

## МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В СИСТЕМЕ ДИСЛОКАЦИЯ – ПАРАМАГНИТНЫЙ ЦЕНТР

*В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова, Е.Ю.Михина, Е.А.Петржик*

*Институт кристаллографии РАН<sup>1)</sup>*

*117333 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 марта 1996 г.

Предсказан и обнаружен в кристаллах Al, NaCl и LiF пороговый уровень магнитной индукции  $B_c$ , при превышении которого в образцах, помещенных в магнитное поле, может наблюдаться магнитоэластический эффект – открепление дислокаций от парамагнитных стопоров. Существование порога связывается с тем, что при  $B < B_c$  время спин-решеточной релаксации  $\tau_{s1}$  в системе дислокация – парамагнитный центр оказывается меньше времени, необходимого для спиновой эволюции в магнитном поле, приводящей к снятию спинового запрета на электронный переход, "выключающий" взаимодействие дислокации со стопором. Показано, что пороговое поле  $B_c$  чувствительно к температуре и рентгеновскому облучению образцов. На основе полученных данных предложена новая методика измерения времени спин-решеточной релаксации в парамагнитных центрах на дислокациях.

PACS: 61.82.-d, 62.20.Fe, 75.90.+w, 76.30.Da

К настоящему времени надежно установленным можно считать существование так называемого магнитоэластического эффекта в немагнитных кристаллах, исследованию которого посвящено уже немалое число экспериментальных и теоретических работ в ряде независимых групп [1–17]. Это достаточно неожиданное явление заключается в откреплении дислокаций от парамагнитных центров под действием постоянного магнитного поля. Практически вся совокупность наблюдаемых физических закономерностей, характеризующих явление, находит свое объяснение в рамках концепции спин-зависимых электронных переходов во внешнем магнитном поле. Считается, что магнитное поле порождает эволюцию спинового состояния в системе дислокация – парамагнитный центр, завершающуюся снятием спинового запрета на определенный электронный переход, который радикально меняет конфигурацию системы, приводя к откреплению дислокации от точечного дефекта. Заметим, что при этом полная энергия в системе практически не меняется, хотя энергия взаимодействия может даже изменить знак. Подобная идеология лежит в основе физической интерпретации [18] магнитного влияния на целый ряд процессов, включая скорость химических реакций [19], фототок в полупроводниках [20], вязкость аморфных сплавов [21].

Косвенным подтверждением того, что время открепления  $\tau_{dp}$  (depinning time) дислокации от парамагнитного центра лимитируется эволюцией спиновой подсистемы, является существование критической частоты  $\nu = \nu_c$  вращения образца в магнитном поле, выше которой магнитоэластический эффект не наблюдается. Действительно, для того, чтобы обсуждаемый механизм работал

<sup>1)</sup>e-mail: rublic@mechan.incr.msk.su

во вращающемся кристалле, за время спиновой эволюции  $\tau_{dp}$  изменение ориентации магнитного поля по отношению к кристаллу должно быть достаточно малым. Иными словами, поворот кристалла  $\Delta\varphi = 2\pi\nu\tau_{dp} \equiv 2\pi\alpha$  не должен превышать некоторого критического значения  $\Delta\varphi_c = 2\pi\alpha_c$ , где

$$\alpha_c = \nu_c \tau_{dp} . \quad (1)$$

Существенно, что измеренные значения

$$\nu_c = kB^2 , \quad (2)$$

кроме магнитного поля, чувствительны только к сорту парамагнитных центров и типу дислокаций и не зависят от концентрации примеси  $C$ , плотности дислокаций, температуры и силы, действующей на дислокацию. Время  $\tau_{dp}$  также может быть оценено из экспериментальных данных, если известна скорость дислокации  $v \propto B^2$  и среднее расстояние между парамагнитными стопорами в плоскости скольжения  $\lambda \sim C^{-1/2}$ :  $\tau_{dp} \sim \lambda/v \propto B^{-2}$ . К сожалению, скорость дислокаций, определяемая в наших экспериментах, зависит также от таких факторов, как статистика дислокационных сегментов, задержка на немагниточувствительных стопорах и т.д. Роль этих факторов снижается при приложении к дислокации внешней силы, дополнительной к внутренним напряжениям. В качестве такой силы в наших экспериментах использовалось электрическое поле, которое действовало на заряженные краевые дислокации. Тем не менее, пока мы беремся дать параметру  $\alpha_c$  в (1) лишь весьма приблизительную оценку:

$$\alpha_c \sim 10^{-2} \div 10^{-3} . \quad (3)$$

Другое физическое ограничение на наблюдаемость магнитоэластического эффекта, вытекающее из рассматриваемого механизма, очевидно, состоит в требовании, чтобы за время  $\tau_{dp}$  не происходило заметной спин-решеточной релаксации. В противном случае тепловые осцилляции в системе, перемешивая спиновые состояния, практически исключают спин-зависимые переходы, а следовательно, и открепление дислокаций. Как видно из (1), (2), время  $\tau_{dp}$  быстро нарастает с понижением магнитной индукции:

$$\tau_{dp} = \alpha_c kB^2 . \quad (4)$$

В результате можно ожидать существования порогового значения магнитного поля  $B_c$ , отвечающего уровню  $\tau_{dp}$  порядка времени спин-решеточной релаксации  $\tau_{sl}$  в системе дислокация – парамагнитный центр, так что при  $B < B_c$  магнитоэластический эффект исчезает. Как мы покажем ниже, такое пороговое поле действительно существует, обеспечивая принципиально новый метод экспериментального определения времени спин-решеточной релаксации в нашей системе:

$$\tau_{sl} = \alpha_c kB_c^2 . \quad (5)$$

Исследования проводились на монокристаллах LiF (предел текучести  $\tau_y = 300$  кПа, общая концентрация примеси  $C < 5 \cdot 10^{-5}$  вес.%), NaCl(Ca) ( $\tau_y = 790$  кПа,  $C_{Ca} = 100$  ppm) и Al (спектрально чистом). Методика экспериментов подробно описана в работах [1,5–10]. Образцы со свежевведенными дислокациями помещались в однородное постоянное магнитное поле

( $B = 0.02 \div 1$  Тл) на время  $t$  от нескольких секунд до 11 час. Средний статистический пробег дислокаций вычислялся по гистограммам пробегов, полученным из картин повторного химического травления. В настоящей работе мы ограничились изучением подвижности только краевых дислокаций.

Как и в предшествующих работах авторов, обнаружено, что средний пробег дислокаций  $l$  во всех исследованных кристаллах линейно нарастает с квадратом магнитной индукции  $B$  и временем  $t$  магнитной "обработки" образцов (рис.1а):  $l = l_0 + \beta B^2 t$ , где  $l_0$  - фоновое значение пробега, существующее и при  $B = 0$ , связанное с вытравливанием приповерхностных стопоров. Причем, для краевых (заряженных) дислокаций в ШГК наклон  $\beta$  этой зависимости резко возрастает при дополнительном включении даже слабого постоянного электрического поля  $E$  (см. рис.1а), которое обеспечивает дополнительную силу на дислокации и соответствующее уменьшение задержки дислокаций на стопорах, нечувствительных к магнитному полю.

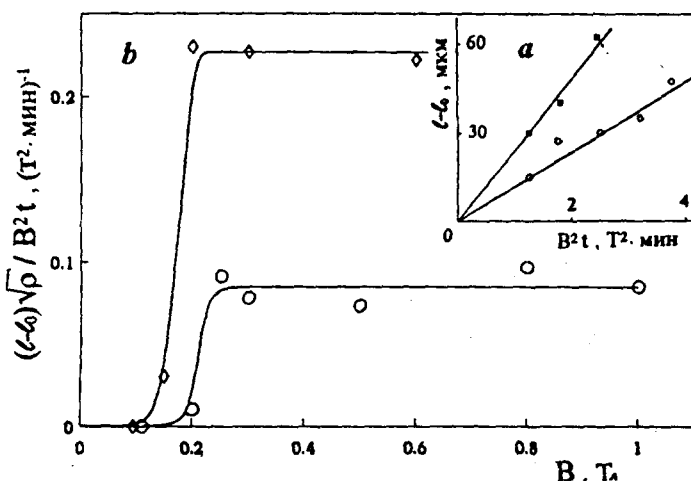


Рис.1. Линейные зависимости среднего пробега дислокаций от  $B^2 t$  для кристаллов NaCl при  $E = 0$  (○) и  $E = 0.25$  кВ/м (■) (а); ступеньки на зависимостях нормированного пробега  $(l - l_0)\sqrt{\rho}/B^2 t$  от магнитной индукции  $B$  для кристаллов NaCl(○) и Al(◇) (б)

Рис.1б демонстрирует существование предсказанного выше порогового магнитного поля  $B_c$  для кристаллов NaCl и Al на нормированной зависимости  $\beta(B)$ . Как видно из рисунка, обе зависимости характеризуются близкими пороговыми полями  $B_c \approx 0.2$  Тл. Только при  $B > 0.2$  Тл величина  $\beta = (l - l_0)/B^2 t$  остается постоянной, отражая наблюдаемую в этой области линейность зависимости  $l$  от  $B^2 t$  (рис.1а). В то же время при  $B < 0.2$  Тл наблюдается резкий спад пробегов до фонового уровня  $l_0$ , то есть происходит "выключение" магнитоэластического эффекта. Заметим, что при  $B > B_c$  приложение электрического поля  $E = 0.25$  кВ/м к образцам NaCl примерно вдвое увеличивает пробег дислокаций в магнитном поле (рис.1а). Однако, как мы проверили, при  $B < B_c$  даже наложение поля  $E = 3.5$  кВ/м не поднимает пробег над фоновым уровнем.

На рис.2 на примере кристалла LiF показано влияние температуры на пороговое поле  $B_c$ . В соответствии с выражением (5) наблюдаемому сдвигу влево ступеньки  $l(B)$  ( $B^2 t = 5$  Тл<sup>2</sup>·мин) при понижении температуры от комнатной до 77 К соответствует увеличение времени  $\tau_{sl}$  примерно в 2.5 раза.

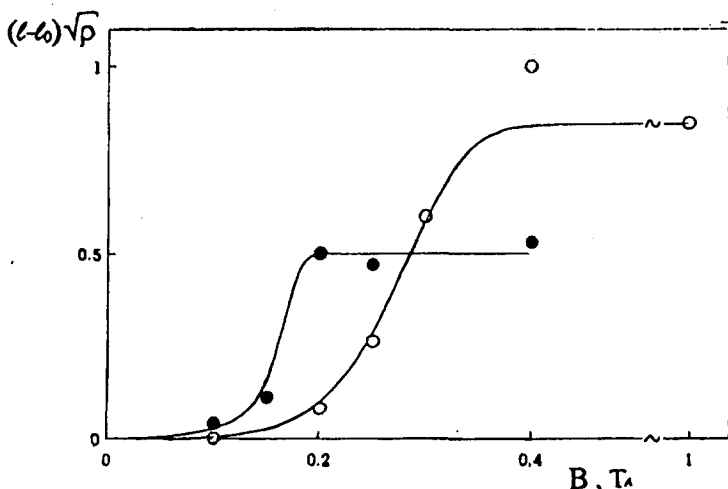


Рис.2. Зависимость нормированной средней длины пробега дислокаций в кристаллах LiF от величины магнитной индукции  $B$  для двух температур (○ -  $T = 293$  К, ● -  $T = 77$  К)

Как показано в [10], даже при малых дозах рентгеновского облучения исследуемых образцов щелочно-галлоидных кристаллов в них наряду с примесными комплексами возникает новый тип парамагнитных стопоров, что отражается в появлении дополнительной ступеньки на зависимости  $l(\nu)$ . При этом первая критическая частота  $\nu_{c1}$  увеличивается с дозой и характеризует радиационно активированный примесный комплекс, а положение второй ступеньки является нечувствительным к дозе и, по-видимому, отвечает  $Z$ -центрам, образованным на одиночных примесных атомах. В частности, пятисекундное рентгеновское облучение кристалла LiF приводит к превращению одноступенчатой кривой  $l(\nu)$  в двухступенчатую зависимость, характеризуемую двумя критическими частотами  $\nu_{c1}$  и  $\nu_{c2}$  (см. рис.3). В свете развиваемой идеологии естественно ожидать появления второй ступеньки после облучения и на зависимости  $l(B)$  ( $B^2t = \text{const}$ ). Действительно, именно это и наблюдается на соответствующей экспериментальной кривой (рис.4). Как видно из рис.3 и 4, облучение слабо влияет на критическую частоту, отвечающую примесному комплексу, при соответствующем пороговом поле:

$$\nu_c(B_c) \approx \nu_{c1}(B_{c1}) \approx 10^{-1} \text{ .} \quad (6)$$

Это значит, что время спин-решеточной релаксации для парамагнитных комплексов на дислокации до и после облучения примерно одинаково и определяется оценкой

$$\tau_{sl} \approx \alpha_c / \nu_c(B_c) \sim (10^{-3} \div 10^{-4}) \text{ с .} \quad (7)$$

В то же время, аналогичная оценка величины  $\tau_{sl}$  для новых стопоров, рожденных при облучении, дает значительно большие значения:

$$\tau_{sl} \approx \alpha_c / \nu_{c2}(B_{c2}) \sim 3 \cdot (10^{-2} \div 10^{-3}) \text{ с .} \quad (8)$$

Относительно высокий уровень времени спин-решеточной релаксации, вытекающий из оценок (7), (8), по-видимому, является типичной характеристикой для дефектов во многих кристаллах. Например, согласно [22], величина  $\tau_{sl}$

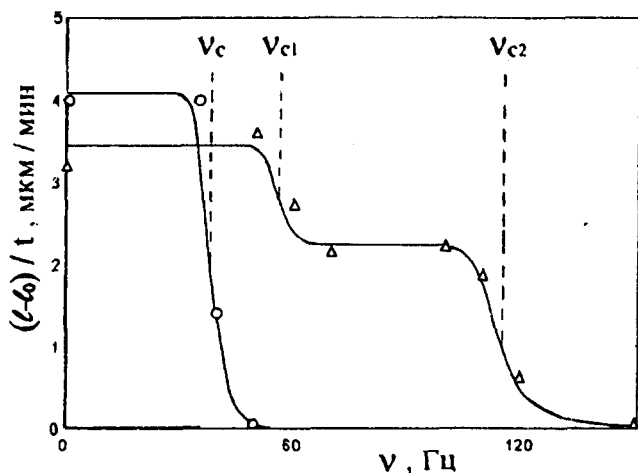


Рис.3. Зависимость нормированной средней длины пробега дислокаций в кристаллах LiF от частоты  $\nu$  вращения образцов в магнитном поле  $B = 0.5$  Тл для необлученных (o) и облученных в течение 5с ( $\Delta$ ) образцов

для пары  $F$ -центров в кристаллах KCl при 50К равна примерно 0.01с, а время ядерной спин-решеточной релаксации  $^{23}\text{Na}$  в монокристаллах NaCl при комнатной температуре порядка 10с [23]. Характерно, что в рамках обычных резонансных методов выделение вклада дефектов в спин-решеточную релаксацию дело весьма сложное и отнюдь не всегда реальное при нормальных концентрациях дефектов. Между тем, как мы видели, магнитопластический эффект дает нам в руки новый, оригинальный и методически весьма простой способ измерения времени спин-решеточной релаксации в системе дислокация – парамагнитный центр.

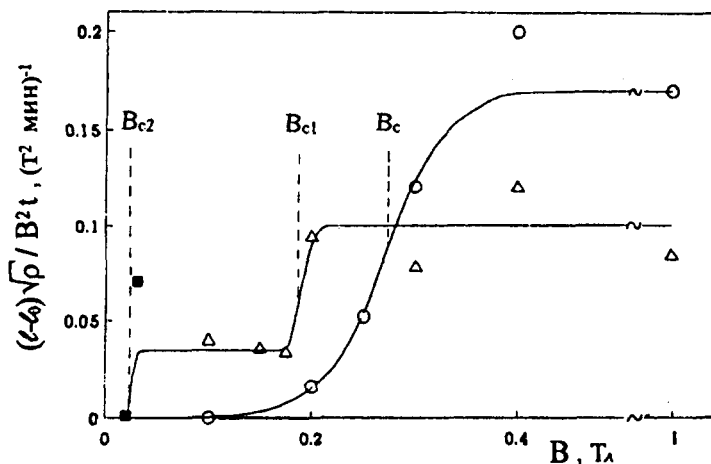


Рис.4. Зависимость нормированной средней длины пробега дислокаций в кристаллах LiF от величины магнитной индукции  $B$  для необлученных (o) и облученных в течение 5с ( $\Delta$  и  $\blacksquare$ ) кристаллов без приложения электрического поля (o и  $\Delta$ ) и при одновременном воздействии на образец поля  $E = 10$  кВ/м ( $\blacksquare$ )

Авторы выражают признательность И.Л.Смолюскому, Е.Б.Рудневой, В.М.Чернову и В.П.Киселю за методическую помощь в работе, а также Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 95-02-03920а) за частичное финансирование настоящей работы.

2. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, И.В.Гектина, Ф.Ф.Лаврентьев, Кристаллография **35**, 1014 (1990).
3. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Е.А.Петржик, ФТГ **34**, 155 (1992).
4. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Е.А.Петржик, ФТГ **35**, 320 (1993).
5. В.И.Альшиц, Р.Воска, Е.В.Даринская, Е.А.Петржик, ФТТ **35**, 70 (1993).
6. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова и др., Изв. РАН., сер. физ. **57**, 2 (1993).
7. V.I.Alshits, E.V.Darinskaya, and E.A.Petrzhik, Mat. Sci. Eng. **A164**, 322 (1993).
8. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Е.Ю.Михина, Е.А.Петржик, ФТТ **35**, 1397 (1993).
9. V.I.Alshits, E.V.Darinskaya, O.L.Kazakova et al., J. Alloys Comp. **211/212**, 548 (1994).
10. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова, Письма в ЖЭТФ **62**, 352 (1995).
11. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ФТТ **35**, 1384 (1993).
12. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, Письма в ЖЭТФ **61**, 583 (1995).
13. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ФТТ **37**, 1352 (1995).
14. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ФТТ **37**, 2118 (1995).
15. М.И.Молоцкий, ФТТ **33**, 3112 (1991).
16. М.И.Молоцкий, ФТТ **35**, 11 (1993).
17. M.I.Molotskii, R.E.Kris, and V.Fleurov, Phys. Rev. **B51**, 12531 (1995).
18. Я.Б.Зельдович, А.А.Бучаченко, Е.Л.Франкевич, УФН **155**, 3 (1988).
19. А.А.Бучаченко, Р.З.Сагдеев, К.З.Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Новосибирск: Наука, 1978.
20. В.В.Кведер, Ю.А.Осипьян, А.И.Шальнин, ЖЭТФ **83**, 699 (1988).
21. С.А.Дембовский, Е.А.Чечеткина, С.А.Козюхин, Письма в ЖЭТФ **41**, 74 (1985).
22. P.A.Schnegg, C.Jaccard, and M.Aegerter, Phys. Stat. Sol. (b) **63**, 587 (1974).
23. И.О.Мавлоназаров, В.М.Микушев, ФТТ **34**, 2257 (1992).