Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.9, стр. 525 – 528 5 мая 1980 г.

ИНДУКЦИОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.М.Гришин

Вычислена индукционная часть электронной силы торможения дислокаций. В широком интервале магнитных полей она квадратично растет с полем и не зависит от температуры. Эти результаты качественно описывают эксперимент [1].

1. Недавно появились две работы [1, 2], в которых впервые в механических опытах по пластической деформации металлов, обнаружено влияние магнитного поля на электронное торможение дислокаций. В [1], в частности, для меди и алюминия установлена квадратичная зависимость силы торможения F от магнитного поля **H** – от самых слабых – до полей в 10 кэ. Этот результат не согласуется с существующими теоретическими представлениями [3 – 5]. Основной вывод этих теорий заключается в том, что в металлах с изотропным и квадратичным законом дисперсии электронов в неквантующих магнитных полях электронная сила торможения не должна зависеть от поля, а по величине – совпадать со значением силы

$$F(0) = BV, \quad B \sim \frac{nb^2 m\epsilon_F \zeta^2}{\hbar} \qquad (1)$$

при $H = 0$. Здесь **V** – скорость дислокации, **b** – вектор Бюргерса, n – концентрация, ϵ_F – энергия Ферми, m – эффективная масса электронов проводимости, ζ – безразмерная константа деформационного потенциала.

Считалось, что зависимость $F(H)$ может проявляться лишь в сильных полях, когда циклотронная частота $\Omega = eH/mc$ значительно превосходит частоту релаксации электронов ν, и в особой геометрии – при ориентации **H** почти параллельно оси дислокации (допустимый угол отклонения ϕ ничтожно мал: $\phi \lesssim b/R$, $R = v_F/\Omega$ – ларморов радиус). Таким образом, малость ϕ и непрямолинейность дислокационных линий в кристалле казалось бы исключают возможность обнаружения в реальном эксперименте зависимости $F(H)$[1]. Отметим, что во всех цитированных выше теориях расчеты $F(H)$ производились в модели деформационного взаимодействия электронов с дислокациями.

В настоящей работе исследовано индукционное торможение дислокаций электронами проводимости. Индукционная сила F_i хоть и мала по сравнению с деформационной (1), но зависит от H во всем интервале полей и для всех ориентаций **H** к линии дислокации. Благодаря этому, ин-

[1] Для произвольно ориентированных к **H** дислокаций сильные зависимости $F(H)$ должны существовать в квантующих полях [6, 5] и особенно – в ультраквантовом случае [7].

дукционное торможение дает квадратичную с полем добавку к "фоновой" (независящей от H) деформационной силе электронного трения. Эти результаты качественно согласуются с законом H^2 и независимостью от температуры для силы торможения, которые получены в [1].

2. Индукционное торможение дислокаций обусловлено тем, что электроны, выведенные движущимися деформациями из состояния равновесия, действуют на решетку с силой

$$\mathcal{F} = c^{-1}[\mathbf{j}\mathbf{H}], \tag{2}$$

c – скорость света, $\mathbf{j}$ – электрический ток, вызванный индукционным "полем" $\mathbf{E}' = c^{-1}[\dot{\mathbf{u}}\mathbf{H}]$, $\mathbf{u}$ – смещение решетки вокруг дислокации, точка над величиной – производная по времени.

Индукционная сила торможения $\mathbf{F}_i$, приходящаяся на единицу длины дислокации L, может быть выражена двумя эквивалентными формулами:

$$\int \mathbf{F}_i \mathbf{V} dL = \int d^3\mathbf{r}\,\overline{\mathcal{F}\dot{\mathbf{u}}} = \int d^3\mathbf{r}\,\overline{\mathbf{j}\mathbf{E}'}. \tag{3}$$

Первая определяет $\int \mathbf{F}_i \mathbf{V} dL$ как среднюю по времени мощность, развиваемую силой (2), вторая – как средние джоулевы потери индукционного тока.

Для прямолинейной винтовой дислокации с осью по Oy в поле $\mathbf{H}$, отклоненном от Oy к Oz на угол ϕ, F_i оказывается равной:

$$F_i = V\left(\frac{bH\sin\phi}{2\pi c}\right)^2 \int \frac{d^2\mathbf{q}}{q^2}\left[\frac{\mathbf{V}}{V}\,\frac{\mathbf{q}}{q}\right]^2 \sigma_{xx}(\mathbf{q}, \mathbf{q}\mathbf{V}); \tag{4}$$

$\mathbf{q}$ – волновой вектор "дислокационного фонона", $\sigma_{xx}(\mathbf{q}, \mathbf{q}\mathbf{V})$ – поперечная к $\mathbf{H}$ компонента тензора проводимости в магнитном поле для колебаний с волновым вектором $\mathbf{q}$ на частоте $\mathbf{q}\mathbf{V}$. Интегрирование по q ограничивается сверху коновским порогом $q \leqslant 2p_F/\hbar$ (при бо́льших $q\ \hat{\sigma} \equiv 0$), а в качестве нижнего предела следует выбрать величину ξ^{-1}, где ξ – среднее расстояние между дислокациями[1)].

3. Для вычисления интеграла в (4) можно воспользоваться известными асимптотиками проводимости σ_{xx}:

	$qR \gg 1$	$qR \ll 1$
$ql \gg 1$	$\sigma_{xx}/\sigma_0 \sim 1/ql$	$(\nu/\Omega)\,qR$
$ql \ll 1$	1	$[1 + (\Omega/\nu)^2]^{-1}$

(5)

1) Основным в $F_i(H)$ почти всегда является вклад длинноволновых фононов. Это отличает индукционную силу от деформационной, для которой определяющую роль играют деформации вблизи ядра дислокации.

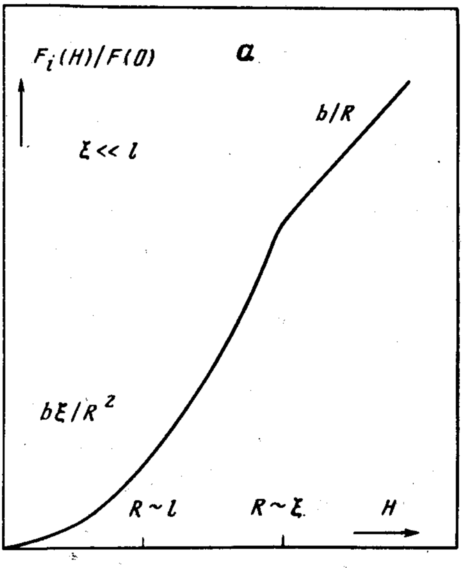
Верхняя строка таблицы соответствует бесстолкновительному режиму поглощения, $l = v_F / \nu$ – длина свободного пробега электронов, $\sigma_0 = ne^2 / m\nu$ – проводимость металла при $H = 0$. Интегрируя в (4) σ_{xx} из (5) по $\mathbf{q}$ находим:

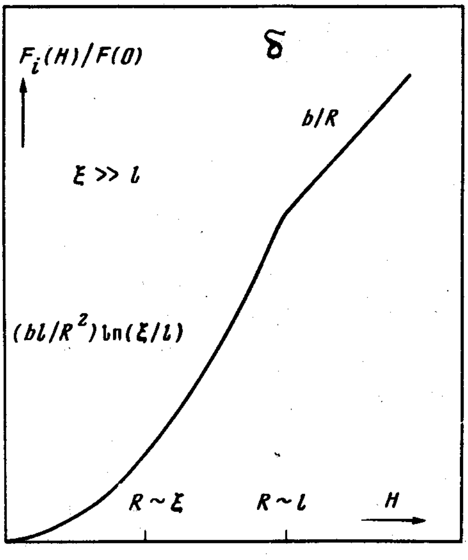
$$\text{в слабом поле } \Omega << \nu \quad F_i(H)/F(0) \sim \begin{cases} (bl/R^2)\ln(\xi/l) & \text{при } \xi >> l, \\ b\xi/R^2 & \text{при } \xi << l; \end{cases}$$

$$\text{в сильном поле } \Omega >> \nu \quad F_i(H)/F(0) \sim \begin{cases} b/R & \text{при } \xi >> R, \\ b\xi/R^2 & \text{при } \xi << R. \end{cases} \tag{6}$$

Отношение $F_i(H)/F(0)$ в (6) всегда мало по сравнению с единицей.

4. Полученные результаты удобнее всего представить зависимостью F_i от H. Она изображена на рисунках *а* и *б*. Видно, что квадратичный ход F_i от H существует в широком интервале полей – от слабых – до H, где электронный радиус R сравнивается с $min(\xi, l)$. Так, для концентрации дислокаций $\xi^{-2} \sim 10^8$ см$^{-2}$ сила $F_i \sim H^2$ вплоть до $H \sim 100$ кЭ. Коэффициент при H^2 различен в случае редких ($\xi >> l$) и близко расположенных дислокаций ($\xi << l$). Это должно приводить к изменению функциональной зависимости F_i от температуры (через l) и величины деформаций (через ξ) на разных стадиях процесса деформирования (участках кривой упрочнения).





Полевая зависимость индукционной силы торможения *а* – когда расстояние между дислокациями ξ меньше длины свободного пробега электронов l; *б* – при $\xi >> l$

В экспериментах по пластической деформации наиболее реалистичным, по-видимому, является случай $\xi << l$ (рис. *а*). В этой ситуации индукционная сила не зависит от длины свободного пробега электронов, а значит – и от температуры. Этот вывод и закон $F_i(H) \backsim H^2$ могут служить объяснением результатов эксперимента [1].

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
14 марта 1980 г.

Литература

[1] J.M.Galligan, C.S.Pang. J. Appl. Phys., **50**, 6253, 1979.

[2] В.И.Гостищев, Р. А. Глиник, М.Л.Петровский, В.Н.Хазов. Письма в ЖЭТФ, **30**, 102, 1979.

[3] В.Я.Кравченко. Письма в ЖЭТФ, , **12**, 551, 1970.

[4] В.Д.Нацик, Л.Г.Потемина. ЖЭТФ, **67**, 240, 1974.

[5] А.М.Гришин, Э.А.Канер, Э.П.Фельдман. ЖЭТФ, **70**, 1445, 1976.

[6] G.Bellessa. Phys. Rev. Lett., **28**, 668, 1972; Phys. Rev., B, **7**, 2400, 1973.

[7] А.М.Гришин, Л.Н.Гумен, Э.П.Фельдман. ЖЭТФ, **75**, 935, 1978.