Письма в ЖЭТФ, том 29, вып. 8, стр. 479 – 482 20 апреля 1979 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ

А.М.Рощупкин, В.Е.Милошенко, В.Е.Калинин

Вычислена полная сила, действующая на единицу длины движущейся прямолинейной винтовой дислокации со стороны электронов проводимости металла. Показано, что из-за асимметрии в рассеянии электронов существует "подъемный эффект", аналогичный тому, который имеет место в аэродинамике крыла.

При рассмотрении динамического торможения дислокаций различного рода квазичастицами обычно исходят из величины диссипации энергии в кристалле [1 – 3]. Это позволяет вычислить лишь параллельную направления движения компоненту силы, действующей на дислокацию. Поскольку рассеянию квазичастиц на дислокациях, вообще говоря, присуща асимметрия по отношению к плоскости скольжения последних, то нетрудно заподозрить, что имеется также компонента силы, перпендикулярная этой плоскости.

С целью доказательства отмеченного факта рассмотрим, например, отклик электронной подсистемы металла, гамильтониан которой будет обозначать посредством H_o, на возмущение, описываемое оператором

$$H_{int}(t) = \int \lambda_{in} u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)\, n(\mathbf{r})\, dv. \qquad (1)$$

Здесь λ_{in} – константы деформационного потенциала, имеющие величину порядка ширины электронной зоны, $u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)$ – тензор деформаций, создаваемых дислокацией, движущейся со скоростью $\mathbf{v}$, $n(\mathbf{r})$ – оператор электронной плотности. Дифференцируя (1) по текущей координате дислокации, запишем следующее выражение для оператора силы, действующей на нее со стороны электронов

$$F(t) = \int \lambda_{in} \vec{\nabla} u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)\, n(\mathbf{r})\, dv. \qquad (2)$$

Примем теперь во внимание, что отклонение матрицы плотности электронов от ее равновесного значения ρ_0 в линейном по возмущению приближении определяется формулой [4]

$$\Delta\rho(t) = \frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t} e^{-iH_0(t-t')/\hbar}[\rho_0, H_{int}(t')]e^{iH_0(t-t')/\hbar}\,dt'.$$

Тогда для линейной реакции величины (2) будем иметь

$$\mathbf{F} = \mathrm{Sp}(\mathbf{F}\Delta\rho) =$$

$$= -\int_{-\infty}^{t} dt \iint dv dv' \lambda_{in} \vec{\nabla} u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)\lambda_{km}u_{km}(\mathbf{r}' - \mathbf{v}t')\Pi(\mathbf{r} - \mathbf{r}'; t - t'). \quad (3)$$

Здесь

$$\Pi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \frac{i}{\hbar} < [n(\mathbf{r}, t), n(\mathbf{r}', t')] > \theta(t - t')$$

— поляризационный оператор электронного газа, скобки $<\ldots>$ обозначают усреднение по большому каноническому ансамблю Гиббса,

$$n(\mathbf{r}, t) = e^{iH_0 t/\hbar} n(\mathbf{r}) e^{-iH_0 t/\hbar}$$

— гейзенберговский оператор электронной плотности, $\theta(t - t')$ — ступенчатая функция, равная нулю при $t < t'$ и единице при $t > t'$. Представляя в (3) поляризационный оператор интегралом Фурье

$$\Pi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \int \Pi(\mathbf{q}, \omega)\, e^{i[\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}') - \omega(t-t')]} \frac{d^3q d\omega}{(2\pi)^4}$$

и производя простые преобразования, получим

$$\mathbf{F} = -\int \mathbf{q}\, |\lambda_{in}u_{in}(\mathbf{q})|^2 \,\mathrm{Im}\,\Pi(\mathbf{q}, \mathbf{q}\mathbf{v}) \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \;. \quad (4)$$

В случае прямолинейной винтовой дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b}$, параллельным оси z, отличными от нуля компонентами тензора деформации являются компоненты $u_{\alpha z}$($\alpha = 1, 2$) [5]:

$$u_{\alpha z} = -\frac{b}{2\pi} e_{\alpha\beta z} \frac{x_\beta}{x_\gamma^2} \;.$$

Вычисляя соответствующие им фурье-образцы, найдем

$$|\lambda_{in}u_{in}(\mathbf{q})|^2 = 2\pi L\delta(q_z)\frac{b^2}{q_\gamma^2}(\lambda_{xz}^2\sin^2\phi + \lambda_{yz}^2\cos^2\phi - \lambda_{xz}\lambda_{yz}\sin 2\phi), \quad (5)$$

где L — длина дислокации $\phi = \mathrm{arc\,tg}\dfrac{q_y}{q_x}$. Отметим, что последнее слагаемое в написанном выражении в отличие от первых двух изменяет знак при изменении знака ϕ. Именно с этим обстоятельством связано существование асимметрии в рассеянии электронов, о которой говорилось выше.

Дальнейший анализ требует знания мнимой части поляризационного оператора. Согласно вычислениям Линдхарда при выполнении условия $|\omega| << qv_F$ (квазистатическая реакция) имеет место равенство [6]

$$\mathrm{Im}\Pi(\mathbf{q}, \omega) = \begin{cases} \dfrac{m^2\omega}{2\pi\hbar^3 q}, & 0 \leqslant q \leqslant 2k_F \\ 0, & q > 2k_F \end{cases} . \tag{6}$$

Здесь, как обычно, k_F – фермиевский волновой вектор, v_F – скорость электрона на поверхности Ферми, m – его масса. Подставляя теперь (5) и (6) в (4) и производя несложные преобразования, придем к следующему результату

$$\frac{F_a}{L} = -B_{a\beta} V_\beta , \tag{7}$$

где двухмерный симметричный тензор $B_{\alpha\beta}$ имеет вид

$$B_{\alpha\beta} = \frac{\pi k_F m^2 b^2}{2(2\pi\hbar)^3} (3\delta_{\alpha\beta}\lambda_{\gamma z}^2 - 2\lambda_{\alpha z}\lambda_{\beta z}).$$

Существование "подъемной" силы, направленной перпендикулярно плоскости скольжения дислокации, непосредственно вытекает из тензорного характера формулы (7). Эта сила, как нетрудно показать, отсутствует лишь при движении дислокации в направлениях главных осей тензора $B_{\alpha\beta}$. Отметим, что одно из таких направлений задается единичным вектором $\lambda_{\alpha z}/\sqrt{\lambda_{\gamma z}^2}$, а второе – перпендикулярно ему.

Наличие в энергетическом спектре элементарных возбуждений сверхпроводника щели Δ, зависящей от температуры T, приводит, как известно [1], к уменьшению силы электронного торможения дислокаций. Очевидно, что то же самое справедливо и для " подъемной" силы. В этом можно убедиться, подставляя в (4) вместо (6) соответствующее сверхпроводящему состоянию выражение для $\mathrm{Im}\Pi(\mathbf{q}, \omega)$ [7]. Так, например, при малых скоростях движения дислокации $V << \dfrac{T}{2\hbar k_F}, \Delta(T)/2\hbar k_F$ модификация формулы (7) сведется просто к уменьшению всех компонент тензора $B_{\alpha\beta}$ в $\frac{1}{2}(1 + \exp\frac{\Delta}{T})$ раз. Такое уменьшение в частности означает, что винтовые дислокации, двигаясь под действием внешнего напряжения, при сверхпроводящем переходе изменят не только величину своей скорости, но и направление своего движения. Это может давать дополнительный вклад в разупрочнение сверхпроводников [8].

Воронежский
политехнический институт

Поступила в редакцию
18 марта 1979 г.

Литература

[1] М.И.Каганов, В.Я.Кравченко, В.Д.Нацик. УФН, 111, 655, 1973.

[2] В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом. УФН, 115, 3, 1975.

[3] В.Г.Барьяхтар, Е.И.Друинский. ЖЭТФ, 72, 218, 1977.

[4] Д.Н.Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. М., изд. Наука, 1971.

[5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости М., изд. Наука, 1965.

[6] Д.Пайне, Ф.Нозьер. Теория квантовых жидкостей. М., изд. Мир, 1967.

[7] В.Л.Покровский. ЖЭТФ, 40, 143, 1961.

[8] V.I. Startsev. Kristall und Technik, 12, 329, 1977.