

## ИНВЕРСИЯ ЗНАКА ТЕРМОЭДС В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В $n - \text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$

*Г.В.Лашкарев, М.В.Радченко, Е.С.Паренская, М.С.Никитин,  
Ю.И.Растегин*

*Институт проблем материаловедения АН УССР  
252180, Киев*

Поступила в редакцию 14 марта 1991 г.

Впервые обнаружена инверсия знака магнетотермоэдс  $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$  в продольном и поперечном (относительно градиента температуры) магнитных полях  $\sim 5 \div 15$  кЭ при температурах 10 - 30 К, обязанный логарифмическому росту магнетотермоэдс с магнитным полем в условиях ультраквантового предела.

Знак магнетотермоэдс в продольном ( $\vec{H} \parallel \vec{\nabla}T$ ) неквантуемом магнитном поле  $\Delta\alpha_{\parallel}(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$  зависит от механизма рассеяния. В твердом растворе  $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$  при низких температурах (4,2 - 50 К) при рассеянии носителей тока на ионизированных примесях, согласно <sup>1</sup>,  $\Delta\alpha_{\parallel}(H) < 0$ .

В работе <sup>2</sup> теоретически показано, что магнетотермоэдс  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$  невырожденных полупроводников зависит от параметра квантования  $\nu = \frac{\hbar\omega_c}{2kT}$  (при  $\nu \ll 1$ ) немонотонно и характеризуется инверсией знака (здесь  $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ ,  $m^*$  - эффективная масса). Однако, экспериментально это явление, насколько нам известно, обнаружено не было.

В качестве объекта исследования был выбран твердый раствор  $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$  с низкой концентрацией электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu \approx 1 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 4,2 К. Исследования его термомагнитных свойств представляют интерес в связи с тем, что при низких температурах вследствие малой ширины запрещенной зоны (63 мэВ) и малой эффективной массы ( $\sim 0,006m_0$ ) электронов в магнитном поле  $\sim 1$  кЭ выполняются условия квантования

$$\nu > 2 \quad (1)$$

и ультраквантового предела

$$\frac{3}{2} \hbar\omega_c \gg \mu, \quad (2)$$

где  $\mu$  - уровень химпотенциала.

Действительно, в этих условиях  $\hbar\omega_c \approx 0,07$  эВ, что приводит к  $\nu \approx 100$ . При  $T = 4,2$  К уровень химпотенциала, вычисленный в рамках модели Кейна,  $\mu = 1,6 \cdot 10^{-3}$  эВ, а  $\frac{\mu}{kT} \approx 2$ , т.е. электронный газ является вырожденным.

Результаты исследований продольной и поперечной магнетотермоэдс  $\Delta\alpha_{\parallel,\perp} = \alpha_{\parallel,\perp}(H) - \alpha(0)$  в зависимости от магнитного поля и температуры представлены на рис. 1, 2.

Видно, что  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$  изменяет знак на положительный при возрастании магнитного поля и обнаруживает логарифмическую зависимость от  $H$ . Действительно, в квантовом пределе ( $\nu \gg 1$ ) согласно работе <sup>2</sup> имеем

$$\Delta\alpha_{\parallel}(H) = |\alpha(H)| - |\alpha(0)| = \frac{k}{|l|} \ln 2\nu = \frac{k}{|l|} \left[ \ln \left( \frac{l\hbar}{m^*c} \right) + \ln H - \ln T \right]. \quad (3)$$

Однако, количественное согласие с теорией не достигается, поскольку величина наклона  $\frac{\partial \Delta\alpha_{\parallel}}{\partial \ln H} = \frac{k}{|l|}$  (см. выражение (3)), которая должна иметь

величину 86 мкВ/К находится, в действительности, в интервале значений  $18 \div 40$  мкВ/К. Это может быть связано с тем, что электронный газ, в отличие от рассматриваемого теорией случая, находится в состоянии промежуточного вырождения. Последнее обстоятельство, а также то, что выполнено условие сильного квантования, не позволяет объяснить инверсию знака  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$  в рамках теории, которая предсказывает ее в квазиклассическом случае  $\nu \ll 1$  (см. выражение (11) в <sup>2</sup>). Смена знака  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$  осуществляется в магнитных полях  $\sim 5 \div 15$  кЭ при температурах 10 - 30 К в отличие от предсказанной теорией инверсии при  $H \approx 20$  Э в условиях  $\mu \ll kT$  и

$$\nu = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi \exp 1,577} = 0,024.$$

Отметим, что в работе <sup>2</sup> не учтено рассеяние носителей тока на ионизированных примесях, которые в  $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$  при этих температурах является доминирующим и определяет отрицательный знак  $\Delta\alpha_{\parallel}$  в неквантующих магнитных полях.

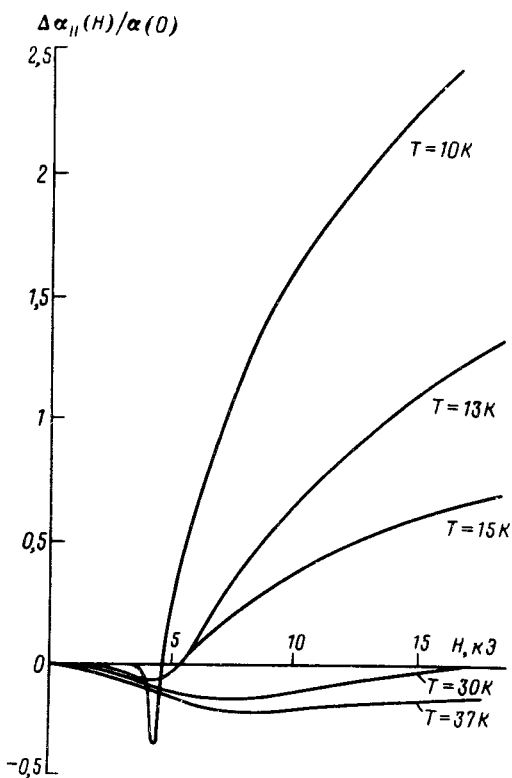


Рис. 1

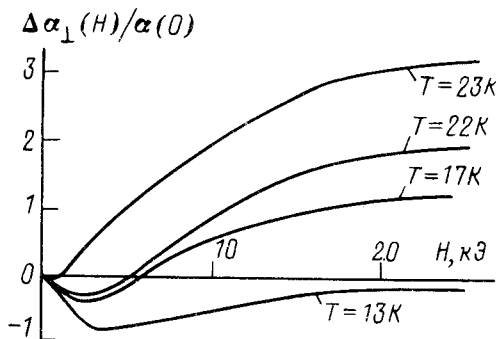


Рис. 2

Таким образом, инверсия знака продольной магнетотермоздс в магнитных полях, при которых достигается ультраквантовый предел, обязана логарифмическому росту положительной  $(\Delta\alpha_{\parallel})_{\text{укв}}$  с магнитным полем на фоне отрицательного значения  $(\Delta\alpha_{\parallel})_{\text{класс}}$ , обязанного рассеянию на ионизированных примесях.

Особенность на зависимости  $\alpha_{\parallel}(H)$  при  $H = 4$  кЭ и  $T = 10$  К в виде резкого  $\delta$ -видного экстремума может быть обязана неизвестной особенности зонной структуры (искажение изоэнергетической поверхности) или локальному уровню дефектов и требует специального изучения.

Поперечная магнетотермоэдс  $\Delta\alpha_{\perp}(H)$  так же, как и  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$ , в интервале магнитных полей (0 - 25) кЭ обнаруживает немонотонную зависимость от  $H$ . Однако в отличие от  $\Delta\alpha_{\parallel}(H)$  величина магнитного поля, при котором происходит инверсия знака на положительный, уменьшается при увеличении температуры. Необходимо отметить отсутствие экстремума при  $H \sim 5$  кЭ и более низкую величину  $\Delta\alpha_{\perp}$  по сравнению с  $\Delta\alpha_{\parallel}$ .

Авторы благодарят Аскерова Б.М. и Джафарова М.И. за полезное обсуждение работы.

### Литература

1. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1970, с. 303.
  2. Askerov B.M. et al. Phys. St. Sol. B, 1989, 151, К. 157
-