

## ТЕРМОЭДС $p$ -HgMnTe В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

Проведены измерения поперечной ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{VT}$ ) термоэдс  $\alpha^\perp$  бесщелевых и узкощелевых полупроводников  $p$ -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te ( $0.01 \leq x \leq 0.1$ ) с концентрацией дырок  $p = (1.5 \div 20) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в магнитных полях  $0 \leq H \leq 45 \text{ кЭ}$  при  $5 \leq T \leq 40 \text{ К}$ . Показано, что наблюдаемый рост  $\alpha^\perp(H)$  в образцах с  $p < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в основном обусловлен эффектом увлечения дырок фононами в квантовой области магнитных полей. В образцах с  $p > 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  эффект увлечения несуществен, а уменьшение  $\alpha^\perp(H)$  обусловлено специфическим для полумагнитных полупроводников эффектом «вскипания» дырок в магнитном поле.

Обменное взаимодействие электронов зоны проводимости или дырок валентной зоны с электронами, локализованными в  $d$ -оболочке магнитного иона ( $s-d$ - или  $p-d$ -обмен), приводит к существенной перестройке электронного энергетического спектра полумагнитного полупроводника в магнитном поле. Влияние обменного взаимодействия на спектр свободных носителей в бесщелевых полупроводниках типа HgMnTe исследовалось с помощью магнитооптических [1-3] и гальваномагнитных эффектов [1, 4, 5]. Мы исследовали поперечную термоэдс  $\alpha^\perp$  бесщелевых и узкощелевых кристаллов  $p$ -HgMnTe в магнитных полях  $H$  до 45 кЭ при температурах  $5 \leq T \leq 40 \text{ К}$ .

Таблица 1

Параметры исследованных образцов

№ образца	$x$	$(N_A - N_D) \cdot 10^{-16}, \text{ см}^{-3}$	$\sigma_0, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$R_0 \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{Кл}$	$p \cdot 10^{-16}, \text{ см}^{-3}$ (45 кЭ)	$\mu_p, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (45 кЭ)	$\alpha_0, \text{ мкВ/К}$	$\alpha^\perp, \text{ мкВ/К}$ (45 кЭ)
1	0.01	1.5	20.4	-2.0	1.6	1200	-10	750
2	0.024	1.0	21.7	-2.0	1.9	3260	-40	300
3	0.047	2.5	73	-10	3.9	560	-50	100
4	0.06	10	8.1	-0.8	5.4	1360	50	35
5	0.1	5.0	0.15	2.8	5.2	132	195	37
6	0.1	21	50	0.1	21	1670	40	20

*Экспериментальные результаты.* В табл. 1 представлены некоторые параметры исследованных образцов: содержание марганца  $x$ , разность концентраций акцепторов и доноров ( $N_A - N_D$ ), коэффициент Холла  $R_0$  и проводимость  $\sigma_0$  при  $H=0$  и  $T=4.2 \text{ К}$ , концентрация  $p$  и подвижность  $\mu_p$  дырок в поле 45 кЭ при 4.2 К, а также значения термоэдс  $\alpha_0$  при  $H=0$  и поперечной термоэдс  $\alpha^\perp(\mathbf{H} \perp \mathbf{VT})$  в поле  $H=45 \text{ кЭ}$  при  $T \approx 5 \text{ К}$ . Величина  $(N_A - N_D)$  определялась из измерений коэффициента Холла при температуре истощения акцепторов ( $30 \leq T \leq 77 \text{ К}$ ) в импульсном магнитном поле до 300 кЭ.

На рис. 1 приведены зависимости поперечной термоэдс от магнитного поля для исследованных образцов при 5 К. В бесщелевых образцах 1-3 без магнитного поля имеется электронный вклад в термоэдс ( $\alpha_0 < 0$ ), который исчезает

с ростом поля из-за лоренцовского закручивания высокоподвижных электронов. В полях  $H > 10 \div 20$  кЭ во всех образцах поведение термоэда определяется только вкладом дырок. В этой области поведением термоэда определяется величин термоэда со степенью легирования образца: чем меньше концентрация дырок, тем больше термоэда (см. также табл. 1). В образцах 1, 2 с наименьшей концентрацией дырок ( $p < 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ) наблюдается довольно резкий рост дырочной термоэда в магнитном поле (для образца 1 примерно в 5 раз в интервале полей  $10 \leq H \leq 45$  кЭ). В образцах 3–6 с концентрацией дырок  $p \geq 4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  термоэда падает с ростом магнитного поля.

На рис. 2 приведены зависимости концентрации дырок от магнитного поля при 4.2 К. Концентрация дырок определялась как  $(eR)^{-1}$  в той области магнит-

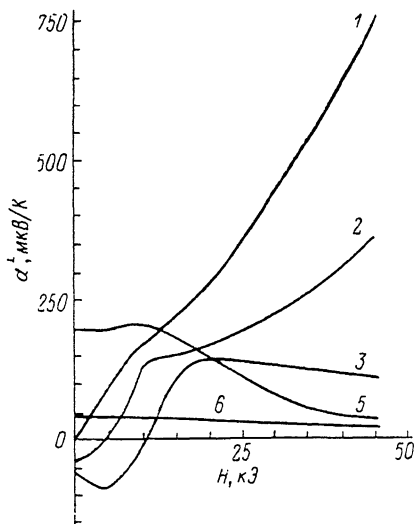


Рис. 1. Зависимость поперечной термоэда от магнитного поля для образцов HgMnTe при  $T = 5$  К.

Номера 7 кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

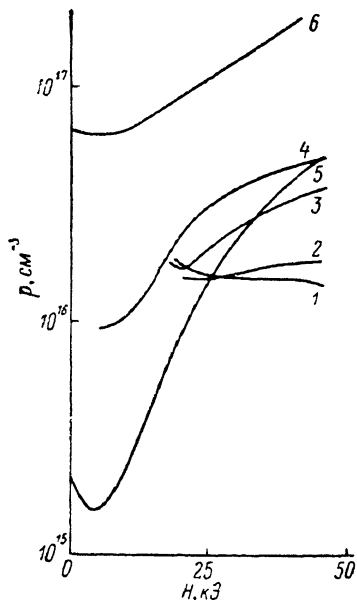


Рис. 2. Зависимость концентрации дырок от магнитного поля в исследованных образцах при 4.2 К.

Номера 7 кривых соответствуют номерам образцов.

ных полей, где электронный вклад в эффект Холла пренебрежимо мал. Во всех образцах, кроме образца 1, наблюдается рост  $p$  с увеличением магнитного поля, а в поле  $H = 45$  кЭ значения  $p$  близки к  $(N_A - N_D)$  (табл. 1). Такой эффект «вскипания» дырок в достаточно сильном магнитном поле в полумангнитных полупроводниках хорошо известен [1]. Он обусловлен уменьшением энергии ионизации акцептора  $\epsilon_1(H)$  [6] или разрушением состояний связанного магнитного полярона [7].

Подробное обсуждение причин роста  $p$  не входит в нашу задачу. Отметим лишь, что рост  $p(H)$ , а также область магнитных полей, где он наблюдается, существенно зависят как от величины обменной добавки к энергии дырки (т. е. от содержания Mn), так и от степени легирования и компенсации. Так, наиболее резкий рост  $p(H)$  в широком интервале полей  $10 \leq H \leq 45$  кЭ наблюдается в образце 5 с наибольшим содержанием марганца и, судя по малой подвижности, самом компенсированном из всех исследованных образцов. В образце 1 с наименьшим содержанием марганца ( $x \approx 0.01$ ) при  $H \geq 20$  кЭ  $p(H) \approx \text{const}$ .

#### Обсуждение результатов

а) Образцы с  $(N_A - N_D) \geq 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Падение  $\alpha^+(H)$  с увеличением магнитного поля в образцах 4–6 естественно связать с ростом концентрации дырок  $p(H)$ . На рис. 3, а, б приведены экспериментальные кривые  $\alpha^+(H)$

для образцов 4, 5 наряду с зависимостями  $\alpha^{\pm}(H)$ , рассчитанными для диффузионной термоэдс дырок при произвольной степени вырождения дырочного газа. Кривые 3, 4 рассчитаны по формуле [8]

$$\alpha_1 = \frac{k}{e} \left[ \frac{F_{r+2}(\eta)}{F_{r+1}(\eta)} - \eta \right] \quad (1)$$

для случая рассеяния на ионизованных примесях ( $r=2$ ) и на короткодействующем потенциале ( $r=0$ ). Здесь  $\eta = \epsilon_F/kT$ ,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми дырок,  $F_s(\eta)$  — интеграл Ферми с индексом  $s$ . Значения  $\eta(H)$  получены из экспериментальной зависимости  $p(H)$  согласно формуле

$$p = N_r F_{3/2}(\eta), \quad (2)$$

где  $N_r = (2m_p kT)^{3/2} / 3\pi^2 \hbar^3$ ,  $m_p = 0.4m_0$  — эффективная масса дырок валентной зоны,  $m_0$  — масса свободного электрона. Выражения (1), (2) справедливы,

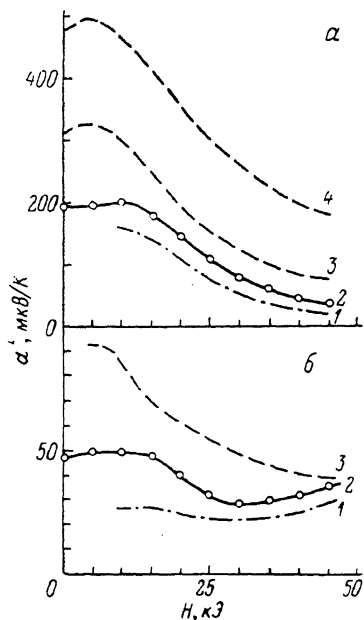


Рис. 3. Зависимость термоэдс от магнитного поля в образцах 5 (а) и 4 (б).

1 — расчет для ультраквантового предела, 2 — экспериментальные результаты, 3, 4 — расчет без учета квантования для  $r=0$  и 2 соответственно.

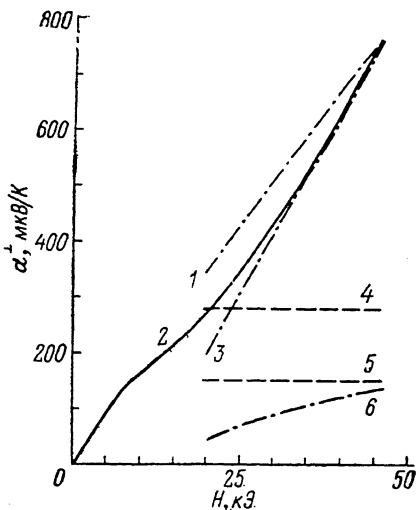


Рис. 4. Зависимость термоэдс от магнитного поля в образце 1 при 5 К.

2 — экспериментальные результаты, 4—6 — расчет диффузионной термоэдс без учета квантования для  $r=2$  (4) и 0 (5) и в УКВ пределе (6); 1, 3 — сумма диффузионной термоэдс в квантовом пределе (6) и термоэдс увлечения для невырожденного (1) и сильно вырожденного (3) дырочного газа.

когда квантованием Ландау можно пренебречь и структура валентной зоны практически не изменена магнитным полем.

Как известно, в бесщелевых и узкощелевых полумангнитных полупроводниках из-за обменных эффектов квантование спектра дырок становится существенным в области значительно меньших магнитных полей, чем в обычных немагнитных полупроводниках [2]. Верхним уровнем Ландау валентной зоны в полумангнитном полупроводнике является уровень  $b_{-1}$ , зависимость энергии которого от  $k_z$  имеет вид (см., например, [9])

$$\epsilon_{b_{-1}} = \frac{\hbar\omega_0}{2} [3x - (\gamma_1 + \bar{\gamma})] - 3B - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_p}. \quad (3)$$

В (3)  $\omega_0 = eH/m_0c$ ;  $\gamma_1$ ,  $\bar{\gamma}$ ,  $x$  — параметры Латтинджера;  $B$  — обменная добавка к энергии, которая определяется выражением

$$B = \frac{1}{6} x N_0 \beta \langle S_z \rangle,$$

где  $N_0\beta$  — обменный интеграл для зоны  $\Gamma_8$ ,  $\langle S_z \rangle$  — среднее значение  $z$ -компоненты спина марганца. Уровень  $b_{-1}$  отстоит от совокупности остальных уровней Ландау валентной зоны на величину порядка  $B$ , и условие квантового предела для дырок в этом случае может быть записано в виде [10]

$$\varepsilon_F, kT < B. \quad (4)$$

В квантовом пределе, когда выше уровня Ферми остается лишь уровень  $b_{-1}$ , выражение для концентрации дырок имеет вид [8]

$$p = N_{vB} F_{1/2}(\eta), \quad (5)$$

где  $N_{vB} = (m_p kT)^{3/2} / \sqrt{2} \pi^2 \hbar^3 \lambda^2$ ,  $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ .

В (5) энергия Ферми отсчитывается в глубину валентной зоны от ее вершины в магнитном поле. Для диффузионной термоэдс в квантовом пределе справедлива формула [8]

$$\alpha^{\pm} = \frac{k}{e} \left[ \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} - \eta \right]. \quad (6)$$

В табл. 2 представлены рассчитанные значения энергии Ферми и обменного параметра  $B$  для исследованных образцов в полях  $H=0, 20, 45$  кЭ при 4.2 К.

Т а б л и ц а 2

Значения энергии Ферми  $\varepsilon_F$  и обменной добавки к энергии дырок  $B$  для исследованных образцов при 4.2 К

№ образца	$H=0$		$H=20$ кЭ			$H=45$ кЭ		
	$\tau$	$\varepsilon_F$ , мэВ	$\tau$ (УКВ)	$\varepsilon_F$ (УКВ), мэВ	$B$ , мэВ	$\tau$ (УКВ)	$\varepsilon_F$ (УКВ), мэВ	$B$ , мэВ
1	—	—	2.9	1.0	1.6	0.4	0.14	3.0
2	—	—	2.9	1.0	2.0	0.8	0.3	3.9
3	—	—	3.6	1.3	3.8	3.4	1.2	7.6
4	-0.1*	-0.04*	6.4	2.3	3.8	5.7	2.1	7.6
5	-1.7	-0.6	1.0	0.36	5.5	6.9	2.5	11.2
6	3.1	1.1	81(4.1)**	29.2(1.5)**	5.5	82.8(7.5)**	29.8(2.7)**	11.2

Примечание. \* Значения в поле  $H=7$  кЭ. \*\* Значения, рассчитанные без учета квантования согласно (2).

При вычислении  $B$  использованы значения  $N_0\beta=1.4$  эВ и литературные данные для подгочичных параметров  $S_0, T_0$  [11], необходимых при расчете  $\langle S_z \rangle$ . Энергия Ферми в ультраквантовом (УКВ) пределе  $\varepsilon_F^{\text{УКВ}}$  вычислена из выражения (5). Как видно из табл. 2, в полях  $H > 20$  кЭ для образцов 4, 5 условие квантового предела (4) выполнено достаточно хорошо. В этой области полей рассчитанные по (6) зависимости  $\alpha^{\pm}(H)$  близки к экспериментальным (рис. 3, а, б).

Из рис. 3 видно также, что при  $H \leq 10$  кЭ рассчитанные по (1) величины  $\alpha$  в 1.5—2.5 раза больше экспериментальных, при этом кривые 3 ( $r=0$ ) лежат ближе к экспериментальным. При  $H > 10$  кЭ экспериментальные значения лежат между кривыми 3 и 1, рассчитанными для двух предельных случаев полного отсутствия квантования Ландау и ультраквантового предела, приближаясь с ростом поля к значениям для ультраквантового предела.

Заметим, что в исследованных образцах нарушено условие слабого рассеяния  $\varepsilon_F, kT \ll \hbar/\tau$ , где  $\tau$  — время релаксации дырок. Так, для образца 5  $kT/(\hbar/\tau) \simeq 0.05$ , для остальных образцов  $\varepsilon_F/(\hbar/\tau) \simeq 1$ . Это может быть связано с неоднородностью образцов и являться причиной количественного несовпадения рассчитанных и экспериментальных значений.

Для самого легированного образца 6 квантовый предел не достигается даже в максимальном поле 45 кЭ (табл. 2). Расчет показывает, что как величина, так и зависимость  $\alpha^{\pm}(H)$  для этого образца во всем интервале магнитных полей хорошо описываются выражением (1) при  $r=0$  с учетом зависимости  $p(H)$ .

В целом из сравнения экспериментальных данных с рассчитанными для достаточно сильно легированных образцов  $4-6$  с  $(N_A - N_D) \gg 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  можно сделать вывод, что термоэдс в этих образцах имеет диффузионную природу. При этом зависимость  $\alpha^{\pm}(H)$  обусловлена возрастанием концентрации дырок с ростом  $H$ , т. е. является следствием эффектов, присущих именно полуметаллическим полупроводникам. Зависимость  $\alpha^{\pm}$  от температуры для этих образцов в полях  $H \geq 20 \text{ кЭ}$  при  $T \leq 20 \div 30 \text{ К}$  линейна:  $\alpha^{\pm} \sim T$ , как и должно быть для сильно вырожденного газа дырок.

б) Образцы с  $(N_A - N_D) < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В образцах с концентрацией дырок  $p \leq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в области дырочной проводимости наблюдается рост (образцы 1, 2) или слабое убывание (образец 3) термоэдс с ростом  $H$  (рис. 1). На рис. 4 представлены экспериментальная зависимость  $\alpha^{\pm}(H)$  для образца 1 при 5 К, а также кривые, рассчитанные по формулам (1) и (6) с учетом зависимости  $p(H)$ . Видно, что ни значение  $\alpha^{\pm}$  в полях  $H > 20 \text{ кЭ}$ , ни рост  $\alpha^{\pm}(H)$  невозможно описать формулами для диффузионной термоэдс. Так, значение  $\alpha^{\pm}(H)$  в поле 45 кЭ, равное 750 мкВ/К, по формулам (1), (2) или (5), (6) соответствует концентрации дырок  $p \approx 1 \cdot 10^{14}$  или  $p \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что находится в противоречии с данными эффекта Холла. Аналогичные результаты получаются и для образца 2. Экспериментально наблюдаемое падение  $\alpha^{\pm}(H)$  в образце 3 при  $H > 20 \text{ кЭ}$  слабее, чем следует из зависимости  $p(H)$ .

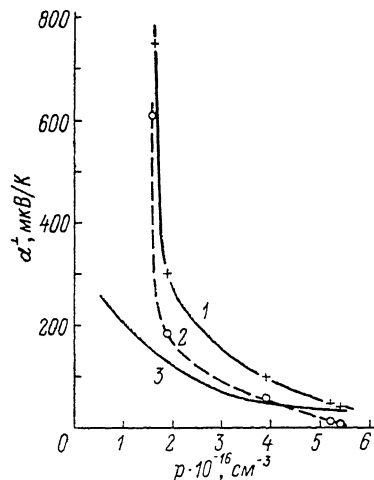


Рис. 5. Зависимость термоэдс от концентрации дырок для образцов 1—5 при  $H = 45 \text{ кЭ}$  и  $T \approx 5 \text{ К}$ .

1 — экспериментальные результаты, 2 — расчет диффузионной термоэдс в ультраквантовом пределе; 3 — разность между кривыми 1 и 2, соответствующая термоэдс увлечения.

В образцах 1—3 при  $H > 20 \text{ кЭ}$  выше уровня Ферми остается лишь один уровень Ландау валентной зоны  $b_{-1}$  (табл. 2). Поэтому мы связываем наблюдаемый рост или слишком слабое падение  $\alpha^{\pm}(H)$  с влиянием фононного увлечения дырок в квантуемом поле. На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость  $\alpha^{\pm}$  от концентрации дырок для образцов 1—5 при 5 К в поле 45 кЭ. Там же приведен расчет диффузионной термоэдс  $\alpha_p^{\pm}$  в квантовом пределе для этих образцов. Мы полагаем, что разница  $\alpha_p^{\pm} = \alpha^{\pm} - \alpha_p^{\pm}$  обусловлена фононной частью термоэдс, т. е. эффектом увлечения. Видно, что эффект увлечения становится все менее существенным по мере роста концентрации дырок и степени вырождения дырочного газа. В образцах 1, 2  $\alpha_p^{\pm} \gg \alpha_p^{\pm}$ , в 3 —  $\alpha_p^{\pm} \approx \alpha_p^{\pm}$ , в 4, 5 эффект увлечения несуществен.

Для теоретического описания термоэдс увлечения можно полагать, что при  $T \leq 10 \text{ К}$  рассеяние фононов происходит главным образом на границах. Кроме того, как показывают оценки, необходимо учитывать рассеяние фононов на дырках — эффект насыщения, по Херрингу [12]. Для невырожденного дырочного газа параметр, характеризующий насыщение в УКВ пределе магнитных полей, имеет вид [13]

$$C_1 = \sqrt{\pi} \frac{L}{s} \frac{hp}{\rho_i^2} \left( \frac{E_0}{kT} \right)^2, \quad (7)$$

где  $s$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность,  $L = \sqrt{dt}$ ,  $d$  и  $t$  — поперечные размеры образца,  $E_0$  — константа деформационного потенциала. При  $E_0$  порядка нескольких электронвольт для образцов 1—3 находим, что  $C_1 \gg 1$ . В этом случае справедливо следующее выражение для  $\alpha^{\pm}$  в УКВ пределе [13]:

$$\alpha_p^{\pm} = 2/3 A (\ln C_1)^{3/2}, \quad (8)$$

где  $A = \frac{a}{2\pi^2} \frac{k}{e} \frac{\sqrt{2m_p kT}}{\hbar p \lambda^2}$ ,  $a$  — интеграл, численное значение которого  $\sim 1$ . Из (8) с точностью до логарифмических множителей находим  $\alpha_p^\perp \sim H \sqrt{T}/p$ .

В случае сильного вырождения в УКВ пределе имеем [13]

$$\alpha_p^\perp = \frac{A}{4\sqrt{\eta}} \left( \ln \frac{C_2}{\sqrt{\eta}} \right)^2, \quad (9)$$

где  $C_2 = \frac{L}{s} \frac{\sqrt{2m_p kT}}{4\pi p \lambda^2} \left( \frac{E_0}{kT} \right)^2$ . Так как в УКВ пределе  $\eta \sim p^2/H^2$ , то из (9) с точностью до логарифмических множителей  $\alpha_p^\perp \sim H^2 T/p^2$ .

Исходя из формул (8), (9) и экспериментальных значений термоэдс увлечения в поле  $H=45$  кЭ при 5 К, мы оценили константу  $E_0$ . При этом использованы следующие значения параметров:  $\rho=8.1$  г/см<sup>3</sup>,  $s=2.6 \cdot 10^5$  см/с,  $L=0.075$  (образец 1), 0.33 (2) и 0.1 см (3). В образцах 1, 2 вырождение является промежуточным, поэтому оценка проведена для обоих предельных случаев по (8) и (9), для образца 3 — только по (9). Результаты расчетов для образцов 1—3 следующие: 1 —  $E_0 \approx 1.6$  эВ для невырожденного газа дырок (оценка снизу) и 3.3 эВ для случая сильного вырождения (оценка сверху); 2 —  $E_0 \approx 1.8$  и 2.6 соответственно; 3 —  $E_0 \approx 2.1$  эВ. Полученное значение  $E_0 \approx 2$  эВ находится в разумном согласии с известными данными для HgCdTe [14] и HgTe [15]. В условиях сильного эффекта насыщения константа  $E_0$  входит в выражение для термоэдс увлечения под знаком логарифма, поэтому можно говорить лишь об оценке ее по порядку величины.

Расчитанные по формулам (8) и (9) зависимости  $\alpha_p^\perp(H)$  для образца 1 приведены на рис. 4. Видно, что при  $H > 20$  кЭ экспериментальная зависимость лежит между кривыми, рассчитанными для предельных случаев отсутствия вырождения и сильного вырождения дырочного газа. Что касается зависимости термоэдс от температуры, то в поле 45 кЭ при  $T \leq 20$  К  $\alpha^\perp \sim T^{0.3}$  для образца 1 и  $\alpha^\perp \sim T$  для 2, 3. Зависимость  $\alpha^\perp(T)$  для образца 1 близка к теоретической зависимости термоэдс увлечения для невырожденного газа в условиях сильного насыщения [см. (8)]. Для образцов 2, 3  $\alpha^\perp(T)$  соответствует случаю сильного вырождения для фононной [см. (9)] и диффузионной частей термоэдс. Таким образом, как величина, так и температурные и полевые зависимости  $\alpha^\perp(T, H)$  для образцов 1—3 находятся в разумном согласии с теоретическими оценками для термоэдс увлечения в квантовом пределе.

**Заключение.** Наблюдаемые температурные и магнитопольные зависимости термоэдс в HgMnTe объясняются перестройкой энергетического спектра, происходящей в полумагнитном полупроводнике в магнитном поле. В наиболее чистых образцах проявляются эффекты, связанные с перестройкой спектра свободных носителей (эффект увлечения дырок фононами в УКВ области магнитных полей). В более легированных образцах эффект увлечения не играет роли, и в термоэдс наблюдаются эффекты, обусловленные влиянием обменного взаимодействия на спектр связанных состояний (рост концентрации дырок в магнитном поле).

Авторы выражают благодарность И. М. Цидильковскому за внимание к работе, Г. И. Харусу за обсуждение результатов и полезные критические замечания, сотрудникам лаборатории полупроводников Уральского государственного университета за помощь в аттестации образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Furdyna J. K. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 1. P. 220—228.
- [2] Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mycielski J., Mycielski A. // J. Phys. 1978. V. 39. N 1. P. 87—98.
- [3] Bauer G., Kossut J., Faymonville R., Dornhaus R. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 4. P. 2040—2048.
- [4] Гермаиенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 80—89.

- [5] Глузман Н. Г., Леринман Н. К., Сабирзянова Л. Д., Цидильковский П. М., Шелушинина Н. Г., Боднарук О. А., Раренко И. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 886—892.
- [6] Mucielski A., Mucielski J. // Proc. 15 Int. Conf. Phys. Semicond. Kyoto, 1980. P. 807—810.
- [7] Германенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1985. Т. 27. В. 6. С. 1857—1863.
- [8] Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., 1970. 302 с.
- [9] Walukiewicz W. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 8. P. 3957—3967.
- [10] Глузман Н. Г., Давыдов А. Б., Крылов К. Р., Леринман Н. К., Поникаров Б. Б., Пономарев А. И., Сабирзянова Л. Д., Цидильковский П. М., Шелушинина Н. Г., Горбатюк И. Н., Раренко И. М. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 1970—1979.
- [11] Dobrowolsky W., von Ortenberg J., Sandauer A. M., Galazka R. R., Mucielski A., Pauthenet R. // Physics of Narrow Gap Semiconductors. Linz, Austria, 1981. P. 302.
- Bastard G., Lewiner C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 8. P. 1469—1479.
- [12] Herring C. // Halbleiter u. Phosphore. Braunschweig, 1958. P. 184.
- [13] Халфин В. Б. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 3. С. 306—313.
- [14] Willey J. D. // Semicond. a. Semimet. N. Y., 1975. V. 10. P. 91—174.
- [15] Якунин М. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1452—1461.

Институт физики  
металлов УНЦ АН СССР  
Свердловск

Получена 28.01.1988  
Принята к печати 10.10.1988