

что в слоистых кристаллах семейства  $TlGaSe_2$ , после перехода в сегнето-электрическую упорядоченную фазу реализуется переход в хаотическую фазу.

### Список литературы

- [1] Stoneham A. M. // Rev. Mod. Phys. 1969. V. 41. N 1. P. 82.
- [2] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Мельник Н. Н., Яхьеев М. Р., Рябов А. П. // Препринт ИСАН. Троицк, 1988. № 5. 34 с.
- [3] Бурлаков В. М., Митько А. Г., Рябов А. П. // Препринт ИСАН. Троицк, 1988. № 15. 30 с.
- [4] Кульбушев Б. С., Рабкин Л. М., Торгашев В. И., Юзюк Ю. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 135—138.
- [5] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Яхьеев М. Р., Рябов А. П., Мельник Н. Н., Умаров Б. С., Авицкий А. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2847—2851.
- [6] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Гасанлы Н. М., Мельник Н. Н., Рябов А. П., Яхьеев М. Р. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1734—1737.
- [7] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Мельник Н. Н., Гасанлы Н. М., Рябов А. П., Яхьеев М. Р. // Препринт ИСАН. Троицк, 1988. № 4. 26 с.
- [8] Бурлаков В. М., Митько А. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3215—3218.
- [9] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Нуров Ш., Гасанлы Н. М., Исмаилов Я. Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3365—3369.
- [10] Lowinger A. J. // Macromol. 1983. V. 16. N 9. P. 1529—1534; Lowinger A. J. e. a. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 9. P. 2412—2418. Lowinger A. J. a. a. // Macromol. 1988. V. 21. N 1. P. 78—83.

Институт спектроскопии АН СССР  
Троицк

Поступило в Редакцию  
31 марта 1989 г.

УДК 539.214 : 548.4

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

## ТОРМОЖЕНИЕ КИНКОВ ФЛУКТУАЦИЯМИ ПЛОТНОСТИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Б. В. Петухов

При изучении подвижности дислокаций в кристаллах с высоким рельефом Пайерлса был установлен следующий эмпирический закон [1]:  $V = v_0 F^m \exp\{-E/kT\}$ . Здесь  $V$  — скорость дислокаций,  $F$  — внешняя сила,  $v_0$  — нормирующий множитель. При достаточно низких значениях силы энергии активации является постоянной и вся зависимость  $V$  от  $F$  описывается множителем  $F^m$ . Величина  $m$  меняется от 1—3 в ковалентных до 4—10 (а иногда и выше) в ионных и металлических материалах. Такая неуниверсальность зависимости скорости от силы свидетельствует, как можно было бы подумать, о неуниверсальности механизма движения. Для обсуждаемого чаще всего механизма термоактивируемого рождения и распространения перегибов (кинков) теория предсказывает в области малых нагрузок линейную зависимость  $V \sim F$  [2]. Поэтому важной проблемой кинкового механизма является поиск причин нелинейности и неуниверсальности зависимости скорости дислокаций от внешней силы. В настоящей работе предлагается возможное объяснение, основанное на специфике торможения кинков примесями или другими точечными дефектами кристалла (ТД), обладающими достаточно малой подвижностью (т. е. при условии, что энергия миграции ТД превышает его энергию связи  $U$  с дислокацией).

С целью определить влияние ТД на подвижность кинка рассчитаем время преодоления кинком барьера, образованного флуктуационным скоплением ТД на некоторой длине  $l$ . Мы будем интересоваться скоплениями, приводящими к большим временам задержки, плотность ТД в которых  $\rho \gg \bar{\rho}$  ( $\bar{\rho}$  — средняя плотность ТД вдоль линии дислокации). Время

термоактивационного преодоления такого барьера описывается формулой Крамерса [3]  $\tau = \tau_* \exp \{E_\phi/kT\}$ . Здесь  $E_\phi = (\rho U - F\lambda - a)l$  — высота барьера,  $a$  — период решетки,  $\tau_* = (kT)^2/D_k Fa (\rho U - Fa)$ ,  $D_k$  — коэффициент диффузии кинка. Вероятность  $P(\tau)$  встретить барьер с временем преодоления  $\tau$  запишем в виде произведения пуассоновской вероятности скопления ТД с плотностью  $\rho$  на длине  $l$ :  $P_1 = \exp\{-\rho l \ln(\rho/\epsilon\rho)\}$  и вероятности сохранения флуктуации в течение времени  $\tau$ :  $P_2 = \exp\{-\rho l(\tau/\tau_\perp)\}$ ,  $\tau_\perp = \tau_\perp^0 \exp\{E_\perp/kT\}$ . Рассматривается ситуация, когда релаксация скопления обусловлена уходом ТД с линии дислокации. Случай, когда время жизни скопления определяется диффузией ТД вдоль дислокации с временем релаксации  $\tau_p \sim l^2/D_\parallel$  ( $D_\parallel$  — коэффициент продольной диффузии ТД), рассматривается аналогично и приводит к близким результатам.

Оптимизируя параметры флуктуационного скопления, приходим в интересующей нас области  $Fa/\bar{\rho}U \gg 1$ ,  $\tau < \tau_\perp$  к следующему выражению для  $P(\tau)$ :

$$P(\tau) = (\tau_*/\tau)^{\delta + \frac{kT}{U} \frac{\tau}{\tau_\perp}}, \quad (1)$$

где

$$\delta \equiv \frac{kT}{U} \ln \left( \frac{Fa}{\bar{\rho}U} \ln \frac{Fa}{\bar{\rho}U} \right).$$

Отметим, что выражение (1) обобщает распределение времен задержки, полученное в пренебрежении подвижностью ТД в [4], и согласуется с ним в пределе  $\tau_\perp \rightarrow \infty$ . Нетрудно вычислить при помощи (1) среднее время задержки  $\bar{\tau}$  и определить скорость кинка  $v \sim l/\bar{\tau}$ . При  $\delta < 1$  торможение, создаваемое флуктуациями плотности ТД, преобладает над торможением одиночными ТД и приводит к следующему закону:

$$v \simeq v_0 (Fa/\bar{\rho}U)^{E_\perp/U + 2\delta - 1} \exp\{-E_\perp/kT\}. \quad (2)$$

Для  $v_0$  в пренебрежении слабой логарифмической зависимостью от  $F$  в пределе  $\delta \ll 1$  имеет место оценка  $v_0 \sim (1/\bar{\rho}\tau_\perp^0)(E_\perp/U)^2$ . При этом зависимость скорости кинка от внешней силы близка к степенной с показателем степени  $m_\perp = E_\perp/U - 1$ .

Как видно из полученного выражения, энергия активации для движения кинка определяется в рассматриваемом случае энергией миграции ТД. Физически это обусловлено тем обстоятельством, что подвижность кинков зависит от скорости «рассасывания» флуктуаций плотности ТД, образующих барьеры для движения кинков. В том случае, когда время релаксации скоплений ТД определяется их расположением вдоль дислокации, энергия активации  $E_{\rightarrow\perp}$  в (2) заменяется на энергию продольной миграции ТД  $E_\parallel$ , а показатель степени зависимости от  $F$  оказывается равным  $m_\parallel = E_\parallel/U + 1$ .

Итак, при наличии ТД показатель степени в зависимости скорости кинков от внешней силы не является величиной, связанной только со свойствами кристаллической решетки материала, а определяется энергией миграции ТД и энергией связи их с дислокациями. Это в свою очередь может давать естественное объяснение в рамках кинкового механизма наблюдаемой на эксперименте неуниверсальности зависимости скорости движения дислокаций от напряжения.

Заслуживает быть отмеченной также большая величина предэкспоненциального множителя в формуле (2). Принимая в качестве правдоподобной оценки  $\bar{\rho}(U/a) \rightarrow \sigma_{ст}b$ , где  $\sigma_{ст}$  — стартовые напряжения движения дислокаций [5],  $b$  — вектор Бюргерса,  $\tau_\perp^0 \sim \omega_D^{-1}$ ,  $\omega_D$  — дебаевская частота, нетрудно убедиться, что предэкспоненциальный множитель в (2) превосходит скорость звука на несколько порядков. Этот результат соответствует эксперименту [5] и не является парадоксальным, так как обусловлен перераспределением порядков между предэкспонентой и активационной экспонентой ввиду эффективного характера возникающей в результате усреднения энергии активации (при повышении температуры происходит смена режима движения кинков и «нормальный» порядок величины предэкспоненты восстанавливается).

- [1] Никитенко В. И. // Динамика дислокаций. Киев.: Наукова думка, 1975. С. 7—26.  
 [2] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.  
 [3] Kramer H. A. // Physica. 1940. V. 7. N 4. P. 284—304.  
 [4] Петухов Б. В. // ФТГ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2893—2897.  
 [5] Ерофеев В. Н., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 5. С. 1780—1786.

Институт кристаллографии АН СССР  
 Москва

Поступило в Редакцию  
 20 апреля 1989 г.

УДК 537.611.3

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990  
 Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ МИКРОДЕФЕКТОВ НА ДИНАМИКУ ЦМД

В. Г. Элеменкин, В. В. Смирнов

В [1] экспериментально исследовано движение прямой доменной границы (ДГ) в «бездефектных» монокристаллических пленках феррит-граната (МПФГ) и обнаружены задержки ДГ, которые связывались с наличием микродефектов, распределенных в объеме пленки с плотностью около  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

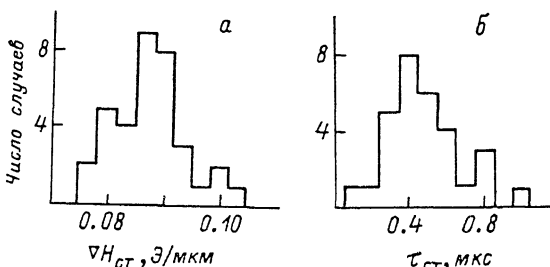


Рис. 1. Гистограммы основных параметров импульсов, вызывающих начало движения (старт) ЦМД.  $\tau = 0.4$  мкс (а),  $\Delta H = 0.09$  Э/мкм (б).

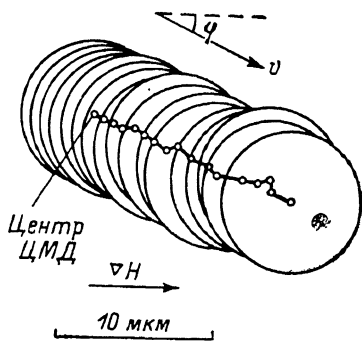


Рис. 2. Перемещение ЦМД под действием серии одиночных импульсов градиента поля смещения.  $\nabla H = 0.12$  Э/мкм,  $\tau = 0.4$  мкс.

Данная работа посвящена исследованию динамики цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в малых градиентных продвигающих полях смещения  $\nabla H$ , близких к градиентам полей старта ЦМД  $\nabla H_{ст}$ . Исследования проводились на МПФГ  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с диаметром ЦМД 9 мкм с помощью телевизионного оптического микроскопа с общим увеличением (оптической и телевизионной части) около  $\times 3000$ , что позволяло наблюдать на экране монитора перемещение ДГ ЦМД на десятые доли мкм (возможность наблюдения меньших перемещений ограничивалась оптическим разрешением микроскопа). Градиенты поля смещения создавались с помощью параллельных проводников по методу [2]. Для исследования выбирались «бездефектные» участки МПФГ, т. е. те, на которых отсутствовали явные задержки ЦМД.

При воздействии импульсов  $\nabla H$  длительностью от 0.1 до 9 мкс наблюдались значительный разброс  $\nabla H_{ст}$  (минимального градиента поля смещения, после воздействия которого смещался центр ЦМД) при каждой