

МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ LiF И ПРОДОЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ СПИНОВ

В.И.Альшиц¹⁾, Е.В.Даринская¹⁾

Институт Кристаллографии РАН, 117333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

При исследовании магнитостимулированной дислокационной подвижности в кристаллах LiF обнаружены новые черты зависимости среднего пробега l дислокаций от магнитного поля B : найден переход от обычной пропорциональности $l \propto B^2$ к насыщению $l \approx \text{const}$ при высоких полях B . Показано, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются теоретической зависимостью $l \propto [(B_0/B)^2 + 1]^{-1}$ ($B_0 \approx 0.8$ Тл), типичной для механизма продольной релаксации спинов в системе радикальных пар, которые предположительно образуются в процессе взаимодействия дислокационных ядер с парамагнитными примесными центрами. В соответствии с теорией уровень поля B_0 определяется характерной частотой осцилляций внутренних полей в решетке, которая при $B_0 \sim 1$ Тл оказывается порядка 10^{11}с^{-1} , что соответствует типичной частоте собственных колебаний дислокационных сегментов между центрами закрепления, которая, естественно, от температуры не зависит. Это в свою очередь объясняет одинаковость измеренных значений B_0 при температурах 293 К и 77 К.

PACS: 62.20.Fe, 68.72.Ff, 75.90.+w, 76.30.Da

Среди спиновых эффектов в немагнитных материалах выделяется группа явлений, лимитируемых конверсией спинов в определенных центрах под действием внешнего магнитного поля, которая заканчивается изменением спинового состояния системы и соответствующим снятием квантового запрета на возможный электронный переход в системе. В результате происходит резкая трансформация конфигурации системы, которая зачастую сопровождается радикальной сменой типа и уровня взаимодействия составляющих ее элементов. Причем, все это происходит практически без изменения полной энергии системы, поскольку рассматриваемые спин-зависимые переходы в магнитном поле инициированы не подводом энергии к системе, а снятием спинового запрета на указанные переходы. Подобные процессы были описаны в [1] в связи с обнаружением магнитного влияния на скорость химических реакций. Затем было замечено магнитное влияние той же природы на целую серию разнообразных процессов [2], в частности, на фототок в полупроводниках [3], на вязкость аморфных сплавов [4] и т.д.

Последним по времени обнаружения из этой группы явлений стал так называемый магнитоэластический эффект (МПЭ), первоначально наблюдаемый [5] в кристаллах NaCl и заключающийся в магнитостимулированном откреплении дислокаций от парамагнитных примесей. На протяжении последнего десятилетия магнитное влияние на микро- и макропластичность немагнитных кристаллов было подвергнуто весьма интенсивному изучению в ряде независимых групп. Число публикаций на эту тему приближается к сотне (см., например, [6–16]). В настоящий момент не приходится сомневаться ни в самом существовании МПЭ, ни в его принадлежности к упомянутой выше группе спин-зависимых явлений. Однако, к сожалению, до

¹⁾ e-mail: alshits@mechan.incr.msk.su, public@mechan.incr.msk.su

сих пор не достигнуто достаточной ясности в конкретных физических механизмах, лежащих в его основе.

В частности, все еще предстоит выяснить тип процесса эволюции спинов в радикальной паре, образованной парамагнитным центром и свободной связью в ядре дислокации. В экспериментах с индивидуальными дислокациями их средний пробег l , обратно пропорциональный среднему времени τ_{dp} , до открепления дислокации от локального стопора (то есть характерному времени конверсии спинов в паре), обычно линейен по B^2 . Это уверенно наблюдается в кристаллах NaCl, CsI, Zn и Al. Такая зависимость была ранее найдена и для кристаллов LiF при измерениях дислокационной подвижности в магнитных полях $B \leq 1$ Тл. При достаточно низких магнитных полях линейность по B^2 обратного времени эволюции спинов неспаренных электронов радикальной пары характерна для механизма релаксации спинов во внешнем магнитном поле, связанного с именем Броклеhurstа²⁾ (см. [1]). Физической причиной для этого механизма релаксации спинов является анизотропия g -фактора (оцениваемая обычно величинами порядка $\Delta g \sim 10^{-2} - 10^{-3}$), которая приводит к магнитоиндуцированным переходам между S и T спиновыми состояниями радикальных пар. При этом следует различать продольную и поперечную релаксации спинов, отвечающие соответственно $S - T_{\pm}$ и $S - T_0$ переходам и характеризующиеся временами T_1 и T_2 . В теории рекомбинации радикалов в растворах [1] скорости интеркомбинационных переходов в радикальных парах, лимитируемые продольной и поперечной релаксациями, по разному возрастают с повышением магнитного поля B :

$$T_1^{-1} = \tau^{-1} f(B^2/B_0^2), \quad T_2^{-1} = \tau^{-1} [\alpha B^2/B_0^2 + \beta f(B^2/B_0^2)], \quad (1)$$

где

$$\tau^{-1} = \Delta g^2/5\tau_b, \quad B_0 = \hbar/\mu_B\tau_b, \quad f(B^2/B_0^2) = (B_0^2/B^2 + 1)^{-1}, \quad (2)$$

α и β – коэффициенты порядка единицы, μ_B – магнетон Бора, τ_b – время корреляции вращательного движения радикала. Применительно к описанию релаксации спинов в системе парамагнитный центр – дислокация параметр τ_b естественно заметить характерным периодом τ_d собственных колебаний дислокационных сегментов, закрепленных парамагнитными примесями (обычно $\tau_d \sim 10^{-11}$ с).

Как видно из (1) и (2), при $B^2/B_0^2 \ll 1$ обе функции $[T_1(B)]^{-1}$ и $[T_2(B)]^{-1}$ пропорциональны B^2 . Однако в области высоких полей ($B^2/B_0^2 \gg 1$) эти зависимости характеризуются существенно различным поведением: $[T_1(B)]^{-1} \approx \text{const}$, $[T_2(B)]^{-1} \propto \alpha B^2 + b$ (a и b – постоянные параметры). Таким образом, для того, чтобы сделать экспериментальный выбор между механизмами продольной и поперечной релаксации спинов, необходимы измерения при повышенных магнитных полях. При этом в качестве объекта исследований желательно иметь кристалл с не слишком высоким уровнем поля B_0 . Как мы увидим, с этой точки зрения, кристалл LiF оказывается вполне подходящим объектом для наших целей.

Эксперименты проводились на кристаллах LiF с суммарной концентрацией примеси $C \approx 10^{-5}$ моль/моль и пределом текучести $\tau_y = 300$ кПа. В предварительно отожженные образцы с плотностью дислокаций $\rho \sim 10^4$ см⁻² легким ударом вводились свежие дислокации со средней плотностью $\rho_d \leq \rho$. Их начальные позиции

²⁾ Brocklehurst.

фиксируются с помощью обычного метода избирательного химического травления поверхностей кристалла. Затем образец помещался в постоянное магнитное поле $B = (0.4 - 1.4)$ Тл на время $t = (2 - 12)$ мин при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Механическая нагрузка не прикладывалась, так что движущая сила для дислокаций после их магнитостимулированного открепления от локальных центров обеспечивалась дальнедействующими внутренними напряжениями от других дислокаций. В отдельных экспериментах для увеличения среднего пробега l дополнительная сила на заряженные краевые дислокации создавалась с помощью внешнего постоянного электрического поля напряженностью $E = (3 - 6, 1)$ кВ/м, действовавшего одновременно с магнитным полем. После окончания магнитной обработки образец подвергался повторному химическому травлению для определения новых положений дислокаций. Далее строились гистограммы дислокационных пробегов и по ним вычислялся средний пробег l .

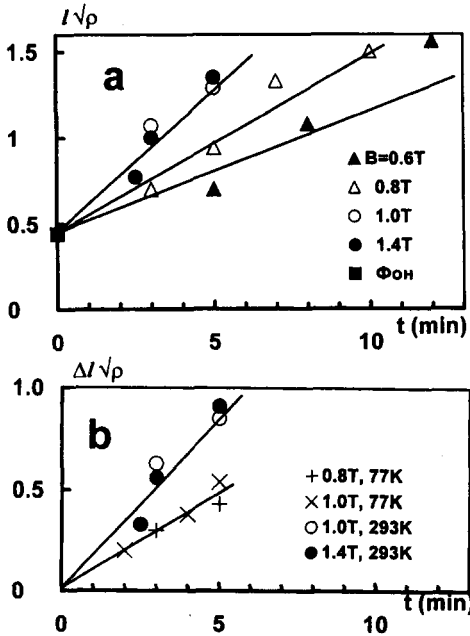


Рис.1 Зависимость нормированного среднего пробега дислокаций $l\sqrt{\rho}$ от времени t выдержки образцов в магнитном поле для разных уровней магнитной индукции B (а) и при двух значениях температуры (б), $\Delta l = l - l_0$

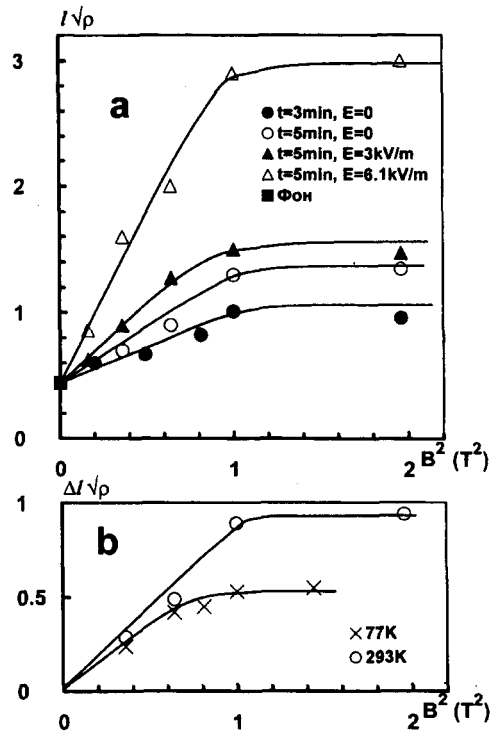


Рис.2 Насыщение дислокационных пробегов при повышенных магнитных полях для разных времен t магнитной обработки и электрических полей E (а), а также при двух температурах (б)

Рис.1а демонстрирует зависимость среднего дислокационного пробега l , отнесенного к среднему расстоянию между дислокациями ($1/\sqrt{\rho}$), от времени “намагничивания” t для разных полей B при 293 К. Фоновый пробег l_0 при $t = 0$ определяется вытравливанием приповерхностных стопоров и от варьируемых параметров не зависит. Нетрудно видеть, что увеличение наклона линейной зависимости $l(t)$ с ростом

магнитного поля B при достаточно высоких полях прекращается. Понижение температуры до 77 К несколько понижает наклон dl/dt , однако не отменяет насыщение среднего пробега l по магнитному полю (см. рис.1b). Еще более ярко указанное насыщение проявляется в координатах $l(B)$ (рис.2a,b). Существенно, что понижение времени t с 5 до 3 мин (рис.2a) уменьшает и высоту уровня насыщения, то есть последний не связан с геометрическим пределом, типичным для релаксационных перемещений.

Таким образом, характер поведения зависимости $l(B)$ в области относительно высоких полей позволяет предположить, что в основе наблюдаемого эффекта лежат процессы продольной релаксации спинов в магнитном поле, и отождествить время открепления дислокации от примесного центра τ_{dp} с величиной T_1 (1). Если это предположение правильно, то все экспериментальные кривые на рис.2a,b должны описываться зависимостью

$$l\sqrt{\rho} = At(B_0^2/B^2 + 1)^{-1}, \quad (3)$$

где A – подгоночный параметр, зависящий от температуры и силы на дислокацию (в частности, от напряженности электрического поля), а поле $B_0 = \hbar/\mu_B\tau_d$, определяемое собственной частотой колебаний дислокационных сегментов, может зависеть от концентрации примеси, но не от температуры или электрического поля E . На рис.3 экспериментальные точки представляют собой перестроенные данные с рис.2a,b в координатах $l\sqrt{\rho}/At \div B^2/B_0^2$ для четырех значений параметра A , а сплошная кривая соответствует функции $(B_0^2/B^2 + 1)^{-1}$ при $B_0 = 0,8$ Тл. Такой уровень поля B_0 отвечает величине $\tau_d = \hbar/\mu_B B_0 \sim 10^{-11}$ с, что вполне согласуется с общепринятой оценкой периода собственных колебаний дислокационных сегментов, закрепленных точечными дефектами. Заметим, что при этом масштабе параметра τ_d и характерных значениях анизотропии g -фактора $\Delta g \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ характерное время τ , отвечающее T_1^{min} при $B \rightarrow \infty$ в формулах (1) и (2), оказывается неожиданно большим и задается оценкой $10^{-4} - 10^{-6}$ с, что, впрочем, неплохо сходится с оценкой времени открепления τ_{dp} , приведенной в нашей работе [10], исходя из совершенно независимых соображений.

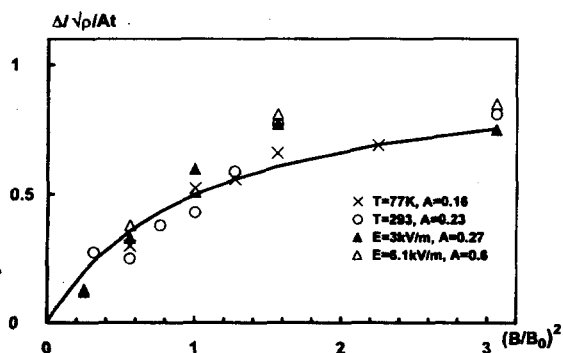


Рис.3. Экспериментальные точки с рис.2, перестроенные в координатах $\Delta l\sqrt{\rho}/At \div (B/B_0)^2$, в сравнении с теоретической зависимостью $[(B_0/B)^2 + 1]^{-1}$ (сплошная кривая), $B_0 = 0.8$ Тл

Удовлетворительное согласие между теоретической кривой и экспериментальными точками свидетельствует в пользу гипотезы об определяющей роли продольной релаксации спинов. Возможность описать кривые $l(B)$ для двух сильно различающихся температур 77 и 293 К с помощью одного и того же параметра $B_0 = 0.8$ Тл

также подтверждает эту гипотезу. Полагалось бы еще проверить вытекающее из рассматриваемой схемы предсказание об увеличении B_0 с ростом примесной концентрации, приводящем к понижению средней длины дислокационных сегментов, а значит, и характерного времени τ_d . К сожалению, в настоящий момент авторы не располагают необходимым набором кристаллов с разным уровнем легирования одинаковыми примесями, поэтому указанная проверка откладывается на будущее.

В заключение выражаем признательность А.И.Шушину за полезные советы и обсуждения, Л.М.Сойферу за кристаллы LiF и В.П. Киселю за помощь при подготовке образцов. Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 97-02-16327.

-
1. А.Л.Бучаченко, Р.З.Сагдеев, К.М.Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Новосибирск: Наука, 1978.
 2. Я.Б.Зельдович, А.Л. Бучаченко, Е.Л.Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
 3. В.В.Кведер, Ю.А.Осипьян, А.И.Шалынин, ЖЭТФ **83**, 699 (1988).
 4. С.А.Дембовский, Е.А.Чечеткин, С.А.Козюхин, Письма в ЖЭТФ **41**, 74 (1985).
 5. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Т.М.Перекалина, А.А.Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
 6. V.I.Alshits, E.V.Darinskaya, and E.A.Petrzhik, Mat. Sci. Eng. **A164**, 322 (1993).
 7. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, Письма в ЖЭТФ **58**, 189 (1993).
 8. M.I.Molotskii, R.E.Kris, and V.N.Fleurov, Phys. Rev. **B51**, 12531 (1995).
 9. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, Письма в ЖЭТФ **61**, 583 (1995).
 10. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова et al., Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).
 11. V.I.Alshits, E.V.Darinskaya, O.L.Kazakova et al., Mat. Sci. Eng. **A234-236**, 617 (1997).
 12. M.I.Molotskii and V.Fleurov, Phys. Rev. Let. **78**, 2779 (1997).
 13. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ЖЭТФ **115**, 605 (1999).
 14. В.И.Альшиц, Н.Н.Беккауер, А.Е.Смирнов, А.А.Урусовская, ЖЭТФ **115**, 951 (1999).
 15. Н.А.Тяпунина, В.Л.Красников, Э.П.Белозерова, ФТТ **41**, 1035 (1999).
 16. Е.В.Даринская, М.В.Колдаева, Письма в ЖЭТФ **70**, 226 (1999).