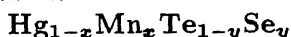


©1994 г.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА



*К.Р.Крылов, Н.К.Леринман, А.И.Нономарев, Л.Д.Сабирзянова,
Н.Г.Шелушина, Н.П.Гавалешко, П.Д.Марьянчук*

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

(Получена 2 ноября 1993 г. Принята к печати 1 марта 1994 г.)

Исследованы магнитные и кинетические свойства полумагнитного полупроводника p -типа $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ с $x = 0.004 \div 0.18$, $y = 0.01, 0.05$ и концентрацией акцепторов $N_A = (1.2 \cdot 10^{17} \div 4.0 \cdot 10^{18}) \text{ см}^{-3}$. Определена величина обменного интеграла между ближайшими соседями $J_1/k_B = 7.3 \text{ К}$. В гальваномагнитных измерениях отчетливо проявляются эффекты, связанные с влиянием обменного взаимодействия типа $p-d$: эффект «вскипания» дырок в магнитном поле, отрицательное магнитосопротивление, аномальное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений. Исследование образцов в широком интервале значений x позволило наблюдать процесс усиления обменных эффектов по мере возрастания содержания Mn.

1. Введение

Впервые о получении монокристаллов новых полупроводниковых твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ сообщалось в работе [1]. Известно, что в HgSe и HgMnSe основным типом дефектов являются донорные дефекты — атомы ртути в междоузлиях и вакансии в подрешетке селена, а в HgTe и HgMnTe основным типом дефектов являются акцепторные дефекты — вакансии в подрешетке ртути. Можно предположить, что в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ произойдет своеобразная компенсация этих дефектов, а полученный материал при оптимальном режиме отжига будет иметь более низкую концентрацию носителей заряда, чем, например, HgMnTe .

Мы провели подробное исследование свойств синтезированных методом Бриджмена твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$. Проведены измерения магнитной восприимчивости, магнитосопротивления и эффекта Холла на 7 монокристаллических образцах в диапазоне составов, соответствующих $0 < x \leq 0.18$ и $y = 0.01, 0.05$.

2. Магнитная восприимчивость

Измерения магнитной восприимчивости $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ выполнены методом весов Фарадея в интервале температур $(4.2 \div 300)$ К с целью выявления особенностей на зависимостях магнитной восприимчивости от температуры и определения параметров вещества из магнитных измерений. Параметры исследованных образцов приведены в таблице. Магнитная восприимчивость оставалась постоянной в магнитном поле до 12 кЭ. Чувствительность установки определяется чувствительностью весов: $5 \cdot 10^{-7}$ Н. На рис. 1 приведены типичные температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости ионов Mn (χ_{Mn}^{-1}), которая вычислялась следующим образом:

$$\chi_{\text{Mn}}^{-1} = (\chi - \chi_0)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь χ — измеряемая величина восприимчивости образца, $\chi_0 = -0.34 \cdot 10^{-6}$ см³/г — диамагнитная восприимчивость HgTe [2].

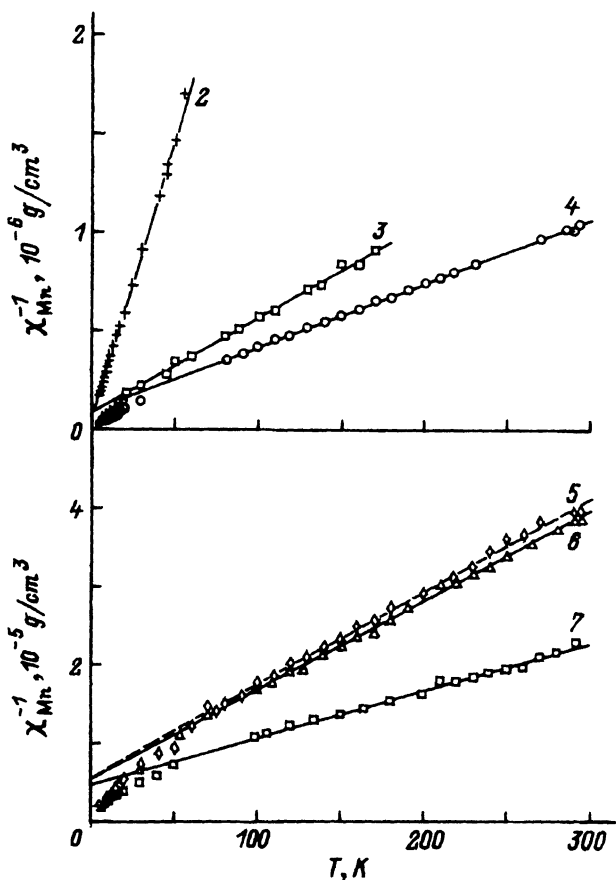


Рис. 1. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$.

Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

Парамагнитной восприимчивостью свободных носителей и влиянием селена на диамагнитную восприимчивость матрицы мы пренебрегаем.

Из рис. 1 видно, что в интервале температур $T = (80-300)$ К магнитная восприимчивость описывается законом Кюри-Вейсса:

$$\chi_{\text{Mn}}(T) = \frac{(g\mu)^2 S(S+1) N_A}{3k_B M(x)(T-\theta)} x. \quad (2)$$

Здесь g — фактор Ланде, $g = 2$, μ — магнетон Бора, $S = 5/2$ — значение спина иона Mn, N_A — число Авогадро, $M(x)$ — молекулярная масса $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ [$M(x) = (1-x)m_{\text{Hg}} + xm_{\text{Mn}} + (1-y)m_{\text{Te}} + ym_{\text{Se}}$; m_{Hg} , m_{Mn} , m_{Te} , m_{Se} — молекулярные массы Hg, Mn, Te, Se соответственно], x — содержание Mn, y — содержание Se, θ — парамагнитная температура Кюри-Вейсса. В помощь равенства (2) из наклона прямолинейных участков зависимости $\chi_{\text{Mn}}^{-1}(T)$ мы определили содержание марганца x_{mag} в исследованных образцах (см. таблицу).

Авторы работы [3] в рамках высокотемпературного приближения ($k_B T \gg E_{\text{ex}}$, где E_{ex} — энергия обменного взаимодействия магнитных ионов) получили следующее выражение для величины θ :

$$\theta(x) = -(2/3)xS(S+1) \sum_p J_p z_p / k_B = \theta_0 x. \quad (3)$$

Здесь J_p — интеграл обменного взаимодействия для пары соседей, z_p — число катионных состояний в p -координационной сфере. Константа θ_0 соответствует предельной величине $\theta(x)$ для гипотетического магнитного полупроводника с $x = 1$ и структурой полупроводников типа $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$.

Выражение (3) позволяет определить величину обменного интеграла (J_1) пары соседей в первой координационной сфере ($z = 12$):

$$2J_1/k_B = 3\theta_0/zS(S+1). \quad (4)$$

Экстраполяция прямолинейных участков $\chi_{\text{Mn}}^{-1}(T)$ на рис. 1 к нулю дает значение θ для каждого образца (см. таблицу). Зависимость $\theta(x)$ приведена на рис. 2. Экстраполяция этой зависимости к $x = 1$ дает

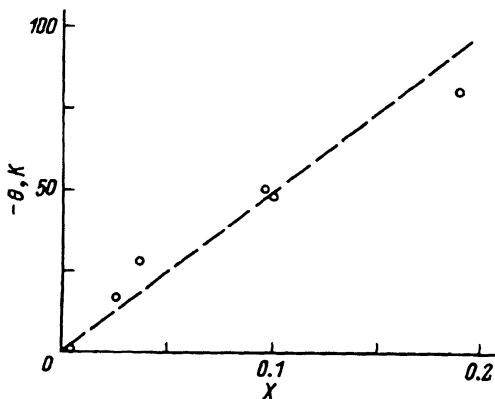


Рис. 2. Зависимость температуры Кюри-Вейсса θ от содержания марганца x .

Параметры исследованных образцов $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$

Образец	y	x_{mag}	θ , К	x_H	ϵ_g , мэВ	n , 10^{14} $см^{-3}$	μ_e , 10^4 $см^2/В \cdot с$	p , 10^{17} $см^{-3}$	μ_p , $см^2/В \cdot с$	T_{exp} , К	$\mu_{max} = R_H/\rho$, $см^2/В \cdot с$
1	0.01	—	—	—	—	—	—	30	120	4.2	180
2	0.01	0.004	-0.6	—	—	—	—	40	70	4.2	165
3	0.01	0.026	-17	—	—	6.3	2.6	13	145	17	810
4	0.01	0.037	-28	—	—	2.8	1.5	5	390	10	1500
5	0.05	0.098	-50	0.08	110	1.4	10	1.8	790	10	3500
6	0.01	0.101	-48	0.08	110	10	2.3	1.2	960	12	3800
7	0.01	0.18	-80	0.095	150	2.3	10	1.2	770	20	3600

Примечание. Температура измерения T_{exp} относится к данным по концентрации дырок p и их подвижности μ_p .

$\theta_0 = 510$ К. Подставляя найденное таким образом значение θ_0 в выражение (4), мы нашли значение обменного интеграла $J_1/k_B = 7.3$ К. Полученная нами величина обменного взаимодействия между ближайшими соседями для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ находится в хорошем согласии со значениями констант обменного взаимодействия, найденных тем же методом для HgMnTe $J_1/k_B = 7$ [4], $J_1/k_B = 8$ [5] и для HgMnSe $J_1/k_B = 8$ [6].

3. Гальваномагнитные свойства

На тех же образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ приведены измерения поперечного $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ и продольного $\Delta\rho_{zz}/\rho_0$ магнитосопротивлений, а также коэффициента Холла R_H в магнитных полях $0 \leq H \leq 54$ кЭ при температурах $1.3 \leq T \leq 300$ К. Параметры исследованных образцов, полученные из гальваномагнитных измерений, приведены в таблице. Образцы 1-4 с $x < 0.07$ являются бесщелевыми полупроводниками, а образцы 5-7 — полупроводниками с узкой запрещенной зоной. Концентрации электронов n и их подвижности μ_e были оценены из зависимости $R_H(H)$ и холловского напряжения $V_H(H)$ при $T \leq 4.2$ К, а концентрации дырок p и их подвижности μ_p из тех же зависимостей при температурах $T \simeq (10-20)$ К, когда вклад дырок в эффект Холла и проводимость становятся максимальными. Приведены также подвижности дырок μ_p при $T \simeq 1.4$ К в магнитных полях $H \gtrsim 10$ кЭ, где $\mu_p = R_H/\rho$ достигает наибольших величин. Ширина запрещенной щели ϵ_g и содержание марганца x для узкощелевых кристаллов были оценены с помощью графиков работы [7] для собственной концентрации электронов при $T \simeq 300$ К. Обратим внимание на существенное различие в оценках содержания Mn в образце 7, полученных из измерений магнитной восприимчивости ($x_{\text{mag}} = 0.18 \pm 0.01$) и из эффекта Холла ($x_H = 0.095 \pm 0.005$). Так как значение x_H получено из величины щели ϵ_g , то это оценка концентрации тех ионов Mn, которые замещают Hg в катионной подрешетке и образуют твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$. С другой стороны, вклад в магнитную восприимчивость определяется всеми атомами Mn, находящимися в веществе (в том числе в междоузлиях, кластерах и т.д.).

Анализируя температурные зависимости коэффициента Холла в слабом магнитном поле R_0 для ряда исследованных образцов, представленные на рис. 3, можно отметить следующие особенности. Образцы 1 и 2, для которых зависимости $R_0(T)$ примерно одинаковы, характеризуются большой концентрацией дырок ($p \simeq 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³), и поведение кинетических коэффициентов в этих образцах при низких температурах целиком определяется дырками. Для всех остальных образцов, как бесщелевых (образцы 3, 4), так и узкощелевых (образцы 5-7), коэффициент Холла R_0 отрицателен при низких температурах, несмотря на то что концентрация дырок p в образцах больше концентраций электронов n на два и более порядков. С ростом температуры наблюдается двойная инверсия знака Холла (образцы 3-5) или глубокий провал на зависимостях $R_0(T)$ (образцы 6-7). При более высоких температурах ($T > 40$ К) в процесс проводимости включаются собственные электроны, знак коэффициента Холла отрицателен, R_0 проходит через экстремум при $\sigma_n = \sigma_p$, а затем в области собственной проводимости $|R_0|$ убывает.

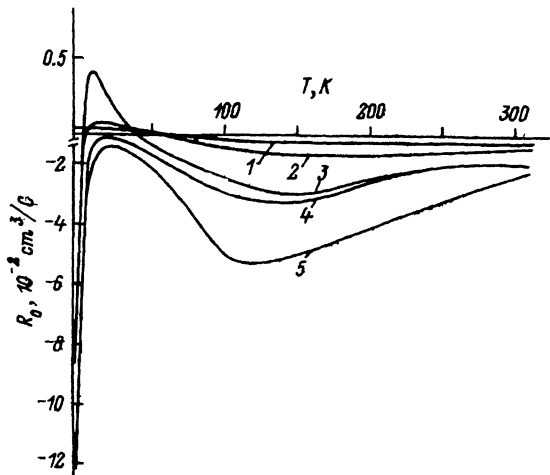


Рис. 3. Зависимости коэффициента Холла в слабом магнитном поле R_0 от температуры T . Образцы: 1 — 1, 2 — 4, 3 — 5, 4 — 6, 5 — 7.

Электронный вклад в проводимость узкощелевого полупроводника p -типа с $\varepsilon_g \gtrsim 100$ мэВ при гелиевых температурах невозможно объяснить в рамках обычных представлений о проводимости однородного полупроводника. В бесщелевом полупроводнике, вообще говоря, существование такого электронного вклада возможно, так как даже в образце p -типа при не слишком большой концентрации акцепторов N_A уровень Ферми ε_F при низких T может лежать в зоне проводимости (на акцепторном уровне) [8]. Однако наблюдаемые в образцах 3, 4 подвижности $\mu_e \sim 10^4$ см²/В·с слишком малы для электронов зоны проводимости. Можно предположить, что причина возникновения низкотемпературного электронного вклада для бесщелевых и узкощелевых полупроводников является одной и той же. Вклад в проводимость низкоподвижных («тяжелых») электронов, приводящий к подобного рода аномалиям температурной зависимости $R_0(T)$, многократно наблюдался на образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и существование его объяснялось с помощью нескольких различающихся моделей [8–11]. Общепринятыми в настоящее время являются следующие две модели: влияние инверсных слоев n -типа на поверхности полупроводника p -типа [9,10] и проводимость в образцах p -типа по непрерывному (связному) кластеру n -типа [11].

Чтобы убедиться, существенно ли влияние поверхностного инверсного слоя на проводимость в исследованных нами кристаллах, мы провели на образцах 3 и 6 повторную шлифовку и травление поверхности образцов. При измерениях на свежетравленных образцах мы не наблюдали существенных изменений в поведении коэффициента Холла и магнитосопротивления. На образце 6 мы обнаружили осцилляции Шубникова-де-Гааза (ОШГ) как на поперечном $\Delta\rho_{xx}/\rho$, так и на продольном $\Delta\rho_{zz}/\rho$ магнитосопротивлениях, а также на коэффициенте Холла $R_H(H)$. Положение осцилляционных максимумов ОШГ после повторной обработки поверхности образцов не изменилось. Существование ОШГ на $\Delta\rho_{zz}(H)/\rho$, а также независимость поведения кинетических коэффициентов от способа обработки поверхности образцов свидетельствуют о неприменимости первой модели для объяснения аномалий температурных зависимостей $R_0(t)$ в наших образцах.

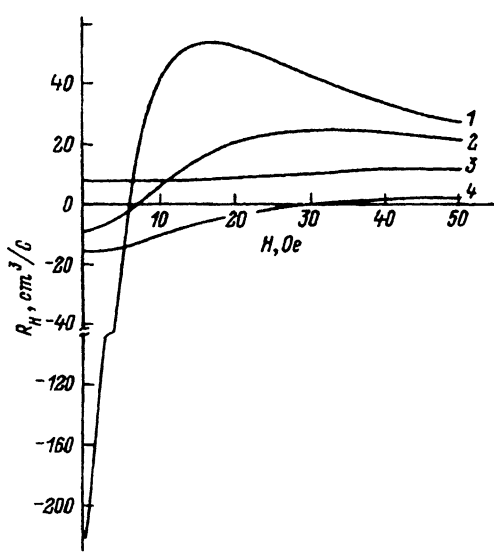


Рис. 4. Зависимости коэффициента Холла R_H от магнитного поля H для образца 4 при температурах T , К: 1 — 1.42, 2 — 4.2, 3 — 10, 4 — 69.

Вероятнее всего, для объяснения поведения $R_0(T)$ в исследованных кристаллах HgMnTeSe подходит вторая модель, предполагающая существование в дырочном материале кластеров n -типа, располагающихся вдоль границ дислокаций, по которым осуществляется перенос заряда через образец [11]. При гелиевых температурах, когда концентрация дырок и проводимость p -областей малы, проводимость по образцу происходит по областям n -типа, образующим непрерывный (связный) кластер. С повышением температуры растет концентрация валентных дырок в p -областях, которые при определенной температуре начинают играть главную роль в проводимости и определяют положительный знак коэффициента Холла.

Необходимо заметить, что кристаллы HgMnTe обычно являются более совершенными, чем кристаллы HgCdTe , и для них не характерны аномалии поведения кинетических коэффициентов, присущие HgCdTe . Поэтому можно предположить, что наблюдаемые у исследованных образцов HgMnTeSe аномалии $R_0(T)$ связаны именно с введением Se в решетку, так как кристаллы HgMnSe обладают проводимостью n -типа. Мы думаем, что образование электронных кластеров в кристаллах HgMnTeSe может происходить в процессе их синтеза, когда происходит сплавление p - HgMnTe и n - HgMnSe .

На рис. 4 представлены типичные для исследованных образцов 3–7 зависимости коэффициента Холла от магнитного поля $R_H(H)$ для нескольких температур. При низких температурах R_H с ростом H меняет знак с отрицательного на положительный, достигает максимума при $H_{\max} \simeq (10-20)$ кЭ, а затем уменьшается и стремится к насыщению. При $T \simeq (10-20)$ К R_H с ростом поля меняется слабо и остается положительным практически во всем интервале магнитных полей. С дальнейшим ростом температуры в образцах появляются собственные носители и в зависимости $R_H(H)$ вновь появляется электронная составляющая.

Значения μ_p в образцах 3–7, определяемые как отношение R_H/ρ при $H = H_{\max}$ (см. таблицу), по порядку величины близки к подвижно-

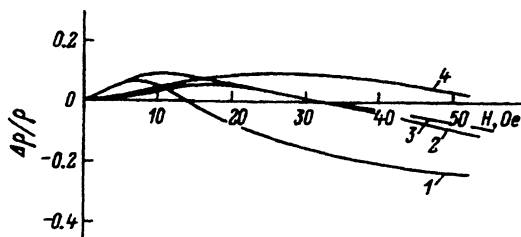


Рис. 5. Зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (1, 2 — поперечного; 3, 4 — продольного) от магнитного поля H для образца 4. T, K : 1, 3 — 1.43; 2, 4 — 4.2.

стям валентных дырок кристаллов $HgMnTe$ с соответствующими концентрациями акцепторов. Естественно поэтому убывание $R_H(H)$ при $H > H_{max}$ связать с эффектом «вскипания» дырок, характерным для полумагнитных полупроводников (см. например, [12–14]). Рост концентрации дырок валентной зоны обусловлен при этом либо уменьшением энергии активации акцепторов [12], либо разрушением состояний связанного магнитного полярона [13]. Из рис. 4 видно, что в области дырочной проводимости R_H убывает с ростом температуры, т.е. концентрация дырок растет с ростом T . Этот факт, а также то, что в наших образцах концентрация акцепторов $N_A \gtrsim N_{cr}$ — концентрации перехода Мотта–Андерсона ($N_{cr} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [8]), является аргументом в пользу существования состояний связанного магнитного полярона. Разрушением состояний связанного магнитного полярона можно объяснить увеличение концентрации дырок как с ростом магнитного поля, так и с ростом температуры [13].

В слабых магнитных полях при $T \lesssim 4.2 \text{ K}$ в бесщелевых образцах 3 и 4 коэффициент Холла отрицателен. В работе [13] для образцов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с близкими значениями x и аналогичными концентрациями акцепторов $N_A \simeq (3-10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ коэффициент Холла R_H не имеет электронной составляющей при гелиевых температурах. Как уже упоминалось выше, по аналогии с узкощелевыми кристаллами мы полагаем, что и в бесщелевых кристаллах $HgMnTeSe$ проявляются электронные кластеры, формирующиеся вдоль границ дислокаций.

Для образцов 1, 2 с наименьшим содержанием Mn и большой концентрацией дырок [$p \simeq (3-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$] коэффициент Холла во всей области магнитных полей остается положительным.

На рис. 5 приведены зависимости $\Delta\rho_{xx}(H)/\rho$ и $\Delta\rho_{zz}(H)/\rho$ при гелиевых температурах для образца 4. На начальном участке магнитных полей продольное и поперечное магнитосопротивления несколько возрастают, далее в полях $H \gtrsim 10 \text{ кЭ}$, где, судя по эффекту Холла, основную роль в проводимости начинают играть дырки, магнитосопротивление уменьшается и становится отрицательным.

На рис. 6 приведены зависимости $\Delta\rho_{xx}(H)/\rho$ и $\Delta\rho_{zz}(H)/\rho$ для узкощелевого образца 7 с максимальным содержанием Mn. Резкий рост поперечного магнитосопротивления, предшествующий максимуму при $H \simeq 10 \text{ кЭ}$, связан с исчезновением электронного вклада из-за ларморовского закручивания электронов. Затем следует резкое падение $\Delta\rho_{xx}$ и переход к отрицательным значениям $\Delta\rho_{xx}$. Продольное магнитосопротивление уменьшается по величине и отрицательно во всем интервале магнитных полей. Величина отрицательного магнитосопротивления растет от образца к образцу по мере увеличения содержа-

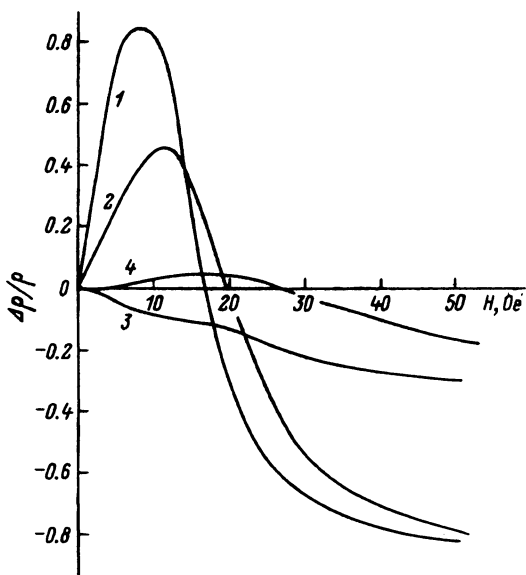


Рис. 6. Зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ (1, 2 — поперечного; 3, 4 — продольного) от магнитного поля для образца 7. T, K : 1, 3 — 2.3; 2, 4 — 4.2

ния Mn, что естественно связать с усилением роли обменных эффектов. Действительно, падение магнитосопротивления в исследованных образцах несомненно связано с характерным именно для полумагнитных полупроводников ростом концентрации дырок в магнитном поле (эффектом вскипания дырок), так как величина $\mu_p = R_H/\rho$ в рассматриваемой области магнитных полей слабо зависит от H .

Анализируя рис. 5 и 6, можно видеть, что в области дырочной проводимости наблюдается аномальное соотношение поперечного и продольного магнитосопротивлений, а именно $\Delta\rho_{zz} > \Delta\rho_{xx}$. Подобное соотношение $\Delta\rho_{xx}(H)$ и $\Delta\rho_{zz}(H)$ было обнаружено нами и для других исследованных образцов, кроме образцов 1 и 2 с минимальным содержанием Mn. Отношение $\Delta\rho_{zz}/\Delta\rho_{xx}$ растет с увеличением содержания Mn и для образца 7 достигает значения $\Delta\rho_{zz}/\Delta\rho_{xx} \approx 4$ при $T = 4.2 K$ и $H = 52 k\text{Э}$. В образце 3 с небольшим содержанием Mn аномальное соотношение $\Delta\rho_{zz} > \Delta\rho_{xx}$ наблюдается лишь в интервале $5 \lesssim H \lesssim 35 k\text{Э}$, а в достаточно больших полях $H \gtrsim 35 k\text{Э}$ соотношение становится обычным $\Delta\rho_{xx} > \Delta\rho_{zz}$.

Аномальная анизотропия магнитосопротивления для бесщелевых полупроводников $HgMnTe$ с концентрациями акцепторов $N_A \sim \sim (10^{17} \div 10^{18}) \text{ см}^{-3}$ и большими подвижностями дырок $\mu_p \sim \sim (10^3 \div 10^4) \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$ наблюдалась ранее [13,14] и для случая проводимости по валентной зоне объяснялась следующим образом [14]. В бесщелевых и узкощелевых полумагнитных полупроводниках влияние обменного взаимодействия типа $p-d$ приводит к тому, что в квантующих магнитных полях верхний уровень Ландау валентной зоны (b_{-1}) отделен от остальных уровней энергетическим зазором $2B$, где B — обменная добавка к энергии зон Γ_8 , пропорциональная намагниченности. В результате условие достижения квантового предела в полумагнитном полупроводнике приобретает вид $\varepsilon_F \leq 2B$ вместо обычного неравенства $\varepsilon_F \leq \hbar\omega_p$ (ε_F — энергия Ферми, ω_p — циклотронная энергия дырок). В исследованных полумагнитных полупроводниках в широкой

области магнитных полей $B \gg \hbar\omega_p$ и квантовый предел достигается в условиях, когда $\varepsilon_F \gg \hbar\omega_p$. Именно это необычное соотношение между кинетической и циклотронной энергиями дырок и обуславливает аномальную анизотропию магнитосопротивления, так как, согласно [15], в квантовом пределе $\Delta\rho_{zz}/\Delta\rho_{xx} \sim \varepsilon_F/\hbar\omega_p$. С этой точки зрения понятно также усиление этого эффекта с ростом содержания Mn, т.е. с возрастанием величины обменной добавки B .

4. Выводы

Исследование свойств твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ с $0.004 \leq x \leq 0.18$ и $y = 0.01$ и 0.05 позволило определить магнитные и кинетические параметры этого вещества, представленные в таблице. Параметры θ_0 и J_1 , полученные из измерений магнитной восприимчивости, достаточно хорошо соответствуют их значениям в образцах HgMnTe . По своим кинетическим свойствам исследованные образцы также близки к образцам HgMnTe — все они обладают проводимостью p -типа с концентрацией акцепторов $N_A = (10^{17} \div 3 \cdot 10^{18}) \text{ см}^{-3}$. Роль Se выражается, по-видимому, во введении в решетку дополнительных дефектов донорного типа, которые адсорбируются по сетке дислокаций и приводят к появлению эффектов, характерных для образцов p - HgCdTe (аномальный электронный вклад при гелиевых температурах).

Проявлению этих эффектов в исследованных образцах способствует то, что при $H = 0$ и $T \lesssim 4.2$ К большая часть дырок находится в состояниях связанного магнитного полярона, что существенно уменьшает проводимость объема p -областей. С ростом поля или температуры происходит разрушение магнитного полярона и концентрация дырок возрастает. В магнитных полях $H \geq 10$ кЭ при $T \lesssim 4.2$ К и во всем интервале магнитных полей при $T = (10 \div 15)$ К процессы переноса полностью определяются вкладом дырок валентной зоны. При этом наблюдаются все эффекты, обусловленные влиянием обменного p - d -взаимодействия и характерные для полумагнитных полупроводников p -типа: эффект вскипания дырок в магнитном поле, связанный с ним эффект отрицательного магнитосопротивления, аномальное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений. Набор образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ различных составов позволил наблюдать закономерный процесс усиления обменных эффектов по мере роста содержания Mn. Нужно отметить, что в полумагнитных полупроводниках с узкой запрещенной зоной эффекты, связанные с разрушением состояний связанного магнитного полярона, и аномальное отношение $\Delta\rho_{zz}/\Delta\rho_{xx}$ для проводимости высокоподвижных дырок валентной зоны ранее исследованы не были.

Таким образом, исследование свойств синтезированных кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ показало, что они являются достаточно совершенными полумагнитными полупроводниками, однако заметного эффекта взаимной компенсации дефектов акцепторного и донорного типа за счет введения Se в кристаллическую решетку достичь не удалось.

Авторы выражают благодарность И.М. Цидильковскому за внимание к работе и полезное обсуждение результатов.

- [1] Н.П. Гавалешко, П.Д. Марьянчук, А.М. Падалко. Изв. вузов СССР. Физика, № 4, 60 (1991).
- [2] В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец, В.М. Мельников, В.К. Огородников. ФТТ, 11, 2563 (1969).
- [3] J. Spalek, A. Lewicki, Z. Tarnwski, J.K. Furdyna, R.R. Galazka, Z. Obuszko. Phys. Rev. B, 33, 3407 (1986).
- [4] S. Nagata, R.R. Galazka, D.P. Mullin, H. Akbarzadeh, G.D. Khattak, J.K. Furdyna, C. Domb, N.M. Dalton. Proc. Phys. Soc., 89, 859 (1966).
- [5] M. Jaczynski, J. Kossut, R.R. Galazka. Phys. St. Sol. (b), 88, 73 (1978).
- [6] A. Pajaczkowska, R. Pauthenet. J. Magn. Mater., 10, 111 (1977).
- [7] A. Rogalski, K. Jozwikowski. Phys. St. Sol. (a), 122, K39 (1990).
- [8] I.M. Tsidilkovski, G.I. Harus, N.G. Shelushinina. Adv. Phys., 34, 43 (1985).
- [9] W. Scott, R.J. Hager. J. Appl. Phys., 42, 1803 (1971).
- [10] G.A. Antcliffe, R.T. Bate, R.A. Reynolds. J. Phys. Chem. Sol., 32, Suppl. 1, 499 (1971).
- [11] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корниш, В.И. Петриков. ФТП, 18, 201 (1984).
- [12] J. Mycielski. Proc. Int. Conf. High Magnetic Fields Semicond. Phys. (Grenoble, 1982) P. 431.
- [13] А.В. Германенко, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТТ, 27, 1857 (1985).
- [14] 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. Шелушинина, И.Н. Горбатюк, И.М. Раренко. ФТП, 20, 1970 (1986).
- [15] E. Adams, T. Holstein. J. Phys. Chem. Sol., 10, 254 (1959).

Редактор Т.А. Полянская

Magnetic Susceptibility and Galvanomagnetic Properties of Semi-Magnetic Semiconductor $Hg_{1-z}Mn_zTe_{1-y}Se_y$

K.R. Krylov, N.K. Lerinman, A.I. Ponomarev, L.D. Sabirzyanova, N.G. Shelushinina, N.P. Gavaleshko, and P.O. Maryanchik

Institute of Physics of Metals of the Urals Branch of the Russian Academy of Sciences, 620219, Yekaterinburg, Russia

