

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ НЕПРЕРЫВНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ (MnHg)Te

Яфясов А. М., Перепелкин А. Д., Мясоедов Ю. Н.,  
Матвиив М. В.

В работе приведены результаты экспериментального исследования электрофизических свойств поверхности (MnHg)Te с  $E_g \sim 0.25$  эВ при  $T=300$  К методом эффекта поля в электролитах. Показано, что для межфазовой границы МРТ—водный электролит дифференциальная емкость межфазовой границы в эффекте поля определяется емкостью области пространственного заряда. Определены ширина запрещенной зоны и эффективные массы плотностей состояний в области пространственного заряда на поверхности МРТ. Обнаружено, что поперечное магнитное поле приводит к уменьшению величины емкости в плоских зонах. Проанализированы основные особенности экспериментального исследования электрофизических свойств поверхности МРТ с использованием межфазовой границы электролит—полупроводник.

Твердые растворы (MnHg)Te (МРТ) в отсутствие внешнего магнитного поля по своим физическим свойствам во многом аналогичны соединениям (CdHg)Te (КРТ). В магнитном спектре (MnHg)Te возникают особенности из-за обменного взаимодействия между валентными и локализованными на ионах марганца  $d$ -электронами. Обменное взаимодействие приводит к перестройке энергетического спектра зонных носителей заряда в магнитном поле, причем это изменение зависит от состояния магнитной подсистемы и пропорционально среднему значению магнитного момента ионов марганца [1].

Применение МРТ связано в основном с возможностью изменения характеристик этих полупроводников во внешнем магнитном поле, что открывает новые возможности в создании различных приемников ИК излучения, перестраиваемых посредством изменения магнитного поля и температуры.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования электрофизических свойств поверхности и приповерхностного объема МРТ с использованием методики эффекта поля в электролитах, ранее апробированной в работах [2, 3] при исследовании КРТ. Исследовался МРТ состава  $x=0.15$ , выращенный методом направленной кристаллизации. Согласно данным [4], для этого материала  $E_g$  при комнатной температуре составляет  $\sim 0.25$  эВ.

Электрофизические свойства поверхности и приповерхностного объема МРТ определялись из измерений вольтамперной характеристики (ВАХ) и дифференциальной емкости межфазовой границы (МФГ) МРТ—электролит, измеренной на импульсном токовом сигнале с длительностью тестирующего импульса  $10^{-6}$  с и на гармоническом сигнале в диапазоне частот 2—100 кГц в эффекте поля при циклическом изменении электродного потенциала  $\varphi$  в потенциостатическом режиме со скоростями изменения электродного потенциала  $v=10, 50, 100$  мВ/с. Измерения проводились в герметичной стеклоглифитовой ячейке при фиксированной температуре  $T=(295 \pm 1)$  К. В качестве электролитов использовались водные растворы калиевых солей. Поверхность исследуемых электродов подвергалась химико-механической полировке с последующей обработкой в 8%-м растворе  $\text{Br}_2$  в метаноле. Омические контакты к образцам наносились непосредственно перед экспериментом и защищались химически стойким компаундом.

Типичный вид зависимостей  $C(\varphi)$  и  $j(\varphi)$  для свежепротравленной поверхности МРТ приведен на рис. 1 и 2. Из рис. 1, б видно, что в исследованном диапазоне частот тестирующего сигнала частотная дисперсия емкости наблюдается в области минимума  $C(\varphi)$ -зависимости, а также в области анодных потенциалов при переходе к частоте тестирующего сигнала 100 кГц, причем в минимуме  $C(\varphi)$ -зависимости при изменении частоты сигнала от 100 (рис. 1, б, кривая 1) до 2 кГц (кривая 5) емкость возрастает не более чем в 1.5 раза. Отсутствие гистерезиса  $C(\varphi)$ -зависимостей (рис. 1, б) при многократном циклировании по  $\varphi$  в эффекте поля, а также малые плотности анодного тока ( $j < 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>) (рис. 1, а) позволяют утверждать, что для МРТ электрода в данном диапазоне

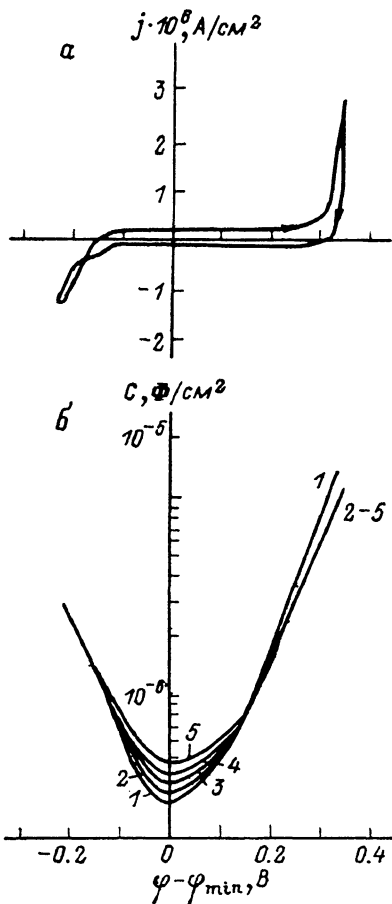


Рис. 1. Вольтамперная (а) и вольтфарадная (б) характеристики МФГ МРТ-1N KCl.

Частота тестирующего сигнала, кГц: 1 — 100, 2 — 50, 3 — 10, 4 — 5, 5 — 2.

гистерезиса  $C(\varphi)$ -зависимостей (рис. 1, б) при многократном циклировании по  $\varphi$  в эффекте поля, а также малые плотности анодного тока ( $j < 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>) (рис. 1, а) позволяют утверждать, что для МРТ электрода в данном диапазоне

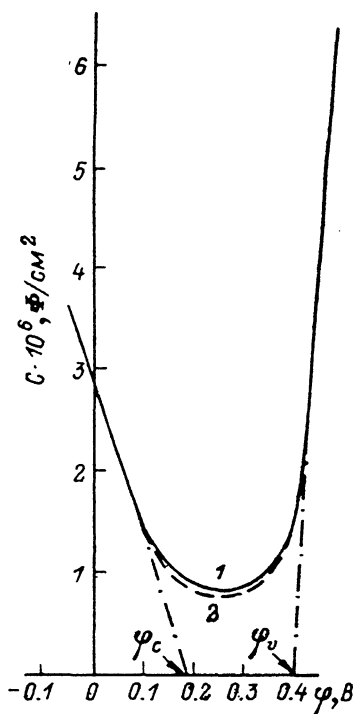


Рис. 2. Вольтфарадная характеристика МФГ МРТ-1N KCl на импульсном токовом сигнале с длительностью импульса  $10^{-6}$  с.

1 — без магнитного поля, 2 — в поперечном магнитном поле с  $B = 2$  Т.

сканируемых потенциалов справедливо приближение идеальной поляризуемости. Другими словами, в рассматриваемом диапазоне  $\varphi$  вклад электрохимических реакций через МФГ МРТ—электролит в емкостные свойства границы раздела пренебрежимо мал, а значит, можно считать, что измеряемая  $C(\varphi)$ -зависимость обусловлена изменением дифференциальной емкости области пространственного заряда (ОПЗ) МРТ в эффекте поля.

Проанализируем  $C(\varphi)$ -зависимость (рис. 2), используя методику, развитую в [5] для анализа ВФХ узкощелевых полупроводников. В областях электродных потенциалов  $-0.1 < \varphi < 0.1$  В и  $\varphi > 0.4$  В емкость линейно зависит от  $\varphi$ . Такое поведение  $C(\varphi)$ -зависимости характерно для непараболического кейновского закона дисперсии зон при сильном вырождении [2]. Экстраполируя линейные участки  $C(\varphi)$ -зависимости до пересечения с осью абсцисс, получим значения  $\varphi_c$ , соответствующие краям разрешенных  $s$ - и  $v$ -зон на поверхности ( $\varphi_c$  и  $\varphi_a$ , соответственно). Используя очевидную связь  $(\varphi_c - \varphi_a) q = E_g$ , где  $q$  —

заряд электрона, имеем для исследуемого МРТ  $E_g \sim 0.21$  эВ. Более строгий анализ отмечает, что проделанная выше оценка справедлива лишь с точностью  $\pm 2kT$  [5], где  $k$  — постоянная Больцмана. В пределах этой точности определенное из  $C(\varphi)$ -зависимости значение  $E_g$  для исследуемого МРТ соответствует независимым оптическим измерениям ширины запрещенной зоны  $E_g \sim 0.25$  эВ.

Из наклонов  $C(\varphi)$ -зависимости в сильном вырождении (рис. 2) находятся величины  $\epsilon_{sc}^{1/2}(m_a^e/E_g)^{3/4}$  и  $\epsilon_{sc}^{1/2}(m_a^p/E_g)^{3/4}$  [5], где  $\epsilon_{sc}$  — диэлектрическая постоянная МРТ, а  $m_a^e$  и  $m_a^p$  — эффективные массы плотностей состояний  $s$ - и  $v$ -зон соответственно. Полагая  $E_g \sim 0.25$  эВ и  $\epsilon_{sc} = 16$  [6], имеем для эффективных масс плотностей состояний следующие значения:  $m_a^e \sim 0.055 m_0$ ,  $m_a^p \sim 0.37 m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Полученное значение  $m_a^e$  согласуется с литературными данными для  $Mn_{0.15}Hg_{0.85}Te$  ( $m_a^e/m_0 = 0.05-0.06$  [7, 8]). Для эффективной массы дырок в МРТ независимо от стехиометрического состава полагается значение  $m_a^p/m_0 = 0.5-0.7$  [7, 8], что соответствует зоне тяжелых дырок. Определенное нами из экспериментальной  $C(\varphi)$ -зависимости значение  $m_a^e$  оказывается несколько ниже, что, по-видимому, указывает на важную роль в ОПЗ зоны легких дырок. Аналогичное аномально малое значение  $m_a^p$  в ОПЗ нами ранее наблюдалось на непрерывных твердых растворах КРТ [2].

На рис. 3 (кривая 1) приведена зависимость дифференциальной плотности электронных состояний  $dN/dE$  от энергии  $E$  в  $s$ -зоне на поверхности МРТ, определенная из экспериментальной  $C(\varphi)$ -зависимости в области сильного вырождения электронного газа на поверхности с использованием отношения,

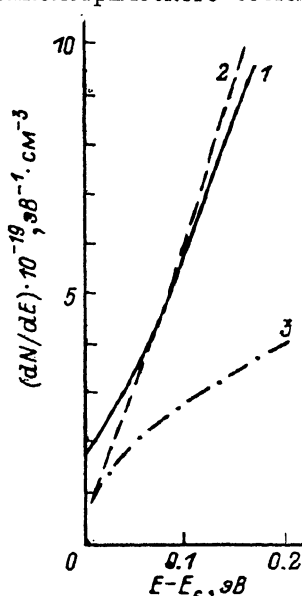


Рис. 3. Зависимость дифференциальной плотности электронных состояний от энергии в зоне проводимости.

1 — эксперимент, 2 — теоретический расчет в предположении непараболического кейновского закона дисперсии, 3 — теоретический расчет в предположении параболического закона дисперсии.

приведенного в [5]. Там же для сравнения приведены теоретически рассчитанные зависимости  $dN/dE$  от  $E$  для кейновского (кривая 2) и параболического (кривая 3) законов дисперсии, причем при расчете использовались экспериментально определенные значения  $m_a^e$  и  $E_g$ . Видно, что экспериментально полученная зависимость  $dN/dE$  от  $E$  хорошо согласуется с теоретически рассчитанной в предположении кейновского закона дисперсии.

На рис. 2 также приведены результаты измерения дифференциальной емкости МФГ МРТ—электролит на импульсном токовом сигнале с длительностью импульса  $10^{-6}$  с в отсутствие (кривая 1) и при наличии поперечного магнитного поля с  $B = 2$  Т (кривая 2). Из рисунка видно, что влияние магнитного поля на емкость проявляется в минимуме  $C(\varphi)$ -зависимости (в плоских зонах). Причем характерно, что величина эффекта изменения емкости в магнитном поле  $\Delta C/C = (C - C_H)/C$  не зависит от частоты тестирующего сигнала и составляет примерно 1—3 % при точности измерения емкости 0.5—1.0 %. По нашему мнению, уменьшение дифференциальной емкости в плоских зонах, по-видимому, связано с эффективным увеличением ширины запрещенной зоны МРТ в поперечном магнитном поле. Оценим  $\Delta C/C$ , воспользовавшись соотношением для дифференциальной емкости ОПЗ в следующем виде [5]:

$$C = \pm \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}{2}} \rho(\varphi) \left[ - \int_0^{\varphi} \rho(\varphi) d\varphi \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где  $\rho(\varphi)$  — суммарная электронная плотность заряда в ОПЗ,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная. В плоских зонах в отсутствие магнитного поля  $\rho(\varphi) \sim$

$\sim \exp[-E_g/2kT]$ . В магнитном поле  $\rho_H(\varphi) \sim \exp[-(\hbar(\omega_e + \omega_p) + 2E_g)/4kT]$ , где  $\omega_e = qB/m_e^*$  и  $\omega_p = qB/m_p^*$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка. Используя (1) и выражения для  $\rho(\varphi)$  и  $\rho_H(\varphi)$ , можно показать, что  $\Delta C/C \sim 1 - \exp[-\hbar(\omega_e + \omega_p)/4kT]$ . Полагая  $m_e^* = 0.055m_0$ ,  $m_p^* = 0.35m_0$  и  $B = 2T$ , имеем  $\Delta C/C \sim 2\%$ , что удовлетворительно согласуется с экспериментом.

В заключение отметим, что для получения воспроизводимых экспериментальных  $C(\varphi)$ -зависимостей и ВАХ принципиальным оказывается выбор специальной методики предобработки поверхности МРТ, в результате которой удаляется нарушенный слой, локализованный на поверхности и в приповерхностном объеме МРТ. Плотность поверхностных состояний при этом минимальна и составляет  $N_{ss} \leq 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ . Измерения, проведенные на образцах, не прошедших предварительной обработки, показали сильную частотную дисперсию  $C(\varphi)$ -зависимости, причем величина емкости с понижением частоты тестирующего сигнала возрастала более чем на порядок, указывая на наличие дополнительного захвата заряда на поверхностные состояния. По нашему мнению, дополнительный захват заряда обусловлен наличием электрически активных дефектов, возникающих в результате неполного удаления нарушенного слоя, локализованного на поверхности и в приповерхностном объеме МРТ.

#### Список литературы

- [1] Sivanathan S., Chu X., Faurie J. P. // J. Vac. Sci. Techn. 1987. V. 5. N 3. P. 694—698.
- [2] Яфясов А. М., Божевольнов В. Б., Перепелкин А. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 633—637.
- [3] Романов О. В., Божевольнов В. Б., Мясоедов Ю. Н., Соколов М. А., Горлин А. В. // Электрохимия. 1985. Т. 21. В. 5. С. 667—674.
- [4] Stankiewicz J., Giriat W., Bien M. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 68. N 2. P. 485—490.
- [5] Яфясов А. М., Монахов В. В., Романов О. В. // Вестн. ЛГУ. Сер. 4. 1986. № 1. С. 104—107.
- [6] McKnight S. W., Amirtharaj P. M., Perkowcz S. // Sol. St. Commun. 1978. V. 25. N 3. P. 357—361.
- [7] Берченко Н. Н., Креве В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. 208 с.
- [8] Kaniewski J., Muzielski A. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 12. P. 959—962.

Ленинградский  
государственный университет

Получена 13.10.1989  
Принята к печати 8.01.1990