

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $Mn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$

Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Мовилэ В. Ф.

Приводятся результаты исследования электрических свойств эпитаксиальных слоев (ЭС) $p-Mn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ (МКРТ) с шириной запрещенной зоны $250 \div 350$ мэВ, полученных методом жидкофазной эпитаксии из растворов-расплавов, обогащенных теллуром. По температурным зависимостям коэффициента Холла и холловской подвижности оценены концентрации электрически активных доноров и акцепторов. Концентрация дырок вблизи температуры жидкого азота находится на уровне 10^{15} см^{-3} , что на 2 порядка ниже, чем в ЭС $Cd_xHg_{1-x}Te$, полученных в аналогичных условиях. Этот эффект связывается со снижением концентрации собственных дефектов за счет введения марганца в состав твердого раствора.

В последние годы твердые растворы $Mn_xHg_{1-x}Te$ либо $Mn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ (МКРТ) рассматриваются как возможная альтернатива $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) — основного материала ИК техники. При этом показано, что марганец в твердых растворах на основе теллурида ртути стабилизирует слабую химическую связь Hg—Te [1] в отличие от кадмия, который эту связь дестабилизирует [1, 2]. Следовательно, правомерно ожидать, что в этой системе могут быть получены более совершенные по структуре и плотности дефектов кристаллы и эпитаксиальные слои (ЭС). Непосредственной проверкой этого утверждения является изучение концентрации электрически активных центров, связанных с собственными дефектами.

Целью данной работы было исследование электрических свойств ЭС МКРТ, выращенных методом жидкостной эпитаксии из растворов, обогащенных теллуром, на подложках полуизолирующего теллурида кадмия в закрытой системе. Способ получения и основные характеристики ЭС МКРТ описаны в работе [3]. Измерения коэффициента Холла R и проводимости σ проводились по стандартной методике на постоянном токе в магнитных полях $0.6 \div 15$ кЭ в интервале температур $4.2 \div 300$ К. Отметим, что в исследованных образцах имеет место характерное распределение состава по толщине [3] и можно условно выделить область, прилегающую к подложке, с большим градиентом ширины запрещенной зоны и приповерхностную область, в которой градиент стремится к нулю. Измерения R и σ при послойном стравливании ЭС показали, что основной вклад в проводимость ($\sim 80-90\%$) дает область, составляющая $2/3$ толщины слоя, в которой молярное содержание теллурида кадмия меняется не более чем на 5% по сравнению с составом на поверхности ЭС (содержание марганца постоянно по толщине слоя).

На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента Холла R для трех типичных образцов, измеренные в поле $H=15$ кЭ. Параметры исследованных образцов приведены в таблице. Состав определялся методом количественного рентгеноспектрального микроанализа, ширина запрещенной зоны — по положению полупада длинноволнового края фотопроводимости при $T=100$ К. Как видно из рис. 1, при понижении температуры R меняет знак с отрицательного на положительный, что соответствует переходу от собственной проводимости к примесной, и далее экспоненциально возрастает в связи с вымораживанием дырок на локализованный акцепторный уровень. При $T < 30$ К рост R с уменьшением T аномально замедляется. Такое поведение R при низких температурах типично для кристаллов КРТ [4]. В интервале температур $30 <$

№ образца	$E_g, \text{эВ}$	$\text{Mn}_x\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-x-y}\text{Te}$		$(N_A - N_D) \cdot 10^{-15}, \text{см}^{-3}$	$N_D \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$N_D^{B-X} \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$N_D^{K-B} \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$E_A, \text{мэВ}$
		x	y					
1	0.34	0.10	0.14	0.8	9.5	1.3	5.0	10
2	0.31	0.05	0.20	4.2	19.0	2.1	8.5	4.2
3	0.28	0.10	0.08	2.1	9.5	1.0	3.6	6.5

$< T < 100 \text{ К}$ R не зависит от величины магнитного поля, т. е. на этом участке вкладом электронов в величину R можно пренебречь. Тогда в предположении, что концентрация дырок $p \ll N_A, N_D$, уравнение нейтральности легко приводится к виду

$$p = \frac{N_A - N_D}{1 + \frac{N_D g}{N_v} \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right)}, \quad (4)$$

где N_A — концентрация акцепторов с энергией E_A , отсчитанной от дна валентной зоны, N_D — концентрация компенсирующих доноров, $g=4$ — число, учитывающее спиновое вырождение. Поскольку структуры валентных зон в МКРТ и КРТ подобны, при расчете плотности состояний в валентной зоне N_v масса дырок полагалась равной $\sim 0.55m_0$ [5]. На зависимостях $R(T)$ отсутствует уча-

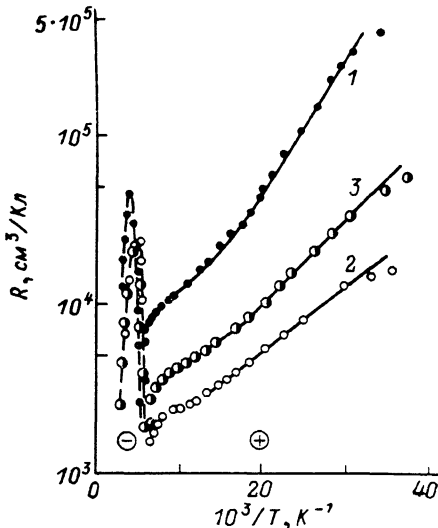


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла.

1—3 соответствуют номерам образцов в таблице.

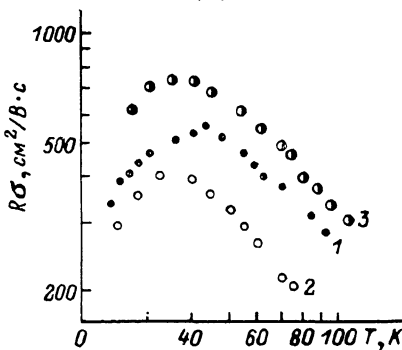


Рис. 2. Температурные зависимости холловской подвижности.

1—3 соответствуют номерам образцов в таблице.

сток истощения примесей, и, следовательно, непосредственное определение $N_A - N_D$ невозможно. Поэтому производилась согласованная подгонка трех параметров $N_A - N_D, N_D$ и E_A так, чтобы совместить расчетные кривые с экспериментальными точками (рис. 1). Результаты представлены в таблице.

Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что исследованные образцы являются компенсируемыми, причем степень компенсации составляет $\sim 98\%$. Концентрации компенсирующих доноров для всех исследованных образцов близки и составляют $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Следует подчеркнуть, что величина некомпенсированных акцепторов $N_A - N_D$ более чем в 20 исследованных ЭС МКРТ с $E_g = 250 \div 350 \text{ мэВ}$ находится в пределах $(0.8 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Анализ многочисленных работ (см., например, [6, 7]) показывает, что ЭС КРТ, получаемые в процессе эпитаксии из растворов, обогащенных теллуром, а также монокристаллы имеют p -тип проводимости с концентрацией некомпенсированных акцепторов, обусловленной собственными дефектами, $N_A - N_D = (0.5 \div 5) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Причем концентрация компенсирующих доноров N_D находится на уровне 10^{17} см^{-3} . С целью понижения $N_A - N_D$ до величины $(0.1 \div 1) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$,

что необходимо для создания диодных структур в узкощелевых полупроводниках, проводится термический отжиг в парах ртути. При этом концентрация доноров существенно не изменяется. Таким образом, величина $N_A - N_D$ в ЭС МКРТ на 1—2 порядка меньше, чем в ЭС КРТ, а концентрация доноров находится на одном уровне.

Глубина залегания акцепторного уровня в исследованных образцах с $E_g = 250 \div 350$ мэВ находилась в пределах $4 \div 10$ мэВ. Явной зависимости E_A от ширины запрещенной зоны не наблюдалось. Вместе с тем E_A уменьшается с ростом $N_A - N_D$. Как было показано в работе [8], наблюдаемая зависимость может быть связана с экранированием потенциала примеси свободными и заряженными центрами компенсирующей примеси. Отмечено, что этот эффект превалирует при выполнении условия $a_0 (N_A - N_D)^{1/2} \leq 0.2$ (a_0 — боровский радиус), которое в нашем случае заведомо выполняется.

Для дополнительной характеристики качества ЭС оценим концентрацию рассеивающих центров N_I из независимого эксперимента по измерению холловской подвижности $\mu = R\sigma$. На рис. 2 приведены температурные зависимости $\mu(T)$ для тех же образцов. Все кривые достигают максимального значения в диапазоне $T = 35 \div 43$ К. Характер экспериментальной зависимости $\mu(T)$ указывает на то, что при $T < T_{\max}$ преобладает рассеяние на ионах примеси ($\mu_I \sim T^\alpha$, где $\alpha = 3/2$). При $T > T_{\max}$ зависимость $\mu(T)$ подчиняется эмпирическому соотношению $\mu_0 \sim 1/T^\beta$, где $\beta = 1.2$ для образцов 2, 3 и $\beta = 0.90$ для образца 1. Концентрацию ионизированных центров оценивали по величине подвижности при $T = T_{\max}$. Для этого находилась связь экспериментального значения подвижности в точке максимума μ_{\max} и чистого вклада в нее подвижности, обусловленной рассеянием на ионах примеси μ_I .

Предполагалось, что в этой области температур суммарная подвижность обусловлена только двумя механизмами (μ_I и μ_0) и в точке $T = T_{\max}$ справедливо

$$\mu_{\max}^{-1} = \mu_I^{-1} + \mu_0^{-1}. \quad (2)$$

Функция

$$\mu^{-1} = \frac{1}{AT^\alpha} + \frac{T^\beta}{B}, \quad (3)$$

где A и B — константы от T , имеет экстремум при $T = T_{\max}$, который находится из уравнения

$$\alpha/AT_{\max}^{\alpha+1} = \beta T_{\max}^{\beta-1}/B, \quad (4)$$

т. е.

$$T_{\max} = \left(\frac{B}{A} \frac{\alpha}{\beta} \right)^{\frac{1}{\alpha+\beta}}. \quad (5)$$

При $T = T_{\max}$ значения μ_I и μ_0 равны соответственно

$$\mu_I(T_{\max}) = A \frac{\beta}{\alpha+\beta} B \frac{\alpha}{\alpha+\beta} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{\frac{\alpha}{\alpha+\beta}}, \quad (6)$$

$$\mu_0(T_{\max}) = A \frac{\beta}{\alpha+\beta} B \frac{\alpha}{\alpha+\beta} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{\frac{\beta}{\alpha+\beta}}. \quad (7)$$

Следовательно, в точке T_{\max} имеет место соотношение

$$\frac{\mu_I}{\mu_0} = \frac{\alpha}{\beta}. \quad (8)$$

Уравнение (8) совместно с уравнением (2) дают $\mu_I = \mu_{\max} (\alpha/\beta + 1)$, что позволяет по известным соотношениям непосредственно определить концентрацию ионизированных центров рассеяния N_I . Полагая величину диэлектрической проницаемости равной 16 [5], получаем, что длина экранирования Дебая l_D при $T = T_{\max}$ составляла для исследованных образцов $\geq 2.5 \cdot 10^{-6}$ см, тогда как

среднее расстояние между ионами $l_I = (N_A + N_D)^{-1/2}$ не превышало $2 \cdot 10^{-6}$ см. Поскольку $l_D \approx l_I$, то использование модели Брукса—Херринга было бы не последовательным и действительно значение $N_D^{B-X} \approx N_I/2$, вычисленное в рамках этой модели [7], примерно на порядок ниже данных, полученных из холловских измерений. В то же время расчет в рамках модели Конуэл—Вайскопфа [9] дает значения N_D^{K-B} , достаточно близкие к холловским (см. таблицу).

Как следует из таблицы, величины $N_A + N_D$ в исследованных ЭС МКРТ, сделанные на основании холловских измерений и анализа измерений подвижности при низких температурах, одинаковы. Концентрация доноров велика и совпадает с аналогичной оценкой как для отожженных, так и неотожженных ЭС КРТ, что уже отмечалось выше. Однако важно еще раз подчеркнуть, что концентрация акцепторов при этом существенно меньше в МКРТ. Близость величин E_A в КРТ и МКРТ отражает, по-видимому, аналогичную природу акцепторов, которые связаны скорее всего с собственными дефектами сходной природы. Меньшая их концентрация может быть обусловлена более узкой областью гомогенности в этой системе по отношению к дефектам, выступающим в роли акцепторов. Вероятно, это непосредственным образом связано с введением марганца в состав твердого раствора.

Л и т е р а т у р а

- [1] Wall A., Caprile C., Franciosi A., Reifenberger R., Debska U. — J. Vac. Sci. Techn., 1986, v. A4, N 3, p. 818—822.
- [2] Sher A., Chen A. B., Spicer W. E., Shih C. K. — J. Vac. Sci. Techn., 1985, v. A3, N 1, p. 105—111.
- [3] Миронов К. Е., Унтила П. Г., Зеленова О. В. — В кн.: Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986, ч. 1, с. 148—150.
- [4] Ivanov-Omskii V. I., Berchenko N. N., Elizarov A. I. — Phys. St. Sol. (a), 1987, v. 103, N 11, p. 11—28.
- [5] Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средян В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. 208 с.
- [6] Chu M. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 11, p. 5876—5879.
- [7] Edwall D. D., Gertner E. R., Tennant W. E. — J. Electron. Mater., 1985, v. 14, N 3, p. 245—268.
- [8] Neumark G. E. — Phys. Rev. B, 1972, v. 5, N 2, p. 408—417.
- [9] Зеерер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 15.01.1988
Принята к печати 26.01.1988