

©1994 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЫРОЧНОЙ ТЕРМОЭДС В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ HgCdTe И HgMnTe

Н.Г.Шелушинина, Э.А.Нейфельд, Л.И.Доманская, Н.А.Городилов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219, Екатеринбург, Россия

(Получена 22 июня 1993 г. Принята к печати 11 марта 1994 г.)

Проведен сравнительный анализ температурных зависимостей парциального вклада дырок в термоэдс бесщелевых полупроводников $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.14$) и $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ($x = 0.04$) с $(N_A - N_D) \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = (5-20) \text{ К}$. Показано, что в исследованных образцах дырочная термоэдс определяется процессами вымораживания (HgCdTe) или «вскипания» (HgMnTe) дырок при понижении температуры. Дана оценка энергетического перекрытия зон HgMnTe в магнитном поле.

В [1] были исследованы зависимости термоэдс p -HgMnTe от магнитного поля H при температуре $T \simeq 5 \text{ К}$. В данной работе проведен сравнительный анализ температурных зависимостей дырочной термоэдс для немагнитного (HgCdTe) и полумагнитного (HgMnTe) бесщелевых полупроводников. Для этого выполнены измерения продольной α_{zz} ($H \parallel \nabla T$) и поперечной α_{xx} ($H \perp \nabla T$) компонент термоэдс и коэффициента Холла R для образцов p - $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (образец 2 работы [2]) и p - $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (образец 3 работы [1]) в магнитных полях H до 45 кЭ при $T = (5-20) \text{ К}$. Электрофизические параметры образцов, определенные из гальваномагнитных измерений в [2] для HgCdTe и в [1,3] для HgMnTe, приведены в таблице. Здесь ε_g — энергетический зазор между зонами Γ_6 и Γ_8 , m_c — электронная эффективная масса, n_0 — концентрация электронов при $H = 0$, ε_F^c — уровень Ферми электронов (при отсчете вверх от дна зоны проводимости), μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно, $(N_A - N_D)$ — разность концентраций акцепторов и доноров.

На рис. 1 приведены зависимости $\alpha_{zz}(H)$ и $\alpha_{xx}(H)$ для образцов HgCdTe и HgMnTe. Поведение термоэдс в исследованных образцах определяется вкладом двух типов носителей — электронов и дырок. Соответствующие выражения для α_{zz} и α_{xx} из [4] приведены в Приложении. В отсутствие магнитного поля как в HgCdTe, так и в HgMnTe

Электrofизические параметры исследованных образцов при $T = 4.2 \text{ K}$

Образец	x	ε_g , мэВ	$\frac{m_x}{m_0} \cdot 10^3$	$n_0 \cdot 10^{-14}$, см^{-3}	$\varepsilon_F^c(H=0)$, мэВ	$\mu_n \cdot 10^{-6}$, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_p \cdot 10^{-2}$, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$(N_A - N_D) \cdot 10^{-16}$, см^{-3}
$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	0.14	-40	3.5	3.4	4.7	1.0	4.0*	1.0
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	0.04	-100	8.3	6.2	3.9	0.73	5.6	2.5

Примечание. * $T = 9 \text{ K}$.

термоэдс отрицательна: при $H = 0$ основной вклад в процессы переноса вносят электроны зоны проводимости, что характерно для бесщелевых полупроводников p -типа проводимости с $(N_A - N_D) < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [5]. В магнитном поле вырождение зоны Γ_8 в точке $k = 0$ снимается, и в HgCdTe открывается щель между зоной проводимости и валентной зоной. При этом концентрация электронов n резко убывает из-за процесса вымораживания на акцепторный уровень, что приводит к росту на несколько порядков как продольного, так и поперечного магнитосопротивления. В исследованном образце магнитосопротивление возрастает в 10^4 раз в интервале $H = (0-15) \text{ кЭ}$ при 4.2 К и в $5 \cdot 10^2$ раз в интервале $H = (0-25) \text{ кЭ}$ при 15 К. Выражение для поля H_c («поля вымораживания»), при котором уровень Ферми (совпадающий при низких температурах с акцепторным уровнем) выходит в индуцированную магнитным полем щель $[\delta(H_c) = \varepsilon_F^c]$, согласно [5], имеет вид

$$H_c = \frac{2\hbar c}{e} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (1)$$

Переход к квантовому пределу происходит в поле $H_q = (1/3)H_c$ [5]. Для исследованного образца HgCdTe при $T = 4.2 \text{ К}$ находим $H_c \approx 6 \text{ кЭ}$ и $H_q \approx 2 \text{ кЭ}$ в хорошем соответствии с положением последнего осцилляционного пика магнитосопротивления [2].

Участок падения $\alpha_{zz}(H)$ в образце HgCdTe при $H \lesssim (5-10) \text{ кЭ}$ соответствует возрастанию (по модулю) электронной части термоэдс из-за уменьшения $n(H)$ (рис. 1, а). Последующая смена знака (при $H \gtrsim H_c$) и возрастание $\alpha_{zz}(H)$ в области положительных значений соответствуют относительному увеличению вклада дырок. В поперечной термоэдс α_{xx} дырочный вклад начинает преобладать в меньших магнитных полях благодаря дополнительному эффекту лоренцовского закручивания высокоподвижных электронов ($\mu_n H/c \approx 1$ уже в полях $H \approx 100 \text{ Э}$). Как видно из рис. 1, а, в образце HgCdTe в полях $H \gtrsim 30 \text{ кЭ}$ при 15 К термоэдс полностью определяется вкладом дырок, при этом величины α_{xx} и α_{zz} практически совпадают и не зависят от H .

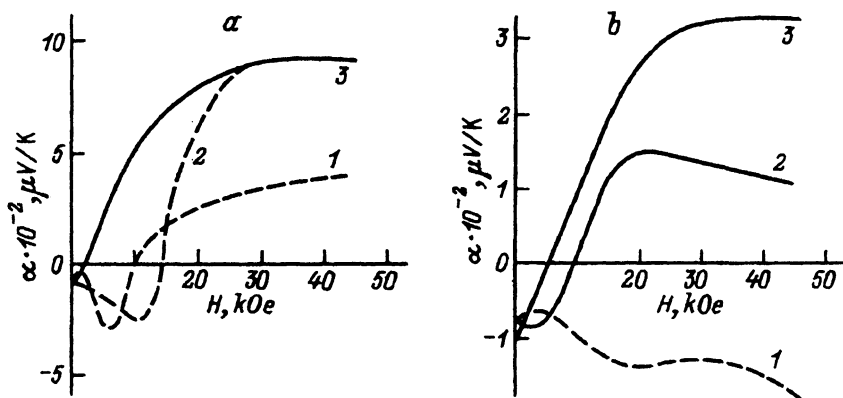


Рис. 1. Зависимости термоэдс от магнитного поля для образцов HgCdTe (а) и HgMnTe (б). Сплошные линии — α_{xx} , штриховые — α_{zz} . а — T , К: 1 — 5; 2, 3 — 15. б — T , К: 1, 2 — 5, 3 — 16.

В бесщелевом полумагнитном полупроводнике HgMnTe вырождение уровня Γ_8 также снимается магнитным полем, однако сильный сдвиг вверх самого верхнего уровня Ландау зоны тяжелых дырок может привести к перекрытию состояний зон проводимости и валентной [6,7]. В двухзонном приближении Кейна без учета непараболичности положение верхнего уровня Ландау валентной зоны b_{-1} и нижнего уровня Ландау зоны проводимости a_0 с учетом обменных эффектов описывается выражениями

$$\varepsilon_{b_{-1}} = 3B, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{a_0} = \frac{1}{4}\hbar\omega_c + B, \quad (3)$$

где $\omega_c = eH/m_c c$,

$$B = (1/6)N_0\beta x \langle S_z \rangle. \quad (4)$$

Здесь $N_0\beta$ — параметр обменного взаимодействия, $\langle S_z \rangle$ — среднее значение z -компоненты спина иона Mn^{++} ($H \parallel z$). Перекрытие зон (если оно существует) согласно (2), (3) определяется выражением

$$\Delta(H) = 2B - \frac{\hbar\omega_c}{4}. \quad (5)$$

Магнитооптические и гальваномангнитные исследования HgMnTe показали [6,7], что при гелиевых температурах условие перекрытия зон ($2B > \hbar\omega_c/4$) реализуется для $0.005 \lesssim x \lesssim 0.055$ в области не слишком сильных магнитных полей [$H < (50-100)$ кЭ].

В случае перекрытия зон в магнитном поле в бесщелевых образцах p -HgMnTe отсутствует характерный для образцов p -HgCdTe резкий рост продольного магнитосопротивления, связанный с вымораживанием электронов на акцепторы (точнее, этот рост сдвигается в область сильных полей $H \gtrsim 50$ кЭ), а в ряде случаев наблюдается и отрицательное продольное магнитосопротивление. Так, в исследованном нами образце HgMnTe при $T = 4.2$ К наблюдается рост σ_{zz} в 2.7 раза в интервале $H = (0 \div 10)$ кЭ [3].

Зависимость $\alpha_{zz}(H)$ в образце HgMnTe соответствует поведению $\alpha_{zz}(H)$: величина α_{zz} при 5 К остается отрицательной вплоть до $H = 45$ кЭ, что свидетельствует об определяющей роли электронов в продольном эффекте. В поперечном эффекте α_{xx} благодаря лоренцовскому закручиванию электронов ($\mu_n H/c = 1$ при $H = 140$ Э) в образце HgMnTe удастся наблюдать дырочный вклад в термоэдс. Как показывают оценки (см. Приложение) и как видно из рис. 1, *b*, вклад дырок в α_{xx} становится определяющим в полях $H \gtrsim 20$ кЭ при 5 К и $H \gtrsim 30$ кЭ при 16 К.

На рис. 2 представлены зависимости $\alpha_{xx}(T)$, а также коэффициента Холла $R(T)$ для исследованных образцов в поле 45 кЭ, в котором указанные величины несомненно определяются вкладом дырок (для HgCdTe в этом поле α_{zz} практически совпадает с α_{xx}). В образце HgCdTe наблюдается обычная для слабо легированных полупроводников p -типа проводимости зависимость коэффициента Холла от температуры (см. вставку на рис. 2, *a*). При $9 \lesssim T \lesssim 30$ К $R \sim \exp(\varepsilon_A/kT)$,

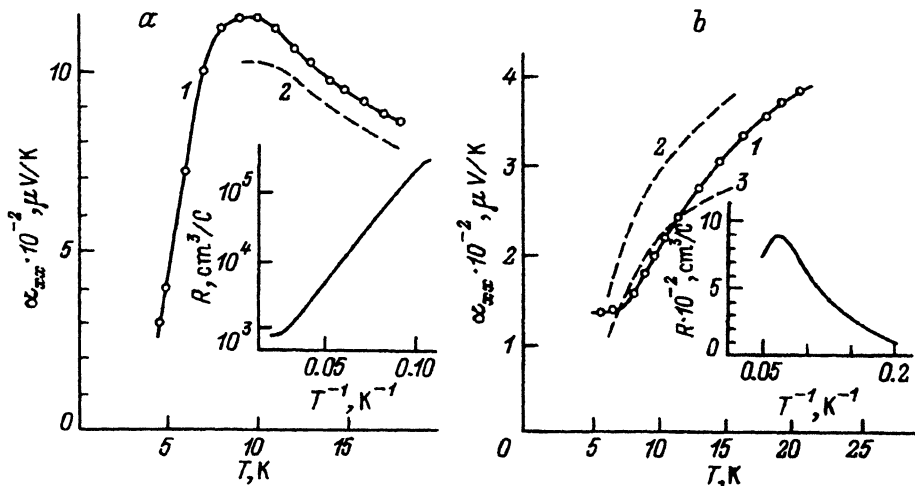


Рис. 2. Температурные зависимости термоэдс для образцов HgCdTe (а) и HgMnTe (б) в поле 45кЭ. На вставках — соответствующие температурные зависимости коэффициента Холла в том же поле. Данные для $R(T)$ в HgCdTe взяты из [2].

а: 1 — эксперимент, 2 — расчет по формулам (6), (7). б: 1 — эксперимент, 2 — расчет без учета квантования валентной зоны с $r = 0$, 3 — расчет в квантовом пределе.

где энергия активации дырок $\varepsilon_A \approx 5$ мэВ [2]. Как показали оценки, наблюдаемые при $T \gtrsim 10$ К значения α_{xx} (как и α_{zz}) свидетельствуют о диффузионной природе термоэдс, а зависимости $\alpha(T)$ соответствуют росту концентрации дырок p с ростом T .

Оценки проводились по обычной формуле для диффузионной термоэдс

$$\alpha = \frac{k}{e}(r + 2 - \eta), \quad (6)$$

справедливой для невырожденного газа дырок. Здесь $\eta = \varepsilon_F^v/kT$, где ε_F^v — энергия Ферми дырок (при отсчете вниз от вершины валентной зоны), а r — фактор рассеяния. Значения $\eta(T)$ получены из экспериментальной зависимости $p(T)$ согласно формуле

$$p = N_v \exp \eta, \quad (7)$$

где $N_v = (2m_p kT)^{3/2}/4\pi^{3/2}\hbar^3$, m_p — эффективная масса дырок валентной зоны.

Кривая 2 на рис. 2,а соответствует расчету по формулам (6), (7) с $m_p = 0.4m_0$ и $r = 2$, что соответствует рассеянию на ионизованных примесях. Как видно из рисунка, расчетная кривая хорошо описывает как величину термоэдс (с точностью до 10%), так и температурный ход кривой $\alpha(T)$. При $T \lesssim 9$ К из-за большой величины сопротивления в образце HgCdTe коэффициент Холла измерить не удастся, что, по-видимому, свидетельствует о переходе к прыжковой проводимости по акцепторам [2]. Как видно из рис. 2,а, термоэдс дырок в этой области температур падает при понижении температуры.

Немонотонная зависимость $R(T)$ в образце HgMnTe (см. вставку на рис. 2, *b*) напоминает поведение коэффициента Холла для двухзонной модели с проводимостью при низких температурах по примесной зоне. Однако большие значения подвижности дырок ($\mu_p \simeq 500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 5 \text{ К}$) свидетельствуют, скорее, о проводимости по валентной зоне во всей области температур $T = (5-20) \text{ К}$. Как известно, в полумагнитном полупроводнике HgMnTe из-за обменного p - d -взаимодействия энергия активации дырок при низких температурах заметно уменьшается с ростом H . Это приводит к эффекту «вскипания» дырок [возрастание $p(H)$], который уверенно наблюдается в HgMnTe (см., например, [1,8]), в том числе и в исследованном нами образце. Эмпирическая зависимость $\varepsilon_A(H)$, найденная в работе [9], имеет вид

$$\varepsilon_A(H) = \varepsilon_A^0 - 2B, \quad (8)$$

где B — обменная добавка к энергии дырок (4). В не слишком сильных магнитных полях $B \sim H(T + T_0)$ ($T_0 \simeq 5 \text{ К}$), откуда следует, что энергия активации должна зависеть не только от магнитного поля, но и от температуры.

Как видно из (8), в фиксированном поле H величина ε_A должна возрастать с ростом T , стремясь к предельному значению ε_A^0 . Мы полагаем, что немонотонную зависимость $R(T)$ при $T = (5-20) \text{ К}$ в образце HgMnTe можно описать выражением

$$R \sim \exp[\varepsilon_A(T)/T],$$

где

$$\varepsilon_A(T) = \varepsilon_A^0 - \frac{a}{T + T_0} \quad (9)$$

и коэффициент a не зависит от температуры. Исходя из такого предположения и экспериментальной зависимости $R(T)$, мы получили разумную оценку $\varepsilon_A^0 = 4.3 \text{ мэВ}$. Это значение достаточно хорошо согласуется с оценкой из условия $\varepsilon_A^0 = \varepsilon_F^c(H = 0) = 3.9 \text{ мэВ}$ (см. таблицу).

Следуя [1], мы рассчитали зависимости $\alpha_{xx}(T)$ по формулам для диффузионной термоэдс при произвольной степени вырождения дырочного газа. Расчет выполнен как без учета квантования валентной зоны, так и в квантовом пределе для дырок, который может достигаться в полумагнитном полупроводнике при низких температурах [10]. Значения $\eta(T)$, как и прежде, получены из экспериментальной зависимости $p(T) = 1/eR(T)$.

Результаты расчета приведены на рис. 2, *b*. Из сопоставления расчетных и экспериментальных кривых в целом можно сделать вывод о том, что поведение дырочной термоэдс $\alpha_{xx}(T)$ при $T < 15 \text{ К}$ подтверждает факт уменьшения концентрации валентных дырок с ростом температуры [примерно в 8 раз в интервале (5-15) К]. При $T < 10 \text{ К}$ хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными дает расчет в квантовом пределе, учитывающий специфические особенности полумагнитного полупроводника.

Таким образом, исследования термоэдс в слабо легированных образцах p - HgCdTe и p - HgMnTe показывают, что дырочная термоэдс

в этих образцах имеет диффузионную природу и отражает поведение концентрации дырок в зависимости от магнитного поля и температуры. Особый интерес представляют результаты для полумангнитного полупроводника HgMnTe, где на зависимостях $R(T)$ и $\alpha(T)$ удалось наблюдать аномальный эффект вскипания дырок при понижении температуры.

Результаты измерений термоэдс в HgMnTe можно использовать также для оценки перекрытия зоны проводимости с валентной зоной в магнитном поле. Перекрытие зон должно приводить к росту концентрации электронов $n(H)$. Свидетельством этого является наблюдение отрицательного продольного магнитосопротивления [3], как уже упоминалось выше. Однако количественная оценка степени роста $n(H)$ из зависимости $\sigma_{zz}(H)$ затруднена, так как в квантовом пределе подвижность электронов сильно зависит от магнитного поля [11]. Обычный способ оценки концентрации из эффекта Холла в данном случае также неприменим из-за наличия двух типов носителей с сильно различающимися подвижностями и лоренцовского закручивания высокоподвижных электронов. Для получения зависимости $n(H)$ мы используем данные по зависимости продольной термоэдс от магнитного поля. Оценки [см. (П.1) в *Приложении*] показывают, что в исследованном образце HgMnTe величина термоэдс α_{zz} при $T = 5$ К во всем интервале полей $H = (0-45)$ кЭ практически полностью определяется вкладом электронов. При этом электронный газ сильно вырожден и в полях $H \gtrsim 6$ кЭ выполняется условие квантового предела [3]. Используя соответствующее выражение для продольной термоэдс [4]

$$\alpha_{zz}(H) = \frac{k}{e} \frac{\pi^2}{3} r \frac{kT}{\varepsilon_F^c(H)}, \quad (10)$$

находим зависимость $\varepsilon_F^c(H)$ (рис. 3,а). Оценка для фактора рассеяния $r \simeq 2$ получена из соотношения [4]

$$\alpha(H=0) = \frac{k}{e} \frac{\pi^2}{3} (r+1) \frac{kT}{\varepsilon_F^c(H=0)}. \quad (11)$$

Зная величину $\varepsilon_F^c(H)$, можно рассчитать зависимость концентрации электронов n от магнитного поля, пользуясь при $H > 6$ кЭ формулой для квантового предела

$$n = \frac{\sqrt{2} m_c^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \mu_B H \sqrt{\varepsilon_F^c}. \quad (12)$$

Полученная таким образом зависимость $n(H)/n_0$ также приведена на рис. 3,а. Видно, что по нашим оценкам при $H = (0-45)$ кЭ концентрация электронов возрастает примерно в 10 раз, что несомненно является следствием перекрытия состояний зон проводимости и валентной в этом интервале магнитных полей. Рост $n(H)$ не меняет качественно вида зависимости $\alpha_{xx}(H)$, так как вклад электронов в поперечный эффект

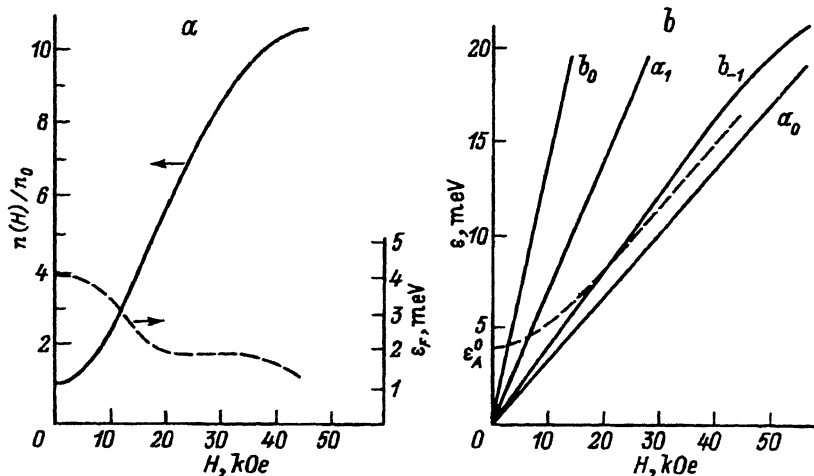


Рис. 3. *a* — рассчитанные зависимости энергии Ферми и концентрации электронов от магнитного поля при $T = 5$ К для образца HgMnTe. *b* — энергии уровней Ландау зоны проводимости a_0 , a_1 , b_0 и верхнего уровня Ландау валентной зоны b_{-1} в зависимости от магнитного поля для $T = 5$ К; начало отсчета энергии сдвинуто вверх на величину V от точки смыкания зон Γ_8 при $H = 0$; положение уровня Ферми (штриховая линия) показано схематически.

быстро убывает из-за большого отношения подвижностей электронов и дырок (см. Приложение).

На рис. 3, *b* приведены зависимости энергии уровней Ландау зоны проводимости (a_0 , a_1 , b_0) и валентной зоны (b_{-1}) от магнитного поля при $T = 5$ К для исследованного образца HgMnTe, рассчитанные по формулам (2), (3) для b_{-1} и a_0 и аналогичным формулам для a_1 и b_0 [6]. При вычислении обменной добавки V использовались те же значения параметров, что и в работах [1,3]. Из расчетов следует, что в полях $H < 50$ кЭ верхний уровень Ландау валентной зоны находится выше по энергии нижнего уровня Ландау зоны проводимости. Обменная добавка приводит также к инверсии следующих за a_0 уровней Ландау, т.е. $\epsilon_{b_0} > \epsilon_{a_1}$, что сказывается на оценке поля перехода к квантовому пределу. Согласно данному расчету, снятие перекрытия зон, обусловленное насыщением (S_2) в сильных магнитных полях, должно происходить при $H \approx 70$ кЭ для $T = 5$ К. На рис. 3, *b* показано также положение уровня Ферми относительно краев зон проводимости и валентной. Сложное движение уровня Ферми в магнитном поле связано главным образом с предполагаемым изменением положения акцепторного уровня относительно вершины валентной зоны (уменьшение и исчезновение энергии активации дырок — см. выше).

Эмпирически перекрытие зон Δ можно оценить из значений энергии Ферми электронов и дырок при отсчете от вершин соответствующих зон: $\Delta = \epsilon_F^e + \epsilon_F^v$. Уровень Ферми дырок мы можем оценить лишь в полях $H > 20$ кЭ, когда в поперечных эффектах R и α_{xx} вклад дырок становится определяющим. Из величины $p(H) = 1/eR(H)$ находим $\epsilon_F^v \approx 0$ при $H = 20$ кЭ и $\epsilon_F^v \approx 1.5$ мэВ при $H = 45$ кЭ. С учетом значений ϵ_F^e (рис. 3, *a*) имеем $\Delta \approx 2$ мэВ при 20 кЭ и $\Delta \approx 3$ мэВ при 45 кЭ в достаточ-

но хорошем соответствии с расчетными значениями. При отсутствии обменной добавки к энергии в полупроводнике с тем же значением ϵ_g должна наблюдаться щель $\delta(H)$, равная 6.7 мэВ при 20 кЭ и 15 мэВ при 45 кЭ.

Таким образом, мы имеем экспериментальное свидетельство перехода под действием магнитного поля бесщелевого полумангнитного полупроводника в полуметалл, что обусловлено влиянием обменного p - d -взаимодействия на энергетический спектр электронов и дырок.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В случае двух типов носителей выражение для продольной термоэдс α_{zz} ($\nabla T \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$) имеет вид [4]

$$\alpha_{zz} = \frac{\alpha_{zz}^{(n)} \sigma_{zz}^{(n)} + \alpha_{zz}^{(p)} \sigma_{zz}^{(p)}}{\sigma_{zz}^{(n)} + \sigma_{zz}^{(p)}}, \quad (\text{П.1})$$

где σ_{zz} — продольная компонента проводимости, индекс (n) соответствует электронам, индекс (p) — дыркам.

Для поперечной термоэдс α_{xx} ($\nabla T \parallel \mathbf{x}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$) имеем [4]

$$\alpha_{xx} = \frac{\beta_{xx} \sigma_{xx} + \beta_{xy} \sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (\text{П.2})$$

где σ_{ij} — компоненты тензора проводимости, β_{ij} — компоненты тензора, связывающего ток с градиентом температуры. При наличии двух типов носителей

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(n)} + \sigma_{ij}^{(p)}, \quad \beta_{ij} = \beta_{ij}^{(n)} + \beta_{ij}^{(p)}. \quad (\text{П.3})$$

Для оценки относительного вклада электронов и дырок в величины σ_{ij} и β_{ij} существенно, что в исследованных образцах HgCdTe и HgMnTe выполняется условие $\mu_n/\mu_p \gg 1$ ($\mu_n/\mu_p \sim 10^3$ — см. таблицу). При этом во всем интервале $H = (0-45)$ кЭ магнитное поле для дырок остается слабым, $\mu_p H/c \ll 1$, в то время как для электронов уже в полях $H \gtrsim 1$ кЭ $\mu_n H/c \gg 1$. В пределе сильного магнитного поля $\sigma_{xx}^{(n)}$ и $\beta_{xx}^{(n)} \sim (\mu_n H/c)^{-2}$, а $\sigma_{xy}^{(n)}$ и $\beta_{xy}^{(n)} \sim (\mu_n H/c)^{-1}$. В результате вклад электронов в σ_{ij} и β_{ij} быстро убывает с ростом магнитного поля, и в достаточно сильном поле величина α_{xx} определяется только вкладом дырок.

Поле H_0 , в котором электронный и дырочный вклады в термоэдс сравниваются и α_{xx} меняет знак, можно оценить, используя для σ_{ij} и β_{ij} формулы (10.26)–(10.29) из [4]. Для $\mu_n H/c \gg 1$, $\mu_p H/c \ll 1$, $\sigma_n/\sigma_p \gg 1$ и $\alpha_n \simeq \alpha_p$ находим, что условие перехода от $\alpha_{xx} < 0$ к $\alpha_{xx} > 0$ имеет вид

$$\alpha_p \sigma_p^2 + \frac{\alpha_n \sigma_n^2}{(\mu_n H/c)^2} = 0, \quad (\text{П.4})$$

где σ_n , α_n и σ_p , α_p — проводимость и термоэдс электронов и дырок соответственно при $H = 0$. Из (П.4) находим

$$H_0 = \frac{c}{\mu_n} \sqrt{\frac{|\alpha_n|}{\alpha_p}} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma_p}. \quad (\text{П.5})$$

Для параметров исследованного образца HgMnTe при $T \simeq 5$ К и $H = 0$, равных $|\alpha_n|/\alpha_p \simeq 0.5$, $\sigma_n/\sigma_p \simeq 50$, получаем оценку $H_0 \simeq 5$ кЭ.

Изменение концентрации электронов и (или) дырок с магнитным полем можно учесть в (П.5) через изменение парциальных проводимостей σ_n и σ_p (α_n и α_p слабо изменяются при изменении концентрации носителей). Экспериментально смена знака α_{xx} в исследованном образце для $T = 5$ К происходит при $H \simeq 10$ кЭ (см. рис. 1, b). Согласно (П.5) это означает, что отношение σ_n/σ_p за счет зависимостей $n(H)$ и $p(H)$ в интервале $H = (0-10)$ кЭ изменяется примерно в 2 раза.

Список литературы

- [1] Н.А. Городилов, Л.И. Доманская, Э.А. Нейфельд, Н.Г. Шелушнина. ФТП, **23**, 316 (1989).
- [2] А.В. Германенко, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **22**, 992 (1988).
- [3] Н.Г. Глузман, Н.К. Леринман, Л.Д. Сабирзянова, И.М. Пидильковский, Н.Г. Шелушнина, О.А. Боднарук, И.М. Раренко. ФТП, **21**, 886 (1987).
- [4] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Л., 1970).
- [5] I.M. Tsidilkovski, G.I. Harus, N.G. Shelushinina. Adv. Phys., **34**, 43 (1985).
- [6] G. Bastard, C. Rigaix, Y. Guldner, A. Mycielski. J. de Phys., **39**, 87 (1978).
- [7] J. Kossut. *Diluted Magnetic Semiconductors*, ed. by J.K. Furdyna, J. Kossut. In: *Semiconductors and Semimetals* (Academic Press, 1988), v. 25 [*Полумангнитные полупроводники* (М., Мир, 1992)].
- [8] J.K. Furdyna. J. Vac. Sci. Techn., **21**, 220 (1982).
- [9] Н.А. Городилов, К.М. Демчук, Г.М. Миньков, Э.А. Нейфельд. ФТП, **21**, 798 (1987).
- [10] Н.Г. Глузман, А.Б. Давыдов, К.Р. Крылов, Н.К. Леринман, Б.Б. Поникаров, А.И. Пономарев, Л.Д. Сабирзянова, И.М. Пидильковский, Н.Г. Шелушнина, И.Н. Горбатюк, И.М. Раренко. ФТП, **20**, 1970 (1986).
- [11] E. Adams, T. Holstein. J. Phys. Chem. Sol., **10**, 254 (1959).

Редактор Л.В. Шаронова

