

ПРИРОДА СПОНТАННОЙ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР II-ТИПА GaInAsSb/GaSb

Титков А. Н., Чебан В. Н., Баранов А. Н., Гусейнов А. А., Яковлев Ю. П.

Обнаружена сложная структура низкотемпературных спектров электролюминесценции гетероструктур $n\text{-GaSb} - n\text{-Ga}_{0.77}\text{In}_{0.23}\text{As}_{0.2}\text{Sb}_{0.8} - p\text{-GaSb}$ с гетерограницей II-типа. В интервале энергий 0.45—0.62 эВ в спектре присутствуют четыре полосы излучения. Увеличение прикладываемого напряжения приводит к смещению полос излучения в сторону больших энергий (разному для каждой полосы) и перераспределению их интенсивностей. Анализ энергетического положения полос и их поляризационных характеристик показывает, что две низкоэнергетические полосы обуславливаются рекомбинацией электронов и дырок, разделенных гетерограницей II-типа. Рекомбинация происходит за счет туннелирования через гетерограницу легких дырок. Две высокоэнергетические полосы обуславливаются рекомбинацией электронов в узкозонном слое GaInAsSb с дырками соответственно на акцепторах и в валентной зоне. При рабочих для светодиодных структур напряжениях 1—2 В эти полосы доминируют в спектре.

Четырехкомпонентные твердые растворы GaInAsSb, изопериодные подложке GaSb, вызывают в настоящее время большой интерес в связи с возможностью создания на их основе источников когерентного излучения на спектральный диапазон 1.8—2.5 мкм, перспективный для волоконно-оптических линий связи третьего поколения, а также для целей влагометрии и газового анализа. На основе этих растворов недавно были разработаны различные лазерные структуры [1—3], высокоэффективные светодиоды [4], а также быстродействующие $p-i-n$ [5] и лавинные [6] фотодиоды.

Приобретающая, таким образом, актуальность система GaInAsSb/GaSb обладает существенным отличием от уже традиционных для полупроводниковой оптоэлектроники систем GaAlAs/GaAs и GaInAsP/InP: рассматриваемая система характеризуется гетерограницей II-типа, на которой разрывы зоны проводимости и валентной зоны имеют одинаковый знак. При совмещении $n-p$ -перехода с такой гетерограницей возникает необычная ситуация, когда приложение внешнего электрического поля, большего контактной разности потенциалов, не снимает полностью потенциальные барьеры для движения носителей через гетерограницу. Более того, по обе стороны от гетерограницы должны возникать самосогласованные потенциальные ямы, способные локализовать электроны и дырки [7]. В такой ситуации существенным каналом излучательной рекомбинации могут стать туннельные переходы носителей через гетерограницу, что, очевидно, должно повлиять на свойства создаваемых оптоэлектронных приборов. В связи с этим важной задачей является выяснение природы и относительной роли различных каналов излучательной рекомбинации на $n-p$ -гетеропереходе II-типа.

В настоящей работе была подробно изучена структура низкотемпературных спектров электро- и фотолюминесценции гетероструктур $n\text{-Ga}_{0.77}\text{In}_{0.23}\text{As}_{0.2}\text{Sb}_{0.8} - p\text{-GaSb}$. Светодиодные структуры создавались методом жидкофазной эпитаксии на подложке $n\text{-GaSb} : \text{Te}$ ($n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Узкозонный слой GaInAsSb имел толщину 1—2 мкм и также был легирован Te до концентрации $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а слой $p\text{-GaSb}$ имел толщину 2 мкм и легировался германием до концентрации дырок $p = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Энергетическая схема исследовавшихся гетероструктур при $T=2$ К в отсутствие внешнего электрического поля показана на рис. 1, а. Имеющиеся в литературе данные о ширине запрещенной зоны и положении уровня Ферми в различно легированных кристаллах GaSb [8-10], о ширине запрещенной зоны слоев GaInAsSb [11] и величинах скачков энергетических зон ΔE_c и ΔE_v на гетерогранице GaInAsSb/GaSb [12, 13] позволяют построить данную схему достаточно надежно. Показанные на рис. 1, а положения энергетических уровней в объеме каждого из слоев гетероструктуры нанесены с точностью, лучшей 0.01 эВ. При показе изгибов зон вблизи гетерограниц учитывались уровни легирования соприкасающихся слоев, что позволило оценить амплитуды изгибов зон по разные стороны от гетерограницы [14]. Сами профили изгибов носят качественный

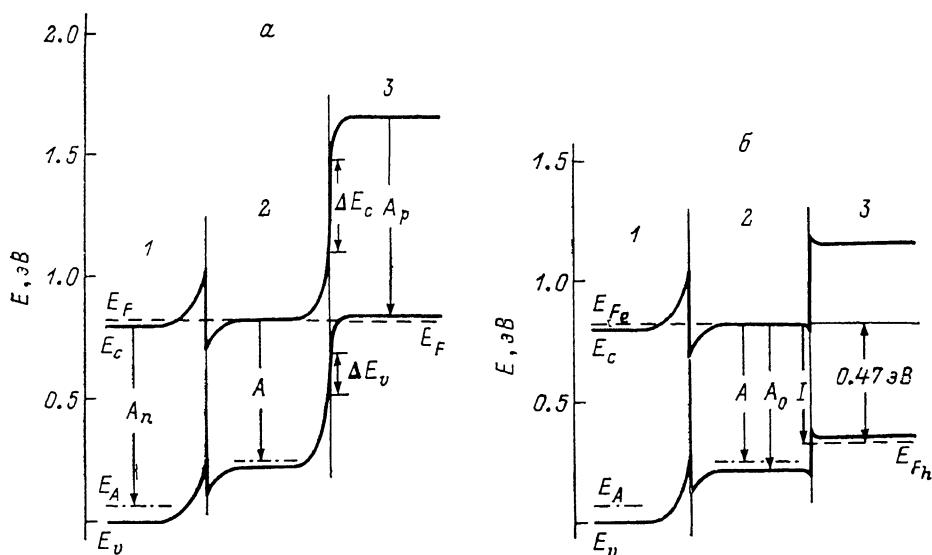
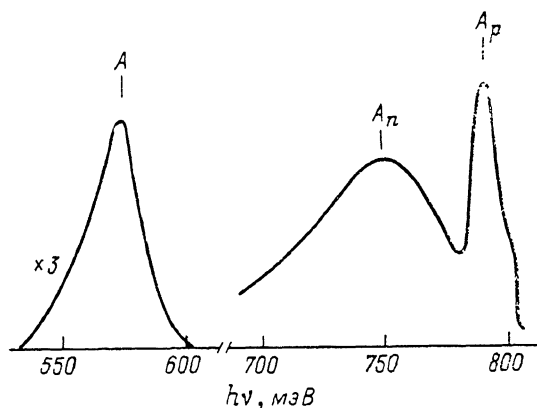


Рис. 1. Энергетическая схема исследовавшихся гетероструктур n -GaSb (1)— n -Ga_{0.77}In_{0.23}As_{0.2}Sb_{0.8} (2)— p -GaSb (3) при $T=2$ К до (а) и после (б) приложения к n - p -гетеропереходу напряжения 0.47 В.

характер, что, однако, не было существенно при рассмотрении результатов работы.

Представление о характере излучательных переходов в объеме слоев гетероструктур дает их спектр фотолюминесценции, приведенный на рис. 2. Возбуждение люминесценции осуществлялось со стороны слоя p -GaSb линией 1.52 мкм He—Ne-лазера. Спектры люминесценции регистрировались с помощью стандартной оптической установки с фотосопротивлением PbS в качестве детектора [10]. Положение и форма полосы A_p в спектре характерны для рекомбинации фотоэлектронов с вырожденными дырками в сильно легированном p -GaSb [10]. По аналогичным характеристикам полоса A_n соответствует рекомбинации электронов с дырками на природном глубоком акцепторе в n -GaSb [8, 9]. Знание энергетического положения полос A_p и A_n в спектре позволяло, в частности, оптически уточнять уровни легирования слоев p - и n -GaSb. Полоса A в спектре на рис. 2 не характерна для n - или p -GaSb. При изменении состава узкозонного слоя ее энергетическое положение менялось вслед за изменением ширины запрещенной зоны слоя. Поэтому появление полосы A связывается с рекомбинацией носителей в объеме узкозонного слоя. При выбранном уровне легирования слоя $n=8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ имело место вырождение мелких донорных уровней и положение уровня Ферми для равновесных электронов приходилось на дно зоны проводимости. Поскольку полоса A в спектре лежит несколько ниже энергии ширины запрещенной зоны слоя $E_g=0.606$ эВ ($T=2$ К), ее происхождение естественно связать с рекомбинацией вырожденных электронов с дырками на мелком акцепторе.

Спектры электролюминесценции исследованных гетероструктур при приложении напряжения прямого смещения показаны на рис. 3. По своему составу они гораздо сложнее спектров фотолуминесценции. Причем состав и относительная интенсивность отдельных полос спектра меняются с напряжением. При начальном приложенном напряжении 0.47 В в спектре наблюдаются две полосы: длинноволновая полоса I с энергией максимума 0.468 эВ и коротковолновая полоса A с энергией максимума 0.575 эВ. Коротковолновая полоса по своему энергетическому положению совпадает с полосой A в спектре фотолуминесценции и, очевидно, имеет ту же природу. Длинноволновая полоса в спектрах фотолуминесценции не наблюдалась. Параллельно отметим, что в спектрах электролюминесценции не наблюдалась рекомбинация носителей в слое p -GaSb (полоса A_p). Рекомбинация носителей в слое n -GaSb (полоса A_n) была обнаружена при плотностях тока более 50 А/см². При этом интенсивность полосы A_n была на 3—4 порядка ниже интенсивности полос A и A_0 .



Появление в спектре электролюминесценции полосы I находит свое объяснение при рассмотрении энергетической схемы гетероструктуры с приложенным напряжением, приведенной на рис. 1, б. Видно, что пока энергетическое расстояние между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок $E_{F_e} - E_{F_h}$

Рис. 2. Спектр фотолуминесценции исследованных гетероструктур при $T = 2$ К.

остается меньше ширины запрещенной зоны узкозонного слоя, движение электронов и дырок через гетерограницу невозможно из-за наличия на ней барьеров. Рекомбинация носителей в этом случае может, очевидно, происходить за счет туннельных переходов через гетерограницу. Энергетическое положение соответствующей полосы в спектре электролюминесценции будет определяться разностью энергий между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок. При малых токах через гетероструктуру, когда практически все напряжение приходится на n — p -переход, величина этой разности задается полным значением приложенного напряжения. Требуемое совпадение величин как раз и имеет место для полосы I при начальных напряжениях. С увеличением напряжения энергетическое расстояние между квазиуровнями Ферми растет, что приводит к смещению полосы I в сторону больших энергий.

Важной особенностью полосы I является наблюдаемое на рис. 3 развитие в ней дублетной структуры. С ростом напряжения на ее высокоэнергетическом крыле появляется и усиливается дополнительный максимум. При этом расстояние между основным и дополнительным максимумами постепенно увеличивается. В работе [7] обращалось внимание на то, что при приложении к n — p -гетеропереходу II-типа напряжений, больших контактной разности потенциалов, по обе стороны от гетерограницы должны возникать самосогласованные потенциальные ямы для электронов и дырок. Для исследованных гетероструктур контактная разность потенциалов оценивается величиной 0.45 эВ, и при прикладываемых напряжениях такие ямы могли уже формироваться, как это схематически показано на рис. 1, б. Можно думать, что наблюдаемое развитие структуры полосы I является непосредственным свидетельством возникновения самосогласованных потенциальных ям на гетерогранице. При захвате носителей хотя бы в одну из ям дублетная структура полосы I , естественно, объясняется формированием в потенциальной яме сначала основного, а по мере углубления ямы с ростом напряжения — и второго связывающего состояния. «Обуживание» потенциальной ямы с ростом напряжения вызывает выталкивание состояний вверх, причем с разной скоростью, большей для верхнего состояния, что объясняет и раздвигание максимумов полосы I .

Туннельный характер переходов, ответственных за возникновение полосы I , был непосредственно подтвержден при изучении поляризационных характеристик полосы при наблюдении люминесценции вдоль плоскости $n-p$ -перехода. Из ранних работ по исследованию электролюминесценции $n-p$ -переходов [15, 16] известно, что при туннельном характере рекомбинации носителей и наблюдении люминесценции вдоль плоскости $n-p$ -перехода полоса излучения должна приобретать линейную поляризацию. Этот эффект обуславливается наличием у туннелирующих носителей преимущественной ориентации квазиимпульса перпендикулярно плоскости $n-p$ -перехода. При этом излучение, вызванное рекомбинацией электронов отдельно с легкими или тяжелыми дырками, оказывается линейно поляризованным вдоль разных направлений: соответственно перпендикулярно (максимальная степень поляризации 0.60) или параллельно (1.0)

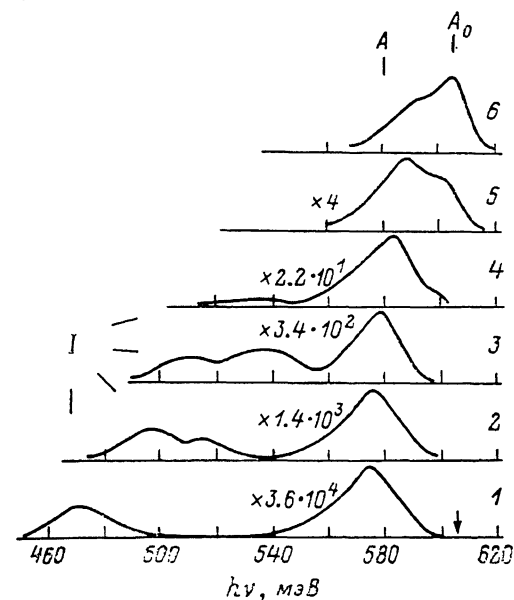


Рис. 3. Спектры электролюминесценции исследованных гетероструктур при $T=2$ К. I , мА (U , В): 1 — 2.0 (0.47), 2 — 3.4 (0.53), 3 — 4.5 (0.58), 4 — 10.0 (0.62), 5 — 30.0 (0.7), 6 — 100 (0.81). Стрелка — E_g (GaInAsSb).

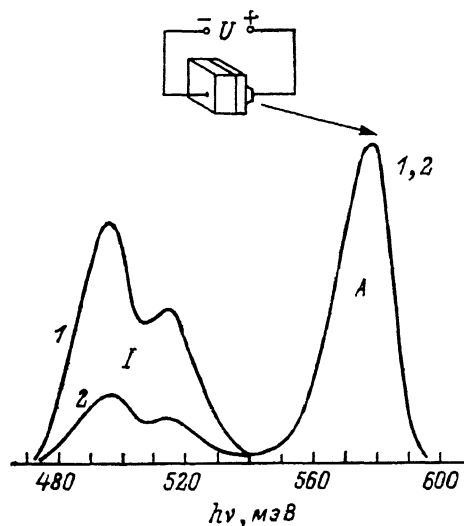


Рис. 4. Поляризационные спектры исследованных гетероструктур при наблюдении вдоль плоскости гетероперехода. 1 — J_{\perp} , 2 — J_{\parallel} . На вставке — геометрия наблюдения. Стрелка — направление наблюдения.

плоскости $n-p$ -перехода [17]. Полученные нами спектры электролюминесценции гетероструктуры в различных поляризациях показаны на рис. 4. Видно, что обе компоненты полосы I одинаково поляризованы преимущественно перпендикулярно плоскости $n-p$ -гетероперехода, а величина поляризации $(J_{\perp} - J_{\parallel}) / (J_{\perp} + J_{\parallel})$ составляет 0.56. Полученный результат показывает, что в нашем случае туннелирующими носителями являются легкие дырки. Если бы через гетерограницу туннелировали электроны, то столь большая степень поляризации не могла бы возникать из-за рекомбинации электронов одновременно как с легкими, так и с тяжелыми дырками. Рассмотрение энергетической схемы на рис. 1, б показывает, что туннелирование легких дырок является и наиболее вероятным путем рекомбинации носителей на гетерогранице. Действительно, потенциальный барьер для электронов выше, чем для дырок, а среди дырок большей вероятностью туннелирования обладают легкие дырки. Отметим, что полоса A , которая связывается с рекомбинацией электронов с дырками на акцепторах в объеме узкозонного слоя, как и ожидается в этом случае, поляризацией не обладает.

Рассмотрим теперь изменение с увеличением напряжения структуры спектров электролюминесценции на рис. 3. При начальных значениях напряжения интенсивности полос I и A близки. Затем с увеличением напряжения интенсивность полосы A резко возрастает, а на ее высокоэнергетическом крыле появляется еще одна полоса A_0 , которая постепенно начинает доминировать. Для объяс-

нения резкого усиления полосы A и разгорания полосы A_0 обратимся еще раз к энергетической схеме на рис. 1, б. При начальных напряжениях энергии дырок в p -GaSb еще недостаточны для заселения более низко лежащих акцепторных уровней в узкозонном слое, и полоса A не должна была бы наблюдаться. Для объяснения ее появления (т. е. все-таки имеющего место попадания дырок на акцепторные уровни) приходится предположить существование на гетерогранице процессов активации дырок в глубину валентной зоны, например рекомбинационных процессов оже-типа [18]. Как известно, вероятность таких процессов мала. Увеличение напряжения приводит к сближению энергетических положений квазиуровня Ферми для дырок в p -GaSb и акцепторных уровней в узкозонном слое. В результате становится возможно прямое туннелирование дырок на акцепторные уровни, что, очевидно, и вызывает резкий рост интенсивности полосы A . Разгорание при еще больших напряжениях полосы A_0 естественно связать с туннелированием дырок уже непосредственно в состояние валентной зоны узкозонного слоя. На это же указывает и положение полосы A_0 в спектре, совпадающее по энергии с шириной запрещенной зоны узкозонного слоя. Преобладание полос A и A_0 над полосой I при больших напряжениях, очевидно, свидетельствует об истощении потенциальной ямы для дырок на гетерогранице из-за ставшего возможным ухода дырок на состояния узкозонного слоя. Интересно отметить, что при наблюдении люминесценции вдоль плоскости n - p -гетероперехода полоса A_0 , как и полоса I , оказалась поляризованной перпендикулярно плоскости гетероперехода. Степень поляризации была, однако, заметно меньше — 0.23. Данный результат показывает, что и при больших прикладываемых напряжениях потенциальный барьер на гетерогранице, обусловленный скачком валентных зон, продолжает осуществлять селекцию легких и тяжелых дырок.

В заключение отметим, что проведенные исследования спектров электролюминесценции n - p -гетеропереходов GaInAsSb/GaSb II-типа позволили обнаружить излучательную рекомбинацию носителей на гетерогранице II-типа, показать ее туннельный характер и определить тип туннелирующих носителей. Вклад туннельных переходов в общий рекомбинационный поток сохраняется существенным до тех пор, пока энергетический зазор между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок остается меньше ширины запрещенной зоны узкозонного слоя. При больших прикладываемых напряжениях основной вклад в рекомбинацию носителей дают переходы в узкозонном слое.

Список литературы

- [1] Долгинов Л. Н., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г., Лапшин А. Н., Мильвидский М. Г., Свердлов Б. Н. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. В. 3. С. 703—714.
- [2] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Рогачев А. А., Шерняков Ю. М., Яковлев Ю. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217—2221.
- [3] Баранов А. Н., Данилова Т. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Конников С. Г., Литвак А. М., Уманский В. Е., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1671—1675.
- [4] Андаспаева А., Баранов А. Н., Гусейнов А. А., Именков А. Н., Литвак А. М., Филаретова Г. М., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 9. С. 845—849.
- [5] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н., Мирсагатов М. А., Михайлова М. П., Сапега О. В., Уманский В. Б., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 7. С. 15—19.
- [6] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н., Мирсагатов М. А., Михайлова М. П., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 11. С. 986—990.
- [7] Kroemer H., Griffiths // IEEE Electron. Dev. Lett. 1983. V. EDL-4. N 1. P. 20—22.
- [8] Кюрегер А. С., Стучебников В. Н., Юнович А. Э. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 2. С. 287—292.
- [9] Chaikina E. I., Egemberdieva S. Sh., Filipchenko A. S. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 83. P. 541—545.
- [10] Титков А. Н., Чайкина Е. И., Комова Э. М., Ермакова Н. Г. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 345—352.
- [11] DeWinter J. C., Pollack M. A., Strivastova A. K., Zyskind I. L. // J. Electron. Mater. 1985. V. 14. N 6. P. 729—746.
- [12] Nakaо M., Yoshida S., Gonda S. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 7. P. 663—666.
- [13] Баранов А. Н., Гусейнов А. А., Рогачев А. А., Титков А. Н., Чебан В. Н., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 48. В. 6. С. 342—344.
- [14] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—672.

- 6] Царенков Б. В., Гладкий Б. И. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 1036—1038.
7] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Морозов Е. П., Портной Е. Л. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 1054—1057.
8] Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Б. В. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 1039—1041.
9] Стриха М. В., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 43—48.

Линко-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 29.01.1990
Принята к печати 31.01.1990
