

©1994 г.

КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В p - n -СТРУКТУРАХ ТИПА GaInAsSb/GaSb И AlGaAsSb/ GaInAsSb

*М.С. Юнусов, Ю.Ю. Абдурахманов, Е.В. Обведков,
Б.Л. Оксенгендлер, А.А. Паттазов*

Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана,
702132, Улукбек, Узбекистан
(Получена 7 октября 1993 г. Принята к печати 25 февраля 1994 г.)

Исследован квантовый выход электролюминесценции в светодиодных структурах на основе GaInAsSb, полученного из расплавов обогащенных сурьмой, излучающих в диапазоне 1.8–2.5 мкм. Показано, что значения внешнего квантового выхода $\eta_e^{300} \leq 3\div 4\%$. Лучшие значения квантового выхода получены в двойной гетероструктуре с широкозонными слоями AlGaAsSb. Температурную зависимость η_e при температурах близких к 300 К можно объяснить, учитывая механизмы излучательной рекомбинации, безызлучательной оже-рекомбинации и фононно-стимулированного захвата дырок на глубокие акцепторные уровни с последующей безызлучательной рекомбинацией.

Введение

Светоизлучающие приборы (СИП) в диапазоне 1.8–2.5 мкм создаются на основе гетеропереходов GaInAsSb/AlGaAsSb или GaInAsSb/GaSb [1–3]. Основной метод получения таких СИП — жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ) на подложке GaSb. При эпитаксии GaSb и GaInAsSb возможно использование расплава, обогащенного Sb [3,4].

Цель настоящей работы — исследование квантового выхода электролюминесцентных свойств светодиодных структур на основе GaInAsSb, полученного из расплава, обогащенного сурьмой.

Изготовление образцов

При выращивании эпитаксиальных структур (ЭС) во всех случаях использовали подложки n -GaSb:Te (111)А. Для контроля степени рассогласования $[\Delta a/a < (1\div 3) \cdot 10^{-3}]$ в ЭС использовали двухкристальную рентгеновскую спектроскопию. Для получения материала n -типа слой

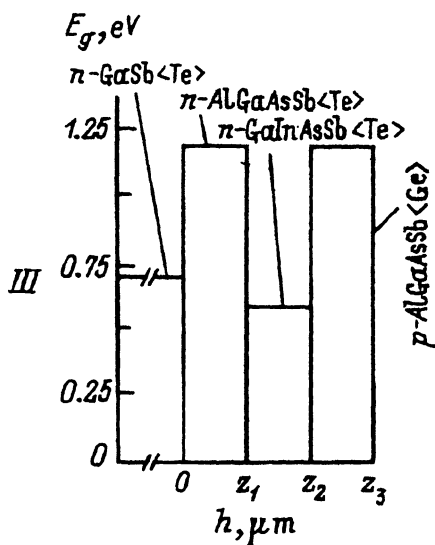
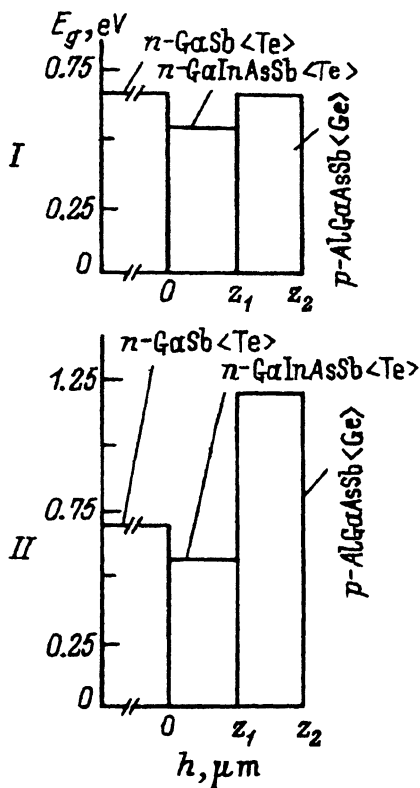


Рис. 1. Светодиодные структуры на основе твердых растворов $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ (300 К).

I: $z_1 = h_1 \leq 2 \div 3$ мкм; $z_2 - z_1 = h_2 \leq 3 \div 4$ мкм.
 II: $z_1 = h_1 \leq 2 \div 3$ мкм; $z_2 - z_1 = h_2 \leq 1 \div 2$ мкм.
 III: $z_1 = h_1 \leq 1 \div 2$ мкм; $z_2 - z_1 = h_2 \leq 2 \div 3$ мкм. $z_3 - z_2 = h_3 \leq 1 \div 2$ мкм.

легировали теллуром в процессе выращивания. Из вольт-фарадных характеристик эпитаксиальных p - n -структур получено, что в активной области $n \approx 5 \cdot 10^{16} \div 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для разных образцов. Эмиттерные слои p -GaSb и p -AlGaAsSb получали из расплавов на основе галлия и легировали германием до концентрации дырок $p \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Были созданы ЭС трех типов (рис. 1). Образцы структур типа I имели различные составы активной области и соответственно максимум электролюминесценции (ЭЛ) в диапазоне 1.82–2.5 мкм. Активная область состава $x \approx 0.87$ была использована в ЭС типов II и III. Нужно отметить, что наличие области несмешиваемости в системе Ga–In–As–Sb ограничивает область составов твердого раствора GaInAsSb, которые могут быть получены ЖФЭ [5], поэтому СИП с максимумом ЭЛ в области $\lambda > 2.5$ мкм получить невозможно. Образцы для исследования электрических и электролюминесцентных свойств представляли собой мезадиоды, полученные из ЭС химическим травлением.

Результаты измерений и их обсуждения

1. Внешний квантовый выход СИП при 300 К для различных структур достигал значений $\eta_e^{300} \approx 1 \div 4\%$. Это характерные для СИП на основе n -GaInAsSb значения [6]. Максимальная достигнутая величина

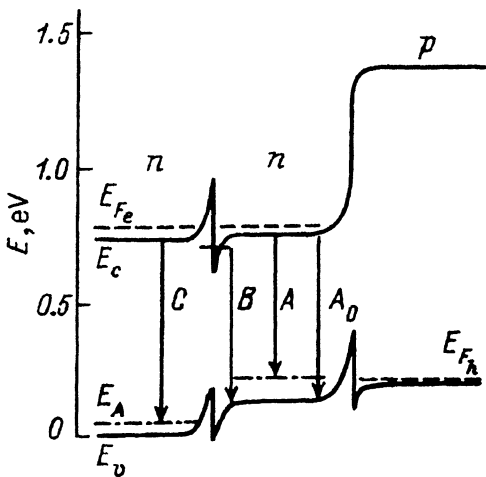


Рис. 2. Зонная диаграмма гетероструктуры типа $n\text{-GaSb-n-GaInAsSb-p-AlGaAsSb}$. Показаны рекомбинационные переходы:
 A_0 — зона-зона,
 A — зона-акцепторный уровень;
 B — интерфейсный переход,
 C — переход в подложке $n\text{-GaSb}$.

η_e^{300} различна для структурных типов I, II и III. На примере структурного ряда GaInAsSb с $x \approx 0.87$ хорошо видно, что лучшие значения $\eta_e^{300} \approx 4\%$ получены в двойной гетероструктуре (ДГС) с широкозонными слоями AlGaAsSb (III тип). Обеспечение односторонней инжекции дырок и их локализации в пределах активного слоя обуславливает высокий коэффициент преобразования в зависимости ток-свет. В структурах типов I и II слой $n\text{-AlGaAsSb}$ (рис. 1) отсутствует, а значит, потенциальный барьер для дырок в валентной зоне создает только гетеропереход $n\text{-GaSb-n-GaInAsSb}$.

В структурах типа I величины потенциальных барьеров на гетерогранице в валентной зоне для дырок и на $p\text{-}n$ -гетерогранице в зоне проводимости для электронов при подаче прямого смещения на $p\text{-}n$ -переход и токах $I > 10\text{ мА}$ имеют сравнимую величину. Незначительные различия в величине η_e для I и II типов структур свидетельствуют о том, что основную роль в его ограничении (по сравнению с III типом структур) играет утечка дырок из активного слоя в GaSb . Этот процесс может идти безактивационным путем за счет туннельного проникновения дырок через «пичок» в потенциальную яму в валентной зоне $n\text{-GaSb}$, их последующей рекомбинации с электронами из $n\text{-GaSb}$ по механизму туннелирования электрона и рекомбинации с излучением фотона с $h\nu > E_g$ (безызлучательная рекомбинация также имеет место). Затем это излучение поглощается в $n\text{-GaInAsSb}$. В структурах с тонким $n\text{-GaInAsSb}$ ($h < 1\text{ мкм}$) такое излучение не поглощается полностью, и при 77 К наблюдается полоса излучения, характерная для переходов в антимониде галлия ($h\nu \approx 720\text{ мэВ}$, рис. 2), что доказывает существование этого процесса. На рис. 2 показаны типы рекомбинационных переходов носителей в такой гетероструктуре. Возможность существования такого канала рекомбинации ясна также из оценок вероятности подбарьерного туннелирования для носителей по известному уравнению [7]

$$D(x) = D_0 \exp\left(-\frac{4\pi}{h}\right) \int_{x_0}^x \sqrt{2m^*(V(x_1) - E)} dx_1, \quad (1)$$

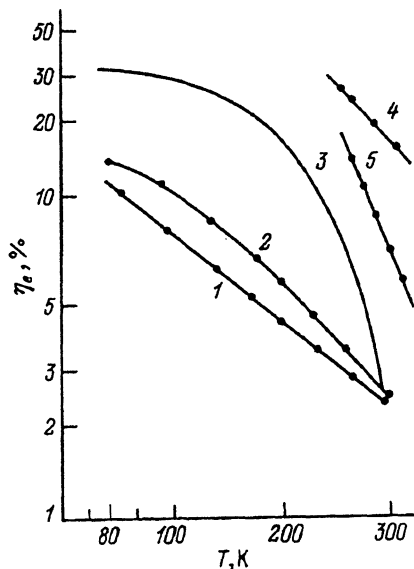


Рис. 3. Зависимость квантового выхода от температуры для структур (СДС) на основе n -GaInAsSb.

1, 2 — СДС на основе GaInAsSb, полученного ЖФЭ из Sb-расплавов;
 3 — СДС на основе GaInAsSb, полученного ЖФЭ из Ga+In-расплавов;
 4 — расчет η_e при учете излучательной и оже-рекомбинации;
 5 — расчет η_e при учете излучательной, оже- и фононно-стимулированной рекомбинаций.

где $D_0 \approx 1$, $V(x)$ — функция, описывающая потенциальный барьер, E — энергия туннелирования носителей.

Оценки по (1) дают заметные вероятности туннелирования как для электронов под пичок (рис. 2) в зоне проводимости n -GaSb, так и в валентной зоне через пичок на гетерогранице и накопление их в потенциальной яме в n -GaSb.

При уменьшении температуры СИП от 300 до 77 К внешний квантовый выход ЭЛ возрастает. На рис. 3 представлена экспериментально измеренная зависимость $\eta_e(T)$ для различных ЭС. На том же рис. 3 приведена аналогичная зависимость для СИП с n -GaInAsSb, полученным эпитаксиальным выращиванием из расплавов Ga-In из работы [2]. Оба вида СИП имеют при комнатной температуре квантовый выход на уровне 1÷4%. Однако при охлаждении до 77 К квантовый выход различных по типу ЭС с n -GaInAsSb, полученным из Sb-расплавов, меняется в 2÷5 раз и достигает 3÷15%. В работе [2] квантовый выход при охлаждении до температуры 77 К увеличивался на порядок и достигал значений 20÷30%.

Близость предельно достигаемых значений η_e^{300} для обоих типов материалов активной области свидетельствует, что рекомбинационные механизмы, ограничивающие величину η_e^{300} , имеют сходную природу. Резкое возрастание η_e при уменьшении температуры в [2] говорит о быстрой релаксации безызлучательной рекомбинации и, вероятно, о суммарном влиянии нескольких температурно-зависимых механизмов рекомбинации.

Наоборот, для структур с GaInAsSb, полученных из Sb-расплавов, при температурах близких к 300 К следовало бы предположить наличие взаимной компенсации влияния температурно-зависимых механизмов рекомбинации, что сложно сделать ориентируясь на известные механизмы безызлучательной рекомбинации и факторы, ослабляющие зависимость $\eta_e(T)$ (оже-процесс, фононно-стимулированная рекомби-

нация, тепловой заброс из Γ - в L -долину, тепловой выброс дырок в n -GaSb и т.д.).

Рассмотрим подробнее поведение $\eta_e(T)$ вблизи 300 К. Наиболее вероятным вариантом трактовки экспериментальных результатов может быть естественное предположение о том, что анализируемая зависимость определяется конкуренцией излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей заряда. Причем безызлучательная рекомбинация реализуется в двух параллельных каналах — оже- и фононно-стимулированном [8]. Таким образом,

$$\eta_e = \frac{1/\tau_{ph}}{1/\tau_r + 1/\tau_A + 1/\tau_{ph}}, \quad (2)$$

где $1/\tau_r$ — вероятность излучательной рекомбинации, $1/\tau_A$ — вероятность безызлучательной оже-рекомбинации (рекомбинация пары $e-h$ с передачей энергии электрону в зоне проводимости), $1/\tau_{ph}$ — вероятность фононно-стимулированной безызлучательной рекомбинации.

Эти вероятности перехода $1/\tau_j$ (где $j = r, A, ph$) зависят от температуры. Выделяя из этих выражений интересующую здесь нас зависимость от T , получаем [2,8]

$$1/\tau_r = AT^{3/2}, \quad (3)$$

$$1/\tau_A = Be^{-C/T}, \quad (4)$$

$$1/\tau_{ph} = De^{-E/T}, \quad (5)$$

где A, B, C — константы, зависящие от фундаментальных параметров материала и уровня легирования, а константы D и E характеризуют свойства дефектов.

Времена жизни τ_r и τ_A проанализированы в работе [2]. На рис. 3 представлены зависимости $1/\tau_r(T)$, рассчитанные по модели Гельмонта и Зегря [9], и зависимость $1/\tau_A(T)$, рассчитанная по модели Битти-Ландсберга [10], без учета вырождения в n -GaInAsSb.

Времена жизни относительно фононно-стимулированной рекомбинации определяются выражением [8]

$$\tau_{ph} \simeq \frac{e^{E/T}}{v_t \sigma_0 N_D}, \quad (6)$$

где v_t — тепловая скорость дырки в валентной зоне, σ_0 — сечение захвата дефектом дырки, E — энергия активации дырки с уровня дефекта, N_D — концентрация дефектов — центров захвата носителей заряда.

Если принять $\sigma_0 = 10^{-16} \text{ см}^2$ и $N_D \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то оценки по (6) показывают, что температурную зависимость τ_{ph} вблизи 300 К, сравнимую с температурной зависимостью τ_A , могут обеспечить центры с $E \simeq 0.1-0.15 \text{ эВ}$. На рис. 3 кривая 5 соответствует зависимости (6). Таким образом, учет двух механизмов безызлучательной рекомбинации позволяет объяснить различие в $\eta_e(T)$ для структур, полученных разными технологическими способами.

При температуре близкой к 77 К оже- и фононно-стимулированные каналы не влияют на процессы рекомбинации носителей, так как вероятности (4) и (5) пренебрежимо малы. Можно высказать предположение относительно экспериментально наблюдаемых различий в значениях η_e^{77} для различных типов n -GaInAsSb. Вероятно, причиной расхождений в 3–5 раз могут быть макроскопические неоднородности в активной области структур. Такие неоднородности могут быть разных типов — скопления примесных атомов из-за неоднородности легирования или неоднородности состава GaInAsSb (в виде переходных слоев на гетерограницах), образовавшиеся при росте структур вследствие межфазной нестабильности границы жидкой и твердой фаз. Неоднородности создают потенциальные ямы для инжектированных дырок, и при низких температурах эти ямы могут быть местами локального скопления носителей и их эффективной излучательной рекомбинации.

При температурах около 300 К носители более однородно расселены по всему объему активной области и роль ям ослаблена.

Возможность существования макронеоднородностей подтверждается исследованиями спектров электролюминесценции структур со слоями, содержащими Al, где наблюдается модуляция коротковолновой части спектра под влиянием тока накачки при 77 К.

Выводы

Созданы высокоэффективные структуры на основе GaInAsSb, полученного жидкостной эпитаксией из расплавов на основе сурьмы, излучающие в диапазоне 1.8–2.5 мкм. Исследован квантовый выход ЭЛ структур различных типов и рассмотрены механизмы, ограничивающие его значения.

Исследована температурная зависимость квантового выхода ЭЛ и проанализированы возможные рекомбинационные механизмы, определяющие эту зависимость.

Список литературы

- [1] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. Письма ЖТФ, **15**, 71 (1989).
- [2] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. ФТП, **24**, 1708 (1990).
- [3] В.И. Васильев, Н.Д. Ильинская, Д.В. Куксенков и др. Письма в ЖТФ, **16**, 58 (1990).
- [4] В.И. Васильев, В.В. Кузнецов, В.А. Мишурный. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **26**, 23 (1990).
- [5] А.Н. Именков, О.П. Капранчик, А.М. Литвак и др. Письма ЖТФ, **16**, 19 (1990).
- [6] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов и др. Письма ЖТФ, **14**, 845 (1988).
- [7] *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна (М., 1973).
- [8] А.М. Стоунхэм. *Теория дефектов в твердых телах* (М., 1978).
- [9] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. ФТП, **22**, 1381 (1988).
- [10] A.R. Beattie, P.T. Landsberg. Proc. Roy. Soc., **249**, 16 (1959).

Редактор В.В. Чалдышев

EL Quantum Yield in $p-n$ Structures of GaInAsSb/GaSb and AlGaAsSb/GaInAsSb Type

M.S. Yunusov, Yu.Yu. Abdurakhmanov, E.V. Objedkov, B.L. Oksengendler and A.A. Pottakhov

Institute of Nuclear Physics, Academy of Science of Uzbekistan, 702132, Ulugbek, Uzbekistan
