Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 7, стр. 438 – 441 5 октября 1972 г.

МАКСИМУМ СОПРОТИВЛЕНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ, ВЫЗВАННЫЙ РАССЕЯНИЕМ НОСИТЕЛЕЙ НА ГИГАНТСКИХ МОМЕНТАХ МАГНИТНЫХ КЛАСТЕРОВ

А. П. Григин, Э. Л. Нагаев

Как хорошо известно из эксперимента, в большинстве случаев ферромагнитные проводники в области температуры вблизи точки Кюри T_c обнаруживают максимум сопротивления ρ. На первый взгляд, он естественно объясняется критическим рассеянием носителей на флуктуациях плотности магнитного момента. Однако имеются экспериментальные данные, убедительно доказывающие, что критическое рассеяние в совершенных ферромагнитных кристаллах не приводит к максимуму ρ, а лишь к особенности $d\rho/dT$ того же типа, что и у теплоемкости. Максимум же ρ вблизи T_c появляется в результате искажения решетки кристалла [1], т. е. размытия фазового перехода. Тем не менее простой связи между степенью размытия перехода и максимумом сопротивления нет. Например, согласно данным работы [2], высота пика относительного сопротивления с ростом степени дефектности, начиная с некоторого ее значения, резко падает, кроме того максимум может находиться достаточно далеко от T_c [3]. Таким образом, тривиальное объяснение природы максимума ρ как функции T в области $T \sim T_c$ заведомо неадекватно.

В настоящей статье ставится цель показать, что в дефектных ферромагнитных проводниках температурный минимум подвижности можно объяснить тем, что в них с повышением температуры образуются микрообласти с гигантскими магнитными моментами, аномально сильно рассеивающими носители тока. При дальнейшем повышении температуры такие гигантские моменты исчезают и подвижность носителей возрастает. Существование таких кластеров вызвано неравномерностью распределения электронной плотности в дефектном кристалле.

Рассмотрим, например, ферромагнитный полупроводник. В нем электроны частично заполненных d- (или f-) оболочек локализованы каждый на своем атоме и не принимают участия в переносе заряда. Переносить же заряд могут лишь электроны внешних оболочек (s-электроны по терминологии s-d-модели [4]). При наличии в кристалле донорной примеси s-электроны могут находиться не только в состояниях зоны проводимости, но и в локализованных состояниях, радиус орбиты которых R может существенно превышать постоянную решетки a. S-электроны, находящиеся на донорных уровнях, осуществляют косвенный обмен между локализованными d-спинами в окрестности дефекта, усиливая ферромагнитную связь между ними [5, 6]. Поэтому локальное ферромагнитное упорядочение в окрестности дефекта разрушается при более высоких температурах, чем в среднем по кристаллу, т. е. в окрестности дефекта образуется кластер с аномально большим моментом K.

Расчет времени релаксации для рассеяния s-электронов проводимости на флуктуациях d-спинов в невырожденном примесном полупроводнике производится путем построения одноэлектронной функции Грина. Используемый при расчете гамильтониан отличается от обычного гамильтониана s-d-модели [4] тем, что в той его части, которая описывает взаимодействие между d-спинами, учтен косвенный обмен между ними через электроны донорных уровней (соответствующая методика изложена в [6]). Относительно параметров гамильтониана предполагается, что ширина зоны проводимости W, велика по сравнению с энергией AS, где A – интеграл s-d-обмена, S – спин магнитного атома.

Рассмотрение ограничивается температурами, превышающими T_c, когда существенны корреляции между моментами атомов, входящих в один и тот же кластер. Корреляциями же между направлениями моментов различных кластеров, а также спинов атомов, не входящих в кластеры, можно пренебречь. Считается, что $2S \gg 1$. Это дает возможность рассматривать рассеяние электронов на кластерах как упругое. В результате получается, что обратное время релаксации $\tau^{-1}(\mathcal{E})$ может быть представлено в виде суммы двух членов $\tau_p^{-1}(\mathcal{E})$ и $\tau_c^{-1}(\mathcal{E})$. Первый из них описывает обычное независящее от температуры парамагнитное рассеяние s-электронов d-спинами, когда каждый спин рассеивает независимо от других. (По условию $AS/W \ll 1$ при его написании достаточно ограничиться борновским приближением). Второй член описывает коррелированное рассеяние на спинах атомов, входящих в кластер. Поскольку отношение AK/W, вообще говоря, не мало, для его вычисления борновского приближения может оказаться недостаточно. В случае намагниченности K, близкой к предельной если длина волны электрона велика по сравнению с радиусом кластера, для $\tau_c^{-1}(\mathcal{E})$ получается:

$$\tau_c^{-1}(\mathcal{E}) = \frac{2\pi}{\hbar} g(\mathcal{E}) n_d \frac{A^2}{4} \frac{\overline{K^2} + (\overline{K^2})^2 |F|^2}{|1 - \overline{K^2} F^2|^2} \qquad (1)$$

$$F = \frac{A}{2N} \sum \frac{1}{E - \mathcal{E}_k - i\eta} \quad (\eta \to 0) \qquad K^2 = \sum_{g \neq f}{}' (S_g S_f)$$

где n_d – относительная концентрация дефектов, $g(\mathcal{E})$ – плотность электронных уровней, $\mathcal{E}_k$ – энергия электрона с квазиимпульсом k, черта – символ температурного усреднения по состояниям спинов. Штрих над суммой в выражении для K^2 означает ограничение суммирования атомами, принадлежащими одному и тому же кластеру.

Энергетический знаменатель в выражении (1) отражает возможность существования связанного состояния с кластером, энергия которого определяется из уравнения:

$$1 + FK = 0 \text{ или } 1 - FK = 0 \qquad (2)$$

в зависимости от знака A. При малых n_d связанные состояния электронов с кластерами слабо влияют на подвижность кристалла. Как видно из (1), если намагниченность кластера близка к предельной, даже при выполнении условия применимости борновского приближения для рассеяния кластером $K^2F^2 << 1$, рассеяние кластером пропорционально квадрату числа атомов, входящих в него. При радиусе донорного состояния $(2 \div 3)a$ число атомов в кластере $z \sim 30 \div 100$, т. е. коррелированное рассеяние кластерами на $3 \div 4$ порядка превышает их концентрацию. Условие предельной намагниченности такого кластера при $T \sim T_c$ выполняется, например, при типичном значении $AS \sim 1$ эв, если $T \sim (AS/z) \sim 10^{-3}$ эв. Если величину K^2F^2 нельзя считать малой, то интенсивность рассеяния еще больше, чем в борновском приближении. Особенно велика она в резонансных условиях, когда вещественная часть уравнения (2) обращается в нуль внутри зоны проводимости. С ростом температуры $K \to 0$, и эффекты аномального рассеяния исчезают. Их не может быть и при $T \to 0$, когда понятие момента кластера теряет смысл. Таким образом, рассеяние на кластерах, действительно, может привести к резкому падению подвижности в области $T \sim T_c$.

Подобные кластеры могут возникать и в сильно легированных ферромагнитных полупроводниках, в которых электроны коллективизированы. Из-за неравномерности распределения примеси по кристаллу неравномерно распределена по нему и плотность электронов проводимости, и ферромагнитная связь в областях с повышенной электронной плотностью более сильная, чем в среднем по кристаллу. С ростом концентрации примеси относительные флуктуации электронной плотности уменьшаются, и соответственно уменьшается рассеяние на моментах кластеров. При уменьшении n_d становится возможной ситуация, когда при повышении температуры сильно легированные полупроводники переходят из полуметаллического в изолирующее состояние [7]. Причина перехода состоит в том, что в изолирующем состоянии степень неоднородности в распределении электронной плотности выше, чем в проводящем, а чем резче выражены кластеры, тем они термодинамически выгоднее. После перехода сопротивление с ростом температуры падает по экспоненциальному закону. Таким образом, температурный пик сопротивления в области $T \sim T_c$ в указанных условиях становится гигантски большим.

Поступила в редакцию
10 июля 1972 г.
После переработки
6 сентября 1972 г.

Литература

[1] P.Craig, W.Goldberg, T.Kitchen, J.Budmick, Phys. Rev. Lett., 19, 1334, 1967.

[2] M.R.Oliver, J.O.Dimmock, A.L.Mc Wkorter and Reed. Phys. Rev., 5B, 1078, 1972.

[3] Y.Capiomont, N.Van-Dang, O.Massenet, B.K.Chakraverty. Solid State Comm., 10, 679, 1972.

[4] С.В.Вонсовский. Магнетизм, М., изд. Наука, 1971.

[5] A.Yanase, T.Kasnya. J.Phys. Soc. Japan, 25, 1025, 1968.

[6] Э.Л.Нагаев. ФТТ. 11, 3469, 1969.

[7] E.L.Nagaev, A.P.Grigin. Phys. Lett., 38A, 469, 1972.