

06

## **Электролюминесценция в изотипных гетероструктурах $n$ -GaSb/ $n$ -AlGaAsSb/ $n$ -GaInAsSb, обусловленная ударной ионизацией**

© Н.Л. Баженов, Б.Е. Журтанов, К.Д. Мынбаев, А.П. Астахова,  
А.Н. Именков, М.П. Михайлова, В.А. Смирнов,  
Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 апреля 2007 г.

Сообщается об исследовании электролюминесценции в изотипных гетероструктурах  $n$ -GaSb/ $n$ -AlGaAsSb/ $n$ -GaInAsSb, которая характеризуется увеличением квантовой эффективности за счет генерации дополнительных электронно-дырочных пар благодаря процессам ударной ионизации носителей заряда вблизи гетерограницы, обусловленных наличием глубоких колодцев в исследуемой гетероструктуре.

PACS: 78.55.Cr, 78.60.Fi, 85.60.Jb

Гетероструктуры на основе четверных твердых растворов AlGaAsSb/GaInAsSb перспективны для создания оптоэлектронных приборов: лазеров, светодиодов [1] и фотодиодов [2], работающих в диапазоне длин волн 1.6–4.8  $\mu\text{m}$ , важном для задач экологии и медицины. Недавно сообщалось [3] о создании высокоэффективных светодиодов (СД) на основе двойной гетероструктуры, в которой для увеличения квантового выхода и оптической мощности использовалась структура тиристорного типа  $n$ -GaSb/ $p$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb/ $p$ -AlGaAsSb.

Это позволило увеличить импульсную оптическую мощность в 2.5 раза (до 2.9 mW) по сравнению с обычной светодиодной структурой.

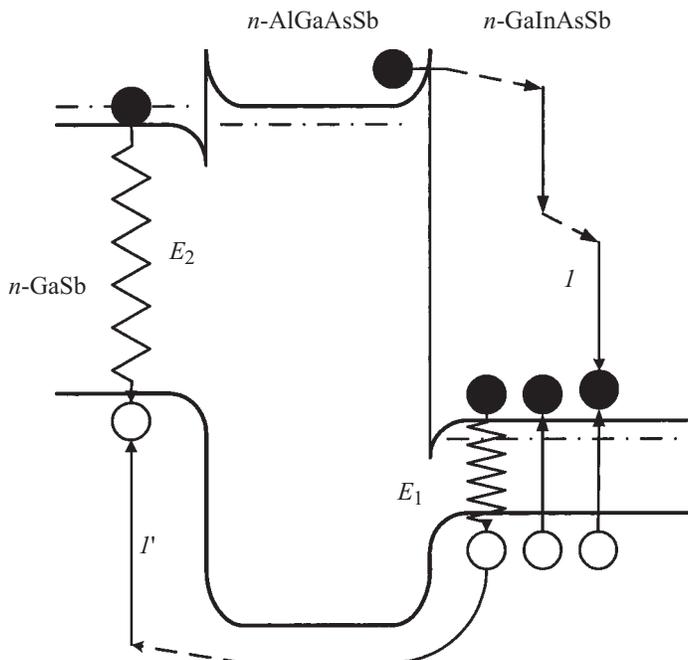
В данной работе мы предлагаем новый подход к увеличению квантовой эффективности светодиодов для диапазона 2–5  $\mu\text{m}$ , заключающийся в использовании гетероструктур с глубокими квантовыми „колодцами“, в которых имеет место эффект ударной ионизации.

Ранее в работе [4] было отмечено, что если параметры зонной энергетической диаграммы рассматриваемой гетероструктуры таковы, что величина скачка потенциала на гетерогранице (например,  $\Delta E_c$ ) больше, чем пороговая энергия ионизации в узкозонном материале, то уже при нулевом смещении электроны, созданные светом в широкозонном материале вблизи границы раздела, обладают энергией, достаточной для рождения электронно-дырочной пары. Это обстоятельство приводит к увеличению квантовой эффективности при нулевом смещении, причем для того чтобы электроны могли использовать энергию „скачка“, необходимо, чтобы гетерограница была достаточно резкой.

В настоящей работе сообщается об исследовании электролюминесценции (ЭЛ) в изотипных гетероструктурах  $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-GaInAsSb}$ , которая характеризуется увеличением квантовой эффективности за счет генерации дополнительных электронно-дырочных пар, принимающих участие в ЭЛ.

Светодиодная структура создавалась методом жидкофазной эпитаксии на подложках  $n\text{-GaSb}$ , ориентированных по кристаллографической плоскости (100) и легированных теллуром. Концентрация электронов в ней  $n = 1.13 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Сначала на подложке выращивался широкозонный ( $E_g = 1.28 \text{ eV}$ ) слой  $n\text{-AlGaAsSb}$  толщиной 0.5  $\mu\text{m}$ . Содержание Al было 64%, концентрация электронов составляла  $4 \div 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Затем выращивался узкозонный слой  $n\text{-GaInAsSb}$  толщиной 1  $\mu\text{m}$  с шириной запрещенной зоны  $E_g = 0.29 \text{ eV}$ . Содержание Ga в нем составляло 6.6%, концентрация электронов —  $2.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Методами стандартной фотолитографии были сформированы светодиодные чипы размером  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}$ . На подложку наносился сплошной слой металлизации Cr:Au, а со стороны узкозонного материала — круглый контакт из Au диаметром 100  $\mu\text{m}$ .

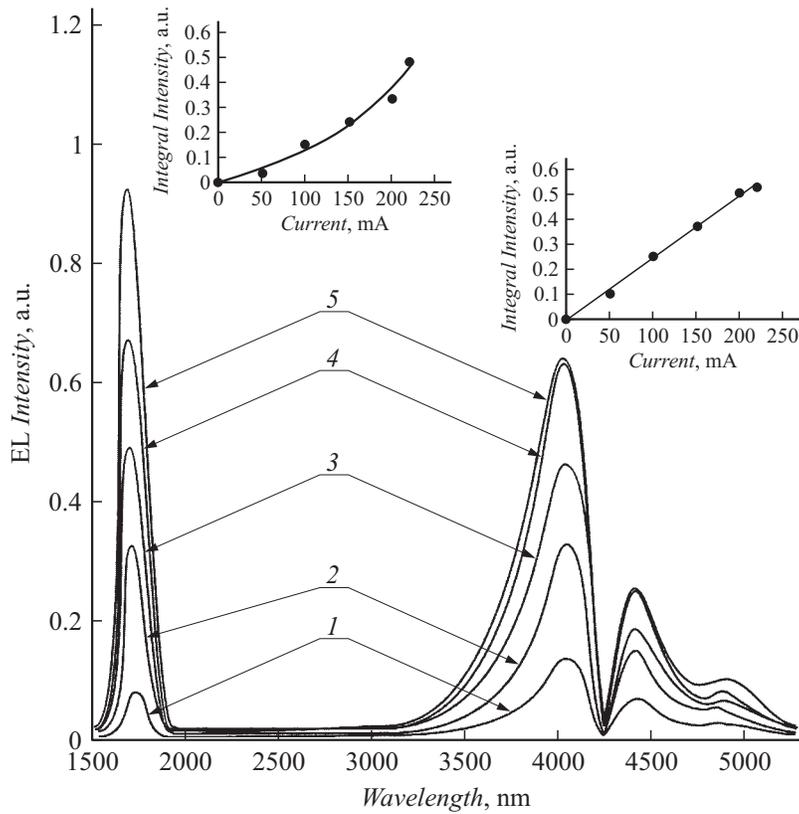
В такой структуре разрыв в зоне проводимости  $\Delta E_c$  между широкозонным и узкозонным слоями, т.е. скачок потенциала на гетерогранице, составляет 1.1 eV. Таким образом, мы получили гетероструктуру с глубоким „колодцем“, в котором  $\Delta E_{\text{AlGaAsSb}} \gg E_g$  узкозонного слоя.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма изотипной структуры  $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-GaInAsSb}$  при смещении и процессы, в которых участвуют носители заряда: штриховые линии — рассеяние с участием фононов, вертикальные сплошные линии — ударная ионизация, ломаные линии — излучательная рекомбинация.

На рис. 1 представлена зонная диаграмма для исследованной структуры при подаче положительного смещения на узкозонный слой относительно подложки. Низкий барьер для электронов на границе  $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}$  смещен в обратном направлении, но он низкоомный. Высокий барьер для электронов на границе  $n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-GaInAsSb}$  смещен в прямом направлении и сильно понижается. Электроны, переходящие из слоя  $n\text{-AlGaAsSb}$  в  $n\text{-GaInAsSb}$ , оказываются горячими и способными к ударной ионизации узкозонного слоя.

Были исследованы спектры ЭЛ такой гетероструктуры при возбуждении импульсами тока длительностью от  $1\ \mu\text{s}$  до  $1\ \text{ms}$  с различной амплитудой при температурах от  $4.2$  до  $300\ \text{K}$ . На рис. 2 представлены спектры ЭЛ при температуре  $77\ \text{K}$  и различных токах возбуждения.



**Рис. 2.** Спектр ЭЛ исследованной структуры при температуре 77 К и следующих токах возбуждения в мА: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 220.

При  $T = 77$  К (рис. 2) спектр состоит из двух полос:  $E_1$  от 0.25 до 0.35 eV (3500 ÷ 5000 nm) и  $E_2$  с максимумом приблизительно при 0.73 eV (1700 nm). Энергии наблюдаемых полос близки к ширине запрещенной зоны GaInAsSb и GaSb соответственно. При 77 К полоса  $E_1$  искажается из-за полосы поглощения атмосферы  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 4250$  nm).

Интересной особенностью полученного спектра является то, что с ростом тока возбуждения интенсивность  $P$  полос  $E_1$  и  $E_2$  растет неодинаково (см. вставки над соответствующими полосами на рис. 2). Интенсивность полосы  $E_2$  возрастает суперлинейно, причем зависи-

мость интенсивности ЭЛ от тока может быть описана законом  $P = \alpha I^\beta$ , где  $\beta = 2.5$ . Однако аналогичная зависимость для полосы  $E_1$  характеризуется значением  $\beta$ , близким к 1. Сходная картина наблюдалась и при температуре жидкого гелия.

Указанные особенности поведения полос ЭЛ в исследованных структурах можно объяснить при рассмотрении их зонной диаграммы (рис. 1). Важным фактом является то, что поскольку структура изотипная, то в равновесии в ней практически отсутствуют дырки. При приложении напряжения электроны поступают в слой  $n\text{-GaInAsSb}$  из слоя  $n\text{-AlGaAsSb}$ . Поскольку пороговая энергия ионизации для электронов в узкозонном материале  $\varepsilon_{il} \simeq E_g \simeq 0.26 \text{ eV}$ , а скачок потенциала на гетерогранице  $\Delta E_c = 1.1 \text{ eV}$ , то возможен процесс ударной ионизации, так как электроны из широкозонного  $n\text{-AlGaAsSb}$  поступают в слой  $n\text{-GaInAsSb}$  „горячими“. Из омического контакта с  $n\text{-GaInAsSb}$  дырки не поступают, но они могут генерироваться горячими электронами.

При попадании электрона из  $n\text{-AlGaAsSb}$  в  $n\text{-GaInAsSb}$  он теряет энергию либо за счет рассеяния (штриховая линия), либо путем ударной ионизации (вертикальные линии). При ударной ионизации происходит генерация электронно-дырочной пары (процесс с участием двух электронов и дырки). Вероятность такого процесса может быть значительной, поскольку он происходит рядом с гетерограницей. Как показано в работе [5], наличие гетерограницы приводит к снятию ограничений, налагаемых законами сохранения энергии и импульса, что облегчает процесс ударной ионизации. Поскольку скачок потенциала на границе узкозонного материала ( $1.1 \text{ eV}$ ) больше, чем ширина запрещенной зоны узкозонного материала ( $0.26 \text{ eV}$ ), то, в принципе, возможны несколько актов ударной ионизации, хотя вероятность многократной ионизации невелика. Часть генерированных дырок излучательно рекомбинирует с электронами в слое  $n\text{-GaInAsSb}$ , давая в спектре ЭЛ полосу  $E_1$ , а часть переходит через барьер в  $n\text{-GaSb}$ , где за счет излучательной рекомбинации дает полосу  $E_2$ .

Те дырки, которые попадают в  $\text{GaSb}$ , также являются горячими. Здесь может иметь место ударная ионизация с образованием электронно-дырочной пары (процесс  $I'$ , сходный с процессом  $I$ ). Дырки в  $\text{GaSb}$  имеют пороговую энергию ионизации  $\varepsilon_{iso} \simeq \Delta_0$ , т.е. равную энергии спин-орбитально отщепленной зоны ( $0.8 \text{ eV}$ ). Затем происходит излучательная рекомбинация дырок с электронами в зоне проводимости, которая дает в спектре ЭЛ полосу  $E_2$ .

Следует, однако, подчеркнуть важное отличие процессов  $I$  и  $I'$ . В то время как каждый участвующий в процессе  $I$  электрон в предположении, что имеет место только один акт ударной ионизации, создает только один неосновной носитель (дырку), способный участвовать в излучательной рекомбинации, участвующая в процессе  $I'$  дырка рождает еще одну дырку, удваивая, таким образом, число неравновесных носителей. Т.е. если концентрация дырок, рождающихся в процессе  $I$ , пропорциональна току через структуру, то концентрация дырок, образовавшихся в GaSb в результате процесса  $I'$ , оказывается пропорциональной квадрату тока. Именно это и обуславливает суперлинейную зависимость ЭЛ от тока на рис. 2. Кроме того, интенсивность полосы  $\varepsilon_2$  увеличивается с током из-за снижения барьера для перехода дырок из  $n$ -GaInAsSb в  $n$ -GaSb.

Таким образом, процесс ударной ионизации, обусловленный наличием глубоких колодцев в исследуемой гетероструктуре, приводит к суперлинейной зависимости ЭЛ от тока. Использование этого механизма приводит к возможности увеличения квантовой эффективности и мощности светодиодов, работающих в инфракрасном диапазоне.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 07-02-00400, 07-02-13584), грантом Научной программы СПбНЦ РАН и программой „Квантовые микро-структуры“.

## Список литературы

- [1] Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Астахова А.П., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2003. Т. 37. В. 8. С. 996–1009.
- [2] Астахова А.П., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Михайлова М.П., Сиповская М.А., Стоянов Н.Д., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 1. С. 23–29.
- [3] Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Астахова А.П., Михайлова М.П., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2007. Т. 41. В. 7. С. 878–882.
- [4] Михайлова М.П., Жингарев М.З., Корольков В.И. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 6. С. 376–378.
- [5] Зегря Г.Г., Харченко В.А. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. В. 1. С. 327–343.