

ЛАЗЕРНЫЕ ДГС НА ОСНОВЕ $\text{InAsSbP-InAs-InAsSbP}$ С $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

© М. Айдаралиев, М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, Н. В. Зотова,
С. А. Карандашев, Б. А. Матвеев, Н. М. Стусь, Г. Н. Талалакин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 7 июня 1995 г. Принята к печати 6 июля 1995 г.)

Изготовлены и исследованы методами фото- и электролюминесценция ДГС на основе $\text{InAsSbP/InAs/InAsSbP}$ с $p-n$ -переходом в активной области при температурах 1.8 и 77 К.

Построена энергетическая зонная диаграмма ДГС $N\text{-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}\text{-InAs-P-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}$, которая использовалась для анализа механизмов излучательных переходов. Обнаружены два интенсивных канала излучательной рекомбинации: туннельный переход зона-акцептор в области изгиба зон $p\text{-InAs}$ на гетерогранице $p\text{-InAs-p-InAsSbP}$ и переход квазиуровень Ферми неравновесных электронов-акцептор в компенсированной p -части активной области.

В зависимости от уровня легирования оловом активной области можно реализовать лазерные переходы на каждом из обнаруженных каналов, т. е. на разных длинах волн.

Введение

Лазеры на основе ДГС InAs/InAsSbP известны сравнительно давно [$1-3$] и уже с успехом используются в газоаналитической аппаратуре, дальнометрии, в системах волоконно-оптических линий связи.

Вместе с тем до настоящего времени не ясна схема оптических переходов в этих ДГС, что не позволяет объяснить разбросы как в энергии излучения лазеров, так и в величинах пороговых токов. Сравнительно низкие рабочие температуры (180 К) стимулируют применение нестандартных подходов к оптимальной конструкции лазерных структур.

Цель работы — изучение гетероструктур InAs/InAsSbP , определение характерных для них каналов излучательной рекомбинации, их влияние на состав и интенсивность спектров фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) и определение возможности сделать преобладающим тот или другой каналы излучательной рекомбинации.

Для достижения поставленной задачи было применено легирование активной области структуры в широком интервале концентраций вводимой примеси, которое по-разному сказывается на предполагаемых оптических переходах и позволяет их идентифицировать.

1. Объект и методики исследования

Объектом исследования служили как ДГС N -InAsSbP-InAs-P-InAsSbP, так и последовательно наращиваемые на подложку n -InAs слои этой структуры. Выращивание осуществлялось методом ЖФЭ на подложке n -InAs (111) в условиях ее высокой пластичности, когда напряжения несоответствия снимаются за счет преимущественного образования дислокаций в подложке [4]. Эта методика и выбор состава позволили получить структурно-совершенные слои твердых растворов InAsSbP с рекордно низкой плотностью дислокаций $N < 10^3 \text{ см}^{-2}$. Легирующей примесью активной области служило олово в интервале концентраций $N_d = 1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; легирующей примесью эмиттера p -типа — Zn, с постоянной концентрацией $N_a = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав ограничивающих слоев и их толщины во всех структурах были одинаковыми и составляли соответственно: $x = 0.09$, $y = 0.18$ и 4 мкм; толщина активного слоя InAs — 2 мкм. Легирование оловом активной области производилось в процессе эпитаксиального наращивания непосредственно введением Sn в раствор-расплав. Концентрация олова в жидкой фазе менялась от 0 до $6 \cdot 10^{-3}$ ат. долей. Олово в InAs является мелким донором, который ионизован уже при гелиевых температурах, поэтому концентрация свободных электронов $n_0 = N_d$.

Создавались и исследовались как четырехсклоотые лазерные структуры, работающие на модах полного внутреннего отражения, так и структуры с широким контактом $\approx 170 \times 250 \text{ мкм}^2$.

Методиками исследования служили фото- и электролюминесценция. При ФЛ в качестве источника накачки использовался неодимовый лазер ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) мощностью 100 мВт, работающий в непрерывном режиме. Накачивающее излучение модулировалось на частоте 500 Гц и фокусировалось на поверхность образцов, находившихся непосредственно в жидком гелии (1.8 К).

ФЛ могла наблюдаться как со стороны эпитаксиального слоя в геометрии на отражение, так и с торцевой стороны структуры. При исследовании ФЛ при 77 К использовался импульсный полупроводниковый лазер ЛПИ-14 ($\lambda = 0.8 \text{ мкм}$) с мощностью в импульсе (5 мкс) ~ 10 Вт; образец находился непосредственно в жидком азоте. При исследовании ЭЛ на структуры подавались импульсы тока длительностью 5 мкс и частотой следования 500 Гц. Рекомбинационное излучение во всех случаях после монохроматора регистрировалось охлаждаемым фотодиодом из антимолида индия по схеме синхронного детектирования.

2. Результаты исследования фотолюминесценции

Для того чтобы проследить появление новых каналов рекомбинации по мере выращивания двойной гетероструктуры, были исследованы спектры ФЛ отдельных элементов структуры.

Спектр ФЛ подложки n -InAs ($n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) представлен на рис. 1. При 1.8 К (кривая 1) хорошо видны два канала рекомбинации: зона-зона (426 мэВ) и зона-природный акцептор (413 мэВ) [5,6]. Соотношение интенсивностей этих пиков зависит от температуры и уровня возбуждения; при 77 К (кривая 2) наблюдается в основном пик, связанный с рекомбинацией зона-акцептор (410 мэВ). Температурный сдвиг этого пика совпадает с изменением ширины запрещенной зоны InAs в области температур 1.8–77 К.

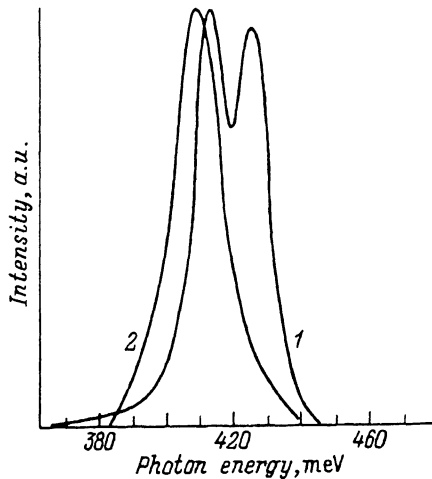


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции подложки InAs ($n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), К: 1 — 1.8, 2 — 77.

Поскольку перед нами стояла задача легирования активной области n -InAs оловом в широкой области концентраций, был проведен эксперимент по выращиванию на подложке эпитаксиальных слоев с разным содержанием Sn. На рис. 2 (кривые 1) приведены спектры ФЛ структур по мере возрастания атомных долей Sn в жидкой фазе при выращивании эпитаксиального слоя: $1.4 \cdot 10^{-3}$ (а), $3.4 \cdot 10^{-3}$ (б) и $6 \cdot 10^{-3}$ (с). Положение и форма спектров ФЛ этих структур сопоставлялись с данными ФЛ (4.2 К), полученными ранее для монокристаллов n -InAs(Sn), для которых были известны концентрации и подвижности электронов [7] (кривые 2): $n = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а), $n = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (б), $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (с). Два длинноволновых пика 413 и 420 мэВ на кривых 1 связаны с рекомбинационным излучением в подложке; широкий коротковолновый — ФЛ эпитаксиального слоя, легированного Sn. Ясно видны сдвиг Бурштейна и уширение спектра, связанные с подъемом уровня Ферми по мере увеличения концентрации свободных электронов. Сопоставление кривых 1 и 2 дает возможность получить зависимость концентрации свободных электронов (или $N_d(\text{Sn})$) в эпитаксиальном слое от атомных долей Sn в жидкой фазе (см. вставку к рис. 2). Эта зависимость близка к опубликованной в [8] для твердого раствора InAsSb с большим содержанием InAs и в дальнейшем будет использоваться для оценки концентрации доноров в активной области ДГС.

Для определения ширины запрещенной зоны первого ограничивающего слоя N -InAsSbP был снят спектр ФЛ структуры подложка-ограничивающий слой (рис. 3, кривая 1). Как и в предыдущем случае, длинноволновая часть спектра связана с излучением подложки; коротковолновый пик — излучение широкозонного ограничивающего слоя с $h\nu_{\text{max}} = 486 \text{ мэВ}$, что близко к расчетному значению E_g для $\text{InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}$ [9].

В спектрах трехслойной структуры подложка-широкозонный ограничивающий слой-активный слой наблюдалась люминесценция подложки и активной области. Спектры последней сдвигались в сторону коротких волн по мере легирования оловом, аналогично приведенным на рис. 2. Излучение ограничивающего слоя не наблюдалось из-за сильного поглощения в узкозонной активной области.

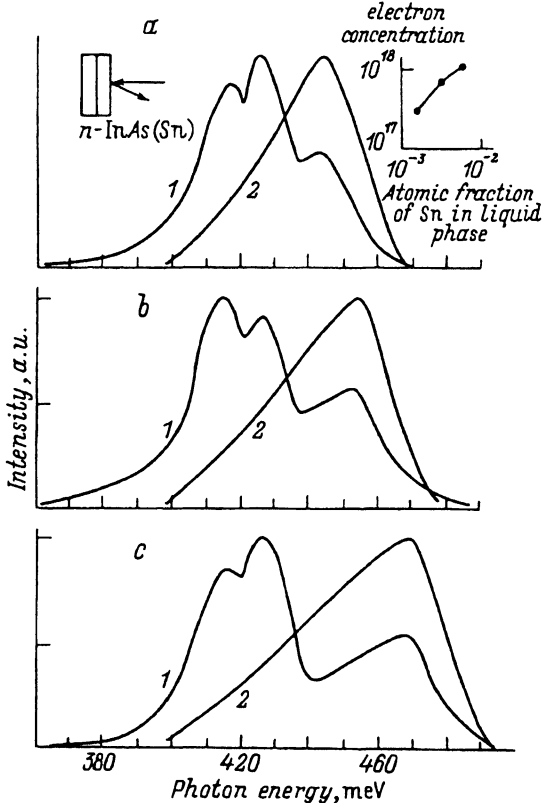


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции эпитаксиальных пленок InAs(Sn) с разным содержанием Sn, выращенных на подложке *n*-InAs. Атомная доля Sn в жидкой фазе: *a* — $1.4 \cdot 10^{-3}$, *b* — $3.4 \cdot 10^{-3}$, *c* — $6 \cdot 10^{-3}$ (кривые 1). Спектры фотолюминесценции объемных монокристаллов *n*-InAs(Sn) с концентрацией электронов: *a* — $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, *b* — $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, *c* — $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривые 2). На вставке — зависимость концентрации свободных электронов в *n*-InAs от атомной доли Sn в жидкой фазе.

В спектрах ФЛ (1.8K) готовой ДГС (*N*-InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18}-InAs-*P*-InAs_{0.73}Sb_{0.9}P_{0.18}), на подложке *n*-InAs, наряду с излучением подложки и широкозонного *p*-эмиттера ($h\nu_{\text{max}} = 466 \text{ мэВ}$ соответствует переходу зона-акцептор с $E_a = 16 \text{ мэВ}$) наблюдается новый длинноволновый пик 407 мэВ, который по мере легирования активной области оловом становится преобладающим (рис. 3, кривая 2).

При 77 K наблюдаются 2 полосы: широкая с $\Delta h\nu_{1/2} \sim 30 \text{ мэВ}$ с максимумом 407 мэВ и излучение *p*-эмиттера — 464 мэВ.

3. Результаты исследования электролюминесценции

Изменение спектров ЭЛ ДГС *N*-InAsSbP-InAs-*P*-InAsSbP по мере легирования активной области оловом представлено на рис. 4.

Для нелегированной активной области (рис. 4, *a*) в спектре ЭЛ наблюдается одна полоса А, максимум которой слабо смещается в сторо-

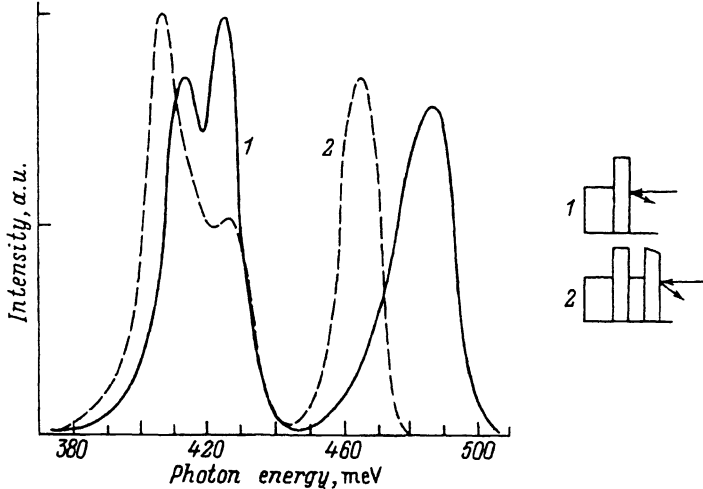


Рис. 3. Спектры ФЛ структуры: подложка- n -InAs-ограничивающий слой n -InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18} (кривая 1) и спектр ФЛ ДГС: N -InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18}-InAs- P -InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18}, выращенной на подложке n -InAs (кривая 2).

ну коротких длин волн (390–407 мэВ при увеличении тока на 2 порядка). Лазерное излучение возникает в максимуме спонтанного спектра.

При легировании активной области оловом появляется второй канал рекомбинации — более коротковолновая полоса B , максимум излучения которой быстрее смещается с током в сторону больших энергий (рис. 4, $b-d$). Скорость движения полосы B для всех уровней легирования приблизительно одинакова, а ее положение на шкале энергий зависит от концентрации олова в активной области: для уровня легирования $N_d(\text{Sn}) \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при изменении плотности тока через структуру от 10^2 до 10^3 А/см^2 полоса B находится в интервале 395–415 мэВ (рис. 4, b); для $N_d(\text{Sn}) \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — в интервале 410–430 мэВ (рис. 4, c); для $N_d(\text{Sn}) = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — в интервале 420–445 мэВ (рис. 4, d).

Минимальное энергетическое расстояние между пиками A и B в начальный момент регистрации коротковолновой полосы возрастает по мере увеличения уровня легирования активной области от 5 мэВ ($N_d(\text{Sn}) = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) до 30 мэВ ($N_d(\text{Sn}) = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Интенсивность полосы B в случаях b и c с увеличением плотности тока растет быстрее, чем полосы A , так что при больших токах канал B становится доминирующим, а лазерное излучение возникает в этом канале. При максимальном уровне легирования (случай d) интенсивность полосы B падает с током, на ряде образцов вообще не удается зафиксировать этот канал рекомбинации.

Обсуждение результатов

Для обсуждения результатов построим энергетическую диаграмму исследуемой ДГС InAs-InAsSbP. Согласно расчетам по методике, предложенной в [10], гетеропереход InAs-InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18} является гетеропереходом I типа с разрывом в зоне проводимости $\sim 22 \text{ мэВ}$, а в валентной зоне $\sim 38 \text{ мэВ}$ ($E_g(\text{InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}) - E_g(\text{InAs}) = 60 \text{ мэВ}$).

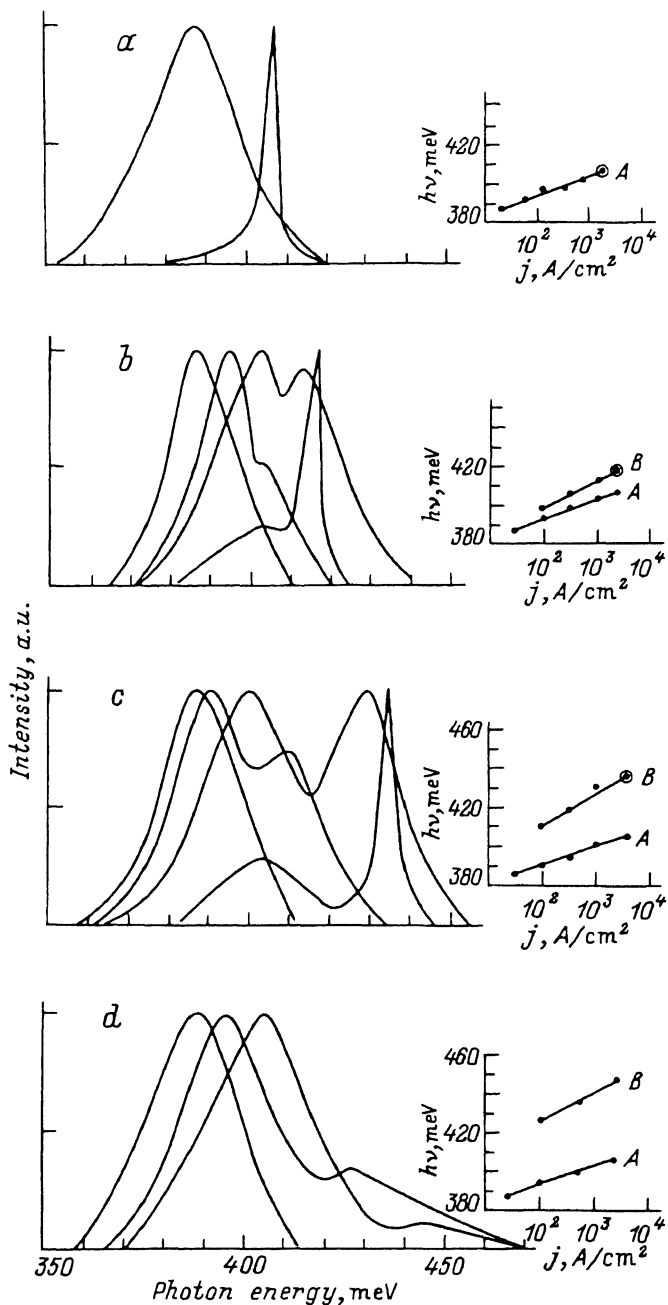


Рис. 4. Изменение спектров ЭЛ ДГС $N\text{-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}\text{-InAs-P-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}$ по мере легирования активной области оловом: *a* — атомная доля Sn в жидкой фазе 0; *b* — $1.4 \cdot 10^{-3}$, $N_d(\text{Sn}) = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; *c* — $3.4 \cdot 10^{-3}$, $N_d(\text{Sn}) = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; *d* — $6.0 \cdot 10^{-3}$, $N_d(\text{Sn}) = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На вставке — движение полос A и B по мере увеличения плотности тока через ДГС.

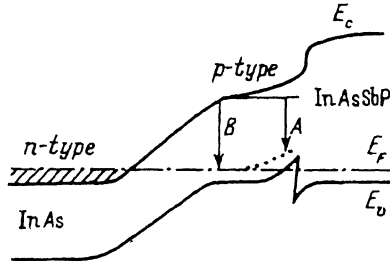


Рис. 5. Энергетическая диаграмма ДГС $N\text{-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}\text{-InAs-P-InAs}_{0.73}\text{Sb}_{0.09}\text{P}_{0.18}$.

Было установлено, что из-за большого коэффициента диффузии Zn в InAs и твердых растворах на его основе во время выращивания p -эмиттера при создании ДГС происходит диффузия цинка в активную область, p - n -переход отодвигается от гетерограницы, а n -часть активной области оказывается сильно компенсированной (см. рис. 5). Действительно, в спектрах ФЛ структур с легированной оловом областью в отсутствие p -эмиттера всегда наблюдается коротковолновая полоса, соответствующая переходу с уровня Ферми сильно легированного n -InAs ($4 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) (см. рис. 2), в то время как в полностью сформированной ДГС эти переходы лежат в существенно более длинноволновой области спектра (рис. 3).

Так как концентрация акцепторной примеси в p -эмиттере во всех случаях одинакова, а концентрация доноров (Sn) в активной области разная, то положение p - n -перехода будет приближаться к гетерогранице по мере легирования активной области донорами. Судя по вольт-амперным и спектральным характеристикам спонтанной ЭЛ, во всех случаях создавался достаточно совершенный p - n -переход, при этом n -часть активной области работала только как инжектор, так как диффузионная длина электронов в InAs в 100 раз больше, чем дырок.

Таким образом, гетерограница представляет собой изотипный p -InAs- P -InAsSbP гетеропереход, при этом концентрацию акцепторов по обе стороны гетерограницы можно считать одинаковой.

Предполагается также, что уровень акцепторов в области изгиба энергетических зон у гетерограницы смещается вместе с зонами, так как радиус акцепторного состояния r_0 ($r_0 \approx (\hbar^2/2m_h E_a)^{1/2} \approx 15 \text{ \AA}$) значительно меньше характерной длины изгиба зон, в данном интервале легирования составляющей 150 \AA . На изгиб валентной зоны в p -InAs приходится примерно $\Delta E_v/2 \approx 20 \text{ мэВ}$. Энергетическая диаграмма исследованной ДГС была рассчитана с помощью известных методов [11] и представлена схематически на рис. 5. Наблюдаемые в ЭЛ полосы А и В на диаграмме изображены стрелками.

Полоса А — это туннельный переход зона-акцептор в области изгиба зон p -InAs на гетерогранице. При малом уровне возбуждения энергия этого перехода $\approx 385 \text{ мэВ}$ ($T = 77 \text{ К}$). С ростом прямого смещения происходит выпрямление зон, и пик сдвигается в область больших энергий до обычного значения энергии перехода зона-акцептор 405 мэВ . Таким образом, область перестройки линии А определяется границами $385\text{--}405 \text{ мэВ}$, что согласуется с глубиной потенциальной ямы валентной зоны p -InAs. Полоса А наблюдается во всех случаях: в нелегированных и сильно легированных ($N_d(\text{Sn}) \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

структурах она является преобладающей, и именно на ней возникает лазерное излучение. Интенсивность полосы A , излучаемой в узком пограничном слое, сопоставима с интенсивностью объемной полосы B , что свидетельствует о большой эффективности канала A , частично связанной с накоплением дырок вблизи гетерограницы. В спектрах ФЛ ДГС (1.8 и 77 К) канал A проявляется в виде перехода вблизи энергии 407 мэВ.

Линия B представляет собой переход между квазиуровнем Ферми электронов и акцепторным уровнем в p -области слоя InAs (см. рис. 5). Такая интерпретация этого перехода связана с тем, что диффузионная длина электронов больше диффузионной длины дырок и ток через p - n -переход переносится в основном электронами. Зависимость положения линии B от тока определяется ростом концентрации неосновных носителей (электронов) в p -области: $n \sim j\tau/eL$, где j — плотность тока, τ — время жизни электронов в p -области, L — их диффузионная длина.

Положение линии B определяется соотношением

$$h\nu_{\max} = E_g - E_a + E_F,$$

где E_F — положение квазиуровня Ферми электронов.

Вместе с тем положение линии B отличается в структурах с разным уровнем легирования n -области, и начальное положение линии B (при плотности тока $j \sim 10^2$ А/см²) отражает уровень легирования n -области. Причина этого заключается в том, что при использовавшихся плотностях тока происходит переход от режима слабой инжекции, когда ток через p - n -переход является чисто диффузионным, к режиму сильной инжекции, когда p - n -переход выпрямлен. При этом следует учитывать омический ток неосновных носителей, а концентрация электронов на границе p -области становится близкой к концентрации электронов в n -области n_n [12].

Переход к режиму сильной инжекции происходит при плотности тока $j \sim eLn_n/\tau \sim 8 \cdot 10^3$ А/см², где мы приняли $L \sim 10^{-4}$ см, $n_n = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³; $\tau \sim 10^{-9}$ с. Таким образом, электролюминесценция наблюдается в переходном режиме от слабой к сильной инжекции. Возможно, поэтому начальное положение линии B не отвечает положению уровня Ферми электронов в n -области, а лежит при более низкой энергии, однако это может быть связано также с частичной компенсацией n -области.

Сдвиг линии B с увеличением накачки связан с ростом энергии Ферми неравновесных электронов в исследуемом интервале токов и составляет 40 мэВ для каждой структуры (см. рис. 4), что соответствует концентрации инжектируемых носителей $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Для структур со средней степенью легирования ($N_d(\text{Sn}) = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³) при высоких уровнях возбуждения линия B является преобладающей, и на ней возникают лазерные переходы (рис. 4, б). Для наиболее легированных структур ($N_d(\text{Sn}) \geq 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³) ослабление канала B связано, по-видимому, с малыми размерами p -части активной области структуры, и основные носители (дырки) предпочитают скапливаться у гетерограницы, усиливая интенсивность канала A . Таким образом, с помощью контролируемого легирования активной области ДГС $\text{InAsSbP-InAs-InAsSbP}$ можно реализовать лазерные переходы на разных каналах, т. е. на разных длинах волн.

Авторы выражают благодарность Б.П. Захарчене за поддержку настоящей работы и А.А. Рогачеву за полезное обсуждение результатов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-04415-а).

Список литературы

- [1] Y Horikoshi. *Semicond. Semimet.*, **22**(с), 93 (1985).
- [2] М.Ш. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, **13**, 563 (1987).
- [3] M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1575 (1993).
- [4] Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Кристаллография*, **32**, 216 (1988).
- [5] A. Mooradian, H.Y. Fan. *Proc. Symp. on Radiative Recombination in Semiconductors*. Paris (1964) (Dunod Cie, Paris, 1965) p. 180.
- [6] А. Аллаберенов, Н.В. Зотова, Д.Н. Наследов, Л.Д. Неуймина. *ФТП*, **4**, 1939 (1970).
- [7] Н.В. Зотова, В.В. Карачаев, А.В. Коваль. *ФТП*, **9**, 1944 (1975).
- [8] G.B. Stringfellow, P.E. Greene. *Sol St. Science*, **118**, 805 (1971).
- [9] T. Fukui, Y. Horikoshi. *Jap. J. Appl. Phys.*, **20**, 587 (1981).
- [10] М.Р.С.М. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [11] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. (М, Мир, 1985). Т. 1; *Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры*. под ред. Л. Ченг, К. Плог (М., Мир, 1989) с. 510.
- [12] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М, Физматгиз, 1965) с. 172.

Редактор В.В. Чалдышев

Laser DHS based on InAsSbP-InAs-InAsSbP system with $p-n$ junction in active region

M. Aydaraliev, M.S. Bresler, O.V. Gusev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin

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

Lasers based on InAsSbP-InAs-InAsSbP system with $p-n$ junction in active region were made and studied by methods of photo and electroluminescence at 1.8 and 77 K. The constructed energy diagram of N -InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18}-InAs- P -InAs_{0.73}Sb_{0.09}P_{0.18} was used to analyze the mechanisms of the radiative recombination channel. Intense radiative recombination channels were found: the tunnel recombination band — acceptor in the band-bending region of p -InAs and Fermi level of nonequilibrium electron — acceptor level in a highly compensated part of p -region of active layer. The controlled doping with donors of DHS active region permits to realise laser transitions in these different recombination channels, i.e. on different wavelength.
