

К ВОПРОСУ О СОБСТВЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Карачевцева Л. А., Любченко А. В.

Величина собственной концентрации носителей заряда n_i твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) является одним из основных параметров, используемых для определения состава и ширины запрещенной зоны по электрофизическим измерениям полупроводникового материала [¹⁻⁴]. Результаты расчета n_i в КРТ различного состава существенно зависят от метода получения базовой эмпирической зависимости $E_g(x, T)$, величины матричного элемента Кейна, эффективной массы дырок, которые в свою очередь требуют экспериментальной проверки. Определение собственной концентрации носителей для фиксированного состава КРТ в основном осуществляется с помощью метода эффекта Холла в области собственной проводимости при выполнении условия $n_i \gg |N_g - N_a|$ (N_g, N_a — концентрации доноров и акцепторных компенсирующих примесей соответственно). В области смешанной проводимости экспериментальная проверка этого параметра была проведена на основании данных по величине коэффициента Холла R_H при фиксированной температуре T и примесной концентрации носителей $|N_g - N_a|$:

$$n_i = \frac{1}{e} \left[\frac{1}{R_H^2(T)} - \frac{|N_g - N_a|}{R_H(T)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Этот метод позволил достаточно надежно определить величины n_i в кристаллах КРТ состава $x \sim 0.19$ лишь в области температур $T > 100$ К.

Практический интерес представляют экспериментальные данные по n_i в области более низких температур — работы ИК фотоприемных устройств. Этому вопросу и посвящена данная работа.

Исследовались кристаллы p -КРТ состава $x \sim 0.19 \div 0.22$, обработанные в стандартном бромсодержащем травителе. Электрофизические параметры образцов приведены в табл. 1. Состав твердого раствора измерялся с помощью микроанализатора «Сомбах» (калибровочный стандарт: $x = 0.215 \pm 0.002$). Данные по составу усреднены для четырех измерений, разброс результатов которых не

Таблица 1

№ п/п	Состав, x	σ , (Ом · см) ⁻¹	$R_H^0 \cdot 10^{-5}$, см ³ /К	$R_H \cdot 10^{-4}$, см ³ /Кл при $V=1T$	V_H , Т	$n \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	$\mu_n \cdot 10^{-5}$, см ² /В · с	$n_i \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	$p \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	$\frac{k_B}{cm^2/V \cdot c}$
1	0.197	1.79	1.79	2.6	3.26	2.76	2.19	2.45	2.18	340
2	0.199	1.51	1.42	2.4	2.93	3.61	2.36	2.59	1.85	480
3	0.199	1.72	1.20	3.3	3.38	4.47	2.22	2.64	1.56	500
4	0.199	2.27	0.77	1.8	3.30	6.66	1.92	4.39	2.89	460
5	0.200	0.91	1.39	1.3	3.04	2.89	1.57	3.41	4.02	280
6	0.201	0.51	1.78	2.4	2.60	2.14	1.16	1.80	1.52	460
7	0.203	0.55	2.71	2.4	2.33	1.56	1.81	1.41	1.28	470
8	0.205	1.00	2.01	7.3	4.91	2.73	2.14	1.89	1.31	290
9	0.206	0.34	5.95	3.3	2.63	0.72	2.43	0.95	1.23	290
10	0.207	0.45	4.46	3.6	2.89	1.02	2.34	1.16	1.33	300
11	0.208	0.32	6.25	6.4	3.08	0.76	2.29	0.79	0.83	310
12	0.208	0.37	5.20	8.6	4.50	0.97	2.14	1.08	1.22	200
13	0.208	0.86	1.95	3.2	3.52	2.48	1.90	2.24	2.02	320
14	0.210	1.01	1.45	8.7	4.16	3.74	1.57	1.39	0.87	500
15	0.222	0.12	8.40	6.8	3.80	0.50	1.20	0.47	0.43	290

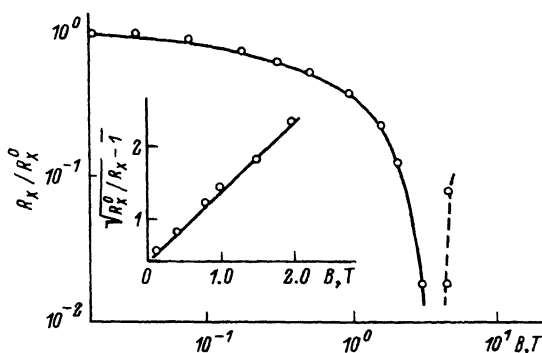


Рис. 1. Полевая зависимость приведенного коэффициента Холла R_X/R_X^0 образца 13 (табл. 1).

На вставке — участок квадратичной зависимости $R_X^0/R_X = f(B)$.

превосходит $\Delta x = 0.005$. Величина удельной электропроводности σ измеренных образцов (табл. 1), несмотря на существенный разброс, имеет тенденцию к снижению с увеличением состава КРТ.

Полевые зависимости коэффициента Холла были измерены импульсным методом, основанным на определении временных зависимостей ЭДС Холла, индуцируемых кратковременными (порядка миллисекунды) импульсами магнитного поля [5] в диапазоне индукции магнитного поля $B = 0-10$ Т.

Для кристаллов КРТ концентрации электронов и дырок при фиксированной температуре могут быть оценены по зависимости $R_X(B)$ и величине σ [5, 6]. Для компенсированных кристаллов («слабый» p -тип, $\sigma_n \sim \sigma_p$) инверсия знака коэффициента Холла происходит в области сильных магнитных полей, а необходимое для определения концентрации дырок условие насыщения R_X в сильном магнитном поле не всегда достижимо на эксперименте. В связи с этим рассмотрим метод определения электрофизических параметров основных (p, μ_p) и неосновных (n, μ_n) носителей заряда, а также собственной концентрации носителей в области магнитных полей ниже инверсии знака R_X .

Для анализа параметров воспользуемся общим выражением для коэффициента Холла в двухзонной модели однородного полупроводника [7], принимая во внимание, что эффекты, связанные с зависимостью $E_g(B)$, пренебрежимо малы. С учетом большого отношения электронной подвижности к дырочной для КРТ существует широкий интервал магнитных полей, в котором выполняются условия $\mu_n^2 B^2 \gg 1$; $\mu_p^2 B^2 \ll 1$. В этом диапазоне магнитных полей для КРТ слабого p -типа, т. е. при выполнении условия $\sigma_n \mu_n \gg \sigma_p \mu_p$, коэффициент Холла отрицательного знака с большой точностью аппроксимируется простой аналитической зависимостью приведенного коэффициента Холла $R_X^0/R_X(B)$ (R_X^0 — коэффициент Холла в области слабых магнитных полей) от индукции магнитного поля B :

$$R_X^0 / R_X(B) = 1 + (1 - \sqrt{enR_X^0}) \frac{R_X^0 \sigma^2 B^2}{en} \quad (2)$$

Таким образом, в области магнитных полей слабых для дырок и промежуточных либо сильных для электронов реализуется квадратичная по полю зависимость приведенного коэффициента Холла (см. вставку на рис. 1). По экспериментальным значениям R_X^0 , σ и R_X в указанном диапазоне магнитных полей можно определить электрофизические параметры неосновных носителей:

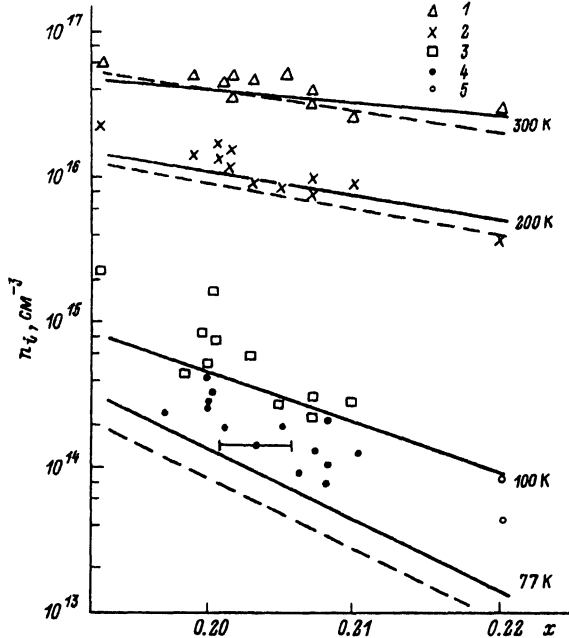


Рис. 2. Молярная зависимость собственной концентрации носителей заряда.

Сплошные линии — расчет согласно [2], штриховые — расчет по работе [1]; 1–3 — экспериментальные данные по определению n_i [1], 4 — результаты данной работы (77 К), 5 — эффективное значение n_i образца с нарушенным слоем (77 К).

$$n = \frac{1}{eR_X^0} (1 + A)^{-2}; \quad \mu_n = \sigma R_X^0 (1 + A); \quad A = \frac{\sqrt{R_X^0 / R_X - 1}}{\sigma R_X^0 B}. \quad (3)$$

С учетом (3) и условия $\sigma/e - n\mu_n = n_i/B_n$ в точке инверсии R_X (при $B=B_n$) получаем выражение для собственной концентрации носителей:

$$n_i = \frac{\sigma B_n}{e} (1 + A^{-1})^{-1}. \quad (4)$$

Экспериментально полученное значение n_i (наряду с табличными данными) в кристаллах p -КРТ может быть использовано для определения параметров основных носителей заряда. В актуальном диапазоне концентраций дырок ($p < 10^{17} \text{ см}^{-3}$) вырождение отсутствует ($np = n_i^2$), и из (3) следует

$$p = n_i^2 e R_X^0 (1 + A)^2; \quad \mu_p = \frac{\sigma}{ep} (1 + A^{-1})^{-1}. \quad (5)$$

Результаты расчета электрофизических параметров по выражениям (3)–(5) приведены в табл. 1. Величины подвижности электронов $\mu_n = (1.2 \div 2.4) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и дырок $\mu_p = 280\text{—}500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ меняются в сравнительно узком интервале и находятся в соответствии с литературными данными [8]. Диапазон концентрации дырок в пределах $(1\text{—}40) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ удовлетворяет условию $p < n$ (μ_n/μ_p)², определяющему слабый p -тип.

Молярная зависимость n_i при разных температурах приведена на рис. 2, где наряду с нашими данными представлены также результаты работ [1, 2] по расчету и экспериментальным значениям n_i . Данные эксперимента как для $T \geq 100$, так и полученные нами при 77 К выше расчетных и при низких температурах в большей

мере согласуются с результатами работы [2]. Подобное превышение экспериментальных данных над соответствующим расчетом объяснено в [1] наличием включений ртути в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Нами установлено, что для партии однородных образцов близкого состава большие значения n_i соответствуют материалу с большей проводимостью и меньшей величиной коэффициента Холла в слабом магнитном поле (табл. 1). В общем случае к подобному изменению электрофизических параметров может приводить наличие областей с повышенной проводимостью как на поверхности, так и в объеме материала: приповерхностный n -слой [8, 9], проводящие стенки субзерен [10], флуктуации состава, а также упомянутые в работе [1] включения ртути. Проанализируем некоторые модели с учетом того факта, что, согласно выражению (4) и данным табл. 1, рост расчетного значения n_i при фиксированном составе обусловлен в основном увеличением электропроводности и поля инверсии R_X .

Приповерхностный n -слой

Проводящий приповерхностный n -слой в кристаллах p -КРТ может быть сформирован в результате механической обработки поверхности [11, 12], в данной работе — шлифовкой пластин алмазной пастой. Толщина слоя оценивалась по изменению электропроводности и спектров фотопроводимости при послойном стравливании с шагом ~ 5 мкм. Электрофизические параметры нарушенного слоя (образец 15), приведенные в табл. 2, были определены в рамках модели двухслойной структуры [7]. С увеличением толщины нарушенного слоя измеряемая электропроводность растет, коэффициент Холла падает, увеличивается поле инверсии его знака (B_H); при формировании нарушенного слоя толщиной ~ 100 мкм в экспериментально достижимом диапазоне магнитных полей инверсии знака коэффициента Холла не наблюдалось. Расчетное значение n_i для образцов с нарушенным слоем существенно растет [см. табл. 2, рис. 2 (данные 5)].

Оценим влияние n -слоя, образуемого в результате анодного окисления кристаллов p - $Cd_xHg_{1-x}Te$, на определяемую по полевым зависимостям ко-

Таблица 2

Тип структуры	d , мкм	σ , (Ом · см) $^{-1}$	$R_X^0 \cdot 10^{-5}$, см 2 /Кл	$R_X \cdot 10^{-4}$, см 3 /Кл при $B = 1T$	B_H , Т	$n \cdot 10^{-14}$, см $^{-3}$
Однородный образец (№ 15)	900	0.12	8.4	6.8	3.8	0.43
Обработка пастой М5	900	0.14	7.2	5.4	5.6	0.92
Нарушенный слой (М5)	20	0.9	1.2	—	—	—
Обработка пастой М10	900	0.16	6.2	4.5	4.6	2.1
Нарушенный слой (М10)	30	1.5	0.7	—	—	—
Обработка пастой М40	900	0.29	1.3	0.6	—	—
Нарушенный слой (М40)	100	1.7	0.15	—	—	—

коэффициента Холла величину собственной концентрации носителей. Согласно работе [8], электрофизические параметры приповерхностного n -слоя составляют $n_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu_n \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, т. е. $\sigma_s d_s \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$, что увеличивает измеряемую электропроводность образцов слабого p -типа толщиной 0.1 см на $1 \div 10\%$. Таким образом, заметное влияние на определяемую величину n_i при температуре жидкого азота окисел может оказать лишь в сильно компенсированных кристаллах, $\sigma < 1 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$.

Флуктуации состава

Как было отмечено ранее, неоднородность исследованных кристаллов по составу находится в пределах $\Delta x \sim 5 \cdot 10^{-3}$. Указанному разбросу по составу для $x \sim 0.2$ температуре 77 К соответствует $\Delta n_i \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2), т. е. погрешность определения n_i достигает 100 %. Термодинамическая (естественная) неупорядоченность твердого раствора для состава $x \sim 0.2$ действительно приводит к минимально возможным флуктуациям состава $\Delta x \sim 5 \cdot 10^{-3}$ [13]. Следовательно, приведенная погрешность определения n_i в результате флуктуаций состава твердого раствора КРТ, по-видимому, является минимальной.

Таким образом, в результате измерения коэффициента Холла отрицательного знака при 77 К экспериментально определена величина собственной концентрации носителей заряда, а также электрофизические параметры основных и неосновных носителей для кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.19-0.22$) слабого p -типа. Анализ факторов, приводящих к превышению экспериментальных данных по n_i над соответствующим расчетом, свидетельствует о том, что существенное влияние на величину определяемой собственной концентрации носителей могут оказать флуктуации состава, в то время как влиянием приповерхностного n -слоя (в результате окисления поверхности кристаллов) можно пренебречь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hansen G. L., Schmit J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 3 P 1639—1640.
- [2] Finkman E. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 4. P. 1883—1886.
- [3] Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 58. N 7. P. 2860—2864.
- [4] Höschl P., Moravec P., Grill R. et al. // Czech. J. Phys. 1990. V. 40. N 1. P. 48—56.
- [5] Карачевцева Л. А., Любченко А. В., Хижняк Б. И. // Физическая электроника. 1987. № 35. С. 122—127.
- [6] Tsidilkovskii J. M., Giriat W., Kharas G. J. // Phys. St. Sol. (a). 1974. V. 64. P. 51—56.
- [7] Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М., 1990. 264 с.
- [8] Елизаров А. И., Зверев Л. П., Кружаев В. В. и др. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 459—463.
- [9] Dornhaus R., Nitz G. Narrow-gap Semiconductors // Berlin, 1985. 309 p.
- [10] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корняш А. А., Петряков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.
- [11] Балева О. Г., Баранский П. И., Бекетов Г. В. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1021—1025.
- [12] Бовина Л. А., Стафеев В. И., Фролов А. В., Рубцов А. Г. Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках // Матер. Всес. сем. по проблеме «Физика и химия полупроводников». Павлодар, 1987. С. 215—217.
- [13] Сагинов Л. Г., Федирко Л. А., Стафеев В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1256—1260.