Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 551 – 554 *5 декабря 1970 г.*

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

В.Я.Кравченко

В последние несколько лет появилось много работ, посвященных экспериментальному изучению роли электронов в процессах низкотемпературной пластической деформации металлов (см., например, [1, 2]). Обычно на опыте электронный вклад в торможение дислокаций обнаруживают при переходах из нормального состояния в сверхпроводящее и наоборот, что практически осуществляется посредством изменения магнитного поля H при температуре $T < T_c$. Хотя в условиях экспериментов деформируемый металл в нормальном состоянии находится в магнитном поле, опытные данные о величине электронного торможения дислокаций согласуются с теоретическими оценками, проведенными для $H = 0$ [3, 4], предсказывающими отсутствие зависимости от T. Это, видимо, связано с тем, что фактически используются слабые поля (критерием сильного поля является $r \ll \ell$, r – ларморов радиус, ℓ – длина свободного пробега). Как будет показано ниже, в сильном поле H должна иметь место температурная и полевая зависимость электронного торможения.

Исходим из системы уравнений динамики среды с движущимися дислокациями, кинетического уравнения для функции распределения электронов и уравнений Максвелла, аналогичной системе уравнений, полученной Конторовичем [5]:

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial}{\partial x_l}[\tau_{il} - <\chi \Lambda_{il}>] + \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_i, \qquad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_l \frac{\partial}{\partial x_l} + \Omega \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{\tau}\right) \chi = e \mathbf{v} \hat{\mathbf{E}} - \Lambda_{il} \dot{w}_{il}, \qquad (2)$$

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad \mathrm{div}\,\mathbf{j} = 0. \qquad (3)$$

В (1) тензор напряжений τ_{il} связан с тензором упругой дисторсии w_{il} законом Гука; остальные члены справа – деформационная и индукционная силы, действующие на среду со стороны системы электронов;

$$\Lambda_{il} = \lambda_{il}(\mathbf{p}) - \bar{\lambda}_{il}, \quad \bar{X} = \frac{<X>}{<1>}, \quad <X> = -\frac{2}{h^3}\int d^3p \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} X \qquad (4)$$

$\lambda_{il}(\mathbf{p})$ – тензор деформационного потенциала; $\chi \dfrac{\partial f_0}{\partial \epsilon}$ – неравновесная добавка к фермиевской функции распределения f_0; плотность тока $\mathbf{j} = e <\chi \mathbf{v}>$. В (2) – Ω – циклотронная частота, ϕ – фазовый угол, τ – время релаксации,

$$\hat{\mathbf{E}} = \mathbf{E} + \frac{1}{c}\dot{\mathbf{u}} \times \mathbf{H} + \frac{1}{e}\nabla(\bar{\lambda}_{il} w_{il}).$$

В отличие от уравнений работы [5] здесь вместо тензора деформаций $\partial u_i/\partial x_l$ фигурирует тензор упругой дисторсии w_{il}, не выражающимся через производные от вектора геометрического смещения $\mathbf{u}$ по координатам. Различие этих величин обусловлено пластической деформацией и определяется уравнением [6]:

$$w_{il} = \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_l} + J_{il}; \quad J_{il} = J^{\circ}_{il}\,\delta(\vec{\xi}), \quad J^{\circ}_{il} = [\mathbf{q} \times \mathbf{V}]_i\, b_l, \qquad (5)$$

где J_{il} – плотность потока дислокаций. В (5) приведено выражение для J_{il} единичной дислокации, каждая точка которой характеризуется касательным вектором $\mathbf{q}$ и двумерным вектором $\vec{\xi} \perp \mathbf{q}$; $\mathbf{V}$ – скорость перемещения данной точки дислокационной линии, $\mathbf{b}$ – вектор Бюргерса. Учет пластической деформации позволяет одновременно с определением электронного вклада в объемную силу в (1) найти и силу, действующую на дислокацию. Это производится с помощью законов сохранения энергии и импульса (для случая $H = 0$ вывод проделан в [7]). В результате для силы, действующей на единицу длины дислокации, получаем выражение

$$F = q \times \vec{\Sigma}, \quad \Sigma_i = [r_{il} - \langle \chi \Lambda_{il} \rangle] b_l, \qquad (6)$$

отличающееся от силы Пича – Келера электронной добавкой к r_{il}. Отметим, что тензор напряжений Максвелла T_{il} в (6) не входит (в отличие от (1), где $c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_i = -\dfrac{\partial T_{il}}{\partial x_l}$). Использовав разложение Фурье, с помощью уравнений (1) – (3), (5) можно найти выражение для F в интегральной форме. Основные характеристики силы торможения легче всего выявить в простом случае равномерно движущейся прямолинейной дислокации с $q \parallel H$ при использовании изотропного закона дисперсии электронов. Анализ показывает, что так же, как и при $H = 0$ [3, 7], основной вклад обусловлен искажением области решетки, близкой к линии дислокации. Приведем результат, полученный для случая сильного магнитного поля ($\Omega\tau \gg 1$):

$$F = F_0 \Omega\tau\, G\left(\frac{V\tau}{b}\right); \quad G(x) = x^{-1}\ln(x + \sqrt{1+x^2}) + x^{-2}(1 - \sqrt{1+x^2}). \qquad (7)$$

Величина F_0 совпадает с силой электронного торможения при $H = 0$ ($F_0 \approx -n\lambda^2(\mu v)^{-1} b V$, λ – деформационный потенциал, μ – энергия Ферми, n – плотность электронов, численный множитель не приводим). Величина $\Omega\tau\, G$ характеризует зависимость F от H и T в сильном магнитном поле. Существенны два предельных случая, соответствующие "медленным" ($V\tau/b \ll 1$) и "быстрым" ($V\tau/b \gg 1$) дислокациям. В первом случае $F \approx F_0 \Omega\tau \sim VH\tau$, второй качественно отличается $F \approx F_0 \Omega\tau \dfrac{b}{V\tau} \ln \dfrac{V\tau}{b} \sim H \ln(V\tau)$.

Таким образом, при $\Omega\tau \gg 1$ должна быть линейная зависимость от H, а также зависимость от температуры, проявляющаяся через τ. Вопрос о том, какие поля являются сильными для пластически деформированного образца, в котором время τ может сильно уменьшаться, требует экспериментального исследования. В этой связи более чувствительными к влиянию магнитного поля могут быть ультразвуковые методы наблюдения силы электронного торможения.

Заметим, в заключение, что влияние магнитного поля на движение дислокаций рассматривалось в работе [8], однако расчет проведен некорректно. В [8] при записи деформационного взаимодействия учет экранирования проделан несамосогласованно; оно задается заранее, но, как легко проверить, не обеспечивает выполнения условия электронейтральности. Следствием этого явился, в частности, ошибочный результат о пропорциональности F_0 свободному пробегу ℓ (при $H = 0$). Это же значение относится и к результатам для электрического поля и тока, вызываемых движущейся дислокацией (последние были оценены ранее в работе [9]).

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 ноября 1970 г.

Литература

[1] В.В.Пустовалов, В.И.Старцев, В.С.Фоменко. Препринт ФТИНТ АН УССР, 1968; Phys. Stat. Sol., 37, 413, 1970.

[2] H.Kojima, T.Suzuki. Phys. Rev. Lett., 21, 896, 1968.

[3] В.Я.Кравченко. ФТТ, 8, 927, 1966.

[4] B.R.Tittmann, H.E.Bömmel. Phys. Rev., 151, 178, 1966.

[5] В.М.Конторович. ЖЭТФ, 45, 1638, 1963.

[6] Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости, М., 1965.

[7] В.Я.Кравченко. ЖЭТФ, 51, 1676, 1966.

[8] G.P.Huffman, N.Louat. Phys. Rev., 176, 773, 1968.

[9] В.Я.Кравченко. ФТТ, 9, 1050, 1967.