Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 241 – 244 *5 марта 1970 г.*

РАЗМЕРНЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Б.В.Авдеев, Н.И.Варич, Ю.П.Крашенинин,

М.А.Маркман, Э.Л.Нагаев

Как известно, в неравномерно нагретом проводнике, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное градиенту температур, появляется электрическое поле, перпендикулярное как к градиенту температур, так и магнитному полю (эффект Нернста). Если магнитное поле периодическое, фаза поперечной термоэдс Нернста совпадает с фазой магнитного поля. Ниже будет показано, что в переменном магнитном поле наряду с обычным эффектом Нернста, имеется еще одна составляющая поперечной термоэдс, сдвинутая по фазе по отношению к первой на $\pi/2$. Эту составляющую нельзя описать феноменологически путем введения мнимой части коэффициента Нернста, поскольку она зависит от геометрии образца, в частности, от его размеров. Экспериментально оказывается возможным разделить обе эти составляющие, так что можно говорить о втором поперечном термомагнитном эффекте, реализующемся в переменных магнитных полях.

Соответствующий сигнал пропорционален температурной производной от сопротивления ρ. Этот эффект очень удобен для исследования особенностей $d\rho/dT$ вблизи критической точки, поскольку позволяет избавиться от ошибок при численном дифференцировании кривой $\rho(T)$. Здесь данный эффект использован для исследования $d\rho/dT$ в кристаллах $MnTe_2$, где позволил обнаружить резкое различие в критическом поведении ρ в зависимости от концентрации носителей.

Чтобы получить выражение для "второй" поперечной термоэдс, предполагается, что образец представляет собой пластину бесконечной длины в направлении оси Y. В направлении Y она ограничена плоскостями $\pm L$. Градиент температуры направлен вдоль оси X, а магнитное поле $B(t) = B_0 \exp(i\omega t)$ – вдоль оси Z. Амплитуду напряженности переменного электрического поля E, которое зависит от времени по тому же закону, можно представить как сумму соленоидальной части E_s и потенциальной части $\nabla\phi$. Первая из них определяется из решения уравнения Максвелла:

$$E_s = \{ -\frac{i\omega}{c} B_z y,\ 0,\ 0 \} . \qquad (1)$$

Вещественная часть $\nabla\phi$ – это обычная термоэдс Нернста. Для определения же $\mathrm{Im}\nabla\phi \equiv \nabla\phi''$ можно воспользоваться уравнением непрерывности для тока, которое в линейном приближении по B и ∇T, сводится здесь к равенству:

$$\sigma\Delta\phi'' = -\mathrm{Im}E_s\nabla\sigma = -\mathrm{Im}E_s\nabla T\frac{d\sigma}{dT} , \qquad (2)$$

где, σ – проводимость образца. Интеграция уравнения (2) с учетом равенства (1) и граничного условия для токов $j_y(\pm L) = 0$ дает следующее выражение для искомой разности потенциалов

$$\phi''(L) - \phi''(-L) = \frac{\omega B_z}{c} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} (\nabla T)_x L^3. \qquad (3)$$

Экспериментальное исследование этого эффекта производилось на установке для измерения эффекта Нернста в переменном магнитном поле. Применение фазового детектора на основе датчика Холла позволяло разделять сигналы по фазе. Измерения велись на частоте 50 *гц*, в полях до 1 *кэ* при градиентах температур от 1 до 3 *град/см*. Чувствительность установки достигает 10^{-9} *в*.

Исследовались поликристаллы $MnTe_2$, полученные методом горячего прессования. Измеряемые образцы представляли собой параллелепипеды размерами 20 x 5 x 3 *мм*. Для уменьшения боковых потерь тепла градиент был направлен вдоль наиболее короткой стороны. Хотя такая геометрия отличается от той для которой производился расчет, качественные закономерности остаются справедливыми и для этого случая. Кристаллы $MnTe_2$ были выбраны потому, что при комнатных температурах обнаруживают фазовый переход из антиферромагнитного в парамагнитное состояние. На рис. 1 представлены графики

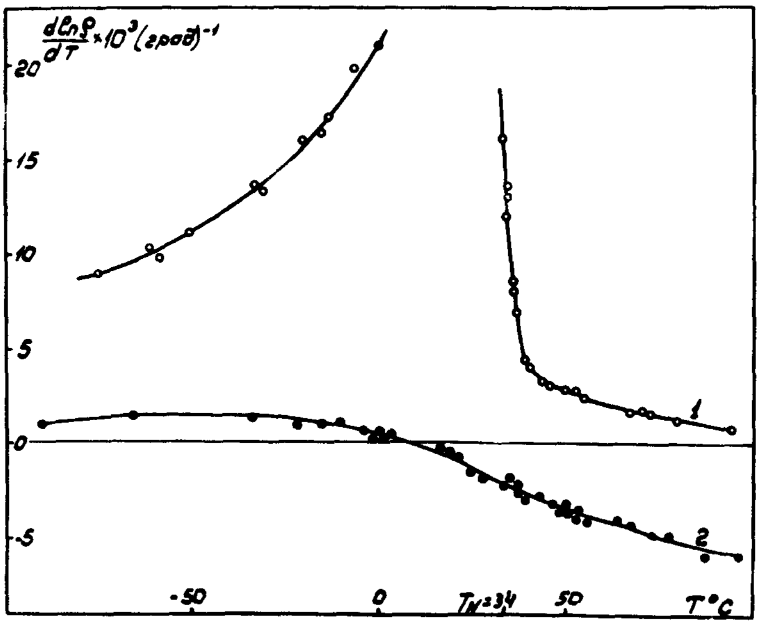

Рис.1

$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}$, полученные прямым измерением на установке, и на рис. 2 для сравнения – экспериментальные кривые $\sigma(T)$.

Кривая *1* соответствует образцу с концентрацией носителей порядка 10^{18} $см^{-3}$, а кривая *2* – порядка 10^{20} $см^{-3}$.

Сравнение экспериментально наблюдаемой разности потенциалов с вычисленной по формуле (3), где в качестве $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dT}$ использованы данные графика рис. 2, показывает, что обе величины одного порядка. Отсутствие точного совпадения естественно связать с различием геометрий реального образца и для которой проводился расчет.

Обращает на себя внимание резкое различие в поведении образцов с разной концентрацией носителей (кривые *1* и *2*) вблизи критической точки. В первом случае $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}$ обнаруживает четко выраженную особенность при $T < T_N$ (T_N – температура Нееля). Эта величина пропорциональна $(T_N - T)^{-0,8}$, а при $T > T_N - (T - T_N)^{-0,5}$.

Во втором случае особенностей $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}$ в критической точке не обнаружено. Проводимость в точке Нееля проходит через четко выраженный минимум, т. е. $d\rho/dT$ меняет знак.

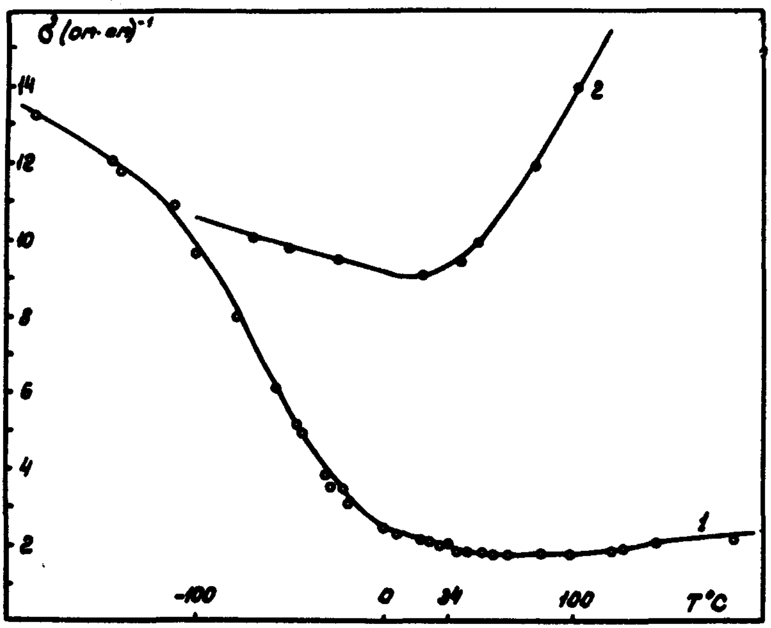

Рис.2

Различие в поведении кристаллов вблизи критической точки можно объяснить тем, что в сильно легированных кристаллах понятие фазового перехода второго рода теряет смысл [1]. При этом, как известно, исчезает особенность теплоемкости. Вполне естественно, что исчезает однотипная особенность у $d\rho/dT$. То обстоятельство, что сопротивление вблизи "бывшей критической точки" проходит через максимум, можно объяснить ролью, которую играет в сильно легированных полупроводниках рассеяние на примеси. Помимо рассеяния, вызванного электрическим полем дефекта, существенную роль может играть и рассеяние, вызванное нарушением примесью магнитного упорядочения. Как показано в работе [2], при приближении к T_N радиус области, в которой магнитный порядок возмущен дефектом, стремится к бесконечности при $T \to T_N$, так как этот механизм рассеяния становится наиболее существенным вблизи T_N.

Авторы признательны Л.Д.Дудкину за большую помощь в работе и предоставление образцов.

Поступила в редакцию
22 января 1970г.

Литература

[1] М.А.Микулинский. ЖЭТФ, 53, 1071, 1967.

[2] R.M. White, R.B.Woolsey. Phys. Let., 27A, 428, 1968.