

06:07

## Дефекты в гетероэпитаксиальных слоях CdHgTe/Si и их поведение в условиях формирования имплантационных $p^+ - n$ -фотодиодных структур

© К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, М.В. Якушев, Д.В. Марин,  
В.С. Варавин, Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Университет ИТМО, Санкт-Петербург  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
Томский государственный университет, Томск  
E-mail: mynkad@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 марта 2014 г.

Методом фотолюминесценции исследована дефектно-примесная структура гетероэпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te/Si$  ( $0.35 < x < 0.39$ ), выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией для создания  $p^+ - n$ -переходов ионной имплантацией мышьяка. Показано, что полной реализации возможностей фотодиодных структур „ $p^+ - n$ “ на основе CdHgTe/Si препятствует неконтролируемое легирование материала, приводящее к формированию как мелких (с энергией залегания  $\sim 10$  meV), так и глубоких ( $\sim 50$  meV) акцепторных уровней.

В технологии фотодиодов на основе CdHgTe (КРТ), одного из основных материалов инфракрасной фотоэлектроники, традиционно используются 2 метода создания электронно-дырочных переходов: формирование  $n^+$ -области в материале дырочного типа проводимости или  $p^+$ -области в материале электронного типа. Для структур „ $p^+ - n$ “ характерны значительно меньшие темновые токи, что в конечном счете обеспечивает более высокую рабочую температуру фотодиодов [1]. Это обусловлено тем, что в КРТ  $n$ -типа обычно наблюдается большее время жизни неосновных носителей заряда, поскольку для такого материала характерна меньшая концентрация глубоких

рекомбинационных центров, ограничивающая это время. Для создания структур „ $p^+$ –на– $n$ “, как правило, проводят ионную имплантацию мышьяка с последующей термообработкой для активации введенной акцепторной примеси и отжига радиационных дефектов. Материал  $n$ -типа для таких структур получают легированием донорной примесью, обычно индием [2].

Исследования, проводимые при разработке имплантационной технологии „ $p^+$ –на– $n$ “, как правило, сфокусированы на анализе профилей вводимой примеси и радиационных нарушений и на параметрах получаемых фотодиодов (см., например, [1,3–5]). Дефектной структуре материала  $n$ -типа проводимости и изменениям, происходящим в ней в процессе изготовления  $p$ – $n$ -переходов и в целом при постростовой обработке материала, внимания практически не уделяется. В то же время известно, что используемые на современном этапе технологии КРТ гетероэпитаксиальные слои (ГЭС), выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ), обладают специфической дефектно-примесной структурой, не всегда стабильной при термообработке. Так, структурные неоднородности, характерные для ГЭС, выращиваемых на подложке из Si [6], влияют на поведение фоновых примесей: протяженные дефекты при постростовом отжиге служат каналами их быстрой диффузии к поверхности слоя [7], а границы раздела, наоборот, способны геттерировать примеси, препятствуя их миграции [8]. Кроме того, отжиг CdHgTe/Si влияет на активность примесей, захваченных на структурных дефектах [9], что также должно сказываться на свойствах конечной приборной структуры. В связи с этим возникает необходимость исследования поведения дефектов в CdHgTe/Si в ходе технологических операций, применяемых при создании  $p^+$ – $n$ -переходов ионной имплантацией мышьяка, в частности, и при изготовлении фотодиодных структур на основе КРТ в целом. В данном сообщении представлены результаты такого исследования, проведенного методом фотолюминесценции (ФЛ). Этот метод активно используется в последнее время для изучения дефектно-примесной структуры КРТ [9–11] и позволяет получать более глубокое представление о свойствах материала, чем стандартные измерения его электрических параметров.

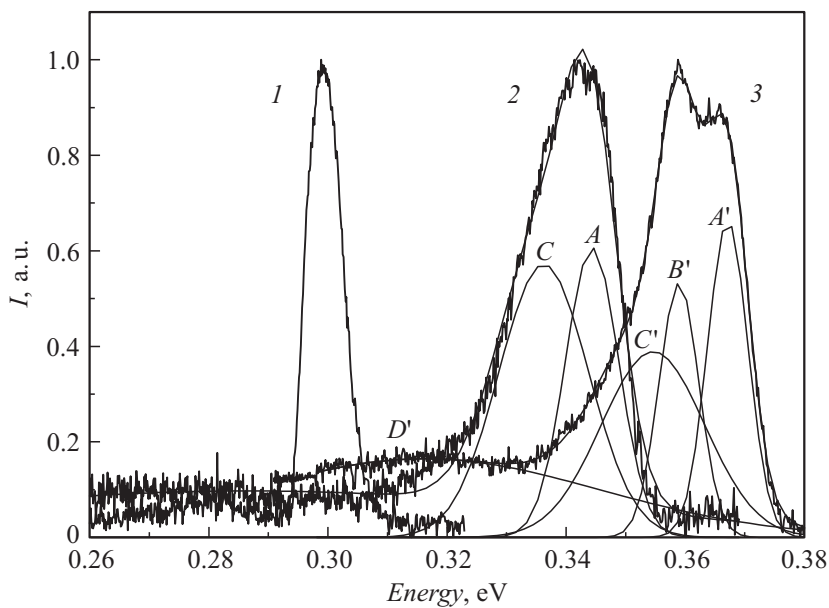
ГЭС были выращены МЛЭ на подложках (013)Si с буферными слоями CdTe и ZnTe [2] и имели однородный по химическому составу  $x$  фоточувствительный слой  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $0.35 < x < 0.39$  толщиной от 5 до 7  $\mu m$ . Все образцы выращивались в одинаковых условиях,

Параметры исследованных ГЭС

Образец #	Состав $x$	Концентрация электронов $n_{77}$ , $\text{cm}^{-3}$	Подвижность электронов $\mu_{n77}$ , $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	Легирование
1	0.35	$6.0 \cdot 10^{14}$	12 000	—
2	0.37	$1.3 \cdot 10^{15}$	13 000	In
3	0.37	$2.0 \cdot 10^{15}$	10 000	In
4	0.38	$1.0 \cdot 10^{15}$	10 000	In
5	0.39	$7.0 \cdot 10^{14}$	7000	—

ряд образцов легировался индием (концентрация  $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), остальные были номинально нелегированными. Параметры ГЭС по данным исследования оптического пропускания при температуре  $T = 300 \text{ K}$  и измерений эффекта Холла при  $T = 77 \text{ K}$  приведены в таблице. Сигнал ФЛ возбуждался со стороны ГЭС полупроводниковым лазером с длиной волны  $1.03 \mu\text{m}$  и регистрировался с использованием схемы синхронного детектирования охлаждаемым фотодиодом InSb со стороны подложки из Si.

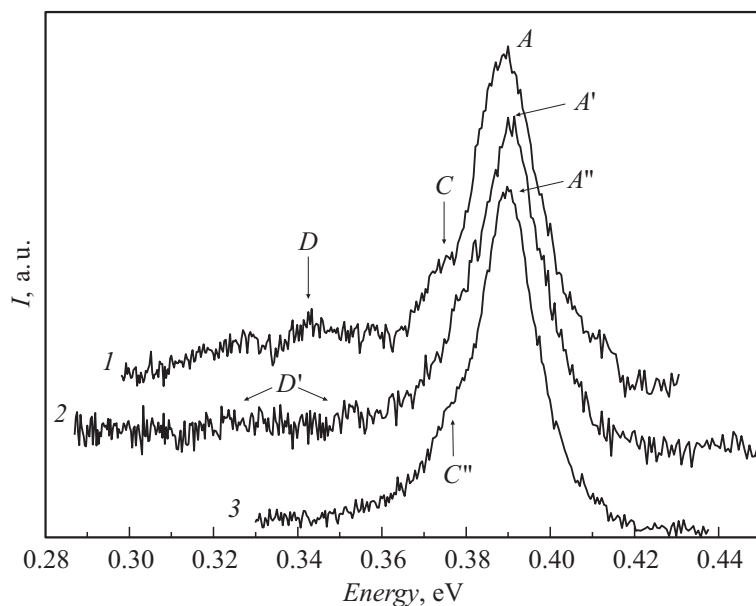
На рис. 1 представлены низкотемпературные спектры ФЛ ГЭС #1, #3 и #4 непосредственно после выращивания (*as-grown*). Как видно, спектры ФЛ этих образцов значительно отличаются. Если спектр образца #1 представляет собой одиночный пик гауссовой формы, то спектры образцов #3 и #4 имеют сложную форму. В частности, разложение спектров ФЛ образца #3, записанных при различных температурах на отдельные полосы, позволило выделить: полосу рекомбинации экситона, локализованного флуктуациями состава ( $LE$ , линия  $A$ ); полосу, соответствующую переходу на акцепторное состояние ( $c-A$ ) с энергией залегания акцепторного уровня  $E_A \sim 11 \text{ meV}$  (линия  $C$ ), и размытый „хвост“ ФЛ в длинноволновой части спектра. В свою очередь, в спектре образца #4 наблюдались линии  $LE$  (линия  $A'$ ), линия связанного экситона ( $B'$ ), переход  $c-A$  ( $C'$ ,  $E_A \sim 11 \text{ meV}$ ) и выраженный переход на более глубокий уровень  $c-DT$  ( $D'$ , энергия залегания уровня  $E_{DT} \approx 55 \text{ meV}$ ). Наличие мелких акцепторных состояний в ГЭС КРТ, выращенных на подложках из кремния, связывают с захватом неконтролируемых акцепторных примесей на структурные дефекты, специфичные для гетерокомпозиции CdHgTe/CdTe/ZnTe/Si [9]. Появление глубоких уровней с  $E_{DT} \sim 55 \text{ meV}$  в МЛЭ КРТ с  $x \sim 0.2$



**Рис. 1.** Нормализованные спектры ФЛ ГЭС #1 (1), #3 (2) и #4 (3), записанные при 4.2 К. Тонкие линии показывают подгонку спектров и их разложение на гауссовы составляющие.

и 0.3 по одной из гипотез связывалось с введением в материал донорной примеси — индия [12]. Именно такие уровни, как центры рекомбинации Шокли–Рида, чаще всего ответственны за снижение времени жизни неосновных носителей заряда, не позволяющее в полной мере реализовать потенциал высокотемпературных фотодиодов „ $p^+$ –на– $n$ “.

Для исследования поведения дефектно-примесной структуры CdHgTe/Si при изготовлении фотодиодов образец #4 был подвергнут имплантации ионами As с энергией 200 keV и дозой  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  с последующим двухстадийным отжигом в насыщенных парах ртути (2 h при  $T = 360^\circ\text{C}$  и 24 h при  $T = 225^\circ\text{C}$ ). Другой образец этого же ГЭС был подвергнут стандартному отжигу для перевода в  $p$ -тип проводимости в атмосфере гелия при низком давлении паров ртути (15 h при  $T = 260^\circ\text{C}$ ) [2], еще один образец — циклическому отжигу для аннигиляции дислокаций, аналогичному описанному в [13].



**Рис. 2.** Нормализованные спектры ФЛ ГЭС #4 непосредственно после роста (1), после отжига в атмосфере He (2) и после ионной имплантации, активационного отжига и удаления поверхностного слоя толщиной  $1.2\ \mu\text{m}$  (3). Спектры записаны при 80 K.

В результате ионной имплантации As в КРТ формируется сложная структура „ $p^+ - \pi$  (или  $\nu$ ) -  $n^-$ “ [3], но сигнал ФЛ в подобных образцах собирается из основной „базы“, а не из имплантированной области [14]. При низких температурах в спектрах ФЛ имплантированного и отожженного образца #4 прослеживались линии  $LE$ ,  $c-A$  и  $c-DT$  с той же энергией залегания уровней, что и в as-grown ЭС. После стравливания с поверхности образца слоя толщиной  $1.2\ \mu\text{m}$  (что гарантировало удаление  $p^+$ -области), интенсивность линии  $c-DT$  ослабла, но стал проявляться переход  $c-A$  (линия  $C''$ ) с  $E_A \sim 11\ \text{meV}$  (рис. 2). Такая же структура спектра была характерна для ГЭС #4, прошедшего циклический отжиг для аннигиляции дислокаций, однако максимум линии  $c-A$  после этого отжига здесь сместился на  $\sim 7\ \text{meV}$  (подобный эффект ранее наблюдался в других структурах CdHgTe/Si [9]). В спек-

тре образца, подвергнутого отжигу в атмосфере He, доминировала линия  $LE$  ( $A'$ ) и присутствовала слабо выраженная линия  $c-DT$  ( $D'$ ). Сходный вид имели и спектры номинально нелегированных образцов #1 и #5, прошедших аналогичный отжиг в  $p$ -тип в атмосфере He. Это обстоятельство, а также отсутствие полосы  $D$  в спектрах легированного In ГЭС #3 не позволяют связать формирование глубоких уровней в CdHgTe/Si с введением индия, а говорят, скорее, о неконтролируемом легировании материала.

Структурное совершенство исследованных ГЭС по данным ФЛ оказалось высоким: полуширина линии  $LE$  as-grown слоев при  $T = 4.2$  К составляла от 6 до 10 meV. Ни один из видов отжигов (постимплантационный, в  $p$ -тип и циклический) не приводил к сдвигу линии  $LE$ , полуширина этой линии после отжигов также не изменялась (рис. 2). Все это говорит о стабильности кристаллической структуры выращенных слоев.

В то же время измерение электрических параметров ГЭС после постростовых технологических операций выявило некоторые аномалии. В частности, если образцы, отожженные в атмосфере He, показали ожидаемые для такой обработки результаты (конверсия всего ГЭС в  $p$ -тип с концентрацией дырок  $p_{77} = (1.5-3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  и подвижностью  $\mu_p = 150-250 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$  по результатам холловских измерений), то после имплантации и активационного отжига в образце #4 вместо формирования тонкой  $p^+$ -области произошла конверсия в дырочный тип проводимости по всей толщине ГЭС. Концентрация и подвижность дырок в ГЭС после активационного отжига были равны соответственно  $p_{77} = 3.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  и  $\mu_p = 130 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ , а после удаления слоя толщиной  $1.2 \mu\text{m}$  они составили  $p_{77} = 1.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  и  $\mu_p = 240 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ .

Сопоставление данных холловских измерений с результатами исследования ФЛ и данными из литературы [2] показывает, что свойства исследованных ГЭС CdHgTe/Si в значительной мере определялись неконтролируемыми акцепторами, не связанными с введением индия. При этом примеси, ответственные за появление глубоких уровней, по-видимому, локализовались у поверхности эпитаксиальных слоев, в то время как мелкие акцепторы присутствовали по всему объему слоев. Таким образом, успешное изготовление фотодиодных структур „ $p^+$ –на– $n$ “ на основе ГЭС CdHgTe, выращенных МЛЭ на подложках Si, требует особого внимания к неконтролируемому легированию. На фоне присутствия структурных дефектов данное легирование может проявляться как непосредственно после выращивания ГЭС, так и в результате

постростовой обработки. В общем случае присутствие неконтролируемых акцепторов как центров рекомбинации Шокли–Рида снижает время жизни неосновных носителей заряда в  $n$ -области фотодиодов [2,12], а иногда, как следует из результатов настоящего исследования, активация подобных примесей может приводить и к полной конверсии материала в  $p$ -тип проводимости. В этом проявляется специфика технологии „ $p^+$ –на– $n$ “, поскольку само по себе наличие неизбежных при гетероэпитаксии структурных дефектов, как показывает успешный опыт изготовления на основе МЛЭ структур CdHgTe/Si типа „ $n^+$ –на– $p$ “ [15], не препятствует реализации возможностей данного материала.

## Список литературы

- [1] Mollard L., Destefanis G., Bourgeois G., Ferron A., Baier N., Gravrand O., Barnes J.P., Papon A.M., Milesi F., Kerlain A., Rubaldo L. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 1830.
- [2] Якушев М.В., Варавин В.С., Ремесник В.Г., Марин Д.В. // ФТП. 2014. Т. 48. С. 788.
- [3] Lobre C., Jalabert D., Vickridge I., Briand E., Benzeggouta D., Mollard L., Jouneau P.H., Ballet P. // Nucl. Instrum. Phys. B. 2013. V. 313. P. 76.
- [4] Itsuno A.M., Emelie P.Y., Phillips J.D., Velicu S., Grein C.H., Wijewarnasuriya P.S. // J. Electron. Mater. 2010. V. 39. P. 945.
- [5] Billman C.A., Almeida L.A., Smith P., Arias J.M., Chen A., Lee D., Piquette E.C. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 1693.
- [6] Якушев М.В., Гутаковский А.К., Сабинина И.В., Сидоров Ю.Г. // ФТП. 2011. Т. 45. С. 956.
- [7] Bubulac L.O., Benson J.D., Jacobs R.N., Stoltz A.J., Jaime-Vasquez M., Almeida L.A., Wang A., Wang L., Hellmer R., Golding T. et al. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 280.
- [8] Benson J.D., Bubulac L.O., Lennon C.M., Jacobs R.N., Smith P.J., Markunas J.K., Jaime-Vasquez M., Almeida L.A., Stoltz A., Arias J.A. et al. // J. Electron. Mater. 2013. V. 42. P. 3217.
- [9] Ижнин И.И., Мынбаев К.Д., Якушев М.В., Ижнин А.И., Фицыч Е.И., Баженов Н.Л., Шиляев А.В., Савицкий Г.В., Jakiela R., Сорочкин А.В. и др. // ФТП. 2012. Т. 46. С. 1363.
- [10] Zhang X.H., Shao J., Chen L., Lu X., Guo S.L., He L., Chu J.H. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. Art. 043 503.
- [11] Gemain F., Robin I.C., Brochen S., Ballet P., Gravrand O., Feuillet G. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. Art. 142 104.

- [12] Swartz C.H., Tomkins R.P., Giles N.C., Myers T.H., Edwall D.D., Ellsworth J., Piquette E., Arias J., Berding M., Krishnamurthy S. et al. // J. Electron. Mater. 2004. V. 33. P. 728.
- [13] Farrell S., Rao M.V., Brill G., Chen Y., Wijewarnasuriya P., Dhar N., Benson D., Harris K. // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. P. 727.
- [14] Белотелов С.В., Иванов-Омский В.И., Ижнин А.И., Смирнов В.А. // ФТП. 1991. Т. 25. С. 1058.
- [15] Якушев М.В., Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Предеин А.В., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Сорочкин А.В., Сусяков А.О. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 4. С. 1.