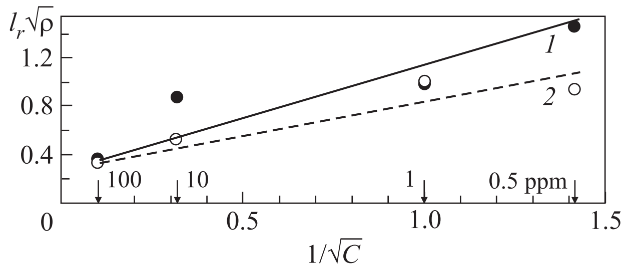

Рис. 6. Зависимость нормированного максимального пробега $l_{\rm r}\sqrt{\rho}$ дислокаций от обратного корня из концентрации C [ppm] примеси Ca в кристаллах $\rm NaCl_{Ca}$ для ориентаций магнитных полей $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ (*1*) и $\widetilde{\mathbf{B}} \| \mathbf{B}_{\rm Earth}$ (*2*)

результаты измерений зависимости $l_{\rm r}(C)$ в спрямляющих координатах для **a**-дислокаций при двух ориентациях магнитных полей $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ и $\widetilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\rm Earth}$. Видно, что с точностью до экспериментального разброса в обоих случаях наблюдается примерная пропорциональность $\Delta l = l_{\rm r} - l_0 \propto 1/\sqrt{C}$, причем в параллельных полях эффект подавляется в 1.5–2 раза. Эта зависимость оказывается такой же, как в случае МПЭ в постоянном магнитном поле [2, 6], и, по-видимому, отражает ту же кинематическую причину: после открепления от полного ряда примесей на дислокации она переходит к следующему ряду примесных стопоров, отстоящему от первого на расстоянии $\sim 1/\sqrt{C}$.

4. Влияние ориентации образца в магнитном поле Земли на частоту резонанса. Как мы видели в разделе 2, при поворотах поля накачки $\widetilde{\mathbf{B}}$ его резонансная частота $\nu_{\rm r} = 1.38$ МГц остается постоянной, отвечая формуле (1) при $B = B_{\rm Earth}$ и $g \approx 1.97$. Однако, оказалось, что частота резонанса сильно зависит от ориентации образца в поле Земли [16–18, 20, 21]. В частности, при повороте образца вокруг его ребра **a** на угол θ относительно направления $\mathbf{B}_{\rm Earth}$ пик дислокационных пробегов, показанный на рис. 3a, перемещается в сторону меньших частот примерно пропорционально $\cos\theta$ (рис. 7):

$$\nu_{\rm r} \approx \nu_0 \cos\theta, \quad \nu_0 = g\mu_{\rm B} B_{\rm Earth}/h, \tag{4}$$

где численно $g = 1.97$ и $\nu_0 = 1.38$ МГц. При этом каждому пику (4) при фиксированном θ сопутствует еще один – на резонансной частоте:

$$\nu'_{\rm r} \approx \nu_0 \cos(90^\circ - \theta) = \nu_0 \sin\theta. \tag{5}$$

На рис. 7a такая пара пиков соответствует углам 30° и 60°, а при 45° они сливаются в один.

В рамках модели, предложенной в [16–18], пары пиков, описываемые формулами (4) и (5), отвечают двум ориентациям примесных стопоров (типа пары $\rm Ca^+$–$\rm Cl^0$ [28]), перпендикулярных дислокации. Для **a**-дислокаций это направления **b** и **c**. Эти пары содержат радикальные спиновые пары, образующие магнитные моменты $\mathbf{M}_{1,2}$, которые считаются “замороженными” вдоль магнитных осей центров пиннинга, т.е. примерно вдоль направлений **c** и **b**. В этом случае их взаимодействие с полем Земли пропорционально скалярному произведению

$$\mathbf{B}_{\rm Earth} \cdot \mathbf{M}_{1,2} = B_{\rm Earth} M_{1,2} \cos\theta_{1,2}, \tag{6}$$

где $\theta_1 \approx \theta$ и $\theta_2 \approx 90^\circ - \theta$. Именно отсюда в (4) и (5) появляются косинус и синус.

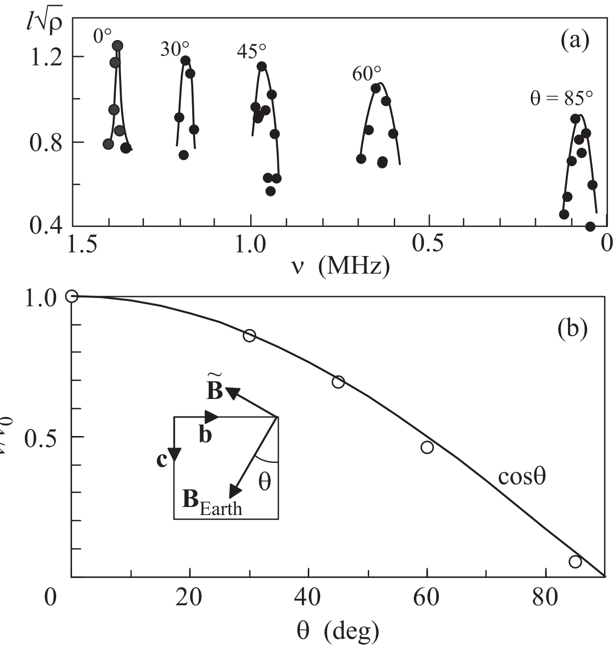

Рис. 7. (a) – Пики резонансных пробегов **a**-дислокаций для разных углов θ. (b) – зависимость относительной частоты резонанса ν/ν_0 ($\nu_0 = \nu(0) = 1.38$ МГц) от угла θ. На вставке – схема взаимной ориентации образца и магнитных полей

Здесь необходимо сделать важную оговорку. Напомним, что речь идет об области в ядре дислокации, где решетка искривлена, так что ориентации магнитных моментов $\mathbf{M}_{1,2}$ примесных гантелей не совпадают точно с векторами **c** и **b**, принадлежащими системе направлений $\langle 100 \rangle$. Поэтому, строго говоря, в формулах (4) и (5) угол поворота θ следует заменить на $\theta \pm \Delta\theta_\alpha$, где поправочные углы $\Delta\theta_\alpha$ обычно невелики и зависят от конкретных позиций примесной гантели в ядре дислокации, которых может быть целая серия. Таким образом, должны наблюдаться спектры резонансных пробегов на частотах:

$$\nu^{\pm}_{{\rm r}\alpha} = \nu_0 \cos(\theta \pm \Delta\theta_\alpha), \tag{7}$$

$$\nu'^{\pm}_{{\rm r}\alpha} = \nu_0 \sin|\theta \pm \Delta\theta_\alpha|. \tag{8}$$

Поправки должны быть особенно существенными при малых углах поворота θ для низкочастотных пиков серии (8). На рис. 7b видно, что самая низкая резонансная частота, отвечающая последнему пику справа на рис. 7a, дальше других отклоняется от косинусоиды (4). В терминах (5), (8) этот пик отвечает углу $\theta = 5^\circ$. С позиций уточненной модели, при расширении частотного интервала измерений этот пик должен стать просто одним из серии пиков некоторого спектра. Действительно, такие серии получены в работах [20, 21], для нескольких малых углов θ, включая и 5°. Ниже на рис. 8 мы приводим фрагмент подобного спектра для случая $\theta = 2.5°$.

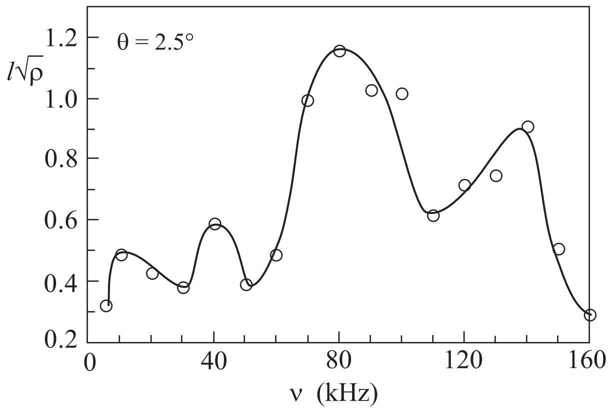

Рис. 8. Спектр низкочастотных пробегов дислокаций для угла $\theta = 2.5°$

Выбор именно этого примера продиктован тем, что здесь мы столкнулись с реализацией самого низкочастотного резонанса при $\nu'_{\rm r} = 10$ кГц. Из общих соображений ясно, что существует пороговая частота эффекта, ниже которой резонанс быстро деградирует. Это должно происходить, когда период поля накачки начинает превышать время τ_{s-l} спин-решеточной релаксации. Как видно из рис. 8, указанный пик имеет самую низкую амплитуду из всех показанных, едва превышающую уровень фона. Таким образом, деградация налицо, что позволяет нам претендовать на практически прямое измерение времени

$$\tau_{s-l} \sim 10^{-4}\,\text{c} \tag{9}$$

в системе. Эта величина примерно согласуется с оценками [6, 27] по косвенным данным.

5. Спекроскопия дислокационных пробегов при низких и высоких частотах. При измерениях обсуждавшихся выше низкочастотных спектров для малых углов θ поворота образца относительно поля $\mathbf{B}_{\rm Earth}$ каждой позиции примеси в ядре дислокации (углу $\Delta\theta_\alpha$) отвечают два пика на резонансных частотах (8), зависящих от θ. Гораздо удобнее иметь дело с теми же спектрами при $\theta = 0$, когда $\pm$ в (8) исчезает и, соответственно, число пиков сокращается вдвое, но, главное, возникает жесткая связь между позицией примеси (углом $\Delta\theta_\alpha$) и частотой резонанса $\nu'_{{\rm r}\alpha}$ в спектре:

$$\nu'_{{\rm r}\alpha} = \nu_0 \sin|\Delta\theta_\alpha| \approx \nu_0|\Delta\theta_\alpha|, \tag{10}$$

где величина $\Delta\theta_\alpha$ предполагается выраженной в радианах.

Такой спектр был измерен в работах [20, 21] (светлые точки в левой части спектра на рис. 9a). Найденные резонансные частоты $\nu'_{{\rm r}\alpha}$ позволяют вычислить по формуле (10) соответствующие им угловые развороты $\Delta\theta_\alpha$ примесных гантелей в ядре дислокации. Они указаны при вершинах спектральных пиков на фрагменте спектра (рис. 9b) и сопоставлены в таблице с углами $\Delta\theta_\alpha^{\rm mod}$, найденными в [20] из компьютерного моделирования структуры ядра дислокации. Сравнение выглядит довольно убедительным, особенно с учетом погрешностей измерений, а также идеализаций модели, где, в частности, не учитывались дополнительные искажения структуры из-за присутствия примеси Ca, замещающей атом Na.

Таблица 1. Сопоставление углов $\Delta\theta_\alpha$, восстановленных по формуле (10) из частот резонансных пиков $\nu'_{{\rm r}\alpha}$ (рис. 9a, b), с углами $\Delta\theta_\alpha^{\rm mod}$ из компьютерного моделирования

Резонансные частоты $\nu'_{{\rm r}\alpha}$, кГц	Углы $\Delta\theta_\alpha$ (10)	Углы $\Delta\theta_\alpha^{\rm mod}$
30	1.2°	0.83° *)
60	2.5°	2.43° *)
120	5.0°	4.7° *)
150	6.2°	6.0°
170	7.1°	
210	8.8°	8.4°
250	10.5°	
380	16.0°	
410	17.3°	17.6°
520	22.2°	21.3°

*) Приведены средние значения $\Delta\theta_\alpha^{\rm mod}$ для групп близко расположенных пиков.

Конечно, структурные возмущения углов $\Delta\theta_\alpha$ должны порождать спектр и в области высоких частот (7). Однако в этом случае поправки оказываются едва разрешимыми экспериментально. Разница продиктована разной чувствительностью синуса и косинуса к таким возмущениям. При $\theta = 0$ и малых $\Delta\theta_\alpha$, вместо формулы (10), в которой частоты спектра пропорциональны угловым возмущениям, из формулы (7) получается выражение

$$\nu_{{\rm r}\alpha} = \nu_0 \cos\Delta\theta_\alpha \approx \nu_0\left(1 - \frac{1}{2}\Delta\theta_\alpha^2\right), \tag{11}$$

где структурный эффект проявляется лишь во втором порядке по малому параметру.

Тем не менее, как видно из рис. 9a (темные точки), высокочастотный спектр все-таки существует [19, 22] и содержит целый квартет пиков, в которых, кроме изучавшегося ранее резонансного максимума при $g = g_3 = 1.97$ (заштрихован на рис. 9a), имеются

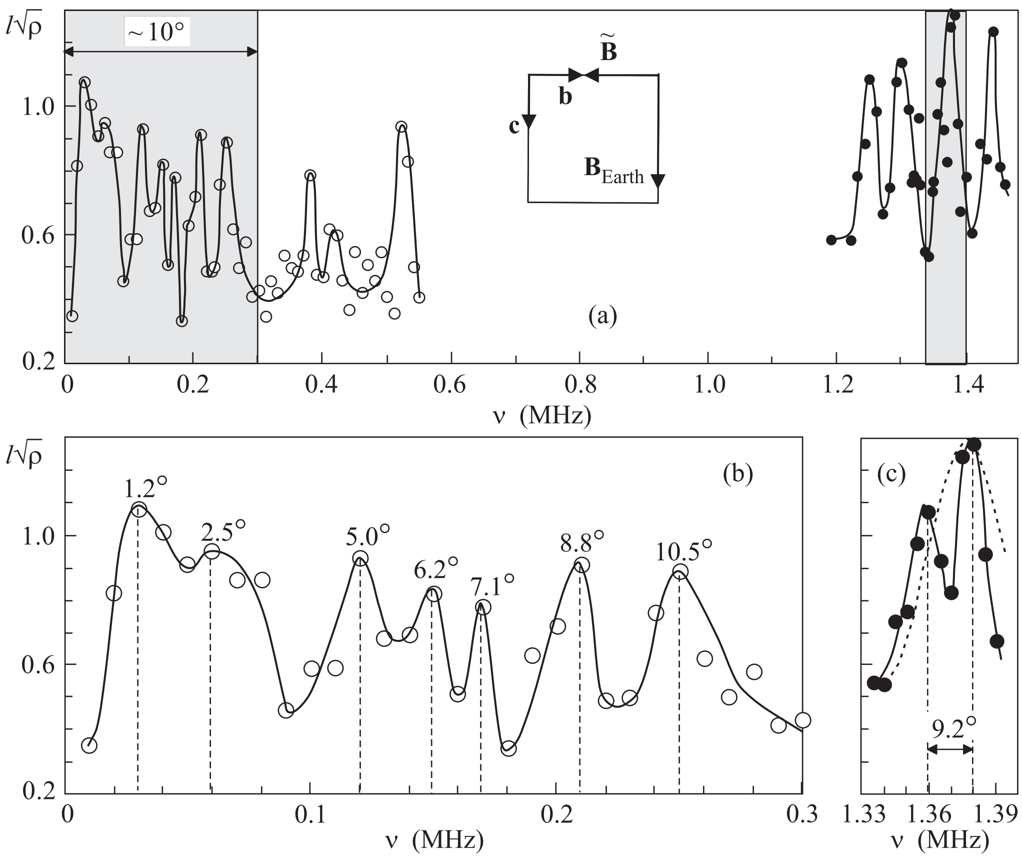

Рис. 9. Спектры среднего нормированного пробега **a**-дислокаций в кристалле $\mathrm{NaCl_{LOMO}}$ для низких и высоких частот переменного магнитного поля в ориентации $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ ($\widetilde{B} = 2.5$ мкТл). Заштрихованные области на рис. (a) соответствуют фрагментам спектров на рис. (b, c). Подробности см. в тексте. На вставке показана геометрия экспериментов

еще три пика, отличающихся эквидистантными сдвигами g-фактора:

$$g_1 = 1.79, \quad g_2 = 1.88, \quad g_3 = 1.97, \quad g_4 = 2.06. \qquad (12)$$

Проверка показала, что увеличение постоянного поля до 165 мкТл изменяет резонансные частоты, но сохраняет тот же набор g-факторов (12). Более того, выборочные измерения для второго и третьего пиков при постоянных магнитных полях 100 и 261 мкТл дали параметры g_2 и g_3, опять совпадающие с (12). И лишь понижение постоянного поля до 26 мкТл привело к некоторому снижению g-факторов (12):

$$g_1 = 1.70, \quad g_2 = 1.83, \quad g_3 = 1.95, \quad g_4 = 2.03. \qquad (13)$$

Все измерения проводились при одной и той же ориентации образцов относительно взаимно ортогональных скрещенных полей (врезка на рис. 9a). При этом для всех пиков пробегов дислокаций сохранялась отмеченная выше анизотропия по отношению к их направлению, отвечающая наибольшей подвижности **a**-дислокаций.

Природа наблюдаемого квартета еще нуждается в интерпретации. Возможно, она имеет прямое отношение к механизму спин-зависимой трансформации структуры примесного пиннинг-центра. Но не вызывает сомнений, что возникновение квартета никак не связано с эффектами, ответственными за низкочастотные спектры. Последние приводят лишь к уширению наблюдаемых пиков четверки. Впрочем, при построении в большем масштабе можно заметить их тонкую структуру, воспроизводящуюся экспериментально, по-видимому, именно этого происхождения. Для примера на рис. 9c показана такая тонкая структура в виде пика $g_3 = 1.97$ и отщепившегося от него саттелита, описываемого формулой (11) при $\Delta\theta_\alpha = 9.2°$. Скорее всего, этот саттелит представляет собой огибающую серии неразрешившихся пиков для набора измеренных углов $\Delta\theta_\alpha$ с рис. 9b и из табл. 1.

Наконец, заметим, что влияние набора g-факторов (12) на низкочастотные спектры тоже невелико и приводит лишь к небольшому уширению составляющих их пиков.

6. Дислокационный ЭПР при импульсной накачке. В действительности, первое случайное наблюдение резонансных перемещений дислокаций в магнитном поле Земли при *импульсной* накачке состоялось еще в 1985 г. Оно было описано авторами много лет спустя [29], когда (после публикации [11]) 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 τ 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 [29] стало осознание того, что условие ЭПР (1) удовлетворяется при замене $\nu \to \tau^{-1}$, $B \to B_{\mathrm{Earth}}$ и $g \approx 2$.

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. Поэтому естественно, что первые систематические исследования подвижности дислокаций при совместном действии магнитного поля Земли и поля накачки, сначала гармонического [16, 17], а затем и импульсного [24], были выполнены в той же лаборатории В.А. Морозова в Санкт-Петербургском государственном университете, где произошло первое наблюдение [29].

Здесь мы кратко изложим результаты работы [24]. Поле Земли на образце в установке, конечно, отличалось от московского. Оно было специально измерено и составило 66 мкТл при угле отклонения от вертикали – 7.7°. Импульсное магнитное поле создавалось в соленоиде, на который от генератора подавался импульс прямоугольной формы и регулируемой длительности и амплитуды. В описанных ниже экспериментах использовались одиночные импульсы с амплитудами $\widetilde{B}_m = 4.0{-}17.6$ мкТл и длительностями $\tau = 0.50{-}0.57$ мкс.

В первой серии опытов изучалась зависимость среднего пробега дислокаций l от длительности τ импульсов магнитного поля накачки постоянной амплитуды $\widetilde{B}_m = 17.6$ мкТл при двух ориентациях этого поля ($\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ и $\widetilde{\mathbf{B}} \| \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$) и ориентации образца, показанной на рис. 2 ($\mathbf{a} \perp \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}, \widetilde{\mathbf{B}}$). Как и прежде, наиболее подвижными оказались **a**-дислокации ($\mathbf{L} \| \mathbf{a}$). Их пробеги при обеих ориентациях импульсного поля накачки формируют выраженные резонансные пики (рис. 10a), достигая максимума при одном

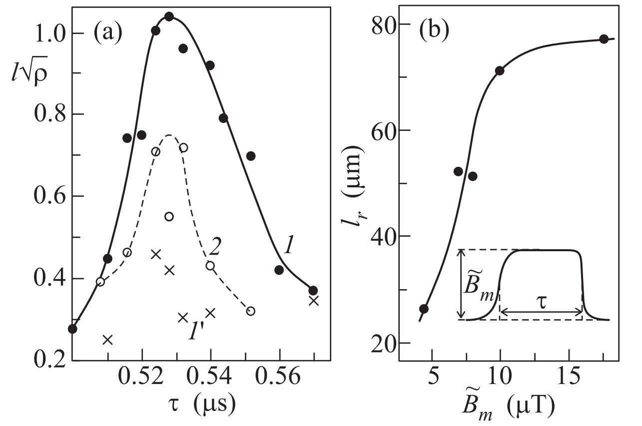

Рис. 10. Зависимости нормированного среднего пробега $l\sqrt{\rho}$ дислокаций от длительности τ импульса накачки (a) и резонансного максимума пробега l_{r} от амплитуды $\widetilde{B}_m$ импульса (b) для кристаллов $\mathrm{NaCl_{Ca}}$. Дислокации $\mathbf{L}\|\mathbf{a}$, кроме *1'* – $\mathbf{L}\|\mathbf{c}$. Ориентации полей $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ (*1*, *1'*), $\widetilde{\mathbf{B}} \| \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ (*2*). На вставке показана схема импульса магнитного поля

и том же значении длительности $\tau_{\mathrm{r}} \approx 0.53$ мкс, которая соответствует g-фактору ЭПР

$$g = h/\tau_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{B}} B_{\mathrm{Earth}} \approx 2. \qquad (14)$$

В параллельных полях $\widetilde{\mathbf{B}} \| \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ амплитуда эффекта за вычетом фоновых пробегов почти вполовину меньше, чем в перпендикулярных, что примерно соответствует соотношению для тех же кристаллов при гармонической накачке (рис. 6).

С другой стороны, наблюдаемый нами относительный пробег $l_{\mathrm{r}}\sqrt{\rho}$ в оптимальных условиях ортогональных полей $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\mathrm{Earth}}$ превышает единицу (абсолютное значение $l_{\mathrm{r}} \approx 80$ мкм). Это свидетельствует о высокой степени релаксации дислокационной структуры, особенно с учетом того, что при этом относительная плотность подвижных дислокаций приближается к 100 %. Результат представляется поразительным, если вспомнить о том, что он достигается всего за пол-микросекунды. Напомним, что при гармонической накачке для той же степени релаксации требуется время экспозиции ~ 5 мин.

В работе [24] сделано предположение, что наблюдаемая "взрывная" релаксация представляет собой коллективный процесс самоорганизации дислокаций в условиях их очень быстрого, почти одновременного магнитоиндуцированного открепления, когда ансамбль теряет устойчивость. Такие процессы обычно характеризуются определенным порогом воздействия. В нашем случае это должен быть порог по амплитуде импульсного поля. Действительно, такой порог эффекта был экспериментально обнаружен [24].

Как видно из рис. 10b, величина резонансного пробега l_r при понижении амплитуды $\widetilde{B}_m$ импульса начинает резко падать ниже 10 мкТл, достигая фоновых значений при ~ 5 мкТл.

7. Резонансные эффекты памяти в магнитном поле Земли. Резонансные эффекты памяти [25, 26, 30] изучались на кристаллах ZnO, выращенных методом гидротермального синтеза, а также кристаллах триглицинсульфата и гидрофталата калия, выращенных из водных растворов методом снижения температуры.

Измерения микротвердости проводились методом Виккерса на оптическом микроскопе Neophot-21. Каждое значение микротвердости H определялось по усредненному размеру диагоналей 20–25 отпечатков индентора. При этом погрешность составляла 1.5–3 %.

Измерение температурной зависимости диэлектрической проницаемости на кристалле TGS проводилось стандартным мостовым методом на частоте 1 кГц. Напряжение на кристалле составляло 1 В/см. Точность стабилизации температуры – 0.05°C. Регистрация температурных зависимостей проводилась как при нагревании, так и при охлаждении кристалла в температурном интервале 23–60 °C.

Механические и электрические измерения выполнялись до магнитной экспозиции, сразу после нее, через каждый час в течение первых 4–6 часов, а затем 1–3 раза в течение нескольких последующих суток.

Предварительная экспозиция кристаллов в скрещенных магнитных полях приводит к возрастанию микротвердости в кристалле ZnO и ее убыванию в кристаллах TGS и KAP [25]. Оказалось, что максимальное изменение микротвердости (10–15 %) достигается через 1–3 ч после магнитной обработки, а затем в течение первых суток наблюдается постепенный возврат микротвердости к ее исходному значению. После достаточной паузы эффект полностью воспроизводится в тех же условиях.

На рис. 11 приведены зависимости относительного изменения микротвердости от частоты поля накачки, имеющие четко выраженный резонансный характер. Магнитная память обладает сильной анизотропией. Для каждого из кристаллов найдено направление, при совпадении которого с вектором $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ магнитного поля Земли эффект полностью или частично подавляется. В кристаллах ZnO и TGS это оси симметрии 6 и 2 соответственно (точки *2* на рис. 11a, b). А в кристалле KAP это направление $\langle 100 \rangle$ в плоскости спайности, ортогональное оси 2 (кривая *3* на рис. 11c). В последнем случае смена ориентации образца приводит не только к уменьшению амплитуды эффекта, но и к небольшому увеличению резонансной частоты. С другой стороны, поворот образца KAP вокруг кристаллографической оси $x \| \widetilde{\mathbf{B}}$ на 90° в позицию $2 \| \mathbf{B}_{\text{Earth}}$ немного усиливает эффект при той же частоте и g-факторе, равном 1.98 (кривая *2* на рис. 11c).

Изменение в кристалле ZnO плоскости индентирования $(11\bar{2}0)$ (кривая *1* на рис. 11a) на гораздо более жесткую базисную плоскость (0001) (кривая *4* на рис. 11a) немного понижает высоту резонансного максимума, но сохраняет резонансную частоту и g-фактор ($g = 1.99$).

В кристаллах ZnO и TGS повороты поля накачки вокруг $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ на 90° в позиции $\widetilde{\mathbf{B}} \| 6$ (для ZnO) и $\widetilde{\mathbf{B}} \| 2$ (для TGS) практически не влияют на эффект (точки *3* на рис. 11a, b).

Каждая точка на рис. 11 соответствует максимальному изменению микротвердости для данной частоты в зависимости от времени, прошедшего после магнитного воздействия. Одна из таких временных зависимостей, соответствующая резонансной частоте 1.39 МГц, приведена на рис. 12a для кристалла TGS после его экспозиции в течение 30 мин в скрещенных полях в геометрии, отвечающей взаимной ортогональности $[010] \perp \widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\text{Earth}}$ при $\widetilde{B} = 3.12$ мкТл. Видно, что максимальное изменение микротвердости достигается через час, а затем в течение суток наблюдается ее постепенный возврат к исходному значению.

Оказалось [26, 30], что в кристаллах TGS после экспозиции происходит изменение не только механических, но и диэлектрических свойств. На рис. 12b представлена зависимость максимального значения $\varepsilon_{\max}$ диэлектрической проницаемости тех же кристаллов TGS вблизи фазового перехода от времени после выдержки образца в тех же резонансных условиях, что и в эксперименте, отвечающем рис. 12a. Видно, что $\varepsilon_{\max}$ увеличивается примерно на 14 %, причем кинетика магнитостимулированного изменения высоты пика диэлектрической проницаемости примерно такая же, как в случае микротвердости – наибольшее изменение достигается примерно через 1–2 ч после экспозиции, далее в течение суток наблюдается постепенный возврат к начальному значению. Интересно, что для воспроизведения эффекта требуется дополнительный отжиг кристалла. Возможно, что изменение электрических свойств кристалла TGS после магнитной экспозиции происходит по аналогии с МПЭ из-за отрыва доменных стенок от перестроенных центров пиннинга.

Во всех обсуждавшихся эффектах памяти наблюдалась некоторая задержка реакции кристалла на

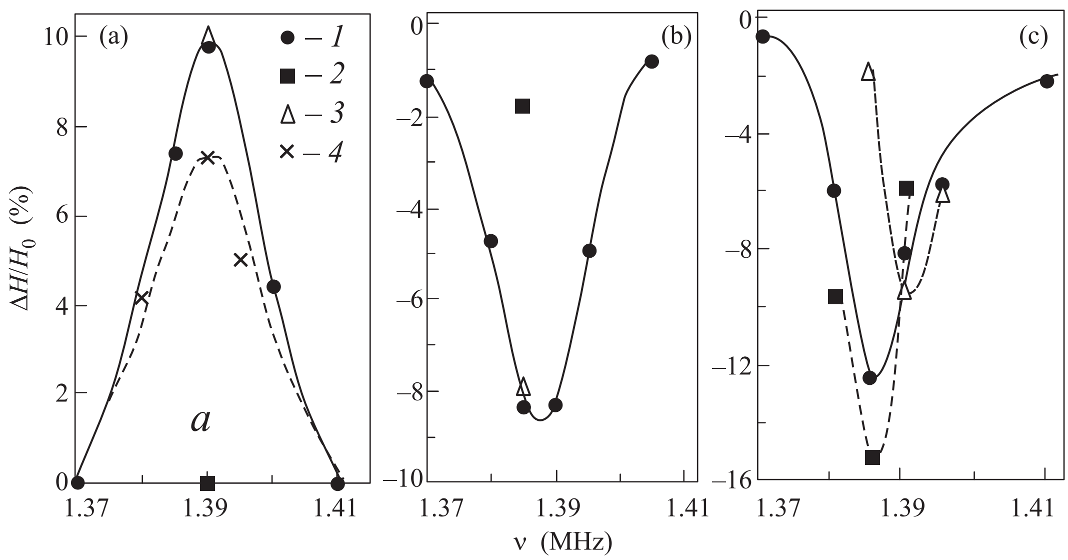

Рис. 11. Зависимости относительного изменения микротвердости кристаллов ZnO (a), TGS (b) и KAP (c) от частоты ν поля накачки с амплитудой $\widetilde{B} = 3.12$ мкТл и ориентацией $\widetilde{\mathbf{B}} \perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ при оптимальной паузе после экспозиции в течении $t = 30$ мин в скрещенных полях. Плоскости индентирования TGS и KAP – (010), ZnO – (11$\bar{2}$0), кроме *4*, где – (0001). Ориентации образцов относительно $\mathbf{B}_{\rm Earth}$: *1* – ось 6 $\perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ (ZnO), ось 2 $\perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ (TGS, KAP); *2* – 6$\|\mathbf{B}_{\rm Earth}$ (ZnO), 2$\|\mathbf{B}_{\rm Earth}$ (TGS, KAP); *3* – $\widetilde{\mathbf{B}}\|$6 (ZnO), $\widetilde{\mathbf{B}}\|$2 (TGS, KAP); *4* – 6 $\perp \mathbf{B}_{\rm Earth}$ (ZnO)

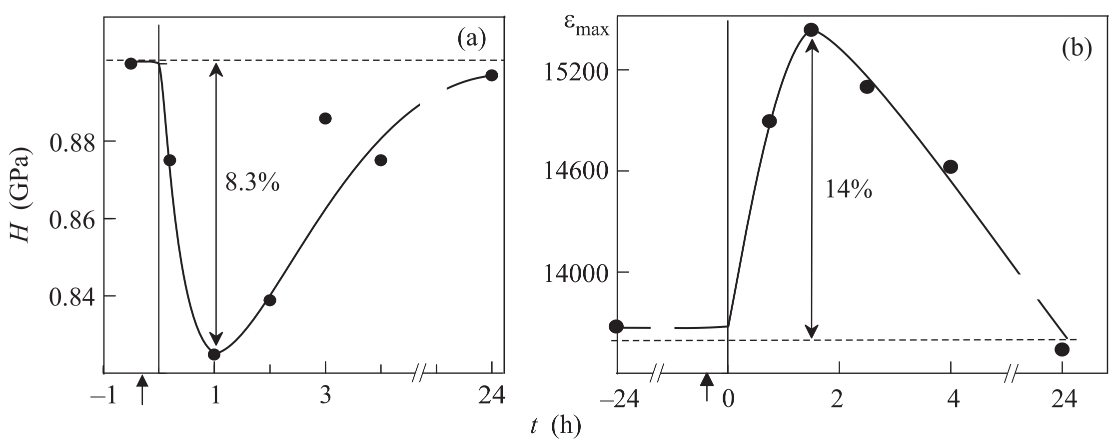

Рис. 12. Уменьшение микротвердости H (a) и увеличение максимума диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\max}$ (b) кристалла TGS в зависимости от времени t после его экспозиции в скрещенных магнитных полях $\mathbf{B}_{\rm Earth} \perp \widetilde{\mathbf{B}}$ ($\widetilde{B} = 3.12$ мкТл, $\nu = 1.39$ МГц) в течение 30 мин. Стрелки снизу указывают момент начала экспозиции

магнитную экспозицию, по-видимому, связаннная с включением диффузионных процессов после спиновой трансформации примесного центра. В работе [25] предложена физическая схема таких процессов применительно к полупроводниковому кристаллу ZnO.

По технологии гидротермального синтеза в эти кристаллы всегда попадает примесь Li. В решетке ZnO каждый ион Zn^{2+} находится в центре тетраэдра, в вершинах которого располагаются ионы O^{2-}. Примесь лития в кристалле либо замещает ионы Zn^{2+} в центре тетраэдра, либо попадает в междоузлия. При вхождении иона Li^{+} вместо Zn^{2+} один из анионов O^{2-} тетраэдра обычно отдает электрон (например, в зону проводимости [31]). Далее можно себе представить следующий четырехстадийный сценарий.

На I стадии (~ 30 мин) в процессе магнитной экспозиции ионы O^{-} захватывают электроны ($O^{-} \to \to O^{2-}$), благодаря формированию требуемого принципом Паули S-состояния пары электронов, образующих анион O^{2-}. Захват электрона не меняет микротвердость, но заряжает центры и включает кулоновское притяжение к ним межузельных ионов Li_i^+.

На II стадии процесса (2–3 ч) происходит электродиффузия этих ионов к заряженным комплексам и формирование сильно связанных и малоподвижных конгломератов из заряженных центров и ионов Li_i^+. При этом увеличивается микротвердость образца.

Далее начинается III стадия процесса: второй электрон с иона кислорода переходит на литий, $O^{2-}Li_i^+ \rightarrow O^-Li_i^0$, и связь последнего с исходным комплексом сильно уменьшается. В результате через несколько часов микротвердость опускается до уровня, близкого к исходному.

IV стадия процесса заключается в уходе межузельных атомов Li_i^0 от примесных тетраэдров. Только после этого происходит возврат к исходной равновесной конфигурации. Этот процесс – самый длительный, поскольку теперь это не электродиффузия, а просто диффузия. Действительно, обратимость эффекта возвращается только через 1–2 недели.

8. Заключение. Проведенное исследование особенностей резонансной магнитопластичности в сверхнизких магнитных полях в основном выполнено на кристаллах NaCl, которые уже давно стали удобным модельным объектом всестороннего изучения разнообразных свойств МПЭ. Впрочем, в данном случае речь идет о новом направлении исследований, при которых экспозиция кристаллов происходит в схеме ЭПР с использованием магнитного поля Земли и радиочастотной накачки.

Оказалось, что наблюдаемый резонанс дислокационной подвижности имеет новые, весьма специфические, сильно анизотропные свойства. Прежде всего это чувствительность среднего пробега и частоты резонанса к ориентации образца и направлениям дислокаций относительно скрещенных магнитных полей. Ни то, ни другое ранее не наблюдалось при обычных ЭПР условиях, отвечающих частотам накачки ~ 10 ГГц и 150 МГц [11–13].

Но особенно необычным выглядит появление двух типов спектров дислокационных пробегов, относящихся к разным диапазонам частот (рис. 9a). При ориентации образца и полей, показанной на рис. 2, **a**-дислокации демонстрируют квартет пиков пробегов (темные точки на рис. 9a), резонансные частоты которых описываются стандартной формулой ЭПР (1) с эквидистантными g-факторами (12). Природа этого спектра еще не до конца понятна.

Замечательно, что при той же ориентации образца и дислокаций, но при гораздо более низких частотах наблюдается совсем другой спектр с множеством пиков, которые хорошо описываются формулой (10), где ν_0 – классическая ЭПР частота (1) при $g \approx 2$, а углы $\Delta\theta_\alpha$ соответствуют разным позициям примесного центра в ядре дислокации. Таким образом, выбирая частоту накачки, можно выборочно трансформировать примесные центры в определенных структурных позициях в ядре дислокации.

Кстати, низкочастотный край этого спектра ~ 10 кГц (рис. 8) дает первую прямую оценку времени спин-решеточной релаксации в нашей системе $\tau_{s-l} \sim 10^{-4}$ с, которая примерно совпадает с нашими предыдущими оценками [6, 27] по косвенным данным.

В кристаллах NaCl обнаружен также импульсный ЭПР в магнитном поле Земли. Резонансный пик пробегов возникает в узком интервале длительностей импульса поля накачки около значения 0.53 мкс (рис. 10a). При достаточно высоких амплитудах импульса накачки, начиная с порогового уровня ~ 10 мкТл (рис. 10b), наблюдается "взрывная" когерентная релаксация дислокационной структуры, когда за пол-микросекунды почти все свежие дислокации перемещаются на те же расстояния ~ 100 мкм, как при гармонической накачке за время экспозиции ~ 5 мин.

Существование резонансного изменения микротвердости кристаллов ZnO, TGS и KAP после их экспозиции в такой же схеме ЭПР в магнитном поле Земли свидетельствует о том, что мы имеем дело с весьма общим явлением. Оно "работает" в очень разных материалах, порождая как эффекты *in situ*, так и эффекты магнитной памяти. По сути, речь идет о весьма широком круге процессов релаксации, которые запускаются магниторезонансным путем.

Важным следствием самого существования магниторезонансных преобразований дефектов является осознание новых опасностей, которые несет с собой современная техническая цивилизация. Упомянутые выше процессы могут идти неконтролируемым образом в ответственных элементах конструкций и приборов, приводя к их деградации, когда на магнитное поле Земли накладываются слабые фоновые поля радиочастотного диапазона. Речь идет не об абстрактных возможностях, а о реально существующих процессах, примером которых явилось описанное в [29] случайное наблюдение в 1985 г. массовых перемещений дислокаций в кристалле NaCl под действием магнитных наводок из-за щелчка тумблера (см. раздел 6). С этого наблюдения началось изучение магнитопластичности.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (Программа # 1) и построена на результатах исследований, поддержанных грантами РФФИ # 10-02-01099-а и 13-02-00341.

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, Кристаллография **48**, 826 (2003).
3. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Кристаллография **48**, 855 (2003).
4. Ю. И. Головин, ФТТ **46**, 769 (2004).
5. Р. Б. Моргунов, УФН **174**, 131 (2004).
6. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhik, in *Dislocations in Solids*, ed. by J. P. Hirth, Elsevier, Amsterdam (2008), v. 14, p. 333.
7. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
8. А. Л. Бучаченко, Успехи химии **68**, 99 (1999).
9. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. М. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Наука, Новосибирск (1978).
10. U. E. Steiner and T. Ulrich, Chem. Rev. **89**, 51 (1989).
11. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, С. Е. Жуликов, А. А. Дмитриевский, Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
12. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов, А. А. Дмитриевский, ЖЭТФ **117**, 1080 (2000).
13. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, and A. A. Baskakov, Mol. Phys. **100**, 1291 (2002).
14. 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).
15. M. V. Badylevich, V. V. Kveder, V. I. Orlov, and Yu. A. Osip'yan, Phys. Stat. Sol. C **2**, 1869 (2005).
16. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, Письма в ЖЭТФ **91**, 97 (2010).
17. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, ФТТ **53**, 2010 (2011).
18. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **55**, 318 (2013).
19. В. И. Альшиц, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, С. А. Минюков, Е. В. Даринская, Д. Е. Капуткин, Е. К. Наими, Письма в ЖЭТФ **98**, 33 (2013).
20. В. И. Альшиц, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, А. Ю. Белов, Е. В. Даринская, Письма в ЖЭТФ **99**, 87 (2014).
21. М. В. Колдаева, В. И. Альшиц, Е. А. Петржик, Е. В. Даринская, А. Ю. Белов, Известия РАН: сер. физ. **78**, 1341 (2014).
22. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, С. А. Минюков, Е. А. Петржик, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, Е. К. Наими, Известия РАН: сер. физ. **78**, 1294 (2014).
23. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ЖЭТФ **149**, 136 (2016).
24. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, В. А. Морозов, В. М. Кац, А. А. Лукин, ФТТ **55**, 2176 (2013).
25. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, ФТТ **54**, 305 (2012).
26. Е. А. Петржик, Е. С. Иванова, В. И. Альшиц, Известия РАН: сер. физ. **78**, 1305 (2014).
27. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, Е. Ю. Михина, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).
28. А. Л. Бучаченко, ЖЭТФ **129**, 909 (2006).
29. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. А. Легеньков, В. А. Морозов, ФТТ **41**, 2004 (1999).
30. Е. С. Иванова, И. Д. Румянцев, Е. А. Петржик, ФТТ **58**, 125 (2016).
31. И. П. Кузьмина, В. А. Никитенко, *Оксид цинка. Получение и оптические свойства*, Наука, М. (1984), 166 с.