

# Электролюминесценция в полуметаллическом канале на одиночной разьединенной гетерогранице II типа

© К.Д. Моисеев<sup>†</sup>, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, И. Освальд\*, Э. Гулициус\*, И. Панграц\*, Т. Шимечек\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic,  
16253 Prague 6, Czech Republic

(Получена 13 марта 2003 г. Принята к печати 18 марта 2003 г.)

Изучена излучательная рекомбинация вблизи разьединенной гетерограницы II типа  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  в интервале температур 4–100 К. Показано, что полоса электролюминесценции  $h\nu_A = 0.37$  эВ может быть приписана в большей степени рекомбинации электронов из полуметаллического канала вблизи интерфейса с участием глубокого акцепторного уровня на границе раздела, тогда как полоса  $h\nu_B = 0.40$  эВ отвечает за излучательные переходы в объеме InAs на мелкий природный акцептор. Участие интерфейсных состояний в рекомбинации через гетерограницу II типа  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$  становится значительным за счет перекрытия волновых функций дырок, локализованных вблизи границы раздела со стороны твердого раствора, с волновыми функциями состояний на глубоком акцепторе.

## 1. Введение

В последние годы возрастающий интерес к полупроводниковым лазерам, работающим в среднем инфракрасном диапазоне длин волн 3–5 мкм, обусловлен важностью данного спектрального интервала для применений в системах газового анализа и экологического мониторинга, для задач высокоточной лазерной диодной спектроскопии [1,2]. Четверные твердые растворы  $\text{GaInAsSb}$ , формирующие гетеропереходы II типа с InAs, являются перспективными материалами для создания эффективных оптоэлектронных приборов, излучающих в данном спектральном диапазоне. Уникальность энергетической зонной диаграммы разьединенных гетеропереходов II типа  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$  открывает возможность управления длиной волны излучения прибора, созданного на основе данной гетероструктуры, за счет варьирования энергетического зазора и перекрытия энергетических зон на гетерогранице. В разьединенном гетеропереходе II типа  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$  пространственно разделенные электроны и дырки локализованы в самосогласованных квантовых ямах по обе стороны границы раздела в результате перетекания электронов из валентной зоны твердого раствора в зону проводимости арсенида индия [3]. В такой системе на гетерогранице формируется полуметаллический канал за счет внутреннего электрического поля, образованного приграничными зарядами [4].

Недавно нами была обнаружена и исследована интерфейсная электролюминесценция (ЭЛ) в одиночном изотипном разьединенном гетеропереходе II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$  [5,6]. Спектры ЭЛ при  $T = 77$  К содержали две полосы излучения с энергией фотона 0.311 и 0.378 эВ при „обратном“ внешнем смещении, приложенном к образцу. Под обратным смещением будем понимать такую полярность, когда положительный потенциал прикладывается к широкозонному слою

$\text{GaInAsSb}$ , а отрицательный — к узкозонному  $p\text{-InAs}$ . Третья, высокоэнергетическая, полоса с энергией фотона в максимуме 0.633 эВ появлялась только при сильном уровне инжекции [5]. При приложении прямого смещения к структуре спектры ЭЛ содержали только две полосы излучения: 0.384 и 0.408 эВ. В работе [6] была рассмотрена динамика изменения формы спектра от температуры в интервале 4–100 К для случая обратного смещения. При более детальном рассмотрении оказалось, что при низких температурах  $T < 15$  К полоса излучения 0.384 эВ состояла из двух пиков:  $h\nu_A = 0.372$  эВ и  $h\nu_B = 0.400$  эВ. Было также показано, что в рассматриваемой  $p\text{-}p$ -гетероструктуре ЭЛ обусловлена не прямой (туннельной) излучательной рекомбинацией через гетерограницу  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$  электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны границы раздела.

Следует подчеркнуть, что рассмотренные структуры были получены на основе сильно легированных слоев четверного твердого раствора  $\text{GaInAsSb}$  с концентрацией дырок  $p > 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В работе [7] показано, что транспортные свойства изотипной дырочной гетероструктуры сильно зависят от степени легирования твердого раствора акцепторной примесью. Начиная с определенного количества введенного в раствор-расплав цинка, электронный тип проводимости резко меняется на дырочный, т.е. наступает истощение электронного канала на гетерогранице. Это можно объяснить тем, что в вырожденном твердом растворе уровень Ферми в валентной зоне располагается по энергии ниже потолка зоны проводимости InAs. Тогда в разьединенном гетеропереходе  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  происходит переход от интерфейсной полуметаллической проводимости к объемной полупроводниковой. До того как этот переход произойдет, основная проводимость исследуемой гетероструктуры будет определяться полуметаллическим (электронно-дырочным) каналом на гетерогранице.

<sup>†</sup> E-mail: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

В случае сильно легированного эпитаксиального слоя GaInAsSb основное падение внешнего смещения и, следовательно, основной изгиб зон на гетерогранице происходят на стороне узкозонного InAs. Электронная квантовая яма заполняется за счет инжектируемых носителей. При этом эффективный потенциальный барьер для электронов со стороны твердого раствора уменьшается, что проявляется в эксперименте в виде коротковолновой (0.633 эВ) полосы как результат рекомбинации оже-электронов из канала с дырками в объеме твердого раствора.

Цель данной работы состояла в исследовании электролюминесценции при низких температурах в одиночной изотипной разьединенной гетероструктуре  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  со слабо легированными слоями твердого раствора при наличии полуметаллического канала с высокой подвижностью электронов на гетерогранице.

## 2. Методика эксперимента

Одиночные изотипные гетероструктуры  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$  были получены методом жидкофазной эпитаксии путем наращивания слоя четверного твердого раствора GaInAsSb на подложке InAs(100). Полученные гетероструктуры были изопериодными и ненапряженными благодаря выполнению термодинамических условий роста из равновесного с подложкой раствора–расплава. Хорошее качество гетероструктур было подтверждено предварительными исследованиями с помощью рентгеноструктурного анализа и методами просвечивающей электронной микроскопии [8]. Зонная энергетическая диаграмма такой гетероструктуры представляет собой разьединенный гетеропереход II типа с разрывом зон на гетерогранице порядка 60 мэВ [5]. Технология получения исследуемых образцов и методика измерения их магнитотранспортных свойств были описаны ранее [9,10].

В данной работе были использованы подложки арсенида индия ( $E_g = 0.417$  эВ при  $T = 4$  К [11]), легированные акцепторной примесью Zn, с концентрацией носителей  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300$  К. При этом они демонстрировали слабую проводимость при температуре ниже 80 К. Слои широкозонного твердого раствора GaInAsSb ( $E_g = 0.644$  эВ при  $T = 7$  К [12]) были  $p$ -типа проводимости и концентрация дырок не превышала  $p \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 77$  К. Холловская подвижность электронов в таких структурах была высокой:  $(3.5\text{--}5) \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Образцы одиночных гетероструктур  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$  для измерения ЭЛ представляли собой меза-диоды, подготовленные обычным методом послеростовой обработки с помощью методики нанесения фотолитографической маски и селективного химического травления. Профили круглой

меза-структуры с диаметром со стороны слоя 400 мкм и высотой 2 мкм были получены с использованием водного раствора  $\text{CrO}_3 + \text{HCl}$ . Диаметр точечного контакта в центре мезы не превышал 50 мкм. Металлический контакт на верхней части мезы был нанесен посредством напыления тонкого слоя золота (200 нм), который вплавлялся при  $T = 350^\circ\text{C}$  в атмосфере потока очищенного водорода. Квадратные чипы размером  $800 \times 800$  мкм выкалывались из эпитаксиальной пластины.

Измерения ЭЛ проводились при приложении прямого и обратного смещения в квазистационарном режиме, а также в импульсном режиме при длительности импульсов не менее 1 мс в интервале температур 4–100 К. Выходное излучение анализировалось с помощью двухрешеточного монохроматора SDL-1 и регистрировалось охлаждаемым PbS-фоторезистором, используя стандартный режим синхронного детектирования.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как было отмечено выше, при легировании твердого раствора GaInAsSb акцепторной примесью Zn полуметаллический канал на одиночной гетерогранице существует только в ограниченном интервале концентраций [7]. На рис. 1 представлена зависимость холловской подвижности от количества атомарного цинка, вводимого в раствор–расплав. Хорошо видно, что до  $\sim 0.01$  ат% величина подвижности остается постоянной и достаточно высокой. Ширина электронного канала, оцененная на уровне Ферми, составляла порядка 30–40 нм. Это достаточно широкая потенциальная яма, которая тем не менее содержит несколько электронных подзон, расположенных близко друг к другу. Двумерная природа такого канала была недавно подтверждена наблюдением квантового эффекта Холла в структурах

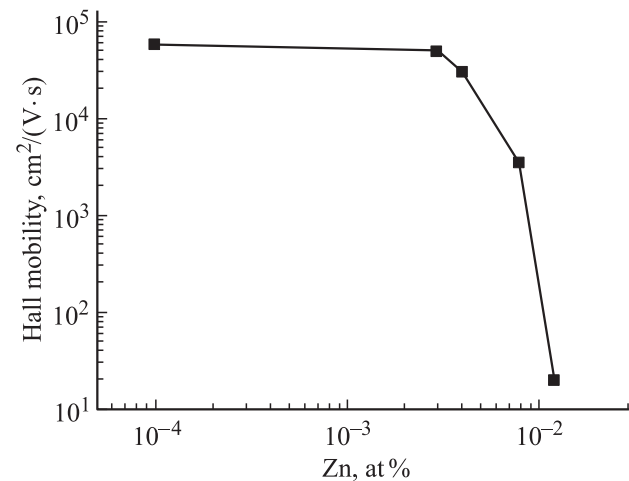


Рис. 1. Зависимость холловской подвижности при  $T = 77$  К в гетероструктуре  $p\text{-GaIn}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}(\text{Zn})/p\text{-InAs}$  от количества акцепторной примеси Zn, введенного в расплав.

Холловская подвижность в слабом магнитном поле ( $B < 2$  Тл) при  $T = 77$  К

Образец	Примесь (at%)	$\mu_{H, \text{cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})}$
МК-531/2	Zn (0.015)	48800
МК-531/3	Sn (0.046)	42400
МК-531/4	Ge (0.0025)	35000
МК-535/3	Sn (0.1)	11700

$p$ -GaInAsSb/ $p$ -InAs на основе нелегированных твердых растворов [13].

Добавление в раствор-расплав небольшого количества олова или германия вместо цинка существенно не влияет на характер полуметаллического канала на гетерогранице в силу особенностей их атомной структуры (IV группа) при легировании ими твердых растворов в системе GaSb-InAs (III, V группы) [12]. Высокое значение и электронный характер холловской подвижности сохраняется для всех исследуемых в данной работе структур (см. таблицу). Можно считать, что в данных гетероструктурах существует сильно заряженная плоскость на границе раздела, расположенная поперек движения тока, прикладываемого к образцу при измерении спектров ЭЛ. Этим объясняется тот факт, что наиболее эффективное излучение было достигнуто при приложении длинных импульсов, вплоть до непрерывного режима.

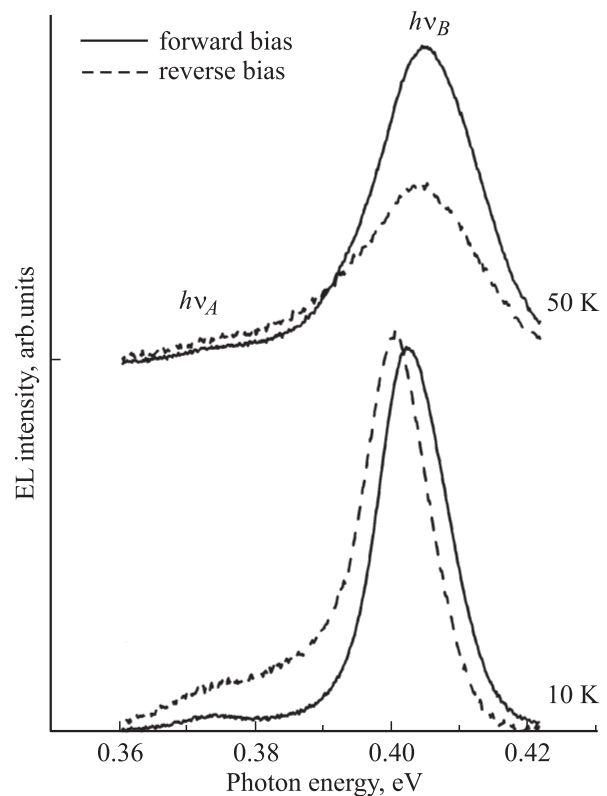
На рис. 2 представлены спектры ЭЛ для двух полярностей приложенного напряжения смещения при температурах 10 и 50 К. Спектры содержат только две полосы излучения с энергией фотона  $h\nu_A = 0.372$  эВ и  $h\nu_B = 0.400$  эВ. Формы пиков достаточно похожи, а их спектральные положения близки друг к другу как для случая прямого, так и для обратного смещения. Однако существует несколько существенных различий между ними.

Нужно отметить, что при низких температурах ( $T < 50$  К) наблюдалось перераспределение интенсивности пиков ЭЛ в зависимости от полярности приложенного смещения. Для прямого смещения, когда отрицательный потенциал приложен к широкозонному слою твердого раствора, а положительный — к InAs, интенсивность высокоэнергетической полосы излучения  $h\nu_B$  в 20 раз при  $T = 10$  К и в 12 раз при  $T = 50$  К выше, чем для низкоэнергетической полосы  $h\nu_A$ . При обратном смещении интенсивность полосы  $h\nu_B$  падает, а интенсивность полосы  $h\nu_A$ , напротив, возрастает и соотношение между ними уменьшается до  $I(h\nu_B)/I(h\nu_A) = 8$  ( $T = 10$  К) и  $6$  ( $T = 50$  К) по сравнению со спектром при прямом смещении.

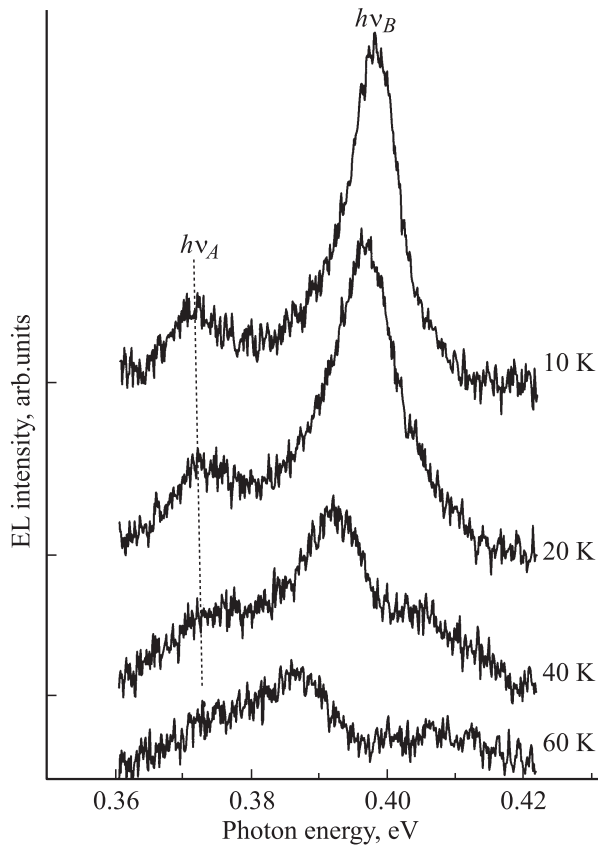
Кроме того, изменяется асимметрия пика  $h\nu_B$  в зависимости от полярности приложенного смещения. При прямом смещении для данной полосы наблюдался резкий спад интенсивности излучения со стороны низких энергий, тогда как распределение интенсивности излуче-

ния со стороны высоких энергий фотона спадает более плавно и может быть описано экспоненциальным законом. При обратном смещении, напротив, наблюдаются резкий высокоэнергетический край и сильно затянутый „хвост“ распределения интенсивности ЭЛ со стороны низких энергий фотона вплоть до полосы  $h\nu_A$ .

Различие в форме пиков  $h\nu_B$  может быть связано с различными механизмами излучательных переходов в зависимости от полярности приложенного смещения. При прямом смещении слегка затянутый высокоэнергетический край спектра ЭЛ может быть результатом вклада электронов из зоны проводимости InAs, подчиняющихся максвелловскому закону распределения ( $\propto \exp(-\varepsilon/kT)$ ). Противоположную картину мы наблюдаем при обратном смещении. Как указывалось выше, самосогласованная квантовая яма достаточно широка вблизи уровня Ферми, что допускает вероятность существования нескольких электронных уровней, расположенных близко друг от друга. Следовательно, низкоэнергетический край полосы  $h\nu_B$  может состоять из нескольких близких по энергии излучательных переходов электронов с уровней в полуметаллическом канале на гетерогранице, расположенных ниже уровня Ферми в яме. Увеличение температуры с 10 до 50 К приводит к уширению пика  $h\nu_B$  и наблюдению „голубого“ сдвига максимума полосы излучения на 3 мэВ в сторону больших энергий фотона. Отметим также, что интенсивность



**Рис. 2.** Спектры электролюминесценции для двух направленных приложенного через образец тока  $i = 1$  А при температурах 10 и 50 К. Образец МК-531/3.



**Рис. 3.** Спектры электролюминесценции при  $T = 10\text{--}60\text{ K}$  и прямом смещении для тока  $i = 25\text{ mA}$  в постоянном режиме. Образец МК-531/3.

пика  $h\nu_B$  сильнее зависит от температуры при обратном смещении, чем при прямом. Разница в спектральном положении пика  $h\nu_B$  для прямого и обратного смещений при  $T = 10\text{ K}$  может отвечать энергии активации донора в InAs ( $E_D = 2\text{ мэВ}$ ), что хорошо согласуется с данными [11]. В отличие от пика  $h\nu_B$  спектральное положение пика  $h\nu_A$  не зависит от температуры в интервале  $10\text{--}50\text{ K}$  как при прямом, так и при обратном внешнем смещении.

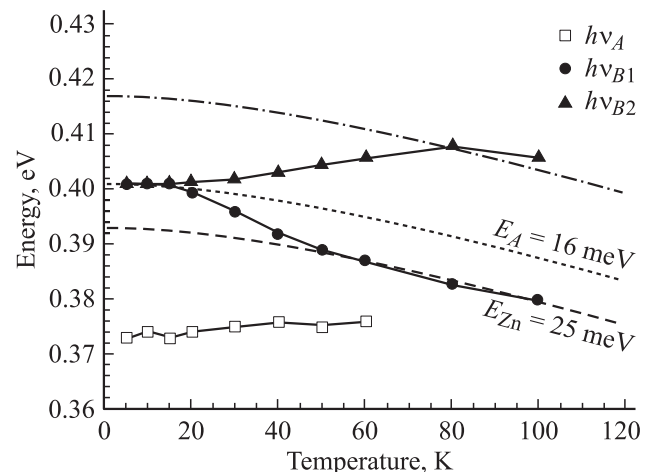
Типичные спектры ЭЛ в интервале температур  $10\text{--}60\text{ K}$  приведены на рис. 3. С ростом температуры интенсивность полосы  $h\nu_A$  сначала медленно возрастает и достигает максимума при  $T = 30\text{ K}$ , а затем падает. При  $T = 60\text{ K}$  полоса  $h\nu_A$  проявляется только как длинноволновое плечо полосы  $h\nu_B$ . Интересная трансформация наблюдается для полосы  $h\nu_B$ . С ростом температуры пик уширяется, максимум его сдвигается в сторону более высоких энергий фотона, а начиная с  $T > 40\text{ K}$  полоса  $h\nu_B$  разбивается на две четко выраженные полосы излучения  $h\nu_{B1}$  и  $h\nu_{B2}$ . Аппроксимация пиками с гауссовым распределением интенсивности позволяет оценить спектральное положение максимумов этих полос как  $h\nu_{B1} = 0.383\text{ эВ}$  и  $h\nu_{B2} = 0.410\text{ эВ}$  при  $T = 80\text{ K}$ . Хорошо видно, что одна из них ( $h\nu_{B1}$ ) может быть приписана переходам зона-акцептор, тогда как

другая ( $h\nu_{B2}$ ) — переходам зона-зона (рис. 4). При низких температурах (до  $30\text{ K}$ ) полоса  $h\nu_B$  соответствует излучательным переходам (зона проводимости)–(природный акцепторный уровень с энергией ионизации  $E_A = 16\text{ мэВ}$ ). При увеличении температуры ( $T > 30\text{ K}$ ) происходит ионизация мелких уровней в запрещенной зоне и возрастает вклад от межзонных переходов. На рис. 4 штрихпунктирной линией показана зависимость ширины запрещенной зоны InAs от температуры

$$E_g[\text{эВ}] = 0.417 - 2.5 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 90).$$

При более высоких температурах ( $T > 60\text{ K}$ ) уже видны переходы с участием дырок на примесном уровне Zn в InAs ( $E_{Zn} = 25\text{ мэВ}$ ), которые наблюдались при  $T = 77\text{ K}$  ранее в работе [5].

Мы полагаем, что, скорее всего, излучательная рекомбинация происходит вблизи гетерограницы  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ , однако пики  $h\nu_A$  и  $h\nu_B$  имеют различную природу. Можно предположить, что оба пика соответствуют переходам на акцепторные уровни в арсениде индия, однако полоса  $h\nu_A$  может быть приписана в большей степени рекомбинации электронов из полуметаллического канала вблизи гетерограницы с участием глубокого поверхностного уровня на границе раздела, тогда как полоса  $h\nu_B$  отвечает за излучательные переходы в объеме InAs на мелкий природный акцептор. Природа глубокого акцепторного уровня ( $E_{DA} = 45\text{ мэВ}$ ) на данный момент окончательно не ясна [14,15]; возможно, он определяется интерфейсными состояниями вблизи поверхности арсенида индия. В таком случае его участие в рекомбинации через гетерограницу II типа GaInAsSb/InAs становится значительным за счет перекрытия волновых функций дырок, локализованных вблизи



**Рис. 4.** Температурные зависимости положения максимумов интенсивности электролюминесценции при  $i = 25\text{ mA}$  для гетероструктуры  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ . Приведены расчетные кривые для ширины запрещенной зоны InAs (штрихпунктирная линия), для переходов с участием электронно-дырочной пары (пунктирная линия) и на примесный уровень цинка в InAs (штриховая линия). Образец МК-531/3.

зи границы раздела со стороны твердого раствора, с волновыми функциями состояний на глубоком акцепторе.

В работе [6] подчеркивалось, что квантовая яма для электронов на стороне InAs имеет сложный профиль и может состоять из двух частей. Вблизи границы раздела, где существует высокий градиент электрического поля и достаточно резкий изгиб зоны проводимости, она приближается к классической прямоугольной, а по мере удаления от гетерограницы ее форма хорошо описывается распределением Пуассона.

В рамках нашей модели зонной энергетической диаграммы одиночного разъединенного перехода II типа  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  на основе слабелегированных слоев четверного твердого раствора отсутствие зависимости спектрального положения полос ЭЛ от приложенного смещения можно объяснить тем, что на  $p$ - $p$ -гетерогранице имеется квантовая яма для электронов, форма которой практически не зависит от полярности внешнего смещения. Это происходит в силу того, что внутреннее электрическое поле, формирующее полуметаллический канал на разъединенной гетерогранице  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  и удерживающее пространственно разделенные электроны и дырки по разные стороны границы раздела, намного превышает внешнее поле, прикладываемое к образцу в ходе эксперимента. При приложении внешнего смещения квантовая яма на гетерогранице является источником электронов, что приводит к появлению полосы  $h\nu_B$ . Мы полагаем, что полоса  $h\nu_A$  является результатом туннелирования дырок через гетерограницу на глубокие акцепторные состояния в запрещенной зоне InAs и их последующей рекомбинации с электронами, локализованными в яме на стороне арсенида индия. Наличие широкого сильно заряженного слоя ( $d \approx 40$  нм) на границе раздела приводит к залипанию носителей на интерфейсе, однако существование потенциальных ям для носителей обеспечивает сильное перекрытие пространственно разнесенных дырок и электронов и способствует увеличению интерфейсной излучательной рекомбинации. Преодолеть внутреннее поле для данной рассматриваемой структуры достаточно сложно из-за разогрева образца за счет джоулева тепла, которое проявляется при высоких уровнях инжекции. На туннельный характер прохождения тока через гетерограницу было также указано в работе [6].

#### 4. Заключение

Таким образом, наличие на гетерогранице разъединенного гетероперехода II типа  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$  полуметаллического канала с высокой подвижностью носителей приводит к возникновению излучательных переходов в полупроводнике между состояниями, расположенными на стороне локализации электронов. Следует также отметить, что полуметаллическая проводимость канала шунтирует одну из половин гетероперехода, что негативно сказывается на излучательной рекомбинации. Ин-

тенсивность ЭЛ, связанной с переходами между состояниями, локализованными вблизи интерфейса сильнее зависит от температуры по сравнению с ЭЛ, связанной с переходами электронов в объеме. Смена типа проводимости на гетерогранице с полуметаллической на полупроводниковую, при сохранении локализованных носителей в самосогласованных квантовых ямах, обеспечивает резкое возрастание интенсивности интерфейсной ЭЛ и открывает путь к созданию излучателей в инфракрасном диапазоне, работающих при температурах, близких к комнатной.

Работа была частично поддержана грантами РФФИ № 02-02-17633 и EU № IST-2001-35178 GLADIS.

#### Список литературы

- [1] A.I. Nadezhdinski, A.M. Prokhorov. SPIE. **1724**, 2 (1992).
- [2] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, К.Д. Моисеев, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35**, 375 (2001).
- [3] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1279 (1994).
- [4] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 985 (1996).
- [5] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev. Sol. St. Electron., **40**, 673 (1996).
- [6] Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, В.И. Иванов-Омский, М.П. Михайлова, М.Ю. Михайлов, К.Д. Моисеев, В.А. Смирнов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 1216 (1997).
- [7] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 215 (1998).
- [8] К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1438 (2000).
- [9] T.I. Voronina, T.S. Lagunova, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, S.A. Obukhov, Yu.P. Yakovlev. Superlatt. Microstruct., **24**, 105 (1998).
- [10] Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, В.А. Смирнов, О.Ю. Соловьева, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 658 (1997).
- [11] *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinshstein, S. Rumyantsev and M. Shur (World Scientific, 1996) v. 1.
- [12] K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, T. Simecek, E. Hulicius, J. Oswald. J. Appl. Phys., **90**, 2813 (2001).
- [13] K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. Surf. Sci., **482–485**, 1083 (2001).
- [14] Y. Lacroix, C.A. Tran, S.P. Watkins, M.L.W. Thewalt. J. Appl. Phys., **80**, 6416 (1996).
- [15] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. J. Vac. Sci. Technol., **21**, 531 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

## Electroluminescence in semimetal channel at a type II single broken-gap heterointerface

*K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, J. Oswald\*, E. Hulcius\*, J. Pangrác\*, T. Šimeček\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institute of Physics,  
Academy of Sciences of the Czech Republic,  
16253 Prague 6, Czech Republic

**Abstract** Radiative recombination transitions near a type II broken-gap  $p$ -GaInAsSb/ $p$ -InAs heterointerface were studied at 4–100 K. It was established that emission band  $h\nu_A = 0.37$  eV can be associated with the recombination of electrons from semimetal channel at the interface and deep surface level formed at the heteroboundary while the emission band  $h\nu_B = 0.40$  eV can be ascribed to radiative recombination transitions involving shallow native acceptor level into the InAs bulk. The participation of surface states in recombination process becomes considerable due to wave function overlapping the holes localised at solid solution side and deep acceptor states.