ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ НА ОСОБЕННОСТЬ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ТОЧКЕ КЮРИ

В.М.Конторович

I. Вблизи точек фазового перехода второго рода и критических точек существенно возрастают флуктуации. Изменение характера рассеяния носителей приводит к возникновению особенностей у кинетических коэффициентов, которые вычислялись в ряде случаев в рамках теории Ландау [I-4].

Наряду с такой особенностью, существенно связанной с механизмом фазового перехода и структурой спектра, ответственной за переход, в кинетических коэффициентах должна присутствовать особенность, не зависящая от деталей процесса рассеяния и являющаяся следствием особенности термодинамических средних. Ниже рассматривается особенность, возникающая вследствие зависимости закона дисперсии носителей от постоянной решетки, а через нее-благодаря тепловому расширению кристалла - от температуры. Для определенности мы будем говорить об электронах и электропроводности. Если за недеформированное состояние кристалла принять состояние при нуле температур (этот выбор, разумеется, совершенно произволен), то в линейном по u_{ik} приближении закон дисперсии $\varepsilon(\vec{p},T)$ можно представить в виде разложения вблизи закона дисперсии $\varepsilon_o(\vec{p})$ при $T=0$:

$$\varepsilon = \varepsilon_o(\vec{p}) + \Lambda_{ik}(\vec{p})\, u_{ik}(T).$$

Здесь $u_{ik}(T)$ - температурная деформация решетки, $\Lambda_{ik}(\vec{p})$ - перенормированный тензор деформационного потенциала. Перенормировка связана с включением в закон дисперсии изменения химического потенциала, вызванного деформацией, $\vec{p}$ - квазиимпульс электрона. Решая кинетическое уравнение для функции распределения электронов, в линейном по u_{ik} приближении находим изменение проводимости $\Delta\sigma_{ik}$, связанное с температурной деформацией:

$$\Delta\sigma_{ik} = \Sigma_{iklm}\, u_{lm}(T), \quad \sigma_{ik} = \sigma^o_{ik} + \Delta\sigma_{ik}, \quad \Sigma \sim \sigma_o. \quad (1)$$

От модели зависит лишь явный вид σ^o_{ik} и Σ_{iklm}, которые, например, в приближении времени релаксации (τ) равны:

$$\sigma^o_{ik} = e^2\langle \tau v_i v_k \rangle, \quad \Sigma_{iklm} = e^2\left\langle \frac{\delta\tau}{\delta u_{lm}} v_i v_k \right\rangle + e^2\left\langle \tau\left(\frac{\partial \Lambda_{lm}}{\partial p_i} v_k + v_i \frac{\partial \Lambda_{lm}}{\partial p_k} \right)\right\rangle.$$

Член $\delta\tau/\delta u_{lm}$ учитывает влияние деформации на интеграл столкновений (например, за счет изменения закона дисперсии фононов при столкновениях электронов с фононами и т.п.). Замечая, что $\frac{du_{ik}}{dT} = \alpha_{ik}$ есть коэффициент теплового расширения кристалла, получим

$$\frac{d\sigma_{ik}}{dT} = \frac{d\sigma_o}{dT} + \frac{d\Sigma_{iklm}}{dT} u_{lm}(T) + \Sigma_{iklm} \alpha_{lm}(T). \qquad (2)$$

Последнее слагаемое в точке перехода имеет особенность, так как α_{ik} вблизи точки Кюри, как известно, ведет себя так же, как теплоемкость, т.е. претерпевает скачок, и,возможно, имеет логарифмическую особенность [5,6]. Возможность выделения этой особенности, по-видимому, связана с возможностью наблюдать скачок, так как первые слагаемые, во всяком случае в теории Ландау, скачка не давали [1-4]. Для того чтобы скачок не размывался из-за конечного времени жизни носителей, температурная добавка в закон дисперсии должна превышать неопределенность в энергии $\Lambda_{ik} u_{ik} \gg \hbar/\tau$. Вклад от последнего слагаемого в (2) будет наибольшим, если фазовый переход сопровождается ростом флуктуаций тех степеней свободы, которые не дают вклад в рассеяние при температуре перехода. Говоря об особенности σ_{ik} , мы предполагали, что температура достаточно высока для того, чтобы не учитывать вклад электронов в термодинамические величины и в том числе в тепловое расширение. Если же электронный вклад существен, то u_{ik} само является функционалом от электронной функции распределения. Наше рассмотрение относится лишь к случаю перехода, не сопровождающегося существенным изменением топологии поверхности Ферми, все изменение которой предполагается связанным с тепловым расширением.

2. Указанные аномалии должны существенно проявляться в ферромагнитных проводниках. Рассмотрим вначале аномальное сопротивление ферромагнитного металла. Закон дисперсии электрона проводимости имеет вид

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_o(\vec{p}) + \Lambda_{ik}(\vec{p}) u_{ik}(T) \pm \beta M/M_o.$$

Здесь β-$(s$-$d)$-или $(s$-$f)$ - обменный интеграл, ответственный за подмагничивание, M/M_0 - относительная намагниченность. Для простоты пренебрегая подмагничиванием, получаем, как и раньше (I), $\Delta\sigma_{ik} = \Sigma_{iklm} u_{lm}(T)$. Найдем $u_{lm}(T)$, для чего рассмотрим свободную энергию деформированного магнетика (без электронного вклада) [7]

$$\mathcal{F}(T,M,u_{ik}) = \mathcal{F}_0 + \frac{1}{2}\lambda_{iklm} u_{ik} u_{lm} - \varphi M^2 - \varphi_{ik} M^2 u_{ik}.$$

Кроме энергии упругих деформаций (слагаемое, ответственное за нормальную часть теплового расширения опущено), мы учитываем энергию обменного взаимодействия $-\varphi M^2$ и изменение этой энергии при деформации за счет зависимости обменных интегралов от межатомных расстояний. Из $\partial\mathcal{F}/\partial u_{ik} = 0$ следует, что $u_{ik}(T) = \lambda^{-1}_{iklm} \varphi_{lm} M^2(T)$. Заметим, что закон дисперсии электрона принимает вид (см.также [4]):

$$\mathcal{E}_{\pm} = \mathcal{E}_0 + \alpha M^2 \pm \beta M/M_0\,, \quad \alpha(\vec{p}) = \Lambda_{ik}(\vec{p})\lambda^{-1}_{iklm}\varphi_{lm}. \quad (3)$$

Аномальная проводимость $\Delta\sigma_{ik}$ пропорциональна квадрату намагниченности: $\Delta\sigma_{ik} = \Sigma_{ik} M^2(T)$, где $\Sigma_{ik} = \Sigma_{iklm}\lambda^{-1}_{lmst}\varphi_{st}$.

Для оценки примем $\Lambda_{ik} \sim \mathcal{E}_0, \lambda_{iklm} \sim \rho s^2$ (ρ - плотность, s - скорость звука), $\varphi_{lm} \sim I/M_0^2$ (I - обменный интеграл, ответственный за ферромагнетизм, M_0 - намагниченность насыщения), причем $I \sim NkT_c$, где N - число магнитных электронов в единице объема, T_c - температура Кюри. Отсюда

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \sim \frac{NkT_c}{\rho s^2}\,\frac{M^2(T)}{M_0^2} \quad (4)$$

При $\rho s^2 \sim 10^{11}$, $N \sim 3\cdot 10^{22}$, $T_c \sim 3\cdot 10^2$ оценка (4) дает довольно малую величину $\Delta\sigma/\sigma \sim 10^{-2}$. Фактически за закон M^2 в большинстве случаев в металлах ответственны, по-видимому, другие механизмы (механизм Мотта, влияние подмагничивания и т.п.[8]). Более существенным может оказаться влияние аномального теплового расширения в ферромагнитных полупроводниках, в которых аномалии сопротивления проявляются, в частности, в изменении угла наклона прямых $-\ln\sigma$ как функции $1/T$ в точке Кюри. Это изменение Ирхиным и Туровым связывается с зависимостью ширины запрещенной зоны от намагниченности благодаря подмагничиванию носителей тока магнитными электронами [8]. К подобным же аномалиям должна приводить и деформация кристалла, связанная с аномальным тепловым расширением. Действительно, ширина запрещенной зоны равна $\Delta E_{\pm} = \Delta E_0 + \alpha M^2 \pm \beta M/M_0$, где β - обменный интеграл подмагничивания, αM^2 - дается формулой (3) и представляет собой деформационное изменение дна зоны проводимости относительно края валентной зоны. Тогда для проводимости имеем, согласно [8]:

$$\sigma = A\left\{c_- \exp\left(-\frac{\Delta E_-}{2kT}\right) + c_+ \exp\left(-\frac{\Delta E_+}{2kT}\right)\right\},$$

где A и c - медленно меняющиеся функции температуры, откуда при $T > T_c$ $(c_+ + c_- = 1,\ \ \Delta E_+ = \Delta E_- = \Delta E_0)$

$$\ln\sigma = \ln A - \Delta E_0/2kT,$$

а при $T \ll T_c$

$$\ln\sigma = \ln Ac_- - (\Delta E_0 + \alpha M_0^2 + \beta)/2kT.$$

Сравним член αM_0^2 с β. В силу оценки (4) "деформационный" вклад в изменение наклона $\ln\sigma$ будет превышать вклад от подмагничивания при $NkT_c/\rho s^2 > \beta/\Delta E_0$. Для этого достаточно, чтобы $\beta/\sqrt{\Delta E_0 kT_c} < 0{,}1$ при используемых численных оценках.

Автор благодарит И.М.Лифшица за полезное обсуждение.

Институт радиофизики и
электроники Академии наук
Украинской ССР

Поступило в редакцию
23 июня 1966 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, Изд-во "Наука", М., 1964.

[2] И.М.Халатников. Успехи физ.наук, 60, 69, 1956.

[3] М.А.Кривоглаз. Физ.твердого тела, 2, 1200, 1960.

[4] М.А.Кривоглаз, С.А.Рыбак. Ж.техн.физ., 28, 940, 1958.

[5] M.Buckingham, W.Fairbank. Progr. Low Temp.Phys., 3, 80, 1961.

[6] А.В.Воронель. Диссертация, Харьков, 1966.

[7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Гостехтеориздат, М., 1959.

[8] С.В.Вонсовский, Ю.А.Изюмов. Успехи физ. наук, 77, 377, 1962.