

07,05,08

Резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли с радиочастотным полем накачки

© В.И. Альшиц¹, Е.В. Даринская¹, В.А. Морозов², В.М. Кац², А.А. Лукин²¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 30 марта 2011 г.)

Получены три резонансных пика дислокационных пробега $l(\nu)$, возникающие в кристаллах NaCl при совместном действии магнитного поля Земли $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ и переменного поля накачки \mathbf{B} в радиочастотном диапазоне ($\nu \sim 1$ MHz). Каждый пик отвечает своей геометрии эксперимента. Частоты резонансов соответствуют обычным условиям ЭПР, в которых, однако, вместо полного поля Земли фигурируют его проекции на определенные кристаллографические направления. Предположительно эти направления связаны с ориентацией магнитных моментов на примесных центрах в ядрах дислокаций. Предложена физическая модель, хорошо описывающая положения всех трех ЭПР-пиков $l(\nu)$. Высота l_m пиков пропорциональна квадрату амплитуды поля накачки и времени t экспозиции образцов в скрещенных полях: $l_m \propto \tilde{B}_m^2 t$. Обнаружена пороговая амплитуда поля накачки $\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \mu\text{T}$, ниже которой эффект быстро исчезает. По уровню порогового поля \tilde{B}_m^{th} оценено время спин-решеточной релаксации радикальных пар на дислокации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-01099-а), Польского фонда MNiSW (грант № N N 501252334), госконтракта № 02.740.11.5171 ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. и Санкт-Петербургского государственного университета (НИР № 6.0.10.2010).

1. Введение

Изучение магнитоэластического эффекта (МПЭ) в немагнитных кристаллах началось с обнаружения дислокационных перемещений в образцах NaCl в процессе их выдержки в постоянном магнитном поле [1]. Позднее разнообразие черты этого явления широко исследовались многими авторами на разных типах кристаллов, что отражено в серии обзорных статей [2–6]. Физической причиной наблюдаемого воздействия магнитного поля на механические свойства кристаллов является преобразование структуры примесных центров, лимитирующей подвижность дислокаций в кристалле. Трансформация центров пиннинга на дислокациях происходит в результате магнитоиндуцированной спиновой эволюции радикальных пар в таких центрах к состоянию, снимающему квантовый запрет на определенный электронный переход. После этого примесный комплекс изменяет свою конфигурацию, а вместе с ней и силу взаимодействия с дислокацией. Аналогичные процессы определяют целый ряд спин-зависимых явлений в физике и химии [7,8].

Как было показано в работах [9–12], преобразование состояния дефектов можно осуществить не только путем спиновой эволюции в статическом магнитном поле, но и в резонансном режиме в схеме ЭПР, т.е. в скрещенных магнитных полях, постоянном и переменном. Частота ν переменного поля \tilde{B} должна быть согласована с величи-

ной B постоянного поля условием

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

где h — постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде, который зависит от величины магнитного момента преобразуемого центра (чаще всего $g \approx 2$).

Здесь уместно отметить, что первому исследованию [1] МПЭ в постоянном магнитном поле предшествовало случайное обнаружение в 1985–1986 гг. загадочного перемещения дислокаций в тех же кристаллах NaCl в результате включения установки импульсного нагружения даже в условиях, когда механический импульс, создававшийся лазерным или электронным пучком, до образца не доходил. Эффект исчезал, когда образец помещался за магнитным экраном. Это навело на мысль о возможном магнитном влиянии на дислокационную подвижность и инициировало первые исследования МПЭ в постоянном магнитном поле. К сожалению, сам по себе факт дислокационных перемещений под влиянием щелчков тумблера установки был опубликован только постфактум [13], когда после работы [9] возникла идея, что эти перемещения могли быть вызваны резонансом ЭПР в магнитном поле Земли. Действительно, измеренный электромагнитный сигнал на образце в результате одного щелчка имел вид импульса магнитного поля с амплитудой $\tilde{B} \sim 10^{-5}$ Т и длительностью $\tau \approx 7 \cdot 10^{-7}$ с. Подстановка в (1) $\nu \approx 1/\tau$ дает резонанс как раз при

поле $B \sim 10^{-4}$ Т, что примерно отвечает магнитному полю Земли.

Настоящая работа имеет своей целью наблюдение и более систематическое изучение того же эффекта в условиях не импульсного, а гармонического переменного магнитного поля. Уже первые опыты позволили нам получить резонансные зависимости среднего дислокационного пробега l от частоты ν поля накачки \tilde{B} для двух вариантов взаимной ориентации скрещенных магнитных полей и образца NaCl. Экспресс-информация об этих опытах уже опубликована в работе [14]. Далее мы приводим более подробное изложение методики проводившихся исследований, а главное — более широкий спектр измеренных зависимостей, в том числе полученных уже после публикации [14]. В этих опытах варьировались взаимная ориентация кристалла и скрещенных полей, время t экспозиции образцов, а также частота ν и амплитуда \tilde{B}_m поля накачки. В результате была установлена связь между резонансной частотой и геометрией опыта, показано, что высота l_m пика пробегов $l(\nu)$ линейна по $\tilde{B}_m^2 t$, и найден порог эффекта по амплитуде \tilde{B}_m .

2. Методические аспекты работы

Для проведения экспериментов по воздействию на кристаллы NaCl скрещенных магнитных полей, поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и осциллирующего поля $\tilde{\mathbf{V}}$ переменного тока была создана установка, блок-схема которой показана на рис. 1. От генератора ГЗ-7А переменное напряжение подается на рабочую камеру, которая представляет собой отрезок коаксиальной линии длиной 120 мм с внутренним проводником диаметром 2 мм. Наружный диаметр камеры составляет 80 мм. Ее образующая поверхность выполнена в виде набора параллельных проводников. Две торцевые стенки камеры — сплошные. В одной из них имеется коаксиальный разъем, через который синусоидальный сигнал от генератора подается на центральный провод, замыкающийся на корпус камеры через волновое сопротивление нагрузки $R_1 = 75 \Omega$. Использовалась также контрольная камера, аналогичная

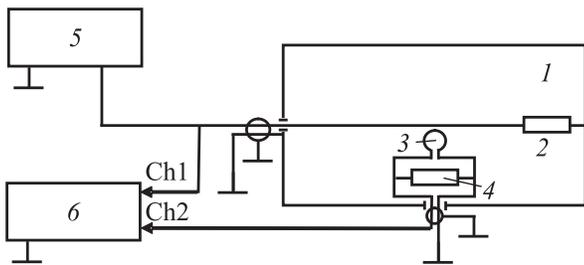


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — коаксиальная камера, 2 — сопротивление нагрузки коаксиальной линии, 75Ω , 3 — индукционный датчик, 4 — сопротивление нагрузки датчика, 50Ω , 5 — генератор ГЗ-7А, 6 — осциллограф TDS 2012.

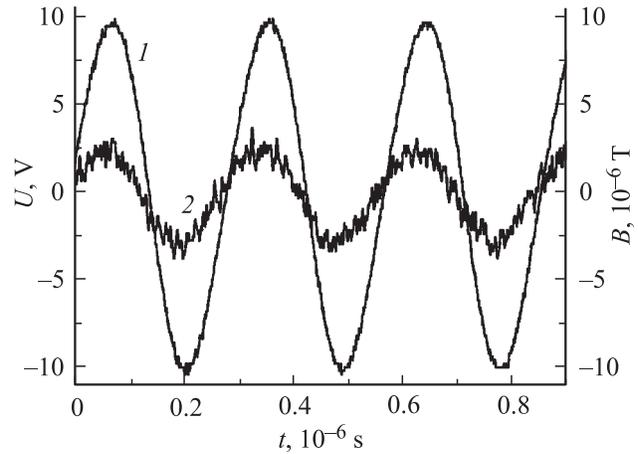


Рис. 2. Характерные осциллограммы синусоидального напряжения $U(t)$ генератора сигналов (1) и индукции переменного магнитного поля $\tilde{B}(t)$ (2).

рабочей, но выполненная из ферромагнитного материала для исключения влияния на образец магнитного поля Земли.

Магнитное поле накачки \tilde{B} создавалось прямолинейным проводником (центральным проводом коаксиальной линии), по которому протекал переменный ток $I = U/R_1$ от генератора ГЗ-7А. Амплитуда переменного синусоидального напряжения U_m могла варьироваться в пределах от 0 до 30 В. Его частота изменялась в диапазоне 0.9–3.7 МГц.

В процессе экспериментов форма сигнала $U(t)$ и их амплитуда U_m контролировались с помощью цифрового двухканального осциллографа Tektronix TDS 2012 (первый канал — Ch1). Одновременно измерялась осциллограмма переменного магнитного поля с помощью датчика 3, представляющего собой кольцевой виток провода, замкнутого на сопротивление нагрузки $R_2 = 50 \Omega$, падение напряжения на котором измерялось тем же осциллографом (второй канал — Ch2). Плоскость витка была перпендикулярна вектору магнитного поля $\tilde{\mathbf{B}}$. Осциллограммы сигналов напряжения $U(t)$ и магнитной индукции $\tilde{B}(t)$ показаны на рис. 2. Измеренная амплитуда поля накачки \tilde{B}_m согласуется с известной формулой

$$\tilde{B}_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2U_m}{R_1 h}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, h — расстояние от оси проводника до образца.

Образец NaCl помещался в специальное „гнездо“, установленное на витке датчика 3 магнитного поля. Во всех опытах он находился на одном и том же расстоянии $h = 10$ мм от оси центрального провода, но его ориентация относительно магнитного поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и переменного поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ могла изменяться. На рис. 3 показан поперечный разрез камеры с поставленным внутри нее образцом для одного из использовавшихся вариантов взаимной ориентации образца и скрещенных полей.

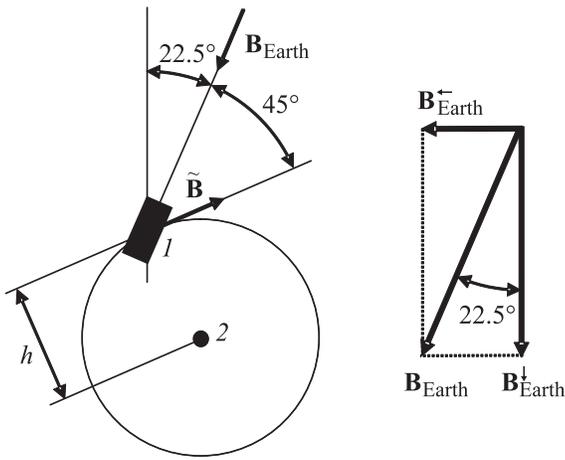


Рис. 3. Схема взаимного расположения образца (1) и центрального провода (2) коаксиальной линии по отношению к векторам магнитного поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и осциллирующего поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ для одной из ориентаций, использованных в опытах.

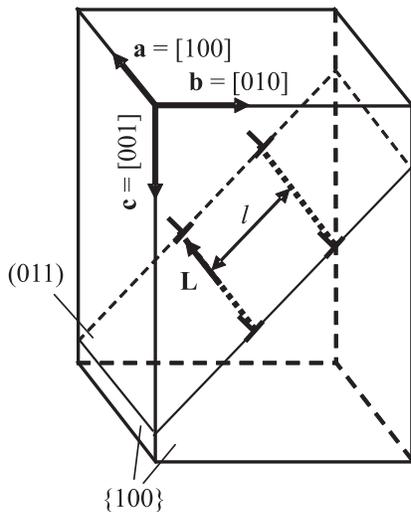


Рис. 4. Схематическое изображение ориентации образца и перемещения l краевой дислокации ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) в плоскости скольжения (011).

Измерение горизонтальной и вертикальной компонент магнитного поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ производилось в месте постановки образца NaCl в камере с помощью выносного зонда феррозондового магнитометра ПРОМ-2М. Значения этих компонент геомагнитного поля составили соответственно

$$V_{\text{Earth}}^{\leftarrow} = 45 \pm 6 \mu\text{T}, \quad V_{\text{Earth}}^{\downarrow} = 108 \pm 6 \mu\text{T}. \quad (3)$$

Полный вектор индукции магнитного поля Земли отдельно не измерялся. Судя по найденным компонентам (3), величина и направление (угол φ с вертикалью) вектора $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ могут быть оценены значениями $V_{\text{Earth}} \approx 117 \mu\text{T}$, $\varphi \approx 22.5^\circ$ (рис. 3). Расхождение этих значений с известными геофизическими данными для

магнитного поля Земли в районе Санкт-Петербурга объясняются наличием в лаборатории собственного магнитного фона от ферромагнитных объектов. Конечно, с точки зрения исследуемого эффекта существенно было не происхождение постоянного магнитного поля, а его стабильность во времени, позволяющая вести длительные эксперименты. Погрешности в (3) включают и временной разброс этих величин из-за неизбежных колебаний магнитного фона в лаборатории с учетом другой научной деятельности.

Опыты проводились на хорошо отожженных образцах, выколотых из одного куска кристалла NaCl, выращенного на Никольском заводе. Суммарная концентрация примесей в этом кристалле не превышала 10 ppm. Примерные размеры образцов составляли $2 \times 3 \times 6 \text{ mm}$. Ориентация граней отвечала плоскостям спайности $\{100\}$.

Непосредственно перед опытом в образец легким ударом вводились свежие дислокации с плотностью $\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ того же порядка, что и исходная плотность состаренных дислокаций. Преимущественно это были краевые дислокации. На них и строились все измерения. По нашим данным введенные дислокации были в основном прямолинейными, а их направления \mathbf{L} были примерно ортогональными граням образца, т.е. $\mathbf{L} \parallel \langle 100 \rangle$. На рис. 4 схематически показан образец в виде параллелепипеда с ребрами, направленными вдоль единичных векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} . Во всех случаях образец ориентировался так, чтобы его грань $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ была параллельна паре векторов $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$. При этом мы следили за перемещениями дислокаций \mathbf{a} -типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) и \mathbf{b} -типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$), выходящих на боковые грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ и $\{\mathbf{a}, \mathbf{c}\}$.

Начальные и конечные положения дислокаций фиксировались с помощью химического травления поверхностей образца до и после его экспозиции в скрещенных магнитных полях $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ (в отсутствие других воздействий). По смещению ямок травления строились гистограммы дислокационных пробегов и находился средний пробег l , отвечающий заданным условиям экспозиции. Следует отметить, что травление само по себе вызывает небольшой фоновый средний пробег $l_0 \approx 12 \mu\text{m}$, связанный с вытравливанием приповерхностных стопоров. Однако изучавшиеся в работе эффекты приводили к перемещениям l , как правило значительно превышающим уровень фона l_0 :

3. Экспериментальные результаты

3.1. Два пика дислокационных пробегов для разных ориентаций поля накачки. На рис. 5 показаны зависимости среднего дислокационного пробега l от частоты ν магнитного поля накачки с амплитудой $\tilde{B}_m = 2.67 \mu\text{T}$ для двух разных направлений этого поля. Пики $l(\nu)$ получены в условиях (см. вставки на рис. 5), когда образец стоял на горизонтальной подставке так, что магнитное поле Земли оставалось

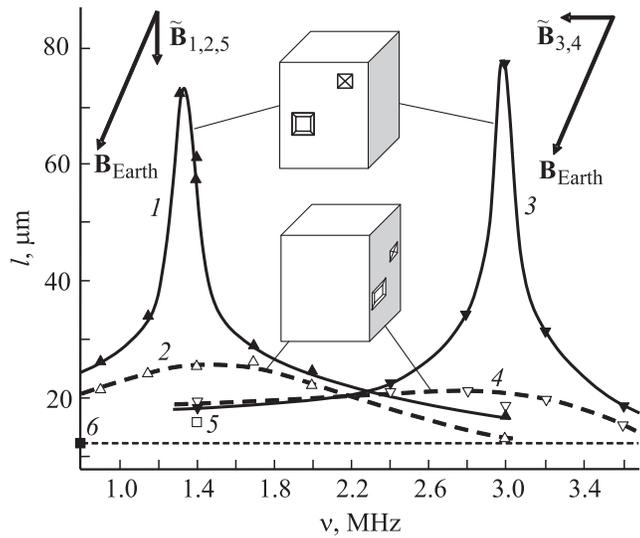


Рис. 5. Два ЭПР-пика дислокационных пробегов $l(\nu)$ под действием скрещенных магнитных полей: статического поля Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и переменного поля накачки $\tilde{\mathbf{V}}$ регулируемой частоты. 1, 3, 5 — пробеги дислокаций **a**-типа, ортогональных плоскости $\{\mathbf{V}_{\text{Earth}}, \tilde{\mathbf{V}}\}$; 2, 4 — пробеги дислокаций **b**-типа, параллельных плоскости $\{\mathbf{V}_{\text{Earth}}, \tilde{\mathbf{V}}\}$; 1, 2, 5 — для вертикального поля накачки; 3, 4 — для горизонтального поля накачки; 5 — для образца за магнитным экраном; 6 — уровень фона травления. $\tilde{B} = 2.67 \mu\text{T}$, $t = 5 \text{ min}$.

параллельным плоскости его боковой грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$, а поле $\tilde{\mathbf{V}}$ ориентировалось в той же плоскости вертикально (первый пик) или горизонтально (второй пик).

Как видно из рис. 5, подвижность дислокаций **a**-типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) в зависимости от частоты поля накачки демонстрирует яркий резонансный отклик на экспозицию образца в скрещенных магнитных полях. Дислокации с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ тоже формируют максимумы в области тех же резонансных частот, но они сильно сглажены, будучи значительно ниже и шире пиков, относящихся к дислокациям $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$.

Нетрудно убедиться, что измеренные резонансные частоты наблюдаемых пиков $l(\nu)$

$$\nu_1 \approx 1.3 \text{ MHz}, \quad \nu_2 \approx 3.0 \text{ MHz} \quad (4)$$

хорошо описываются формулой (1) при $g \approx 2$, если подставить в нее

$$B_1 = 45 \mu\text{T} \approx B_{\text{Earth}}^{\leftarrow}, \quad B_2 = 108 \mu\text{T} \approx B_{\text{Earth}}^{\downarrow} \quad (5)$$

соответственно. Таким образом, не вызывает сомнений, что обнаруженные пики имеют ЭПР-природу. Тем не менее, наблюдаемый резонанс имеет свою специфику. Во-первых, частоты резонанса определяются не полным постоянным полем $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$, а его компонентами (5). Во-вторых, в отличие от аналогичных пиков, ранее наблюдавшихся в кристаллах NaCl в области высоких частот [9–11], изучаемый нами низкочастотный резонанс обладает ярко выраженной анизотропией по отношению

к взаимной ориентации скрещенных магнитных полей и дислокаций. Судя по тому, что оба пика на рис. 5 наблюдаются при одной и той же ориентации кристалла по отношению к магнитному полю Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$, избирательность их проявления, по-видимому, связана с конкретным выбором направлений поля $\tilde{\mathbf{V}}$, исключаяющим либо один резонанс, либо другой. Кроме того, как мы видели (рис. 5), дислокации **a**- и **b**-типа в одних и тех же скрещенных магнитных полях демонстрируют совершенно разную подвижность в резонансных условиях. Далее мы более подробно обсудим возможные причины специфики свойств низкочастотного резонанса.

На этом этапе достаточно подчеркнуть эмпирическую связь между компонентами поля Земли (5) и резонансными частотами (4) в терминах ЭПР. Кстати, контрольный опыт в геометрии, отвечающей первому пику, при частоте ν_1 , но в условиях, когда образец находился за ферромагнитным экраном, как и следовало ожидать, дал пробег (точка 5 на рис. 5) на уровне фона травления. Иными словами, магнитное экранирование поля Земли полностью устраняет ЭПР на заданной частоте.

3.2. Зависимость эффекта от амплитуды поля накачки и времени экспозиции образца. На примере первого пика было выполнено исследование зависимости высоты l_m пика дислокационных пробегов $l(\nu)$ от времени t выдержки образца в скрещенных полях и от амплитуды \tilde{B}_m поля накачки. Измерения велись в условиях, когда $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{c}$ и $\nu = \nu_1$ (4). Как видно из рис. 6, с точностью до экспериментального разброса величина l_m оказалась линейной как по t , так и по \tilde{B}_m^2 .

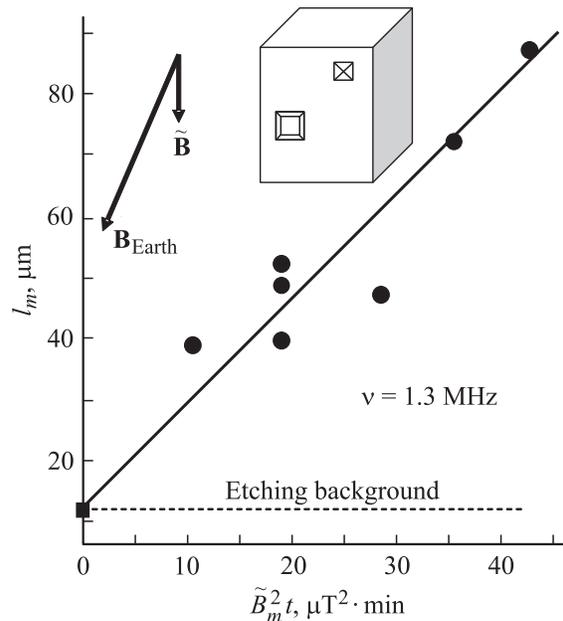


Рис. 6. Зависимость максимального пробега l_m дислокаций **a**-типа в условиях первого ЭПР-пика на рис. 5 (при $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\downarrow}$) от амплитуды \tilde{B}_m поля накачки и времени t выдержки образца в скрещенных магнитных полях.

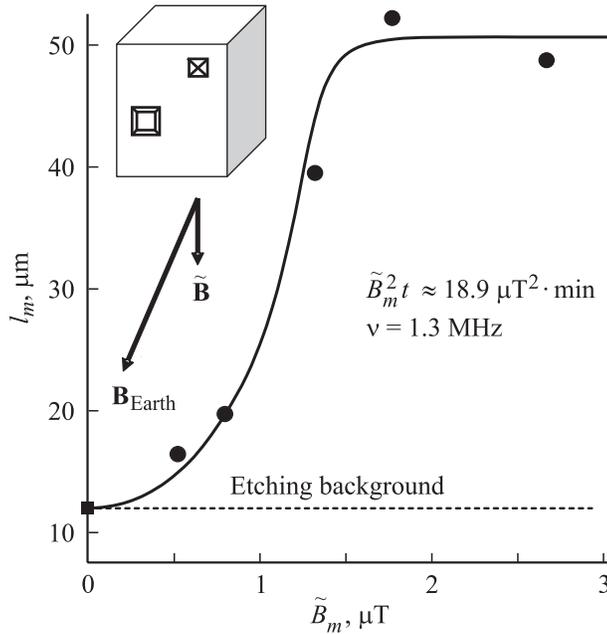


Рис. 7. Порог резонанса по амплитуде поля накачки $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\perp}$, характеризуемый ступенеобразной зависимостью высоты l_m первого пика от величины \tilde{B}_m при поддержании постоянного уровня произведения $\tilde{B}_m^2 t \approx 18.9 \mu\text{T}^2 \cdot \text{min}$.

Обнаруженная линейность является естественной и могла бы быть предсказана из следующих простых соображений. В рассматриваемых процессах вероятность w резонансного перехода в системе в единицу времени должна быть пропорциональной \tilde{B}_m^2 , как в обычном ЭПР. Тогда время $\tau_{\text{др}}$ открепления дислокации от парамагнитного центра должно быть $\tau_{\text{др}} \propto w^{-1} \propto \tilde{B}_m^{-2}$, и можно ожидать, что средний дислокационный пробег $\Delta l_m \equiv l_m - l_0 \propto t / \tau_{\text{др}} \propto \tilde{B}_m^2 t$. Именно это мы и получили экспериментально (рис. 6).

3.3. Порог эффекта по амплитуде поля накачки. Конечно, при дальнейшем повышении величина $\tilde{B}_m^2 t$ линейность должна постепенно уступить место насыщению пробегов на уровне среднего расстояния между дислокациями. Именно это происходит в обычной (нерезонансной) магнитопластичности [6] вследствие релаксационного характера дислокационных перемещений в поле внутренних напряжений. Впрочем, в данном случае мы больше заинтересованы не в повышении поля накачки, а в его понижении, имея в виду обнаружение гораздо менее тривиального порога эффекта по амплитуде \tilde{B}_m .

Действительно, мы уже видели, что с уменьшением \tilde{B}_m время открепления дислокации увеличивается, $\tau_{\text{др}} \propto \tilde{B}_m^{-2}$. Когда оно превысит время спин-решеточной релаксации τ_{sl}^d , ЭПР должен исчезать, а пробег дислокаций резко падает до фонового уровня $\Delta l = 0$. Таким образом, можно ожидать, что наблюдаемый нами резонанс существует, только начиная с некоторой пороговой амплитуды \tilde{B}_m^{th} поля накачки.

Для обнаружения упомянутого порога резонансной подвижности дислокаций была проведена серия измерений их перемещений l_m в условиях того же первого пика ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$, $\nu = 1.3 \text{ MHz}$), когда величина \tilde{B}_m постепенно уменьшалась, а соответствующее время t экспозиции образца выбиралось так, чтобы $\tilde{B}_m^2 t \approx \text{const} = 18.9 \mu\text{T}^2 \cdot \text{min}$. Пока амплитуды \tilde{B}_m не слишком малы и обеспечивают условие $\tau_{\text{др}} \ll \tau_{sl}^d$, измеряемая величина l_m должна быть примерно постоянной с учетом установленной выше зависимости $\Delta l_m \propto \tilde{B}_m^2 t$ (рис. 6). Однако при определенном пороговом значении $\tilde{B}_m = \tilde{B}_m^{\text{th}}$ указанные выше времена оказываются сопоставимыми $\tau_{\text{др}} \sim \tau_{sl}^d$ и интенсивность ЭПР должна резко падать, а пробег l_m — соответственно резко уменьшаться. Это предсказание вполне подтверждается на опыте (рис. 7). Зависимость $l_m(\tilde{B}_m)$ действительно имеет форму ступени (хотя и несколько „размытой“), а величина пороговой амплитуды поля накачки в условиях нашего эксперимента оценивается величиной

$$\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \mu\text{T}. \quad (6)$$

Найденный уровень порогового поля \tilde{B}_m^{th} позволяет оценить порядок величины времени спин-решеточной релаксации в нашей системе: $\tau_{sl}^d \sim \tau_{\text{др}}(\tilde{B}_m^{\text{th}})$. Как мы видели, среднее время $\tau_{\text{др}}$ открепления дислокации от стопора в условиях резонанса обратно пропорционально квадрату амплитуды магнитного поля накачки: $\tau_{\text{др}} \propto \tilde{B}_m^{-2}$. Пусть $\tau_{\text{др}}^0$ и \tilde{B}_m^0 — соответствующие характеристики первого пика на рис. 5. Тогда должно примерно выполняться тождество $(\tilde{B}_m^{\text{th}})^2 \tau_{sl}^d \approx (\tilde{B}_m^0)^2 \tau_{\text{др}}^0$, из которого вытекает оценка

$$\tau_{sl}^d \sim \tau_{\text{др}}(\tilde{B}_m^{\text{th}}) \approx \tau_{\text{др}}^0 (\tilde{B}_m^0 / \tilde{B}_m^{\text{th}})^2. \quad (7)$$

Как показано в работе [6], релаксационные перемещения дислокаций в тех же кристаллах под действием постоянного магнитного поля, отвечающие среднему пробегу $\sim 100 \mu\text{m}$ за 5 min, как в условиях первого резонанса на рис. 5, соответствуют среднему времени открепления $\tau_{\text{др}}^0 \sim 10^{-5} \text{ s}$. Подставляя в (7) это время, а также $\tilde{B}_m^0 \sim 3 \mu\text{T}$ и $\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \mu\text{T}$, получаем искомую оценку

$$\tau_{sl}^d \sim 10^{-4} \text{ s}, \quad (8)$$

которая примерно совпадает с независимыми оценками в [6], основанными на свойствах МПЭ в постоянном магнитном поле.

4. Упрощенная физическая модель наблюдаемого резонанса

Полученная выше оценка (8) времени спин-решеточной релаксации значительно расходится с общепринятыми в физике ЭПР значениями $\sim 10^{-9} - 10^{-7} \text{ s}$. Если бы в условиях наших опытов спиновое равновесие действительно устанавливалось столь быстро, т.е. за время, малое по сравнению с периодом переменного поля накачки

$\sim 10^{-6}$ s, то пики ЭПР в диапазоне используемых частот $\nu \sim 1$ MHz были бы заведомо невозможны.

Как указано в [14], это противоречие снимается, если учесть, что в условиях обсуждаемых экспериментов радикальные спиновые пары примесных центров находятся на дислокациях и подвержены не только тепловым колебаниям на дебаевской частоте $\nu_D \sim 10^{13}$ Hz, но и собственным колебаниям дислокационных сегментов между примесными центрами на значительно меньших частотах $\nu_d \sim 10^{10}$ Hz. В этих условиях следует различать две разных компоненты спин-решеточной релаксации: дебаевскую компоненту, характеризующуюся временем $\tau_{sl}^D \sim 10^{-9} - 10^{-7}$ s, и дислокационную компоненту τ_{sl}^d (8), которая на несколько порядков больше. В результате первой релаксации магнитные моменты радикальных спиновых пар быстро усредняются, но отнюдь не приходят в равновесие с решеткой. Их средние значения отличны от нуля и медленно релаксируют к нулевому уровню за время $\sim \tau_{sl}^d$ (8), значительно превышающее не только период поля накачки $\sim 10^{-6}$ s, но и среднее время депиннинга $\sim 10^{-5}$ s. Ввиду значительной разницы между временами τ_{sl}^d и τ_{sl}^D двухступенчатый процесс релаксации магнитных моментов спиновых пар выглядит как медленная дислокационная модуляция быстро осциллирующих по величине и направлению моментов.

При этом следует иметь в виду, что дебаевская релаксация является полностью хаотической в трехмерном пространстве и при отсутствии дислокационной модуляции обеспечивает обращение в нуль средних моментов. А модуляция происходит благодаря одномерным колебаниям дислокационных сегментов в плоскостях скольжения (110). Поэтому естественно ожидать, что после усреднения по интервалу времени Δt , величина которого определяется условием $\tau_{sl}^D \ll \Delta t \ll \nu^{-1} \ll \tau_{sl}^d$, только одна из компонент магнитного момента для данной конфигурации примесного центра окажется отличной от нуля. Иными словами, усредненные моменты

$$\bar{\mathbf{M}}(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \mathbf{M}(t') dt', \quad (9)$$

медленно уменьшающиеся во времени, по-видимому, имеют фиксированные направления по отношению к кристаллу и дислокации. Это предположение подтверждается и тем экспериментальным фактом, что в кристалле, вращающемся с частотой выше некоторого критического уровня в постоянном магнитном поле, обычный МПЭ резко подавляется [6].

Неотрелаксированная часть энергии взаимодействия рассматриваемого магнитного момента с внешним полем \mathbf{B} очевидно определяется выражением [15]

$$W = -g\bar{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{B}. \quad (10)$$

Ранее в опытах по магнитопластичности тех же кристаллов в постоянном магнитном поле было показано [6], что краевые дислокации, параллельные этому полю, в

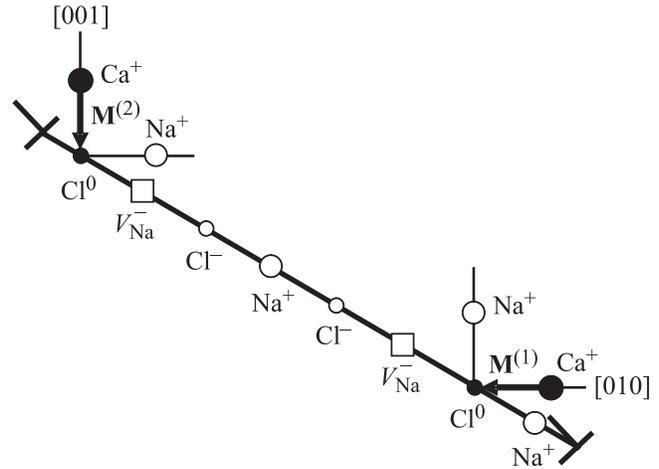


Рис. 8. Две конфигурации магнитоактивного примесно-вакансионного диполя Ca^+Cl^0 в ядре краевой дислокации в кристалле NaCl и связанные с ними магнитные моменты $\mathbf{M}^{(1,2)}$.

движении не участвуют. С позиций формулы (10) это указывает на то, что разрешенные направления среднего момента $\bar{\mathbf{M}}$ должны принадлежать плоскости, ортогональной дислокационной линии. Судя по наблюдаемым нами двум ЭПР-пикам дислокационной подвижности, таких направлений должно быть два. По-видимому, они связаны с двумя возможными ориентациями основного магнитоактивного примесного комплекса Ca^+Cl^0 [14] (рис. 8).

Направления разрешенных моментов $\bar{\mathbf{M}}^{(1,2)}$ можно определить по положению резонансных частот (4) ЭПР-пиков на рис. 5. Зеемановское расщепление уровней энергии взаимодействия этих моментов с магнитным полем Земли должно быть различным [14]

$$\Delta W^{(1,2)} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{B}_{\text{Earth}}, \quad (11)$$

где $\mathbf{S}^{(1,2)}$ — единичные векторы вдоль моментов $\bar{\mathbf{M}}^{(1,2)}$. Но тогда и условия резонанса $h\nu_{1,2} = \Delta W^{(1,2)}$, и частоты

$$\nu_{1,2} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{B}_{\text{Earth}}/h \quad (12)$$

должны различаться для двух возможных конфигураций этих примесных центров. С позиций формулы (12) эмпирические данные (4), (5) для дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ означают, что $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\leftarrow}$ и $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\downarrow}$, а поэтому

$$\mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{S}^{\leftarrow} \equiv \mathbf{b} = [010], \quad \mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{S}^{\downarrow} \equiv \mathbf{c} = [001]. \quad (13)$$

Магнитные моменты типов $\mathbf{S}^{(1)}$ и $\mathbf{S}^{(2)}$ должны присутствовать на дислокациях в соизмеримых количествах. При этом центры $\mathbf{S}^{(1)}$ ответственны за резонанс при $\nu = \nu_1$, а центры $\mathbf{S}^{(2)}$ — за пик пробегов при $\nu = \nu_2$. Судя по нашим данным, отрыв от дефектов одного сорта достаточен для приведения в движение значительного числа дислокаций.

Напомним, что резонансные пики пробегаются по одному для каждого из направлений поля накачки. По-видимому, это связано с тем, что в изучаемых кристаллах резонанс подавляется, когда компонента магнитного поля Земли, ответственная за зеемановское расщепление уровней на данном типе дефектов, оказывается параллельной магнитному полю накачки: при $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\downarrow}$ подавляется второй пик, а при $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\leftarrow}$ — первый. Действительно, обычный ЭПР в параллельных полях $\vec{B} \parallel \mathbf{B}$, как правило, не наблюдается, в том числе и в резонансном МПЭ при высоких частотах [10].

Обсудим теперь возможные причины значительно меньшей чувствительности к той же магнитной обработке дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$. Из соображений симметрии примесные центры на таких дислокациях должны иметь два типа магнитных моментов вдоль направлений

$$\mathbf{S}^{(3)} = \mathbf{a} = [100],$$

$$\mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{S}^{\downarrow} \equiv \mathbf{c} = [001]. \quad (14)$$

Моменты первого типа ортогональны магнитному полю Земли и с ним не взаимодействуют. С этими моментами не могут быть связаны ни зеемановское расщепление уровней, ни рассматривавшийся выше резонанс. Моменты второго типа могли бы породить резонанс на частоте ν_2 при ориентации поля накачки $\vec{B} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}^{\leftarrow} \parallel \mathbf{b}$. Этого, однако, не происходит. Как видно из рис. 5, высоты пиков, относящихся к дислокациям $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$, радикально различаются, в том числе и в окрестности частоты ν_2 . Возможно, это связано с разницей во взаимных ориентациях векторов \vec{B} и \mathbf{L} : дислокации \mathbf{a} -типа ортогональны полю накачки, а дислокации \mathbf{b} -типа параллельны ему. То обстоятельство, что пробеги дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ в окрестности обеих резонансных частот остаются заметно выше фона травления, по-видимому, отражает меру неточности реализуемой в экспериментах ориентации образцов по отношению к скрещенным магнитным полям $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и \vec{B} .

5. Экспериментальная проверка предсказаний модели

Физические причины обнаруженной сильной анизотропии эффекта по отношению к ориентации магнитного поля накачки еще предстоит выяснить. Для этого понадобятся дополнительные исследования. Изложенная выше простая модель не затрагивает этой стороны явления. Зато из нее вытекают вполне определенные предсказания относительно положения резонансных частот пиков дислокационных пробегов при изменении взаимной ориентации образца и магнитного поля Земли. В частности, из формулы (12) следует, что максимально возможная частота резонанса соответствует ориентации образца, при которой $\mathbf{V}_{\text{Earth}} \parallel \mathbf{S}^{(2)}$. Для этого достаточно повернуть образец вокруг ребра \mathbf{a} на угол, отвечающий параллельности $\mathbf{c} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$ (рис. 3,4). При этом

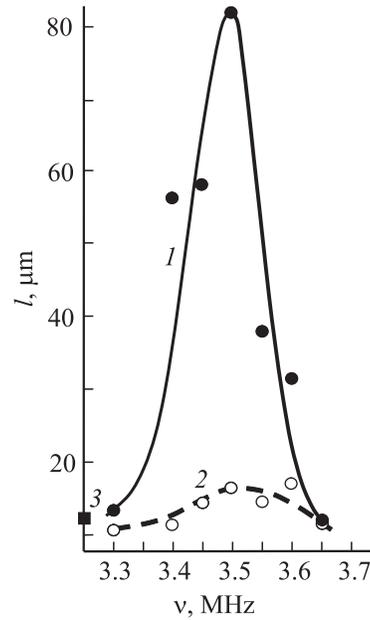


Рис. 9. ЭПР-пик дислокационных пробегов, отвечающий взаимной ориентации образца и скрещенных магнитных полей, которая показана на рис. 3. Кривые 1 и 2 относятся к дислокациям \mathbf{a} - и \mathbf{b} -типа соответственно; точка 3 задает средний уровень фона травления. $\vec{B}_m = 2.22 \mu\text{T}$, $t = 5 \text{ min}$.

$\mathbf{V}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(1)} = 0$, и частота первого максимума уходит в нуль, т.е. первый пик должен исчезать. А частота оставшегося пика

$$\nu_{\text{max}} = g\mu_B B_{\text{Earth}}/h \quad (15)$$

совпадает с предсказанием классической формулы (1). При $g = 2$ ожидаемое значение этой частоты, очевидно, должно быть

$$\nu_{\text{max}} = \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2} \approx 3.3 \text{ MHz}. \quad (16)$$

Измерения проводились при описанной выше геометрии $\mathbf{c} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}$, когда плоскость грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ (рис. 4) остается параллельной плоскости скрещенных полей. Причем в этом случае ориентация поля накачки \vec{B} выбиралась под углом 45° к вектору $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ (рис. 3), а его амплитуда составляла $\vec{B}_m = 2.22 \mu\text{T}$. На рис. 9 показаны результаты эксперимента. Предсказанный пик дислокационных пробегов действительно наблюдается, будучи опять весьма ярко выраженным для дислокаций \mathbf{a} -типа. Его резонансная частота оказалась несколько выше ожидаемой величины (16)

$$\nu_3 = 3.5 \text{ MHz}. \quad (17)$$

Эта разница, по-видимому, связана с небольшим изменением лабораторного магнитного фона после значительного перерыва между измерениями пиков на рис. 5 и 9. Впрочем, она вполне вписывается в погрешности, заложенные в исходных данных (3) о компонентах магнитного поля Земли.

Как видно из рис. 9, пробеги дислокаций **b**-типа в окрестности рассматриваемого резонанса остаются на весьма низком уровне, несмотря на то что при выбранной ориентации образца и поля накачки в этом случае в отличие от ситуации на рис. 5 вектор **V** уже не был параллелен дислокациям **b**-типа. Возможно, наблюдаемое различие в свойствах дислокаций **a**- и **b**-типа в наших экспериментах (рис. 5 и 9) имеет причину более общего характера. Например, дислокации с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ перпендикулярны плоскости, заданной скрещенными магнитными полями $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и \mathbf{V} , а дислокации $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ принадлежат этой плоскости, т.е. $\mathbf{L} \cdot (\mathbf{V}_{\text{Earth}} \times \mathbf{V}) = 0$.

6. Заключение

Резюмируя, можно сказать, что предсказание, сделанное в [13], подтвердилось. Действительно, в магнитном поле Земли в схеме ЭПР удалось реализовать резонанс дислокационных перемещений. В отличие от аналогичного резонанса ЭПР-типа, ранее наблюдавшегося [9–11] в кристаллах NaCl при высоких частотах, обнаруженный нами эффект обладает сильной анизотропией. Резонансная частота в наших условиях зависит от ориентации дислокаций по отношению к магнитному полю Земли. А амплитуда пика дислокационных пробегов чувствительна к ориентации магнитного поля накачки как по отношению к полю Земли, так и по отношению к дислокации. Предложенная физическая модель специфична для низких частот и правильно описывает зависимость резонансных частот от взаимной ориентации образца и поля Земли. Полученная экспериментально зависимость амплитуды пика пробегов $\Delta l_m \propto \tilde{B}_m^2 t$ также имеет простую физическую интерпретацию. А найденный порог эффекта по амплитуде поля накачки $\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \mu\text{T}$ позволяет дать оценку времени спин-решеточной релаксации $\tau_{sl}^d \sim 10^{-4} \text{ s}$, которая совпадает с результатом, ранее полученным из независимых соображений, основанных на свойствах обычного МПЭ [6].

Конечно, для более полного понимания свойств обнаруженного низкочастотного резонанса потребуются новые исследования. В частности, у нас пока нет окончательной интерпретации наблюдаемой анизотропии эффекта по отношению к направлению поля накачки **V**. Но главный акцент сегодня хотелось бы сделать на надежную установленную возможность сильного воздействия на дислокационную подсистему кристалла столь слабых магнитных полей как поле Земли ($\sim 100 \mu\text{T}$) и поле накачки ($\sim 1 \mu\text{T}$). Особенно важно, что первое из них имеется в любой точке Земли, а второе легко создается переменным током заданной частоты и небольшой амплитуды. Это открывает принципиально новые возможности практических приложений магнитопластичности, устраняя необходимость использования громоздких и методически неудобных магнитов с малым зазором между полюсами.

Авторы признательны Е.С. Сергиенко и Н.П. Легеньковой за помощь в работе, а также С.А. Минюкову, Е.А. Петржик и М.В. Колдаевой за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [2] В.А. 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 / Ed. J.P. Hirth. Elsevier, Amsterdam (2008). V. 14. 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] M.V. Badylevich, V.V. Kveder, V.I. Orlov, Yu.A. Osip'yan. Phys. Status Solidi C **2**, 1869 (2005).
- [13] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.А. Легеньков, В.А. Морозов. ФТТ **41**, 11, 2004 (1999).
- [14] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, В.А. Морозов, В.М. Кац, А.А. Лукин. Письма в ЖЭТФ **91**, 2, 97 (2010).
- [15] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматлит, М. (2003). 656 с.