

## МАГНИТОТЕРМОЭДС $Mn_{0.06}Hg_{0.94}Te$ ПРИ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

М. М. Гаджиалиев, А. М. Мусаев

Институт физики им. Х. И. Амирханова Российской академии наук,  
Дагестанский научный центр, 367003, Махачкала, Дагестан  
(Получена 6.02.1992. Принята к печати 4.06.1992)

Исследованы при одноосном давлении до 0.6 кбар магнитосопротивления  $\rho_{xx}(H)$ ,  $\rho_{zz}(H)$  и магнитотермоэдс  $\alpha_{zz}(H)$  при температурах жидкого гелия.

Исчезновение осцилляций Шубникова—де-Гааза и появление максимума, перемещающегося с ростом давления, объясняются увеличением поля, при котором происходит пересечение уровней Ландау.

Известно, что в бесщелевом  $Mn_xHg_{1-x}Te$  перекрытие зоны проводимости и валентной зоны в магнитном поле, которое возникает вследствие обменного взаимодействия зонных электронов и электронов на ионах марганца, оказывает влияние на явления переноса при низких температурах [1].

В работе [2] показано, что одноосная деформация приводит к возникновению в продольном магнитосопротивлении максимума, положение которого зависит как от давления, так и от температуры.

С целью исследования влияния обменного взаимодействия и одноосного давления на явления переноса измерены сопротивления  $\rho_{xx}(H)$ ,  $\rho_{yy}(H)$  в продольном и поперечном магнитных полях соответственно, холловское напряжение  $V_H(H)$  и термоэдс в продольном магнитном поле  $\alpha_{zz}(H)$  на образцах  $Mn_{0.06}Hg_{0.94}Te$  при температурах жидкого гелия.

### Методика эксперимента

Образцы с размерами  $8 \times 2 \times 1$  мм были вырезаны из шайб, выпиленных из слитка, выращенного методом Бриджмена, перпендикулярно оси роста слитка. Слиток отжигался в парах ртути с целью уменьшения числа вакансий ртути, действующих в качестве акцепторных состояний.

После достижения плоскопараллельности торцевых граней, травления в растворе 20% брома и 80% метанола и нанесения контактов образец монтировался в установке, которая позволяла в вакууме создавать одноосное давление до 10 кбар.

Кристаллодержатель обеспечивал воспроизводимость результатов в пределах 10%.

Температура образца относительно температуры жидкого гелия измерялась термопарой, состоящей из ветвей  $Au + 0.012\%Fe$  и  $Cu$  диаметром 0.05 мм. Термопары приклеивались к образцу клеем БФ-2.

Разность температур между торцами образца при измерении термоэдс составляла  $(0.2 \pm 0.01)$  град.

На рис. 1 приведены зависимости  $V_H(H)$ ,  $\rho_{xx}(H)$ . Из зависимостей  $V_H(H)$ ,  $\rho_{xx}(H)$  видно, что образец — бесщелевой полупроводник  $p$ -типа проводимости с различной концентрацией  $N_A - N_D = 3.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , полученной из значения постоянной Холла в поле  $H > H_i$ . В отсутствие давления холловское поле меняет знак при  $H_i = 29 \text{ кЭ}$ .

Характер  $V_H(H)$  и  $\rho_{xx}(H)$  свидетельствует о том, что явления переноса определяются двумя типами носителей тока: высокоподвижными электронами и дырками. С использованием этих данных по методике, предложенной в [3], были вычислены концентрация и подвижность носителей в полях  $H < 10 \text{ кЭ}$ :  $n = 5.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n = 0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Характер зависимости  $V_H$  от  $H$  в поле до  $10 \text{ кЭ}$  при отсутствии давления и выполнении неравенства  $\alpha < 1$  ( $\alpha = g\mu_B H/kT$ , где  $g = 2 - g$ -фактор электронов иона марганца,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k$  — постоянная Больцмана) дают основание предположить, что подвижность носителей в поле  $H < 10 \text{ кЭ}$  слабо зависит от  $H$  и имеет величину, полученную выше.

Как видно из рис. 1, холловское напряжение вначале растет и при  $H_m = 10.6 \text{ кЭ}$  обнаруживает максимум. При дальнейшем росте магнитного поля  $V_H$  уменьшается, в поле  $H_i = 29 \text{ кЭ}$  меняет знак и далее растет.

С ростом давления из-за того, что происходит отход зоны проводимости и валентной зоны друг от друга, уменьшается энергия Ферми, и поэтому требуется меньшее магнитное поле, чтобы произошло пересечение уровня Ферми с наивысшим уровнем валентной зоны, что и проявляется в уменьшении  $H_i$  с ростом давления (рис. 1).

При  $4.2 \text{ К}$  электронный газ вырожден ( $E_F/kT \approx 30$ ), и следует поэтому ожидать появления осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) в полевых зависимостях кинетических коэффициентов.

Из рис. 2 и 3 видно, что на зависимостях  $\rho_{zz}(H)$  и  $\alpha_{zz}(H)$  в магнитном поле до  $10 \text{ кЭ}$  имеются экстремумы, соответствующие осцилляциям ШГ. С ростом давления уменьшается амплитуда осцилляций ШГ, и при максимальном давлении экстремумы на зависимостях магнитосопротивления и магнито-термоэдс исчезают, что можно объяснить следующим образом: в связи с появлением щели с ростом давления понижается пороговое поле наступления квантового предела.

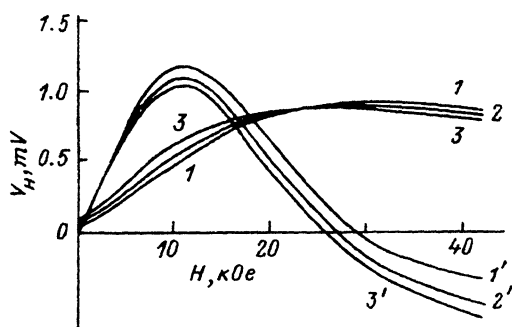


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля  $\rho_{xx}$  (1—3) и  $V_H$  (1'—3'). Давление, кбар: 1, 1' — 0; 2, 2' — 0.3; 3, 3' — 0.6.  $T = 4.2 \text{ К}$ .

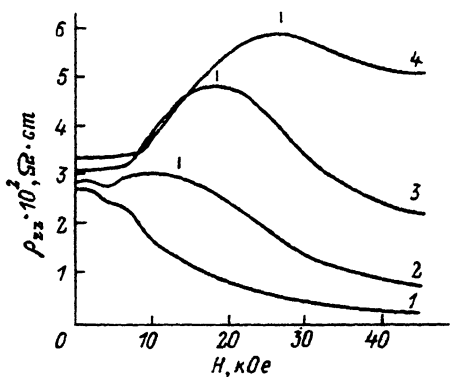


Рис. 2. Зависимость сопротивления  $\rho_{zz}$  от магнитного поля. Давление, кбар: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6.  $T = 4.2 \text{ К}$ .

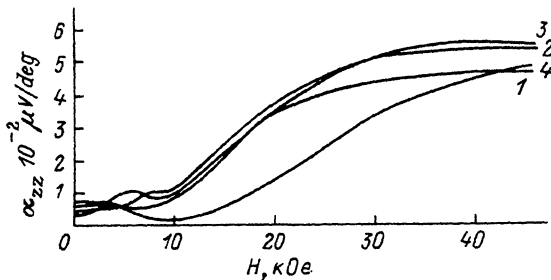


Рис. 3. Продольная магнитотермоэдс  $\alpha_{zz}(H)$ . Давление, кбар: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6.  $T_{av} = 6.8$  К.

Из зависимости  $\rho_{zz}(H)$  (рис. 2) видно, что с исчезновением осцилляций ШГ появляется максимум, который перемещается к большим магнитным полям с ростом давления (максимум на рисунке отмечен вертикальной чертой).

Как показано в [2], максимум в  $\rho_{zz}(H)$  (положение которого зависит от магнитного поля и температуры) возникает вследствие увеличения энергии ионизации акцепторов в поле, где происходит инвертирование уровней Ландау.

На продольную магнитотермоэдс (рис. 3) также оказывает влияние деформация — исчезают пики осцилляций ШГ с ростом давления. Положения пиков осцилляций смещены к большим полям по отношению к пикам в продольном магнитосопротивлении при таком же значении давления. Это объясняется тем, что термоэдс измерялась при средней температуре  $T_{av} = 6.8$  К — большей, чем температура измерения сопротивления: с ростом температуры при одинаковом давлении поле, при котором происходит пересечение уровней Ландау, смещается к большим магнитным полям, поскольку с ростом температуры уменьшается наклон уровней Ландау из-за уменьшения прироста энергии, связанной обменному взаимодействию.

В нулевом магнитном поле и сопротивление, и термоэдс растут с увеличением давления. Качественно такое увеличение можно объяснить ростом величины щели между зонами: при этом уменьшается количество носителей, участвующих в переносе заряда, что и приводит к росту термоэдс и сопротивления.

На зависимости  $\alpha_{zz}(H)$  нет явно выраженного максимума, но на кривых 2 и 3 заметны тенденции к появлению максимума, а для кривой 4, полученной при максимальном давлении, указанный максимум, видимо, формируется при более высоком магнитном поле, по сравнению с максимумом (при таком же давлении) на зависимости  $\rho_{zz}(H)$ , и он выходит за пределы 45 кЭ. Последнее также объясняется тем, что средняя температура, при которой измеряется термоэдс, выше средней температуры в случае измерения магнитосопротивления, что изменяет наклон уровней Ландау вследствие изменения величины обменной добавки к энергии электрона.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Н. Г. Глузман, Н. К. Леринман, Л. Д. Сабирзянова, И. М. Цидильковский, Н. Г. Шелушинина, О. А. Боднарук, И. М. Раренко. ФТП, 21, 886 (1987).
- [2] А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. Э. Рут. В кн.: Тезисы XII Всес. конф. по физике полупроводников. Киев (1990).
- [3] A. V. Davydov, B. B. Popikarov, J. M. Tsidilkovski. Phys. St. Sol. (b), 101, 127 (1980).