

смагнутаемых областях температур и концентраций  $x=0.11$  могут быть использованы данные, приведенные, например, в [3] (табл. III).

Из выражений (1), (5) и данных, приведенных в табл. 1, 2, были получены значения  $J_e$  в предположении одинаковых  $x=0.11$  для двух исследованных образцов (табл. 3). Обращает на себя внимание практически полное совпадение  $J_e$ , вычисленное для различных температур в одних и тех же образцах, что указывает на адекватность модели, описывающей температурную зависимость осцилляций ШГ (3)—(5), экспериментальной ситуации. С учетом возможных ошибок в определении  $x$  (и соответственно  $E_g$  и  $g_0$ ) имеем  $J_e=(0.36\pm 0.03)$  эВ, что достаточно хорошо согласуется с имеющимися в литературе данными [7].

Таким образом, в отличие от широкощелевых МСП, где носитель-ионное обменное взаимодействие вызывает гигантские (по сравнению с  $g_0(\mu_B H)$ ) спиновые расщепления [1], в МРТ может реализоваться обратный эффект — почти полное подавление спиновых расщеплений ( $|g_z| \ll |g_0|$ ). Как показано в данной работе, этот эффект может приводить к резкому усилению температурной зависимости положения  $O_g$ -осцилляции ШГ, что практически недостижимо в немагнитных узкощелевых полупроводниках.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рябченко С. М., Семенов Ю. Г. Проявление носитель-примесных обменных взаимодействий в магнитолегированных полупроводниках. — В кн.: Спектроскопия кристаллов. Л., 1983, с. 206—225.
- [2] Brandt N. V., Moshchakov V. V. — Adv. Phys., 1984, v. 33, N 3, p. 193—256.
- [3] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. Узкощелевые полумагнитные полупроводники. — УФН, 1985, т. 146, в. 1, с. 35—72.
- [4] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 317 с.
- [5] Гавалешко Н. П., Ляпилин И. И., Марьянчук П. Д., Пономарев А. И., Харус Г. И. Влияние обменного взаимодействия на  $g$ -фактор электронов проводимости в  $HgMnSe$ . — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 990—993.
- [6] Павлов С. Т., Парфеньев Р. В., Фирсов Ю. А., Шалыт С. С. К вопросу о влиянии спина электрона на квантовые осцилляции гальваномагнитных коэффициентов. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 6, с. 1563—1571.
- [7] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Постолаки И. Т., Смирнов В. А. Осцилляции интенсивности фотолуминесценции полумагнитного полупроводника  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  в магнитном поле. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 508—510.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получено 26.05.1987  
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## ЦИКЛОТРОННЫЕ МАССЫ И $g^*$ -ФАКТОРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ АРСЕНИД КАДМИЯ— АРСЕНИД ЦИНКА

Арушанов Э. К., Губанова А. А., Князев А. Ф., Лашкул А. В.,  
Лисунов К. Г., Сологуб В. В.

Арсенид кадмия  $Cd_3As_2$  и арсенид цинка  $Zn_3As_2$  образуют непрерывный ряд твердых растворов  $Cd_{3-x}Zn_xAs_2$  [1]. Их зонная структура аналогична зонной структуре  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  [2], что и обуславливает интерес к этим материалам. Изучены диаграмма состояний системы арсенид кадмия—арсенид цинка, их некоторые физические и физико-химические свойства [1].

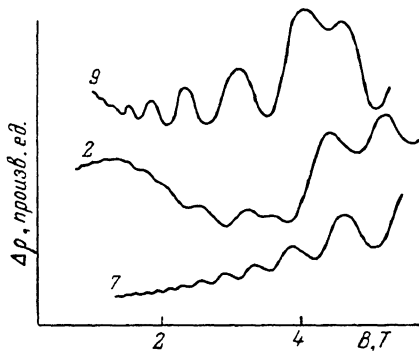
В [3] приведены первые результаты исследования осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в  $Cd_{3-x}Zn_xAs_2$ . Измерения проведены на выращенных методом Бриджмена монокристаллах составов  $x=0.3, 0.6$ , определены значения циклотронных масс электронов и  $g^*$ -фактора в этих сплавах.

Некоторые характеристики образцов и значения циклотронных масс и  $g^*$ -факторов

№ образца	$x$	$n_R \cdot 10^{17}$ , см $^{-3}$	$\theta$ , град	$\frac{m_c^*}{m_0}$ (эксп.)	$\frac{m_c^*}{m_0}$ (теор.)	$g^*$ (эксп.)	$g^*$ (теор.)	$g'$ (теор.)
1	0.06	4.50	90	0.031	0.0285	—	17.76	13.88
2	0.06	2.20	90	0.023	0.0236	34.8	22.81	18.82
3	0.09	0.83	0	0.015	0.0157	—	65.11	57.38
			45	0.018	0.0173	—	52.50	45.44
			90	0.019	0.0191	31.0	28.69	24.90
4	0.12	16.0	90	0.042	0.0409	—	10.03	7.16
5	0.16	4.46	0	0.032	0.0242	19.4	27.94	21.35
			45	0.038	0.0259	—	23.54	17.97
			90	0.044	0.0276	11.8	17.50	13.31
6	0.18	12.6	90	0.044	0.0392	—	10.50	7.45
7	0.21	7.00	90	0.038	0.0317	—	14.16	10.40
8	0.27	2.14	90	0.030	0.0224	—	22.64	18.12
9	0.29	2.03	0	0.018	0.0186	30.0	40.67	34.07
			90	0.022	0.0220	37.0	23.30	18.75
10	0.30	15.4	85	0.035 [3]	0.0403	—	9.88	7.19
11	0.30	12.9	85	0.032 [3]	0.0382	13.0 [3]	10.75	7.89
12	0.33	4.62	55	—	0.0260	23.0	22.09	17.56

Примечание.  $n_R$  — холловские концентрации образцов.

Нами впервые из паровой фазы выращены совершенные монокристаллы  $n\text{-Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$  в интервале составов  $0.06 \leq x \leq 0.33$  с холловской подвижностью, существенно превосходящей известные литературные значения [4]. Изучены ОШГ продольного и поперечного магнитосопротивления в стационарных магнитных полях до 6 Т при 4.2 К (см. рисунок). На всех кривых наблюдался один период осцилляций по обратному полю. Циклотронная эффективная масса  $m_c^*$  определялась из отношения амплитуд ОШГ при двух температурах  $T_1$  и  $T_2$  [5]



Осцилляции поперечного магнитосопротивления  $\text{Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ .

$T=4.2$  К,  $\theta=90^\circ$ . Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

$$\frac{A(T_1)}{A(T_2)} = \frac{x_1 / \text{sh } x_1}{x_2 / \text{sh } x_2}, \quad (1)$$

где  $x_i = 14.68 (m_c^*/m_0) T_i B^{-1}$  (Т),  $i=1, 2$ . На осцилляционных кривых некоторых образцов наблюдалось спиновое расщепление максимумов магнитосопротивления, что позволило определить эффективные  $g$ -факторы. Полученные значения циклотронных масс и  $g^*$ -факторов приведены в таблице.

Расчеты эффективных циклотронных масс и  $g^*$ -факторов были выполнены по формулам [6] на основе модели Боднара [7]

$$m_c^* = \frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dE} \frac{\gamma}{\sqrt{f_1 (f_1 \cos^2 \theta + f_2 \sin^2 \theta)}}, \quad (2)$$

$$g^* = \frac{2}{3} \frac{m_0}{m_c^*} P_{\perp} \Delta \sqrt{\frac{(E + \delta)^2 P_{\perp}^2 \cos^2 \theta + E^2 P_{\parallel}^2 \sin^2 \theta}{f_1 (f_1 \cos^2 \theta + f_2 \sin^2 \theta)}}, \quad (3)$$

где  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\theta$  — угол между направлением магнитного поля и осью  $C_4$ ,  $E = E_F$  (энергия Ферми).

В расчетах по формулам (2), (3) использованы значения зонных параметров, полученных Боднаром для  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [7]:  $P_{\parallel}=7.21 \cdot 10^{-8}$ ,  $P_{\perp}=7.43 \cdot 10^{-8}$  эВ·см,  $\Delta=0.27$  эВ,  $\delta=0.085$  эВ, которые предполагались не зависящими от состава. Предполагалось также, что ширина запрещенной зоны  $E_0$ , согласно [4], линейно изменяется с изменением состава от  $-0.095$  эВ для  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [7] до  $1.11$  эВ для  $\text{Zn}_3\text{As}_2$  [8]. Энергия Ферми рассчитывалась из выражения для концентрации электронов [6]

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{\gamma^3}{f_1^2 f_2} \right)_{E=E_F} \cdot \quad (4)$$

В формулах (2)–(4)  $\gamma$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  — полиномы относительно зонных параметров и  $E_F$ . Их явный вид приведен в [6].

Значения  $m^*$ ,  $g^*$ , рассчитанные по формулам (2), (3), приведены в таблице. Имеет место хорошее согласие теории с экспериментом для циклотронных масс, для  $g^*$ -факторов согласие несколько хуже. В рамках модели Боднара [6, 7] проведен также расчет анизотропии периодов осцилляций по обратному полю  $T(1/B)|_{\theta=0^\circ}/T(1/B)|_{\theta=90^\circ}$ . Соответствующие расчетные и экспериментальные значения для образцов 1, 6, 10 равны 1.25, 1.15, 1.14 и 1.17, 1.19, 0.98 соответственно. Как известно, модель Боднара была построена без учета энергии свободных электронов. В работе [9] было показано, что учет последней сводится к изменению значений зонных параметров по сравнению со значениями, предложенными Боднаром, что оказывает влияние как на эффективные массы, так и на  $g^*$ -факторы. Значения эффективных  $g^*$ -факторов, рассчитанные с использованием новых значений зонных параметров  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  ( $P_{\parallel}=7.32 \cdot 10^{-8}$ ,  $P_{\perp}=7.53 \cdot 10^{-8}$  эВ·см,  $\Delta=0.16$  эВ,  $\delta=0.095$  эВ,  $E_0=0.090$  эВ [9]), также приведены в таблице ( $g'$ ). Как видно, они на 15–25 % ниже значений  $g^*$ -факторов, полученных на основании зонных параметров Боднара, в то время как среднеквадратичное отклонение от экспериментальных значений практически не изменяется. Изменение величин циклотронных масс и анизотропии периода осцилляций при выборе новых значений зонных параметров значительно меньше: первые уменьшаются на 3–5 %, а вторые увеличиваются на 4–6 %.

Таким образом, учет в модели Боднара энергии свободных электронов не приводит к улучшению согласия теории с экспериментом. Имеющиеся расхождения между расчетными и экспериментальными данными могут быть обусловлены неучетом в модели Боднара влияния высших зон [10].

Авторы выражают благодарность Р. В. Парфеньеву за постоянное внимание к работе и плодотворное обсуждение результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Arushanov E. — Prog. Cryst. Growth Charact., 1980, v. 3, N 2/3, p. 211–255.
- [2] Wagner R. J., Palik E. D., Swiggard E. M. — J. Phys. Chem. Sol. (Suppl.), 1971, v. 32, N 1, p. 471–480.
- [3] Aubin M. J., Portal J. C. — Sol. St. Commun., 1981, v. 38, N 8, p. 695–702.
- [4] Арушанов Э. К., Князев А. Ф., Лисунов К. Г., Натепров А. Н., Радаудан С. И. Подвижность электронов в  $n\text{-Cd}_{3-x}\text{Zn}_x\text{As}_2$ . — ФТП, 1983, т. 17, в. 7, с. 1202–1204.
- [5] Adams E. N., Holstein T. D. — J. Phys. Chem. Sol., 1959, v. 10, N 1, p. 254–274.
- [6] Wallace R. P. — Phys. St. Sol. (b), 1979, v. 92, N 1, p. 49–55.
- [7] Bodnar J. — In: Proc. III Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond. Warsaw, 1978, p. 311–316.
- [8] Pawlikowski J. M., Misiewicz J., Sujak-Cyril B., Wrobel J. — Phys. St. Sol. (b), 1979, v. 92, N 2, p. K121–K125.
- [9] Lamrani H. El. Alaoui, Aubin M. J., Caron L. G. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1986, v. 19, N 17, p. 3151–3163.
- [10] Prudius A. G. — In: Proc. I Int. Symp. Phys. Chem. II–V Comp. Eindhoven, 1980, p. 73–77.