

УДК 621.315.592.9

© 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОННЫХ ПАРАМЕТРОВ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$

В. Д. Прозоровский, И. Ю. Решидова, С. Ю. Паранчич, Л. Д. Паранчич

На основании исследований спинового резонанса и распространения волн Альфвена с одновременным наблюдением нерезонансного циклотронного поглощения в полумагнитном полупроводнике $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ установлено, что при ширине запрещенной зоны E_g , меньшей некоторой критической величины, в исследуемых образцах обнаруживаются электроны проводимости с положительной и отрицательной эффективными массами одного порядка величины. Кроме того, экспериментальные значения g -фактора не согласуются со значениями, вычисленными на основании известных выражений для кейновского закона дисперсии с учетом обменных взаимодействий. Это связывается с нарушением Γ -симметрии кристалла, происходящим при величине E_g , меньшей некоторого критического значения. Обнаруженное резкое изменение подвижности свободных носителей заряда от температуры в интервале 1.55—6 К связывается с перестройкой энергетического спектра и распадом донорно-акцепторных пар.

В работе представлены результаты исследований распространения магнито-плазменных волн, нерезонансного циклотронного поглощения (НЦП) и электронного спинового резонанса (ЭСР) в монокристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с запрещенной зоной $|E_g| \leq 0.155$ эВ, проведенных в интервале температур 1.55—6 К. Образцам, выращенным методом Бриджмена с последующей обработкой [1], приводящей к стабильным и улучшенным физическим характеристикам, придавалась форма плоскопараллельных дисков диаметром 5—5.5 и толщиной 0.5—1 мм. Состав и однородность образцов определялись с помощью рентгеновского микроанализатора и данных ЭСР, так как содержание Mn в исследуемых образцах с $y < 0.03$ однозначно определить только с помощью микроанализатора не удавалось. Мольная доля Cd определялась непосредственно микроанализатором, а мольная доля Mn устанавливалась на основе отношений интегральных интенсивностей линий поглощения ЭСР на ионах Mn соответственно от исследуемых и контрольных образцов с уже известным содержанием Mn, определенным с помощью микроанализатора. Интенсивность линий поглощения ЭСР определялась в области температур 100—130 К, где исследуемый и контрольный образцы имели примерно равную по величине электропроводность. Данные исследованных нами образцов № 1, 2, 7 при 1.55 К приведены в таблице, где для сопоставления приведены также данные образцов, рассмотренных в [2,3], при 4.2 К.

Исследование производных коэффициентов отражения R и поглощения A по магнитному полю проводилось на радиоспектрометре, конструкция которого позволяла проводить измерения в конфигурациях Фарадея и Войгта соответственно с циркулярной и линейной поляризацией микроволнового поля в резонаторе, связь которого с образцом осуществлялась через отверстие в диафрагме, расположенной противоположно отверстию связи резонатора с волноводом. При необходимости исследуемый образец определенного размера можно было разместить в полости резонатора в пучность электрического или магнитного СВЧ полей. Использовались цилиндрические сменные резонаторы поглощающего типа с модой TE_{112} , настроенные на частоты $f_1 = 36.04$ и $f_2 = 55$ ГГц. Температура в процессе

Номер образца	x	y	E _g , эВ	g _{эфф} эсп.	g _{эфф} расч. по (2)	-g* расч. по (1)	N ₁ , 10 ²⁰ м ⁻³	N ₂ , 10 ²⁰ м ⁻³	(m ₁ [*] /m ₀) × 10 ³	(m ₂ [*] /m ₀) × 10 ³	Примечание
1	0.11	0.062	+0.155	+161	+153	133	4,2	—	15	—	Наст. раб.
2	0.1	0.038	+0.037	-313	-12	312	11	12.5	6.4	15	
3	0.133	0.005	-0.026	19201	-241	870	8	—	2.3	—	{ ² }
4	0.132	0.0024	-0.039	15801	-195	588	8	—	3.4	—	
5	0.129	0.003	-0.042	15551	-191	555	8	—	3.6	—	
6	0.12	0.004	-0.056	14101	-171	417	8	—	4.8	—	{ ² }
7	0.057	0.023	-0.096	-142	-266	192	23	21.6	10.4	21.8	
8	0.095	0.001	-0.116	11161	-92	198	8	—	10.1	—	Наст. раб.
9	0.012	0.007	-0.248	1681	-74	—	345	—	—	—	{ ³ }

исследований измерялась с точностью ±0.05 К и стабилизировалась с точностью ±0.01 К с помощью системы [⁴].

Исследования образца № 7 на частоте f₁ в конфигурации Фарадея показали, что кривая dR/dB является осциллирующей функцией магнитного поля (рис. 1, кривая 1), экстремумы которой с уменьшением толщины образца смещаются в меньшие магнитные поля, что свидетельствует о наблюдении в данном случае размерных резонансов Фабри—Перо. Положение пика, наблюдаемого в малом магнитном поле B₁ = 0.018 Т (рис. 1, кривая 1), не зависит от изменения толщины образца. При изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное положения экстремумов кривой dR/dB в больших полях не изменяются в пределах ошибки эксперимента, а в малом магнитном поле наблюдаются линия и пик поглощения при B₂ = 0.0181 и B₃ = 0.032 Т соответственно (рис. 1, кривая 4), положения которых в магнитном поле также не зависят от толщины образца.

В конфигурации Вейгта кривая dR/dB является также осцилляционной кривой, экстремумы которой в магнитных полях B > 0.05 Т совпадают с экстре-

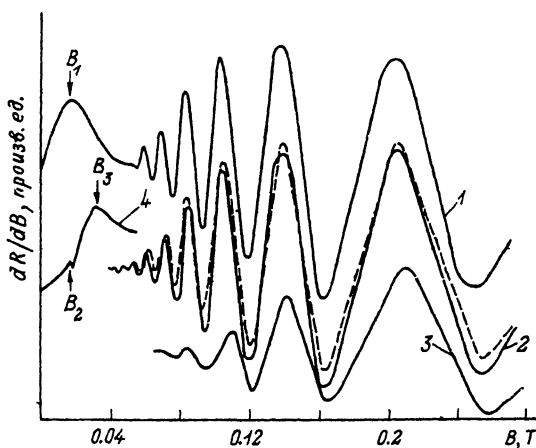


Рис. 1. Осцилляции производной коэффициента отражения по магнитному полю в образце № 7, зарегистрированные при противоположных направлениях магнитного поля в конфигурации Фарадея при 1.55 К (1, 4) и в конфигурации Вейгта при 1.55 К (2) и 2 К (3).

Сплошные линии — эксперимент, штриховая линия — расчет.

мумами кривой, наблюдаемой в конфигурации Фарадея (рис. 1, кривые 2, 3). Анализ кривых dR/dB в этих полях, наблюдаемых в обеих конфигурациях, показал, что коэффициент отражения является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом $1/B$. При $V \perp H$ и $V \parallel E$ (H, E — векторы переменного магнитного и электрического полей соответственно) наблюдается только линия поглощения в магнитном поле B_2 . При увеличении рабочей частоты линия поглощения, наблюдаемая в B_2 , сдвигается в большие поля пропорционально изменению частоты, а сдвиг пиков B_1 и B_3 не пропорционален изменению частоты.

На основании полученных экспериментальных данных и согласно теоретическим представлениям о распространении магнитоплазменных волн в твердотельной холодной плазме можно однозначно утверждать, что: 1) пики, наблюдаемые в малых полях B_1 и B_3 в обоих направлениях магнитного поля, соответствуют нерезонансному циклотронному поглощению [5]; 2) линия поглощения в магнитном поле B_2 обусловлена ЭСР на свободных носителях заряда [6]; 3) осцилляции кривой dR/dB в полях $B > 0.05$ Т, обусловленные распространением волны Альфвена в исследуемом образце, соответствуют резонансам Фабри-Перо [7]. Наблюдение нерезонансного циклотронного поглощения в противоположных направлениях поля и распространение волн Альфвена в интервале полей 0.04—0.28 Т свидетельствуют о наличии в исследуемых образцах свободных электронов и дырок с малыми эффективными массами. Так как с помощью эталонного образца n -типа определены направления B , при которых наблюдается нерезонансное циклотронное поглощение на электронах проводимости, то пик в B_1 обусловлен свободными электронами, а пик в B_3 — дырки. В связи с этим ЭСР в поле B_2 обусловлен свободными электронами, g -фактор которых отрицательный. На образце № 2 наблюдались НЦП в противоположных направлениях магнитного поля и ЭСР при направлении B , соответствующем $g < 0$. Из наблюдаемых НЦП и спектра ЭСР следует, что в образце № 1 проявляют себя только свободные электроны, для которых $g > 0$. Необходимо отметить, что линия ЭСР четко наблюдается при $T = 1.55$ К, по мере повышения температуры линия постепенно уширяется и при $T = 1.8$ К уже не наблюдается на фоне НЦП. При этом резонансное поле ЭСР сдвигается в сторону больших полей для образцов № 1, 7, а для образца № 2 никакого сдвига не наблюдалось. Тот факт, что в образцах № 1, 2 резонансы Фабри—Перо не наблюдались, свидетельствует в основном о наличии в этих образцах релаксационных диэлектрических потерь [1].

На рис. 2 представлены температурные зависимости подвижностей (μ) и эффективных масс (m^*) свободных носителей заряда для образца № 7, вычисленные по экспериментальным кривым dR/dB согласно методике [8]. Для определения зонных и кинетических параметров образцов № 1, 2, кроме экспериментальных кривых dR/dB , использовались измеренные на тех же образцах значения коэффициента Холла и величина проводимости, измеренная в образце № 2. Ход температурных зависимостей подвижностей и эффективных масс свободных носителей в образце № 2 такой же, как и в образце № 7. На вставке к рис. 2, а показана температурная зависимость μ , наблюдаемая в образце № 1, в котором с повышением температуры от 1.55 до 6 К наблюдается незначительный рост эффективной массы электронов проводимости, связанный с ростом их концентрации. В образцах № 2, 7 происходит незначительное изменение концентраций электронов N_1 и дырок N_2 в интервале 1.55—2 К, а затем по мере повышения T до 6 К концентрации оставались постоянными. Так, например, в образце № 7 концентрации изменяются от $N_1 \approx 2.3 \cdot 10^{21}$ и $N_2 \approx 2.16 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ при 1.55 К до $N_1 \approx 2.19 \cdot 10^{21}$ и $N_2 \approx 2.02 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ при 2 К.

Как видно из рис. 2, в области температур 1.55—2 К имеют место перестройка энергетического спектра и сильная температурная зависимость μ . Последнее наглядно подтверждается экспериментальной кривой 3 (рис. 1), зарегистрированной

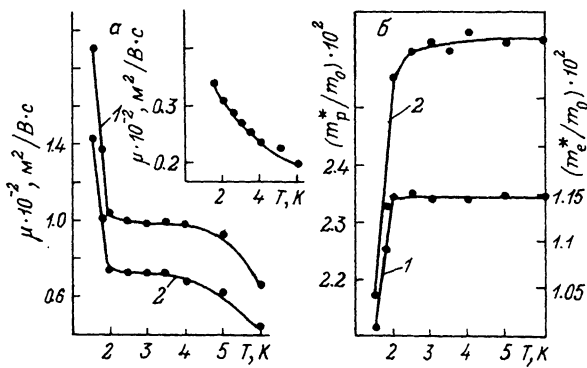


Рис. 2. Температурные зависимости подвижностей (а) и эффективных масс (б) свободных носителей заряда в образце № 7.

1, 2 — электроны с положительной m_p^* и отрицательной m_e^* эффективными массами соответственно. Вставка — образец № 1.

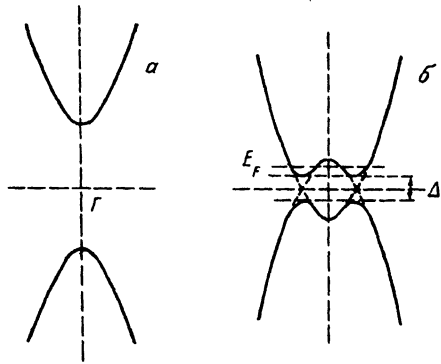
в конфигурации Войгта при 2 К, на которой осцилляций намного меньше, чем на кривой 2, соответствующей 1.55 К. Это уменьшение количества осцилляций, начинающееся с меньших магнитных полей, согласно теоретическим представлениям [7], свидетельствует об уменьшении подвижности свободных носителей.

Достоверность полученных значений искомым параметров подтверждается хорошим совпадением экспериментальной и расчетной кривых dR/dB в конфигурации Войгта (рис. 1, кривые 2). Для расчета последней использовались значения искомым параметров, определенные по экспериментальным кривым dR/dB в конфигурации Фарадея. Таким образом, экспериментальные данные и вычисления, проведенные на их основе, свидетельствуют о наличии в исследуемых образцах № 2, 7 носителей двух типов — электронов и дырок с малыми эффективными массами одного порядка величины (рис. 2, б; таблица). Однако из исследований зонных параметров $Hg_{1-x}Cd_xMn_yTe$ [3] и представлений о зонной структуре $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [9] следует, что в этих твердых растворах эффективная масса тяжелых дырок, участвующих в проводимости, должна быть на 1—2 порядка больше эффективной массы электронов проводимости и по величине примерно равна $m_p^* = 0.4m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) для исследуемого нами материала с шириной запрещенной зоны $|E_g| < 0.1$ эВ. При такой m_p^* волна Альфвена, согласно [7], в интервале магнитных полей данного эксперимента 0.04—0.28 Т распространяться не может, так как в данном случае нарушается одно из условий ее распространения $\omega_c = eB/m_p^* \gg \omega$, и НЦП должно наблюдаться при величине магнитного поля $B \gg B_3$, что противоречит нашим экспериментам. Здесь $\omega = 2\pi f$, e — заряд свободного электрона.

Вследствие этого оказывается, что на основе известных представлений о зонной структуре этих материалов [3, 9] (рис. 3, а) полученные результаты объяснить не удастся.¹ В связи с этим принимается модель зонной структуры (рис. 3, б), предложенная авторами [10] для $Hg_{1-x}Cd_xTe$, которая позволяет качественно объяснить полученные в настоящей работе результаты для $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_yTe$, а именно: а) присутствие свободных электронов и дырок с эффективной массой одного порядка величины при $|E_g| < 0.1$ эВ; б) соответствие экспериментально полученных значений g -фактора при условии $|E_g| \rightarrow 0$ следующему выражению:

¹ На рис. 3, а, б представлена упрощенная схема зонной структуры, на которой не показана зона тяжелых дырок.

Рис. 3. Спектр квазицелиц при разных значениях ширины запрещенной зоны.



a и b — узкозонный полупроводник при $|E_g| \geq E'_g$ и при $|E_g| \rightarrow \Delta$ соответственно.

$$g^* = -\frac{2m_0}{m^*(k)}, \quad (1)$$

где $m^*(k)$ — эффективная масса носителей при волновом векторе $k \neq 0$. Равенство (1) означает, что g -фактор в рамках приближения узкой запрещенной зоны, где состояния зоны тяжелых дырок не взаимодействуют ни между собой, ни с состояниями

остальных двух зон, и сильной спин-орбитальной связи определяется в основном взаимодействием наиболее близко расположенных валентной зоны легких дырок и зоны проводимости [9, 11].

Согласно модели [10], в результате межзонного взаимодействия происходят расталкивание электронной и дырочной ветвей в точке предполагаемого касания и образования диэлектрической щели Δ . Из-за возникновения дополнительных экстремумов при $k \neq 0$ в перестроенных зонах легких носителей (электронов проводимости и дырок) происходят нарушение Γ -симметрии кристалла и изменение знака кривизны в Γ -точке, в силу чего становится возможным одновременное наблюдение НЦП на электронах с положительной и отрицательной эффективными массами и распространение волн Альфвена. Проявление электронов с отрицательной эффективной массой в данном эксперименте эквивалентно «дыркам» [11]. Необходимо заметить, что эта модель также не противоречит результатам исследований, представленных в монографии [12].

Уменьшение μ электронов и «дырок» с повышением температуры (рис. 2, a) в области гелиевых температур мы объясняем, как и авторы работ [13, 14], процессом распада донорно-акцепторных пар (или диполей), описанным в [15]. Это объяснение основано, во-первых, на результатах работы [1], полученных при исследовании релаксационных диэлектрических потерь и свидетельствующих о наличии диполей в $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$. Во-вторых, обычно в HgTe и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области гелиевых температур сильное изменение подвижности электронов проводимости от T связывают с резонансным рассеянием электронов на уровнях [15], но полученные экспериментальные данные (рис. 2, a) противоречат этому. Так как ширина резонансного уровня пропорциональна $(m_n^*/m_p^*)^{3/2}$, величина ее слишком мала и свободные носители, обладающие разной энергией, не могут одновременно резонансным образом рассеиваться (m_n^* — эффективная масса электронов проводимости на дне зоны, $m_p^* \approx 0.4m_0$). В-третьих, в [13, 14], посвященных исследованию $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, показано, что рассеяние свободных носителей на заряженных центрах является основным механизмом рассеяния при гелиевых T и уменьшение μ с повышением температуры в этой области связано с увеличением числа заряженных центров за счет распада донорно-акцепторных пар. Так, согласно [13, 16], при $d/\lambda < 1$, где $d = (3/4\pi N_A)^{1/3}$ — длина диполя (N_A — концентрация акцепторов) и $\lambda = \sqrt{2\pi\hbar/\sqrt{m^*(k)} E_F}$ — длина волны свободного носителя (E_F — энергия Ферми), поперечное сечение рассеяния донорно-акцепторной парой I_d намного меньше сечения рассеяния отдельным заряженным центром I_i ($I_d/I_i \sim (d/\lambda)^2$). Поэтому распад донорно-акцепторных пар при повышении температуры приводит к увеличению числа рассеивающих заряженных центров, а в итоге — к уменьшению подвижности. Оценки λ и d для нашего случая $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с использованием зонных параметров [3], значения $N_A \approx 10^{22} \text{ м}^{-3}$ [17, 18], а также наших экспериментальных данных показали, что для образцов № 1, 2, 7 λ соответ-

ственно равна $(2.4; 2; 1.4) \cdot 10^{-7}$ м и $d \approx 2.9 \cdot 10^{-8}$ м, т. е. для исследуемых нами образцов условие $d/\lambda < 1$ выполняется.

Определение g -фактора электронов проводимости в $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ в данной работе с помощью ЭСР и в работах других авторов с помощью магнитооптических измерений [2] (образцы № 4—6, 8) и исследований Шубникова—де Гааза [3] (образец № 9) показало, что при $|E_g| \rightarrow 0$ величина g -фактора определяется соотношением (1), а при $|E_g| > 0.116$ эВ экспериментально определяемая величина g удовлетворительно согласуется с расчетной величиной, вычисленной на основании выражений [19]:

для зоны Γ_6

$$g_{\text{эфф}} = g_0^* + \frac{\alpha M}{g\mu_B^2 H}, \quad (2)$$

для зоны Γ_8

$$g_{\text{эфф}} = g_0^* + \frac{\beta M}{g\mu_B^2 H},$$

где g_0^* и g — g -фактор электронов «зоны» и иона Mn соответственно; μ_B — магнетон Бора; H — внешнее магнитное поле; α, β — матричные элементы обменного интеграла (в данном случае при расчетах использовались значения $N_0\alpha = 0.4$ и $N_0\beta = -0.6$ эВ [19], где N_0 — число катионных узлов в единице объема).

Намагниченность M определялась из выражения [20]

$$M = P_S y N_0 g \mu_B S B_S \left[\frac{S g \mu_B H}{k_B (T + T_A)} \right],$$

где $P_S = P_1 + P_2/3 + P_3/15$ — вероятность того, что спин Mn принадлежит разным типам кластеров; $P_1 = (1-y)^{12}$; $P_2 = 18y^2(1-y)^{23}(7-5y)$; $P_3 = 24y^2(1-y)^{22}$; $S = 5/2$; B_S — функция Бриллюэна; k_B — постоянная Больцмана.

Вычисление g_0^* проводилось на основе известных выражений [9] с использованием величины спин-орбитального расщепления $\Delta_1 = 1.08$ эВ, матричного элемента оператора импульса $P = 7.9 \cdot 10^{-8}$ эВ·см и выражений для расчета E_g , взятых из [3]. Точность вычисления величины T_A , входящей в аргумент функции Бриллюэна, определялась теоретическими предпосылками и экспериментальными данными [20–22], использовавшимися для ее расчета в данной работе. На основании измерений M экспериментально была определена величина T_A для образца № 1, отличающаяся от вычисленной примерно на 12%, что наряду с удовлетворительным совпадением значений $g_{\text{эфф}}$ (расчетного и экспериментального) позволяет предположить, что и для остальных образцов T_A определено с такой же точностью.

Вычисленные таким образом значения $g_{\text{эфф}}$ помещены в таблице, из которой видно следующее: а) для образцов № 2—8 наблюдается расхождение между экспериментальными значениями g -фактора и расчетными, полученными на основании выражений (2), выведенных для зонной структуры (рис. 3, а). Отметим, что среди исследованных нами образцов это расхождение наблюдается в тех образцах (№ 2, 7), в которых одновременно обнаружены электроны проводимости с положительной и отрицательной эффективными массами, с чем, по-видимому, также связано расхождение и для остальных образцов; б) экспериментальные значения g -фактора удовлетворительно описываются выражением (1) для образцов с $|E_g| \rightarrow \Delta$ (№ 2—6), так как Δ , согласно [10], должно быть минимальным значением $|E_g|$. Следовательно, из сопоставления экспериментальных данных и вычисленных с помощью (1) и (2) можно заключить, что со стороны как положительных, так и отрицательных значений запрещенной зоны существуют некоторые критические величины E_g , при которых

происходит нарушение Г-симметрии кристалла. Так, со стороны отрицательных значений запрещенной зоны E'_g примерно близка к величине -0.116 эВ. Поэтому в образцах № 1, 9, для которых $E_g \geq E'_g$, наблюдается удовлетворительное соответствие между экспериментальными и рассчитанными по формуле (2) значениями g -фактора. Следует отметить, что в образцах № 7, 8, исходя из этих соображений, имеет место некоторое промежуточное E_g , которое меньше E'_g и намного больше минимального значения ширины запрещенной зоны, и экспериментальные значения g -фактора не согласуются ни с соотношением (1), ни с соотношениями (2).

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты, связанные с распространением волн Альфвена и с одновременным наблюдением нерезонансного циклотронного поглощения на электронах проводимости с положительной и отрицательной эффективными массами в $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$, качественно объясняются моделью [10], в которой учитываются эффекты гибридизации зон и экситонного (диэлектрического) спаривания электронов и дырок. Результаты по ЭСР свидетельствуют о расхождении значений g -фактора, вычисленных с помощью (2), с экспериментальными значениями в образцах, проводимость которых в основном обусловлена электронами с положительной и отрицательной эффективными массами, и о соответствии экспериментальных значений рассчитанным с помощью (1) в образцах с $|E'_g| \rightarrow \Delta$. Как расхождение, так и соответствие мы связываем, согласно модели [10], с нарушением Г-симметрии кристалла, приводящей, видимо, к изменению процессов, вносящих вклад в обменное взаимодействие между свободными носителями заряда и $3d^5$ -электронами ионов Mn^{2+} . Это в свою очередь вызывает изменение абсолютных значений α и β при $|E'_g| \leq E'_g$, о чем свидетельствует расхождение значения g -фактора, вычисленного с помощью (2), с экспериментальными значениями для образцов № 2—7, а при $|E'_g| \rightarrow \Delta$ значения α и β стремятся к нулевой величине, о чем говорит отсутствие сдвига линии поглощения спектра ЭСР по магнитному полю от температуры в образце № 2. Изменение значений матричных элементов обменных интегралов α и β при изменении $|E'_g|$ от E'_g до Δ можно понять на основе [19], согласно которой $\beta = \beta_n + \beta_r$, где β_n — потенциальный (положительный или ферромагнитный) вклад в β ; β_r — вклад (отрицательный или антиферромагнитный), обусловленный гибридизацией $3d^5$ -уровней с электронами p зоны, т. е. p - d гибридизацией, а α состоит из одного потенциального вклада при неискаженной форме краев зон (рис. 3, а), так как s - d гибридизация в этом случае запрещена. При нарушении структур краев зон (рис. 3, б), по-видимому, изменяется вклад от β_r в β и появляется отрицательный вклад от s - d гибридизации в α , т. е. в этом случае становится возможной s - d гибридизация.

Приведенные экспериментальные данные, относящиеся к образцам № 2, 7, в которых $E_g > 0$ и $E_g < 0$ соответственно, позволяют сказать, что инверсия зон Γ_6 и Γ_8 должна происходить при $|E'_g| = \Delta$ (в отличие от инверсии, происходящей при $E_g = 0$, обычно принятой для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ [9, 19]) и структура края зоны проводимости при $|E'_g| \rightarrow \Delta$ соответствует изображенной на рис. 3, б.

Наблюдаемое в исследуемом интервале температур резкое изменение подвижностей свободных носителей заряда объясняется перестройкой электронного спектра и распадом донорно-акцепторных пар.

Список литературы

- [1] Прозоровский В. Д., Решидова И. Ю., Паранчич С. Ю., Паранчич Л. Д. // Физика и техника высоких давлений. 1991. № 2. С. 10—14.
- [2] Kim R., Mita Y., Takeyama S., Narita S. // Lect. Notes Phys. 1982. V. 152. P. 316—320.
- [3] Takeyama S., Narita S. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 1. P. 274—283.

- [4] Прозоровский В. Д., Николаенко Ю. М. // А. с. 1319000. БИ. 1987. № 23.
- [5] Wiley J. D., Peercy P. S., Dexter R. N. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 3. P. 1173—1181.
- [6] Bemski G. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1195—1198.
- [7] Владимирова В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 254 с.
- [8] Прозоровский В. Д., Очеретько В. И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 2. С. 192—195.
- [9] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
- [10] Пашицкий Э. А., Браташевский Ю. А., Прозоровский В. Д., Николаенко Ю. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3586—3593.
- [11] Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках. Энергетический спектр и динамика. М.: Наука, 1972. 640 с.
- [12] Соболев В. В. Энергетическая структура узкозонных полупроводников. Кишинев: Штиинца, 1983. 287 с.
- [13] Арапов Ю. Г., Ахмедова Ф. И., Давыдов А. Б., Цидильковский И. М. // ФТП. 1982. Т. 16. № 1. С. 54—59.
- [14] Брандт Н. Б., Мошталков В. В., Орлов А. О. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1059—1074.
- [15] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушинина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1987. 152 с.
- [16] Stratton R. // J. Phys. Chem. Solids. 1962. V. 23. P. 1011—1017.
- [17] Chmielowski B. M., Dietl T., Koch F. et al. // Acta Phys. Polon. 1986. V. A69. N 6. P. 929—933.
- [18] Janik E., Karczewski G. // J. Electronic Materials. 1987. V. 16. N 6. P. 381—387.
- [19] Furdyna J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. R29—R64.
- [20] Barilero G., Rigaux C., Hau N. H. et al. // Solid St. Comm. 1987. V. 62. N 5. P. 345—350.
- [21] Yamada N., Takeyama S., Sakakibara T. et al. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 6. P. 4121—4128.
- [22] Lewicki A., Spalek J., Furdyna J. K., Galazka R. R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 1860—1863.

Донецкий
физико-технический институт
Украины

Поступило в Редакцию
24 апреля 1991 г.