

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ

С.В.Варюхин, В.С.Егоров

Обнаружено, что электрон-фононное время релаксации в бериллии $\sim T^{-3}$ или T^{-5} при различных ориентациях магнитного поля.

В металлах в низких температурах зависимость электросопротивления от температуры должна подчиняться закону Блоха – Грюнайзена $\rho \sim T^5$. Вообще говоря, в некоторых случаях по разным причинам наблюдаются отклонения от этого закона. Так, нами отмечалось ранее [1], что на образцах бериллия $\rho \sim T^{3,7}$ в диапазоне температур до $\sim 80\text{K}$. Коэффициент $3,7 \pm 0,2$ надежно наблюдался и в последующих измерениях как на поликристаллических образцах так и на монокристаллах. Такое отличие от закона Блоха – Грюнайзена в данном случае качественно можно объяснить тем, что эффективность малоуглового рассеяния электронов на фонах вблизи брэгговских плоскостей существенно больше, а поверхность Ферми бериллия как раз целиком реализуется в узких карманах вдоль ребер второй зоны (зоны Джонса). Это приводит, как известно, к образованию замкнутых электронных (сигары) и дырочной (корона) поверхностей (см., например [2]). Можно различать два вида процессов переброса – междузонные с короны на сигару и внутризонные между сигарой и сигарой. Для тех и других характерные расстояния в импульсном пространстве $\sim 1 - 2\%$ от размера зоны, т. е. $\sim 20 + 30\text{K}$ для энергии характерных фононов. В указанном диапазоне температур такие перебросы должны быть эффективны, что и приводит к степени 3,7 – промежуточный между 3 и 5.

Оказалось (см. рис. 1), что в сильном магнитном поле может быть реализована любая температурная зависимость сопротивления, а точнее, электрон-фононного времени релаксации τ : от $\tau^{-1} \sim T^3$ до $\tau^{-1} \sim T^5$. Другими словами, эффективность малоуглового рассеяния может полностью определяться направлением магнитного поля. Ранее Каганов и др. [3] обратили внимание на то, что в том случае, когда проводимость полностью определяется узким слоем открытых траекторий, каждое столкновение электрона с фононом эффективно, и должен иметь место закон $\rho \sim T^3$. В настоящих экспериментах по существу подобный результат наблюдается в совершенно иной ситуации. На рис. 1 приведены температурные зависимости магнитосопротивления $\rho_H(T)$ монокристаллического образца бериллия ($\rho_{300}/\rho_0 = 76$) в направлениях $H \parallel C$ и $H \perp C$ (C – гексагональная ось кристалла). В обоих случаях ток перпендикулярен магнитному полю и оси C . Магнитное поле для удобства сравнения таково, что начальное магнитосопротивление для обоих направлений одинаково ($H = 30$ кЭ), при этом вероятность магнитного пробоя при $H \parallel C$ меньше вероятности рассеяния, т. е. магнитосопротивление – возрастающая функция магнитного поля.

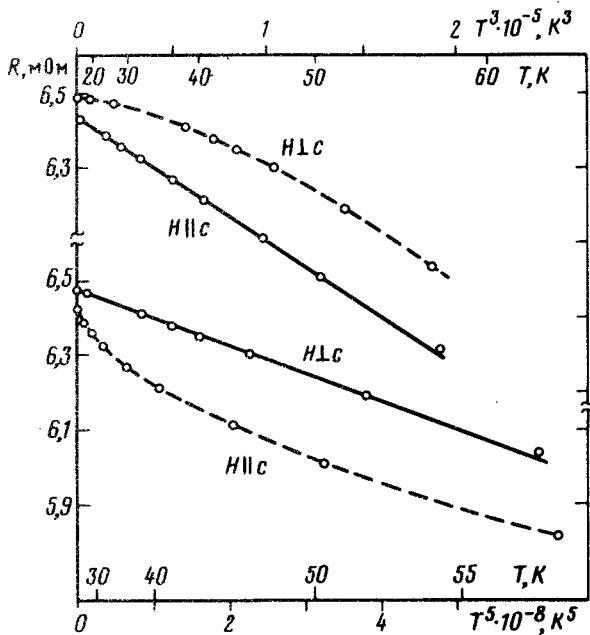


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления образца берилля ($\rho_{300}/\rho_0 = 76$, $H = 39$ кЭ) от температуры при различных ориентациях магнитного поля относительно гексагональной оси кристалла С. Вверху – $H \parallel C$ и $H \perp C$ – пунктир, температура в масштабе T^3 . Внизу же зависимости – $H \perp C$ и $H \parallel C$ – пунктир, температура в масштабе T^5

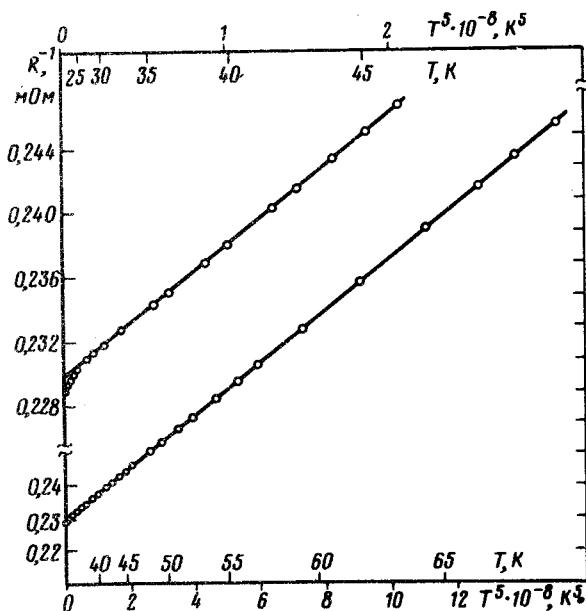


Рис. 2. Зависимость магнитосопротивления образца берилля ($\rho_{300}/\rho_0 = 440$, $H = 40$ кЭ) от температуры в масштабе T^5 при $H \perp C$. Вверху начальный участок в увеличенном масштабе

Как видно из графиков, $\rho_H(T)$ при $H \parallel C$ линейка в масштабе T^3 , а при $H \perp C$ – линейка в масштабе T^5 . Если считать в общем случае, что $\rho(H, T) = f[H, \rho(T)]$, (в случае выполнения правила Колера $f = f[H/\rho(T)]$), то измеряемое изменение магнитосопротивления $\rho_H(T)$ имеет ту же температурную зависимость, что и электрон-фононное время релаксации $\tau(T)$, пока изменение фононной части сопротивления без магнитного поля $\Delta\rho(T)$ мало по сравнению с остаточным ρ_0 . Другими словами, $\rho_H(T)$ можно разложить в ряд и ограничиться пер-

вым членом: $\Delta f(T) = f'_\rho(0)\Delta\rho(T)$. Константа $f'_\rho(0)$ -- отрицательна. Полученный результат, таким образом, соответствует тому, что при $H \parallel C$ $\tau^{-1} \sim T^3$, а при $H \perp C$ $\tau^{-1} \sim T^5$. Эти закономерности выполняются точно по крайней мере до $T \sim 50\text{K}$. Погрешности в измерении температуры и сопротивления меньше размеров точек на графитах, при этом нестабильность магнитного поля была меньше, чем 10^{-4} за время изменения температуры. Наблюдаемые отклонения от прямых при $T > 50\text{K}$ объясняются скорее уже грубостью приближения, а не отклонением от соответствующего закона. Действительно, для направления $H \perp C$, где нет магнитного пробоя, можно считать, что поперечная проводимость $\sigma_H \sim D_L \sim \tau_{eff}^{-1}$, где D_L -- коэффициент диффузии в поперечном магнитном поле и $\tau_{eff}^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau^{-1}$, и для компенсированного металла должно быть $\sigma_H = \rho_H^{-1}$. На рис. 2 приведена такая зависимость ρ_H^{-1} от температуры в масштабе T^5 , полученная на очень чистом образце бериллия ($\rho_{300}/\rho_0 = 440$). Отклонений от прямой нет с точностью большей, чем видно из графика, вплоть до $T \sim 70\text{K}$, т. е. закон $\tau^{-1} \sim T^5$ выполняется, по-видимому, до больших температур.

Поступила в редакцию
17 ноября 1980 г.

Литература

- [1] С.В.Варюхин, В.С. Егоров. ЖЭТФ, 76, 597, 1979.
 - [2] T.L.Loucks, P.H.Cutler. Phys. Rev., 133, A819, 1964.
 - [3] М.И.Каганов, А.М. Кадигробов, А.А.Слуцкин. ЖЭТФ, 53, 1135, 1967.
-