

УДК 548.0 : 537.634

© 1993

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НЕМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. И. Молоцкий

Рассмотрено влияние внешнего магнитного поля на взаимодействие дислокационного перегиба с парамагнитной примесью. Показано, что возникающие переходы между состояниями различной мультиплетности способны объяснить наблюдаемое увеличение пластичности кристаллов в магнитном поле. Предсказан резкий рост декремента амплитудно-независимого внутреннего трения дислокаций, закрепленных парамагнитными примесями в магнитном поле.

1. Опыты показывают (см., например, [1-8]), что наложение магнитного поля способно заметно изменить пластические свойства кристаллов. Это явление получило название магнитоэластического эффекта (МЭЭ). Обнаружен как положительный, так и отрицательный МЭЭ, т. е. поле может вызвать как упрочнение [3-5], так и разупрочнение [1, 2, 6-8] кристаллов. Положительный МЭЭ в металлах успешно объясняют ростом электронной компоненты вязкого торможения дислокаций в магнитном поле [9, 10], в то время как природа отрицательного МЭЭ существенно зависит от магнитных свойств вещества. В магнетиках разупрочняющее действие магнитного поля обычно объясняют увеличением длины свободного пробега дислокаций из-за смещения и устранения границ доменов [1, 2], которые, как известно, являются эффективными стопорами дислокаций.

Такое объяснение непригодно для немагнитных материалов, в которых также обнаружен отрицательный МЭЭ [6-8]. Для объяснения этого эффекта в работе [11] было высказано предположение о возможной связи эффекта с интеркомбинационными переходами (ИКП) между состояниями различной мультиплетности в радикальных парах, возникающих при взаимодействии ненасыщенных связей ядра дислокации с парамагнитными примесями. Модель [11] позволила объяснить наблюдаемую зависимость изменения скорости дислокаций от квадрата индукции поля, оценить характерные поля, в которых проявляется эффект.

В то же время модель [11] сталкивается с рядом трудностей. Например, из [11] вытекает быстрый выход МЭЭ на насыщение. Однако в опытах [7, 8] не обнаружена тенденция к насыщению во всем интервале используемых полей. В модели [11] оставалась неясной природа слабой температурной зависимости эффекта. Это указывает на необходимость дальнейшего развития теории МЭЭ.

В опытах [7, 8] исследовалось влияние магнитного поля на дислокационный возврат кристаллов, подвергнутых пластической деформации. Возврат проходил под действием внутренних напряжений, создаваемых дальнедействующими упругими полями дислокаций. Плотность дислокаций не превышала $\Lambda \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Поэтому возникающие напряжения $\sigma \approx Gb\sqrt{\Lambda}/2\pi \approx 10^{-5} G$ были малы по сравнению с напряжениями Пайерлса $\sigma_p \approx 10^{-4} G$ в кристаллах (цинк, щелочные галоиды), используемых в опытах; G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса. При таких низких напряжениях пластичность кристаллов определяется не сколь-

жением дислокаций как целого, а процессами зарождения двойных перегибов и их разбегания вдоль линии дислокации. Точечные дефекты, расположенные на линии дислокации, создают барьеры для движения перегибов. Покажем, что магнитное поле способно изменить взаимодействие перегибов с примесями и тем самым повлиять на пластичность кристаллов.

2. Для этого распространим модель [11] на взаимодействие перегиба с примесью. Будем предполагать, что в ядре дислокации существуют ненасыщенные орбитали с неспаренными спинами. Соображения в пользу возможности существования таких состояний в ионных кристаллах и металлах приведены в работах [12, 13]. Взаимодействие ненасыщенных орбиталей, расположенных на перегибе, с парамагнитной примесью приводит к образованию радикальных пар (РП) в синглетном (S) или триплетном (T) состоянии. Обычно энергия связи РП в S -состоянии значительно больше, чем в T -состоянии. Поэтому при движении перегиба эффективные барьеры возникают только в том случае, когда РП находится в S -состоянии. В магнитном поле происходят уменьшение заполнения S -состояний и увеличение длины пробега перегиба между стопорами. Поскольку возрастание пробега перегибов приводит к увеличению подвижности дислокаций [14], то такой механизм позволяет в принципе объяснить отрицательный МПЭ.

Определим изменение заселенности S -состояния РП в магнитном поле. Для этого воспользуемся результатами, полученными в работе [11]. По-прежнему будем рассматривать переходы, обусловленные разностью зеемановских частот электронов, образующих РП (Δg -механизм). Тогда S -состояние будет смешиваться только с состоянием T_0 , имеющим нулевую проекцию суммарного спина на направление поля. Разность g -факторов спинов индуцирует $S-T_0$ -переходы с частотой $\omega_{ST_0} = \Delta g \mu_e B / \hbar$, где B — индукция магнитного поля, μ_e — магнетон Бора. В отсутствие поля S - и T -состояния заполнены одинаково $p_{SS}(0) = p_{TT}(0) = 1/2$. В магнитном поле среднее число $S-T_0$ -переходов равно [11]

$$p_{ST_0}(B) = \frac{\omega_{ST_0}^2 \tau_S^2}{2(1 + \omega_{ST_0}^2 \tau_S^2)}.$$

Здесь τ_S — время пребывания РП, находящейся в S -состоянии, в области сближения S - и T_0 -термов, при котором возможны резонансные $S-T_0$ -переходы. Для слабо связанных триплетных состояний это время значительно меньше, чем τ_S . Поэтому вкладом обратных T_0-S -переходов можно пренебречь. Тогда степень заполнения S -состояний имеет вид

$$p_{SS}(B) = p_{SS}(0) - p_{ST_0}(B) = \frac{1}{2(1 + \omega_{ST_0}^2 \tau_S^2)}.$$

Время пребывания РП в области резонанса пропорционально ее ширине Γ . При $\Gamma \ll U_S$

$$\tau_S = \frac{\Gamma}{kT} \tau_S^0, \quad (1)$$

где

$$\tau_S^0 = \frac{1}{\nu_k} \exp\left(\frac{U_S}{kT}\right)$$

— среднее время отрыва перегиба от примеси, U_S — энергия связи перегиба с примесью в S -состоянии РП, ν_k — частота колебаний перегиба.

Ширина $\Gamma = h/\tau$ определяется временем τ сохранения неравновесной поляризации спинов в РП, т. е. временем спин-решеточной релаксации. Время τ сильно изменяется при переходе от вещества к веществу и быстро убывает с ростом температуры [15]. Для парамагнитных примесей на дислокации оно неизвестно даже приближенно. Его можно грубо оценить исходя из требований, налагаемых на τ , для эффективной реализации предлагаемого механизма. ИКП способен объяснить МПЭ, если время жизни триплетного состояния τ превышает промежуток времени τ_k , в течение которого перегиб взаимодействует с примесью. Оценки показывают, что при напряжениях $\sigma \sim 10^{-5} G$ перегиб движется в вязкой среде со скоростью $\nu_k \sim 10^2$ см/с. Для перегиба шириной $w \sim 10 b$ время взаимодействия с примесью $\tau_k = w/\nu_k \sim 10^{-9}$ с. Величина $\tau \sim \tau_k \sim 10^{-6}$ с является разумной. Она находится в интервале времен спин-решеточной релаксации, встречающихся в различных кристаллах при комнатной температуре (10^{-6} — 10^{-12} с) [15]. Соответствующая ширина уровня $\Gamma = h/\tau \sim 10^{-7}$ эВ.

Определим изменение скорости дислокации в магнитном поле. Как известно [14], скорость дислокации v_d изменяется пропорционально среднему расстоянию L между точками закрепления перегибов. Если среднее расстояние между парамагнитными примесями на дислокации равно l_0 и перегибы задерживаются на примесях только в S -состоянии РП, то $L(B) = l_0/p_{SS}(B)$. Тогда для относительного изменения скорости дислокации в поле получаем

$$\frac{\delta v_d(B)}{v_d(0)} = \frac{p_{SS}(0)}{p_{SS}(B)} - 1 = \omega^2 \tau_0^2 \tau_S^2 = \frac{B^2}{B_0^2}. \quad (2)$$

Здесь $B_0 = h/\Delta g \mu_e \tau_S$ — индукция поля, в котором скорость дислокации увеличивается вдвое. При $\Delta g = 10^{-3}$, $\nu_k = 10^{12}$ с $^{-1}$, $\Gamma = 10^{-7}$ эВ наблюдаемым значениям $B_0 = 0.3 \div 1$ Тл соответствует энергия связи $U_S \approx 0.5$ эВ.

3. Полученная зависимость $\delta v_d \propto B^2$ согласуется с экспериментом [7, 8]. В отличие от модели [11] выражение (2) не приводит к насыщению в области сильных полей $B > B_0$. В опытах действительно не обнаружена тенденция к насыщению даже при $B \approx 4B_0$. В рамках данной модели следует ожидать насыщения только в таких полях $B_c \approx B_0 (L_N/2l_0)^{1/2}$, в которых расстояние между точками закрепления $L(B_c)$ приближается к размерам дислокационной сетки $L_N \sim \Lambda^{-1/2}$. Поскольку $l_0 \sim n^{-1/2}$ (n — плотность примесей), то при $\Lambda = 10^5$ см $^{-2}$ и $n = 10^{15}$ см $^{-3}$ поле насыщения $B_c \approx 15 B_0$ в несколько раз превышает предельные поля, используемые в опытах [7, 8].

Опыты указывают на слабую температурную зависимость МПЭ. Как видно из выражения (2), этому соответствует слабая температурная зависимость времени пребывания в области резонанса τ_S . Согласно (1), $\tau_S \propto \tau_S^0/\tau T$. Время отрыва перегиба от примеси τ_S^0 и время спин-решеточной релаксации τ ведут себя сходным образом — они быстро уменьшаются при увеличении температуры. Поэтому слабую температурную зависимость МПЭ можно объяснить, если предположить, что зависимости $\tau_S^0(T)$ и $\tau(T)$ примерно одинаковы.

4. Способность магнитного поля «отстегнуть» дислокации от парамагнитных примесей должна проявляться не только в МПЭ, но и в других эффектах, зависящих от длины L свободных сегментов дислокаций, например в амплитудно-независимом внутреннем трении. Этот эффект хорошо описывается в модели колеблющейся струны, развитой Гранато и Люкке [16]. Эксперименты по внутреннему трению обычно проводятся при частотах, существенно меньших резонансных частот колебаний дислокаций. В этом случае декремент затухания

$\Delta \propto L^4$. Тогда аналогично (2) получаем, что в магнитном поле относительное изменение декремента равно

$$\frac{\delta\Delta(B)}{\Delta(0)} = \alpha \left[\left(1 + \frac{B^2}{B_0^2} \right)^4 - 1 \right]. \quad (3)$$

Здесь α — доля подвижных дислокаций, на которых проявляется МПЭ.

При выводе этого выражения не учитывалось изменение электронной компоненты вязкого торможения дислокаций в магнитном поле. Это допустимо при высоких температурах. При низких температурах силы вязкого торможения увеличиваются в $\Omega\tau_c$ раз, где Ω_c — циклотронная частота электрона проводимости, τ_c — время его свободного пробега [9, 10]. Учет этих эффектов приводит к появлению множителя $\Omega\tau_c$ перед круглой скобкой в выражении (3).

Наложение магнитного поля способно резко увеличить внутреннее трение дислокаций, закрепленных парамагнитными примесями. В условиях опытов [7] при низкой плотности дислокаций величина α очень велика $\sim 0.2 \div 0.5$. При увеличении плотности дислокаций значения α падают. Однако даже при малых $\alpha \sim 10^{-2}$ внутреннее трение (3) может возрасти на два порядка в сильных магнитных полях $B \approx 3B_0$. Обнаружение роста внутреннего трения в магнитном поле представляет большой интерес для проверки рассмотренного механизма МПЭ.

Приношу глубокую благодарность Б. М. Даринскому за полезные дискуссии при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] Hayashi S., Takahashi S., Yamamoto M. // J. Phys. Soc. Japan. 1971. V. 30. N 2. P. 381—387.
- [2] Гиндин И. А., Лавриненко И. С., Неклюдов И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 6. С. 341—344.
- [3] Galligan J. M., Lin T. H., Pang C. S. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. N 8. P. 405—407.
- [4] Galligan J. M., Pang C. S. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 10. P. 6253—6256.
- [5] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1285—1290.
- [6] Pavlov V. A., Pereturina I. A., Pecherikina N. L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 57. N 1. P. 449—456.
- [7] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 467—471.
- [8] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Гектина И. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 1014—1016.
- [9] Кравченко В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. № 11. С. 551—554.
- [10] Нацик В. Д., Потемина Л. Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 1 (7). С. 240—249.
- [11] Молоцкий М. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3112—3114.
- [12] Sharp E. J., Avery D. A. // Phys. Rev. 1967. V. 158. N 2. P. 511—514.
- [13] Молоцкий М. И. // ФММ. 1982. Т. 54. № 1. С. 28—32; 1984. Т. 58. № 3. С. 458—462.
- [14] Петухов Б. В. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 5. С. 1445—1449.
- [15] Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М.: Мир, 1972. Т. 1. 652 с.
- [16] Гранато А., Люкке К. // Ультразвуковые методы исследования дислокаций. Сборник статей. М.: ИЛ, 1963. С. 27—57.