

**ВЛИЯНИЕ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА
В ПОЛУМАГНИТНЫХ
ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$**

Беляев А. Е., Гавалешко Н. Н., Кривень С. И.,
Мазур Ю. И., Шевченко Н. В.

Исследованы поперечное магнитосопротивление и эффект Холла в четырехкомпонентных полумагнитных твердых растворах $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$ ($x=0.1$, $y=0.02-0.04$). Обнаружено влияние обменного взаимодействия на величину и характер спинового расщепления уровней Ландау. Определена константа N_0 $\alpha=0.36$ эВ для $s-d$ -обменного взаимодействия. Показано, что в узкозонных полупроводниках необходимо учитывать подмешивание p -функций к s -функциям электронов зоны проводимости.

Магнитосмешанные полупроводники (МСП) благодаря своим уникальным физическим свойствам вызывают повышенный интерес. Однако к настоящему времени достаточно хорошо изучены только тройные твердые растворы ($HgMnTe$, $HgMnSe$ и др.), тогда как четверные соединения (например, $HgCdMnTe$, $HgCdMnSe$) практически не исследованы [1, 2], хотя их возможности представляются более широкими. Это следует из того, что можно получать образцы с требуемой шириной запрещенной зоны и в то же время изменять магнитные свойства содержанием магнитной компоненты.

В данной работе представлены результаты измерений магнитопольевых зависимостей удельного сопротивления $\rho(H)$ и коэффициента Холла $R_x(H)$ на образцах $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$ ($x=0.1$, $y=0.02-0.04$) n -типа, на которых при гелиевых температурах в квантовой области магнитных полей отчетливо наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза (ШГ).

Образцы вырезались из монокристаллов твердых растворов $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$, выращенных модифицированным методом Бриджмена. Концентрация свободных носителей заряда изменялась с помощью термоотжига в парах компонентов. Содержание компонент в твердом растворе определялось по данным рентгеновского микроанализа, из которых следует также, что при $y \leq 0.05$ распределение Mn по площади пластин было однородным в пределах ± 0.002 .

№ образца	x	y	E_g , мэВ	$\frac{m_n^*}{m_0} \cdot 10^{-3}$	m_F^*/m_n^*	$n_X \cdot 10^{-17}$, см ⁻³	$n_{ШГ} \cdot 10^{-17}$, см ⁻³	$\mu_s \cdot 10^{-4}$, см ² /В · с	g_0	E_F , мэВ
1	0.1	0.02	59	6.6	2.42	1.74	1.9	8.7	-44	42
2	0.1	0.02	59	6.6	2.01	0.97	0.93	12	-55	30
3	0.1	0.04	124.8	14.5	1.57	3.38	3.22	0.9	-26	36
4	0.1	0.04	124.8	14.5	1.38	2.7	1.56	1.6	-31	24

Параметры исследованных образцов представлены в таблице. Значения E_g , m_n^* рассчитывались по данным работы [1], n_X и $n_{ШГ}$ — соответственно концентрации свободных носителей, определенные из эффекта Холла и по периоду осцилляций ШГ. При вычислениях E_F , m_F^* использовались значения $n_{ШГ}$.

Магнитополевые зависимости $\rho(H)$ и $R_X(H)$ представлены на рис. 1 ($y=0.02$) и 2 ($y=0.04$), из которых видно, что изменение концентрации Mn существенно меняет картину осцилляций ШГ, что в свою очередь обусловлено обменным взаимодействием свободных носителей с $3d^5$ -электронами ионов Mn^{2+} . В результате этого в магнитном поле $H \parallel Oz$ спиновое расщепление электронов будет определяться эффективным g -фактором:

$$g_{\text{eff}} = g_0 + g_{\text{ch}} = g_0 - N_0 a y \langle S_z \rangle / \mu_B H. \quad (1)$$

Вклад g_0 в g_{eff} определяется зонными параметрами МСП, тогда как g_{ch} обусловлен носитель-ионным обменным взаимодействием, N_0 — число катионов в еди-

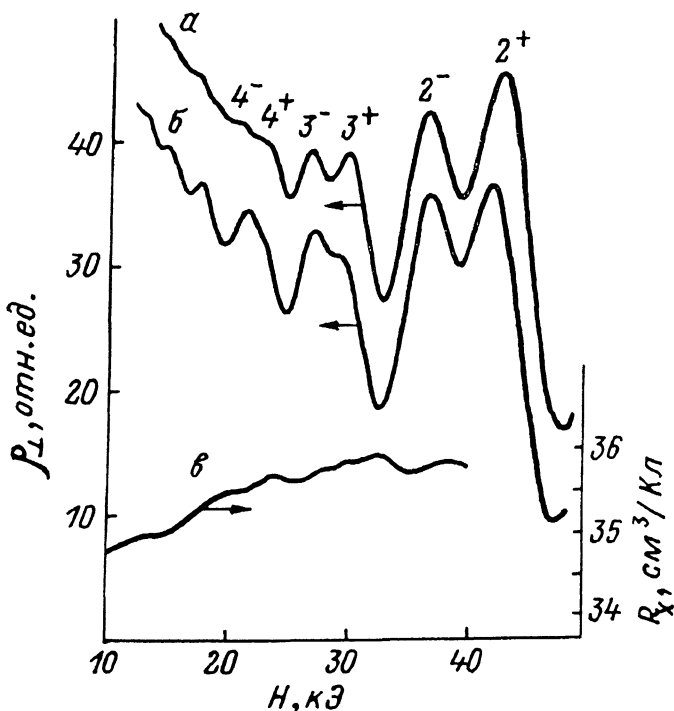


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ (а, б) и коэффициента Холла R_X (в) от магнитного поля для образца 1.

Т, К: а — 1.6, б, в — 4.2.

нице объема, a — s - d -обменный интеграл (знак a выбирается таким образом, чтобы $a > 0$ соответствовал ферромагнитному взаимодействию), $\langle S_z \rangle$ — термодинамически среднее значение z -компоненты спина Mn, y — концентрация ионов Mn, μ_B — магнетон Бора.

Концентрация свободных носителей заряда в исследуемых образцах была достаточно высокой, что не позволило нам наблюдать всю осцилляционную картину в экспериментально доступных магнитных полях, а лишь осцилляции с большими номерами уровней Ландау. Однако даже из этих зависимостей видно, что при $y=0.02$ наблюдается уменьшенное обменное взаимодействие — спиновое расщепление уровней Ландау, а при $y=0.04$ — подавление спиновых расщеплений. Подобные изменения g_{eff} соответствуют общим представлениям о вкладе носитель-ионного обменного взаимодействия в спиновые расщепления уровней Ландау.

Мы попытались оценить значения обменных констант, приводящих к наблюдаемым эффектам. При наличии спинового расщепления (рис. 1, образец 1) величину g_{eff} можно определить, используя выражение [3]

$$H_N^{\pm} = \frac{\hbar c}{e} (\sqrt{2} \pi^2 n)^{2/3} \left[\sum_{k \geq 0, \mp 2\gamma}^N \left(\sqrt{k} + \sqrt{k \pm 2\gamma} + 0.535 \sqrt{\frac{k_0 T}{\hbar \omega_c}} \right) \right]^{-2/3}, \quad (2)$$

где N — номер уровня Ландау, n и m^* — концентрация и эффективная масса электронов, $\omega_c = eH/m^*c$, $\gamma = g_{\text{eff}} m^*/m_0$, знаки «+» и «-» соответствуют различным проекциям спинов. При отсутствии расщепления (рис. 2, образец 3) использование (2) для определения g_{eff} может привести к заметным ошибкам, и для корректных вычислений следовало бы пользоваться методикой, предложенной в [4].

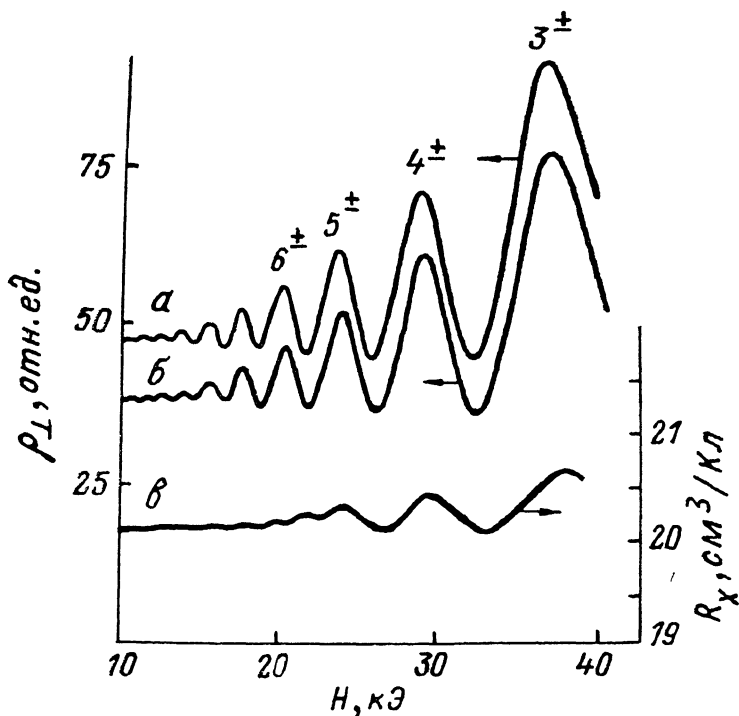


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления ρ (а, б) и коэффициента Холла R_H (в) от магнитного поля для образца 3.

T , К: а — 1.6, б, в — 4.2.

Тем не менее, используя условие $|g_{\text{eff}}| \mu_B H_N \leq k_0 T$, можно оценить пределы изменения $|g_{\text{eff}}|$, при которых не наблюдается заметных изменений формы осцилляционных максимумов и их положения с понижением температуры от 4.2 до 1.6 К. В дальнейшем для образца 3 мы принимали $g_{\text{eff}} \approx 0$.

Для определения обменного вклада необходимо вычислить $\langle S_z \rangle$. Выражение для $\langle S_z \rangle$ может быть записано в «высокотемпературном» разложении:

$$\langle S_z \rangle = - \frac{S_0 (S + 1)}{3} \left[\frac{2\mu_B H}{k(T + T_0)} \right]. \quad (3)$$

Данная аппроксимация, как показал расчет для $S = 5/2$, справедлива, если выражение в квадратных скобках не превышает 0.4. S_0 и T_0 являются эмпирическими параметрами, которые определяются из сопоставления (3) с экспериментальной зависимостью $\chi^{-1}(T)$. Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости χ исследуемых образцов проведены методом Фарадея в магнитном поле $H \approx 3$ кЭ (рис. 3). Обработывались экспериментальные результаты в предположении, что измеренная величина

$$\chi = \chi_{\text{latt}} + \chi_s + \chi_{\text{Mn}}, \quad (4)$$

где χ_{latt} — диамагнитный вклад кристаллической решетки, создаваемый атомами компонентов (для Mn без вклада $3d$ -электронов), который выбирался равным $\chi_{\text{latt}} = \chi_{\text{HgCdSe}} = -0.335 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$ [5], χ_c — вклад свободных носителей заряда, который для концентрации $\approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ не превышает $|0.1\chi_{\text{latt}}|$ [6], вследствие чего в дальнейшем им пренебрегали, χ_{Mn} — вклад электронов незаполненных внутренних d -оболочек ионов Mn:

$$\chi_{\text{Mn}} = \frac{yN_A\mu_{\text{eff}}}{3M_0k_0(T + \Theta)}. \quad (5)$$

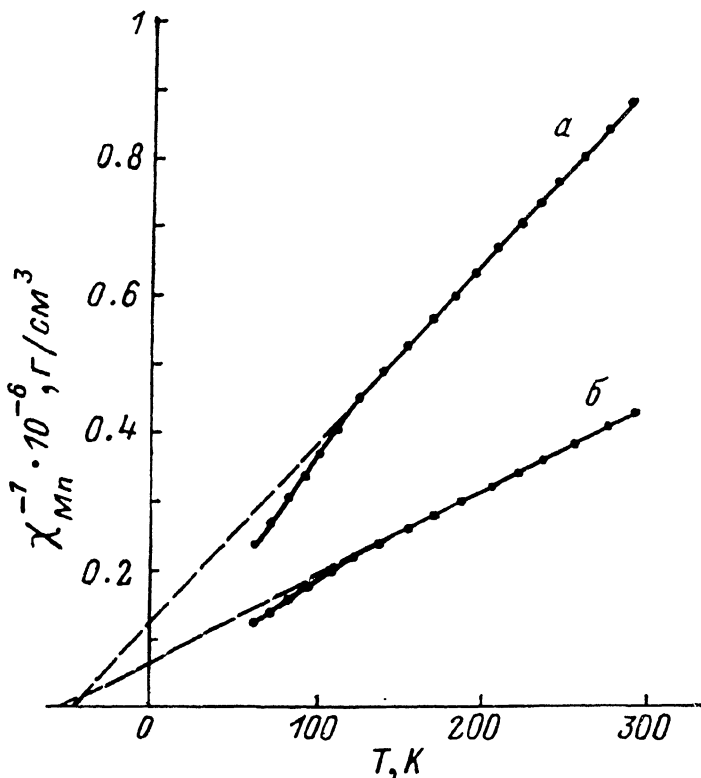


Рис. 3. Температурная зависимость величины обратной магнитной восприимчивости ионов Mn χ_{Mn}^{-1} образцов 1 (а) и 3 (б).

В выражении (5) N_A — число Авогадро, μ_{eff} — эффективный магнитный момент на атом Mn, M_0 — молекулярный вес $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$, Θ — температура Кюри. Как видно из рис. 3, характеристическая температура Θ отрицательна ($|\Theta| = 44 \text{ К}$ для $y = 0.02$ и $|\Theta| = 52 \text{ К}$ для $y = 0.04$). Наличие отличной от нуля Θ свидетельствует о появлении обменного взаимодействия между ионами марганца, а отрицательный знак Θ указывает на антиферромагнитный характер этого взаимодействия. При низких температурах зависимость $\chi^{-1}(T)$ отклоняется от линейной. Низкотемпературный участок также может быть описан выражением (5), однако со своими Θ_H и y_H . В нашем случае $\Theta_H \approx 0$, $y_H < y$. Такое поведение восприимчивости может быть объяснено в рамках модели, в которой предполагается образование «элементарных» магнитных кластеров, состоящих из нескольких близко расположенных ионов Mn^{2+} [7]. Обсуждение результатов по магнитной восприимчивости и оценка вкладов различных механизмов обменного взаимодействия представляют самостоятельный интерес и не входят в задачу данной работы, поэтому мы не будем на них детально останавливаться. Отметим лишь, что с помощью зависимости $\chi_{\text{Mn}}^{-1} = f(T)$, используя стандартные соотношения между концентрацией ионов Mn, намагниченностью M и $\langle S_z \rangle$, мы определили $\langle S_z \rangle$ для исследуемых образцов и тем самым вычислили обменный вклад в g_{eff} .

Для образца 3 в предположении $g_{\text{eff}} \approx 0$ использование $N_0\alpha = 0.36$ эВ удовлетворительно описывает экспериментальные данные с учетом возможных ошибок в определении состава (и соответственно E_g , g_0) и g_{eff} . Следует отметить, что это значение достаточно хорошо согласуется с имеющимися в литературе данными для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [4, 8] и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [8, 9]. При этом для описания температурной зависимости g_{eff} в выражении (3) были использованы следующие параметры: $S_0 = 1.4$, $T_0 = 16$ К. Величина S_0 согласуется как с имеющимися в литературе данными для такой концентрации Mn в различных матрицах, так и с аналитически рассчитанной по вероятности образования магнитных кластеров различной конфигурации в предположении хаотического распределения ионов Mn^{2+} в подрешетке. Что же касается T_0 , то ее величина существенно выше, чем, например, для CdMnTe [10]. Однако следует иметь в виду, что в нашем случае и Θ достаточно велика. Поскольку T_0 характеризует прямое взаимодействие локализованных спинов, для обсуждения ее величины необходимо знать механизм этого взаимодействия, что требует дополнительного исследования.

Анализ результатов, полученных на образце 1, показывает, что для удовлетворительного согласия с экспериментом требуется уменьшить $N_0\alpha$ в 1.5—2 раза. На наш взгляд, это может быть связано с подмешиванием p -подобных волновых функций к s -подобным волновым функциям электронов зоны проводимости. Обменный вклад в g_{eff} (1) должен учитываться в выражении

$$\frac{N_0(f_1; a + f_2\beta)y \langle S_z \rangle}{\mu_B H}, \quad (6)$$

где β — p — d -обменный интеграл, f_1 , f_2 — функции от коэффициентов a , b , c , появляющихся в обобщенной модели Кейна при учете в сферическом приближении вклада удаленных зон. Величина a определяет вклад базисных функций S -типа в волновую функцию зоны проводимости, b и c — вклады различных компонент p -подобных базисных функций. Значения a , b , c приведены в [11]. Такое подмешивание может оказаться для образца 1 существенным (до 20—25 %), если учесть малость E_g (59 мэВ) ¹ и большую величину волнового вектора носителей тока $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3} \approx 2 \cdot 10^6$ см⁻¹. В пользу этого предположения свидетельствует также температурная зависимость величины спинового расщепления. Как видно из рис. 1, с понижением температуры спиновое расщепление ($\Delta E_N = E_N^+ - E_N^-$) несколько увеличивается (например, $\Delta E_2^{1.6 \text{ К}} - \Delta E_2^{4.2 \text{ К}} \approx 0.3$ мэВ). Для чистого s — d -обменного взаимодействия при указанном расположении спиновых подуровней Ландау спиновое расщепление с понижением температуры должно уменьшаться. На наш взгляд, лишь подмешивание p — d -обмена может привести к обсуждаемому экспериментальному факту.

В заключение следует отметить, что, так же как и соединения $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с положительной E_g [12], исследуемые четверные соединения $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$ не проявляют заметной зависимости положения осцилляционных пиков от температуры. В то же время в отличие от тройных соединений $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [8, 9, 13] в $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$ мы не наблюдали при понижении температуры немонотонного изменения амплитуд осцилляционных пиков.

Авторы выражают благодарность В. И. Шеке и Л. С. Хазану за обсуждение результатов настоящей работы и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Гавалешко Н. Н., Кривень С. И., Мазур Ю. И., Паранчич С. Ю., Сизов Ф. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 943—946.
- [2] Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Мионов К. Е., Мовилэ В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1258—1261.
- [3] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 317 с.
- [4] Веляев А. Е., Городничий О. П., Семенов Ю. Г., Шевченко Н. В., Бондарук О. А., Паренко И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 335—338.
- [5] Spalek J., Lewicki A., Taranawski Z., Furdyna T. K., Galazka R. R., Obuszko Z. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 5. P. 3407.

¹ Изменение g , связанное с указанным фактом, незначительное, и мы пренебрегаем им.

- [6] Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Мельник В. М., Огородников В. К. // ФТП. 1969. Т. 11. В. 9. С. 2563—2567.
- [7] Bastard G., Lewiner C. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 8. P. 1469.
- [8] Dobrovolska M., Dobrovolski W., Otto H., Dietl T., Galazka R. R. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49 (Suppl. A). P. 815.
- [9] Byszewski P., Cieplak M. Z., Mongizd-Gorska A. // J. Phys. C. 1980. V. 13. P. 5383.
- [10] Gaj J. A., Planel R., Fishman G. // Sol. St. Commun. 1979. V. 29. N 5. P. 435.
- [11] Szymanska W., Dietl T. // J. Phys. Chem. Sol. 1978. V. 39. P. 1025.
- [12] Takeyama S., Narita S. // Sol. St. Commun. 1986. V. 60. N 3. P. 285.
- [13] Ляпилин И. И., Пономарев А. И., Харус Г. И., Гавалешко Н. П., Марьянчук П. Д. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 5. С. 1638—1640.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 29.01.1990
Принята к печати 7.07.1990