

06.2;06.3;07

©1994

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ СВЕТОДИОД НА ОСНОВЕ ПРЕДЕЛЬНОГО СОЕДИНЕНИЯ GaInAsSb

А.А. Попов

1. Светодиодные гетероструктуры спектрального диапазона 1.7–2.5 мкм на основе твердых растворов GaInAsSb [1,2] с фиксированной длиной волны излучения привлекают в последнее время повышенный интерес. Это вызвано перспективами приборного использования светодиодов, излучающих в спектральной области колебательных переходов молекул экологических загрязнителей. При этом для регистрации определенного вещества используется светоизлучающий диод, настройка длины волны излучения которого осуществляется изменением состава активной области при эпитаксии.

Перейти к использованию высокочувствительных газоанализаторов на основе частотно-модуляционных методов детектирования [3] и существенно увеличить число одновременно измеряемых веществ позволяют перестраиваемые оптоэлектронные излучатели. Такие светодиоды ранее были созданы на основе GaAs сверхрешеток в ближнем ИК диапазоне [4]. Однако перестройка длины волны в максимуме электролюминесценции светодиодов на основе соединений системы GaInAsSb/GaSb, излучающих в среднем ИК диапазоне, не наблюдалась.

В данной работе сообщаются спектральные характеристики светодиодов на основе GaInAsSb, перестраиваемых током в широком спектральном интервале.

2. Светодиоды представляли собой одиночную гетероструктуру $N\text{-GaSb}/p\text{-GaInAsSb}/P\text{-GaAlAsSb}$ (см. вставку на рис. 2), выращенную методом жидкофазной эпитаксии. Состав активной области структуры GaInAsSb ($E_g = 490$ мэВ, $T = 300$ К) соответствовал границе области несмешиваемости [5]. Узкозонный слой $n\text{-GaInAsSb}$ был заключен между подложкой $N\text{-GaSb}$ ($E_g = 0.73$ эВ) толщиной 200 мкм, легированной теллуром до концентрации электронов $n = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, и широкозонным эмиттером $P\text{-GaAlAsSb:Ge}$ ($E_g = 1.27$ эВ). Активный и эмиттерный слои структуры имели толщину и 2.5 мкм и были легированы германием до концентрации дырок $p = 8 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ соответствен-

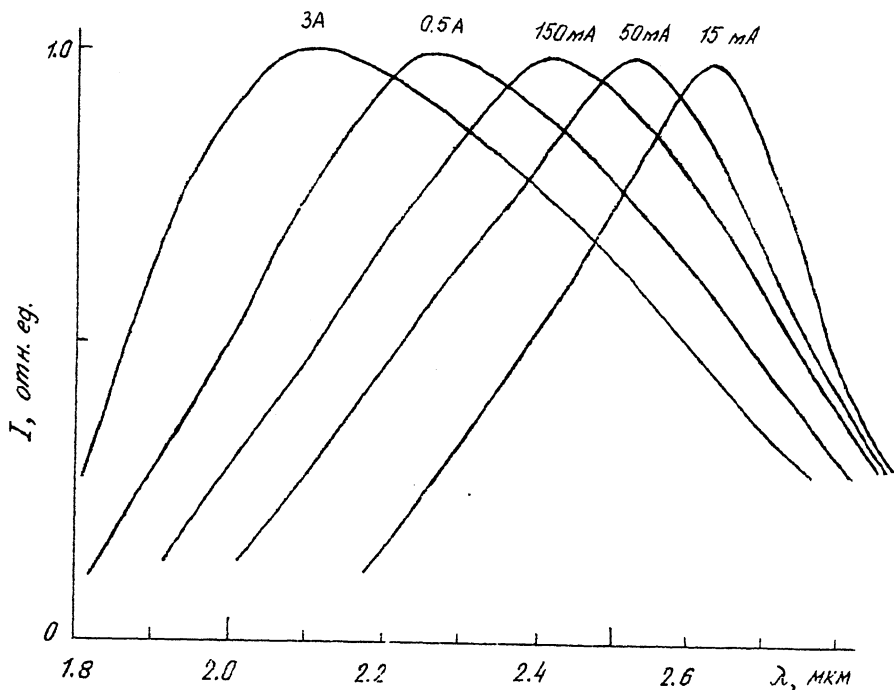


Рис. 1. Спектр электролюминесценции светодиода при различных токах накачки и комнатной температуре.

но. Величина рассогласования параметров решетки подложки и слоев не превышала значения $\Delta a/a = 1 \cdot 10^{-3}$. Из таких структур методами стандартной фотолитографии изготавливались мезасветодиоды с площадью $p-n$ перехода $7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$.

Исследовались спектры электролюминесценции при температуре жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$) и комнатной температуре ($T = 300 \text{ K}$). Измерения проводились как при постоянном (в интервале токов $I = 10 - 150 \text{ mA}$), так и при импульсном ($I = 0.15 - 4 \text{ A}$) режимах питания. Длительность импульса тока составляла 1 мкс , частота повторения 1 кГц .

3. Рассмотрим полученные экспериментальные результаты. Спектры электролюминесценции исследуемых диодов представлены на рис. 1. В отличие от характеристик гетеросветодиодов на основе GaInAsSb , исследованных ранее, энергетическое положение полосы электролюминесценции зависело от тока накачки, причем с ростом тока максимум излучения ($h\nu$) смещался в коротковолновую область. Полуширина полосы излучения изменялась

с ростом тока накачки в интервале 70–150 ($T = 300$ К) и 50–160 мЭВ ($T = 77$ К). При малых значениях тока ($I < 0.1$ А, $T = 300$ К и $I < 0.15$ А, $T = 77$ К) энергия в максимуме излучения была меньше ширины запрещенной зоны E_g узкозонного материала, а спектр излучательной рекомбинации содержал затянутый длинноволновый спад. С повышением уровня возбуждения длинноволновые спады люминесценции насыщались, а энергия максимума электролюминесценции стремится в пределе к энергии ширины запрещенной зоны подложки. Токовая зависимость положения максимума при обеих температурах может быть представлена в виде $\ln(I) \sim (h\nu/\varepsilon)$ и состоит из двух участков (рис. 2). Характеристическая энергия сдвига ε для этих участков составляла 18 ($T < 0.1$ А) и 24 мЭВ ($I > 0.1$ А) при комнатной, и 23 мЭВ при криогенной температуре. Квантовый выход с увеличением тока в интервале 0.01–1 А увеличивался в 2–3 раза и при $I = 0.1$ А составлял 0.5–1% при $T = 300$ К и $\sim 20\%$ при $T = 77$ К.

4. Проанализируем полученные результаты. Предельное соединение GaInAsSb образует с подложкой N-GaSb смещенный (IIa типа) гетеропереход. Формирующиеся в валентной зоне и зоне проводимости потенциальные барьеры, препятствующие движению обоих типов носителей заряда по разные стороны от гетероперехода. Поэтому при подаче прямого смещения на диод в спектре люминесценции может наблюдаться излучательная рекомбинация носителей, разделенных на гетерогранице. Ранее уже сообщалось [6] о наблюдении такой рекомбинации в области $h\nu < E_g$ при криогенных температурах для гетероструктур с малыми разрывами зон ($\Delta E_0/E_g < 70\%$). В исследуемых структурах разрывы зоны проводимости ($\Delta E_c = 480$ мЭВ, $\Delta E_c/E_g \sim 100\%$ [7]) и валентной зоны ($\Delta E_v = 230$ мЭВ [7]) больше по величине и достигают максимального (для смещенного гетероперехода системы GaInAsSb/GaSb) значения. В этих условиях усиливается локализация носителей в области гетероперехода, что имеет следствием расширение температурного и токового интервалов, в которых рекомбинация в области интерфейса преобладает над объемной. При малых уровнях накачки ($I < 0.1$ А, $T = 300$ К) квазиуровень Ферми для дырок в предельном соединении расположен глубоко в запрещенной зоне (см. вставку на рис. 2). Люминесценция обусловлена рекомбинацией локализованных электронов, туннелировавших через гетерограницу в узкозонный материал, с дырками на интерфейсе со стороны предельного соединения (переход B, $h\nu = 466 - 504$ мЭВ, $\varepsilon = 18$ мЭВ).

Представленные излучательные характеристики светодиодов указывают на туннельную природу рекомбинации.

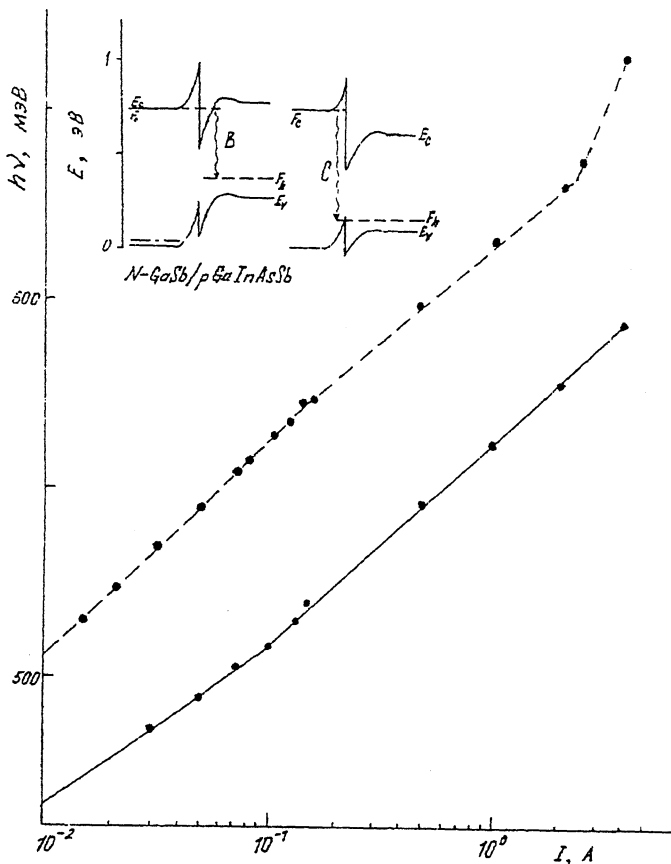


Рис. 2. Токовая зависимость положения максимума люминесценции при комнатной температуре (сплошная линия) и температуре жидкого азота (пунктирная линия). На вставке приведена схема излучательной рекомбинации.

Сопоставление спектров люминесценции, наблюдаемых в эксперименте, с энергетической зонной диаграммой (вставка на рис. 2) позволяет сделать вывод о том, что излучение вызвано рекомбинацией носителей через интерфейс $N-p$ GaSb/GaInAsSb. С возрастанием тока (когда расстояние между квазиуровнями для дырок и электронов становится сравнимо с шириной запрещенной зоны узкозонного соединения) становится возможным заселение локализованного состояния дырок со стороны N -GaSb (переход C). Этому переходу соответствует $\epsilon = 24$ мэВ ($h\nu = 504-590$ мэВ). При температуре жидкого азота дырочный квазиуровень в

узкозонном материале расположен от дна валентной зоны на меньшем расстоянии. Поэтому при криогенных температурах в интервале токов $I = 0.01-2$ А преобладает люминесценция, вызванная рекомбинацией электронов с локализованными дырками со стороны широкозонного материала ($h\nu = 504-570$ мэВ, $\epsilon = 23$ мэВ). При дальнейшем росте тока ($I > 2$ А) увеличение напряжения на переходе приводит к спрямлению изгибов зон, истощению потенциальных ям и рекомбинации носителей в объеме широкозонного материала.

Таким образом, в светодиодах на основе соединений системы GaInAsSb/GaSb, излучающих в среднем ИК диапазоне возможно достижение токовой перестройки положения максимума электролюминесценции в широком спектральном диапазоне (2.6-2.1 мкм, $T = 300$ К и 2.4-1.9 мкм, $T = 77$ К) и с высокой скоростью. В отличие от ранее созданных перестраиваемых лазерных диодов на основе GaInAsSb, перестраиваемых разогревом активной области, перестройка созданных светодиодов вызвана смещением квазиуровней Ферми носителей, локализованных в области смещенного гетероперехода $N-p$ GaSb/GaInAsSb с большими разрывами зон.

Список литературы

- [1] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 71-75.
- [2] Baranov A.N., Imenkov A.N., Mikhailova M.P., Yakovlev Yu.P. // Proc. SPIE. V. 1724. P. 78-82.
- [3] Хинкли Э.Д., Ку Р.Т., Калли П.А. Лазерный контроль атмосферы. Гл. 6. / Под ред. Э.Д. Хинкли. М., 1979.
- [4] Kunzel H., Dohler G.H., Ruden P., Ploog K. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 852-854.
- [5] Баранов А.Н., Литвак А.М., Попов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 5. С. 33-39.
- [6] Тутков А.Н., Чебан В.Н., Баранов А.Н. и др. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1056-1061.
- [7] Nakao M., Yashida S., Gonda S. // Sol. St. Comm. 1986. V. 49. N 7. P. 663-666.

Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
29 апреля 1994 г.