

Бистабильность электролюминесценции в двойной гетероструктуре II типа AlGaAsSb/InGaAsSb

© Б.Е. Журтанов, К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, Т.И. Воронина, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 августа 1998 г. Принята к печати 6 августа 1998 г.)

Обнаружена бистабильность электролюминесценции в гетероструктуре II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ со слабо легированными ограничительными слоями и узкозонной активной областью (ширина запрещенной зоны $E_g = 326$ мэВ при температуре $T = 77$ К). В прямой ветви вольт-амперной характеристики наблюдалось отрицательное дифференциальное сопротивление, контролируемое током. На конечном участке отрицательного дифференциального сопротивления наблюдалась интенсивная электролюминесценция с узкой полосой (полуширина $\sim 7 \div 10$ мэВ), при этом энергия фотона в максимуме излучения превышала на 50 мэВ ширину запрещенной зоны узкозонного материала. Этот эффект объясняется туннельной инжекцией и непрямой излучательной рекомбинацией носителей, локализованных на гетерогранице AlGaAsSb/InGaAsSb. С ростом напряжения основной вклад начинают вносить излучательные переходы в объеме активной области и максимум излучения скачком сдвигается в длинноволновую сторону. Такие туннельно-инжекционные структуры могут быть использованы для создания управляемых током высокоэффективных светоизлучающих диодов.

Гетероструктуры II типа на основе твердых растворов In(Ga)AsSb, изопериодных с подложками InAs и GaSb, и квантово-размерных структур InAs/Ga(In)Sb в последние годы активно исследуются как структуры, перспективные для создания лазеров, работающих в спектральном диапазоне $\lambda = 3 \div 5$ мкм [1–4]. В этом диапазоне лежат полосы поглощения многих промышленных газов, поэтому создание таких источников света важно для задач газового анализа и экологического мониторинга. Недавно был предложен и реализован туннельно-инжекционный лазер нового типа на основе разьединенных гетеропереходов II типа, в которых инжекция носителей в активную область достигается за счет туннелирования электронов резонансным образом через гетерограницу, что позволяет отказаться от необходимости использования дополнительного электронного ограничения [5]. Кроме того, в работах [6,7] было теоретически предсказано, что безызлучательная оже-рекомбинация может быть подавлена на гетерогранице II типа. Все это привлекает пристальное внимание к исследованию гетероструктур II типа.

В настоящей работе приводятся результаты детального исследования бистабильности инжекционной электролюминесценции в лазерных двойных гетероструктурах на основе гетеропереходов II типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}/\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}$ с узкозонной активной областью и асимметричными разрывами зон на гетерогранице.

Исследуемые лазерные структуры на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}/\text{InGaAsSb}$ с большим содержанием Al в ограничительных слоях ($x = 0.63$) были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке $p\text{-GaSb}$ (100) (рис. 1, а). В качестве активной области был выбран слой узкозонного твердого раствора $\text{In}_{0.93}\text{Ga}_{0.07}\text{As}_{0.82}\text{Sb}_{0.18}$ (ширина запрещенной зоны $E_g = 0.326$ мэВ при $T = 77$ К), который был помещен между двумя слоями широкозонного твердого раствора $\text{Al}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{AsSb}$

($E_g = 1.47$ мэВ при $T = 77$ К). Ограничительные слои $P\text{-AlGaAsSb}$ либо преднамеренно не легировались, либо слегка подлегировались примесью Zn из раствора-расплава в процессе роста, поэтому концентрация носителей в них не превышала $p = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Концентрация носителей в ограничительных слоях $N\text{-AlGaAsSb}$, легированных Te, была порядка $n = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Активная область p -типа проводимости легировалась Zn в процессе роста до концентрации носителей $p = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры AlGaAsSb/InGaAsSb представляет собой ступенчатый гетеропереход II типа с асимметричными разрывами зон на гетерогранице $\Delta E_c = 1.35$ эВ (зона проводимости) и $\Delta E_v = 0.2$ эВ (валентная зона), как это было установлено в работе [8] (рис. 1, б).

Методом стандартной фотолитографии были созданы лазерные полосковые меза-структуры с длиной резонатора 350 мкм и шириной полоска 11 мкм. Исследования электролюминесценции (ЭЛ) проводились в квазистационарном режиме питания импульсами тока с длительностью 2.5 мс и скважностью, равной 2. Спектры электролюминесценции снимались с помощью решеточного монохроматора МДР-4 с решеткой 150 штрихов. В качестве приемника инфракрасного сигнала было использовано фотосопротивление InSb, охлаждаемое жидким азотом.

Были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) и электролюминесценция двойных гетероструктур (ДГС) II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении при $T = 77$ К.

В прямой ветви вольт-амперной характеристики исследуемой структуры наблюдается заметная бистабильность тока J от прикладываемого напряжения U и ВАХ имеет S -образную форму с участком отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) и напряжением включения $U_{\text{on}} = 3.6$ В (рис. 2). Отметим, что аналогич-

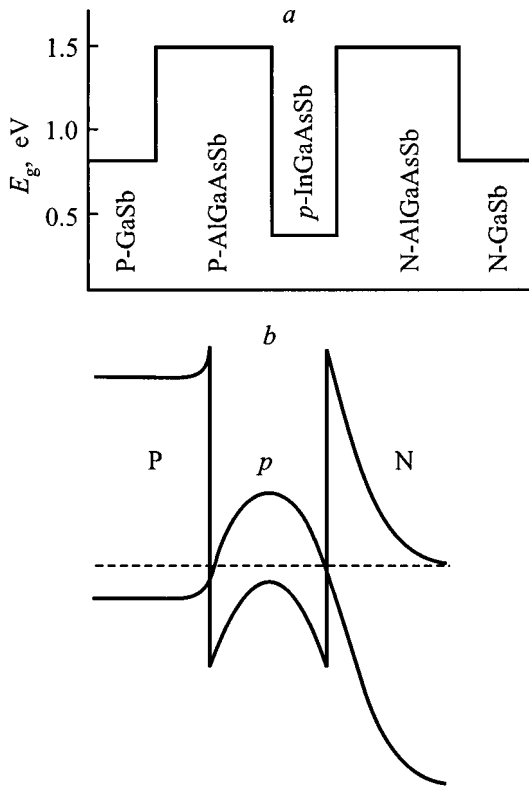


Рис. 1. Послойный профиль ширины запрещенной зоны лазерной структуры (а) и зонная энергетическая диаграмма двойной гетероструктуры II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ в термодинамическом равновесии (б).

ное поведение ВАХ наблюдалось ранее в резонансно-туннельных ДГС на основе $\text{InAs}/\text{AlGaSb}$ [9].

На первом участке прямой ветви ВАХ общий ток через структуру медленно растет и при напряжении включения не превышает 60 мА. После момента включения (начало участка ОДС, $U = 3.47$ В) начинает появляться слабая электролюминесценция. Спектр излучения (рис. 3) содержит одну полосу с энергией фотона в максимуме $h\nu_m \approx 370$ эВ ($\lambda_m \approx 3.34$ мкм) и полушириной порядка 30 мэВ. При увеличении управляющего тока наблюдается резкое падение напряжения на структуре до 1.1 В (рис. 2) и возникновение пороговым образом интенсивной электролюминесценции на конце участка ОДС. В спектре излучения при этом наблюдалась одна узкая полоса с полушириной $7 \div 10$ мэВ асимметричной формы и резким коротковолновым краем (рис. 3). Максимум полосы находился при длине волны $\lambda_m = 3.3$ мкм, что соответствует энергии фотона $h\nu_m = 376$ эВ. Следует заметить, что эта полоса сдвинута по энергии почти на 50 мэВ по сравнению с шириной запрещенной зоны активной области лазерной структуры ($E_g = 0.326$ мэВ). Для данной полосы интенсивность наблюдаемой суперлюминесценции была сравнима с интенсивностью излучения диодного лазера на пороге генерации.

Асимметричная форма полосы излучения, ее высокая интенсивность и "голубой" сдвиг энергии фотона в максимуме эмиссионного спектра заставили нас провести более детальное изучение электролюминесцентных характеристик таких гетероструктур с целью определения возможных механизмов излучательной рекомбинации в лазерных ДГС на основе гетеропереходов II типа $\text{AlGaAsSb}/\text{InGaAsSb}$ с асимметричными разрывами зон на гетерогранице.

Отметим, что общее напряжение распределяется в структуре неравномерно. В исследуемых лазерных структурах узкозонный активный слой $p\text{-InGaAsSb}$ ограничен широкозонными эмиттерными слоями AlGaAsSb P - и N -типов проводимости. По данным исследования скола

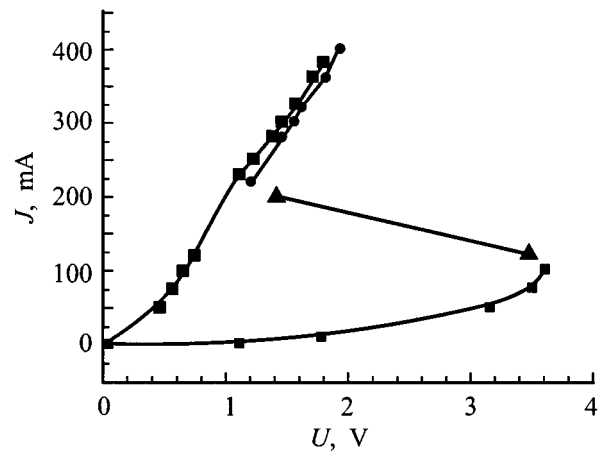


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика двойной гетероструктуры II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении.

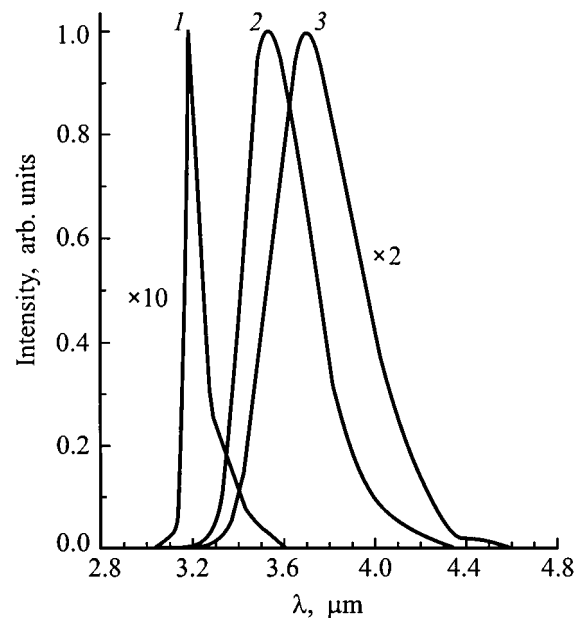


Рис. 3. Спектры электролюминесценции при напряжении внешнего смещения U , В: 1 — 1.1, 2 — 1.4, 3 — 1.8, $T = 77$ К.

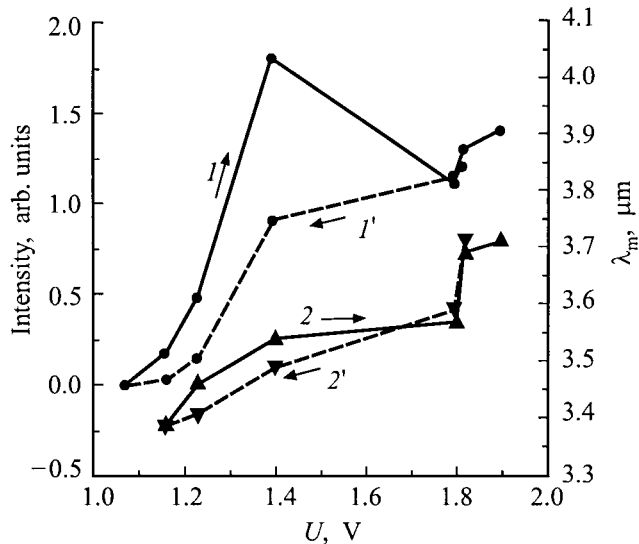


Рис. 4. Зависимости интенсивности электролюминесценции ($I-I'$) и длины волны излучения λ_m ($2-2'$) от приложенного напряжения U .

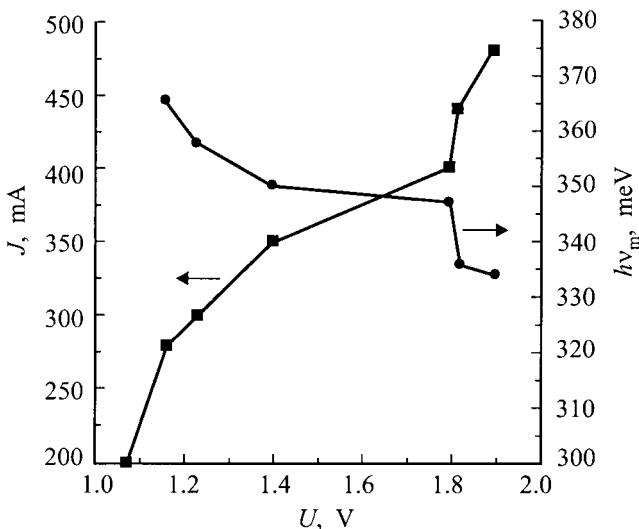


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика и зависимость энергии излучения от напряжения двойной гетероструктуры II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ после прохождения участка ОДС.

данных гетероструктур методом растровой электронной микроскопии в режиме наведенного тока было установлено, что обширная область пространственного заряда располагается в ограничительном слое $N\text{-AlGaAsSb}$, т.е. вблизи гетерограницы $p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ существует достаточно большое встроенное электрическое поле. Следовательно, приложенное в структуре внешнее напряжение смещения в основном (по нашим оценкам, порядка 2.0 В) будет падать вблизи гетероперехо-

да $N\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$ и сравнительно небольшая часть его — на гетеропереходе $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$.

На рис. 4 представлены зависимости длины волны λ_m (кривые $2-2'$) и интенсивности (кривые $1-1'$) излучения от приложенного внешнего смещения U , соответствующего интервалу напряжений на участке ВАХ после прохождения участка ОДС (рис. 5). На рассматриваемых кривых также можно выделить три характерных участка. При увеличении внешнего смещения в интервале напряжений $1.1 \div 1.4$ В интенсивность излучения возрастает сублинейно. При этом максимум полосы излучения смещается в длинноволновую сторону до $\lambda_m \approx 3.5$ мкм, а полоса ЭЛ уширяется до 20 мэВ. Однако форма полосы остается асимметричной с резким коротковолновым краем. В данном интервале напряжений ток, протекающий через структуру, растет суперлинейно.

Дальнейшее увеличение внешнего смещения в интервале напряжений $U = 1.4 \div 1.8$ В приводит к резкому падению интенсивности излучения в 2 раза, при этом длина волны максимума полосы излучения остается постоянной ($\lambda_m = 3.5$ мкм). Следует подчеркнуть, что ток через структуру в данном интервале напряжений растет, медленно выходя на насыщение.

Интересно отметить, что при напряжении внешнего смещения $U \approx 1.8$ В на всех трех зависимостях тока, длины волны и интенсивности излучения от напряжения наблюдалось резкое изменение характера этих зависимостей. При внешнем смещении свыше 1.8 В наблюдалась линейная зависимость тока от напряжения с наклоном, соответствующим остаточному последовательному сопротивлению $R_s = 1$ Ом. При этом интенсивность излучения в интервале напряжений $1.8 \div 2.0$ В слабо растет и при $U > 2.0$ В выходит на насыщение. Максимум полосы излучения в свою очередь как скачком смещается в длинноволновую сторону до значения $\lambda_m \approx 3.8$ мкм, соответствующего длине волны, характерной для межзонной излучательной рекомбинации в объеме узкозонного твердого раствора $\text{In}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{As}_{0.82}\text{Sb}_{0.18}$. Форма наблюдаемой полосы излучения близка к симметричной (гауссовей) с полушириной 30 мэВ, что также характерно для межзонных переходов.

Как видно из рис. 4, на зависимости интенсивности от напряжения наблюдается гистерезис. При уменьшении внешнего смещения от 2.0 до 1.05 В (обратный ход, кривые $1'$ и $2'$) характер поведения зависимостей интенсивности ЭЛ и длины волны излучения повторяет поведение этих кривых при увеличении внешнего смещения (прямой ход, кривые 1 и 2) в интервалах напряжений $1.1 \div 1.4$ В и $1.8 \div 2.0$ В. Однако в интервале напряжений $1.4 \div 1.8$ В как при увеличении, так и при уменьшении внешнего смещения интенсивность ЭЛ монотонно падает.

Итак, как видно из экспериментальных данных, спектр электролюминесценции лазерной структуры $\text{AlGaAsSb}/\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ сильно зависит от величины прикладываемого внешнего смещения. В момент возникновения суперлюминесценции максимум полосы

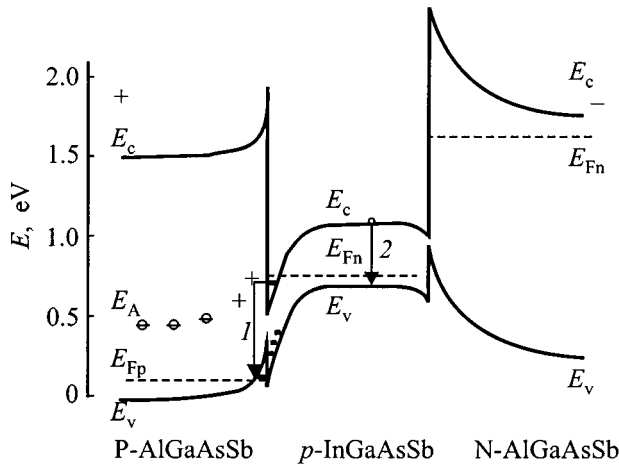


Рис. 6. Зонная энергетическая диаграмма двойной гетероструктуры II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении. Стрелками показаны излучательные переходы: 1 — на $p\text{-}p$ -гетерогранице, 2 — в слое $p\text{-InGaAsSb}$. E_{Fn} , E_{Fp} — квазиуровни Ферми электронов и дырок.

излучения сдвинут по энергии в высокоэнергетичную сторону на 50 мэВ по сравнению с шириной запрещенной зоны узкозонного слоя, при этом форма полосы резко асимметрична, а ее полуширина близка к величине kT . С увеличением напряжения на структуре (до 2 В) данная узкая полоса излучения постепенно трансформируется в более длинноволновую полосу ($h\nu_m \approx 326$ мэВ) симметричной формы с полушириной 30 мэВ, характерную для межзонных излучательных переходов. Следует добавить, что подобное "голубое" смещение электролюминесценции, обусловленное сильной аккумуляцией электронов на гетерогранице II типа, наблюдалось нами ранее в двойной лазерной гетероструктуре $\text{AlGaAsSb}/\text{InGaAsSb}$ с ограничительными слоями, содержащими 34% Al [10], а также в квантово-размерных структурах [11] и сверхрешетках $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ [12].

Для анализа возможных механизмов излучательной рекомбинации и протекания тока через структуру рассмотрим зонную энергетическую диаграмму двойной гетероструктуры II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении (рис. 6). В термодинамическом равновесии на гетерогранице II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$ существует электронный канал [13]. В данном случае двумерный электронный газ аккумулируется в квантовой яме вблизи гетерограницы на стороне узкозонного полупроводника благодаря резонансному переходу электронов с уровня глубокого акцептора E_A , расположенного в слабо легированном широкозонном твердом растворе $P\text{-AlGaAsSb}$ ($E_A = 400$ мэВ, природный дефект V_{Al} [14]), в зону проводимости узкозонного твердого раствора $p\text{-InGaAsSb}$.

При приложении внешнего смещения к лазерной структуре изгибы зон на гетерогранице $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$ увеличиваются: потолок валентной зоны E_v ,

твердого раствора $P\text{-AlGaAsSb}$ опускается вниз, в то время как дно зоны проводимости E_c твердого раствора $p\text{-InGaAsSb}$ поднимается вверх. Таким образом, глубина самоогласованных квантовых ям на $P\text{-}p$ -гетерогранице возрастает, а их ширина, в свою очередь, уменьшается. В этом случае уровни размерного квантования электронов и дырок выдавливаются из квантовых ям и энергетическое расстояние между ними возрастает. Направление внешнего электрического поля при приложении смещения совпадает с направлением внутреннего поля гетероперехода II типа $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$. Увеличение напряжения на структуре, по нашему мнению, усиливает локализацию носителей вблизи $P\text{-}p$ -гетерограницы и повышает концентрацию электронов и дырок на уровнях размерного квантования. Возникающая при этом интенсивная ЭЛ, обусловленная непрямыми (туннельными) оптическими переходами локализованных электронов и дырок через $P\text{-}p$ -гетерограницу, приводит к появлению коротковолновой узкой полосы излучения [3].

Отметим, что в нашем случае заполнение электронного уровня в квантовой яме на стороне узкозонного твердого раствора InGaAsSb происходит резонансным образом за счет инжекции из широкозонного твердого раствора $N\text{-AlGaAsSb}$ через гетеропереход II типа $N\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$ при прямом смещении. Высокий потенциальный барьер, созданный асимметричностью разрывов зон на гетерогранице $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$, препятствует дальнейшему продвижению электронов и заставляет их скапливаться у $P\text{-}p$ -гетерограницы на стороне слоя InGaAsSb . Мы считаем, что в нашем случае наблюдаемая интенсивная ЭЛ представляет собой суперпозицию излучения от двух каналов рекомбинации: интерфейсная (туннельная) рекомбинация через локализованные состояния на гетерогранице $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}$ и объемная, за счет межзонных переходов в узкозонном активном слое $p\text{-InGaAsSb}$. В интервале напряжений 1.1 ÷ 1.4 В доминирует канал интерфейсной излучательной рекомбинации, в то же время при напряжении внешнего смещения более 1.8 В мы наблюдаем картину, когда основной вклад в ЭЛ вносит объемная излучательная рекомбинация. Следовательно, в интервале напряжений 1.4 ÷ 1.8 В происходит переключение механизма интерфейсной рекомбинации на объемную.

Таким образом, в ДГС $P\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/N\text{-AlGaAsSb}$ со слабо легированными ограничительными слоями наблюдается бистабильность электролюминесценции, связанная с двумя различными механизмами излучательной рекомбинации в активной области исследуемой лазерной структуры. При приложении внешнего смещения ЭЛ вначале определяется туннельной инжекцией носителей и не прямой (интерфейсной) излучательной рекомбинацией через гетерограницу электронов из квантовой ямы на стороне узкозонного слоя твердого раствора InGaAsSb с дырками, локализованными в широкозонном твердом растворе AlGaAsSb . При больших значениях напряжения на структуре основной вклад начина-

ют вносить излучательные переходы в объеме активной области. Такие туннельно-инжекционные структуры могут быть использованы для создания высокоэффективных инфракрасных светоизлучающих диодов, управляемых током.

Данная работа частично поддержана в рамках проекта Министерства науки "Физика твердотельных наноструктур" № 96-1010.

Список литературы

- [1] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2480 (1994).
- [2] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **29**, 678 (1996).
- [3] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev. *Sol. St. Electron.*, **40**, N 8, 673 (1996).
- [4] H.K. Choi, C.W. Turner, S.J. Eglash, Z.I. Liau. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2251 (1994).
- [5] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **30**, 399 (1996).
- [6] G.G. Zegrya, A.D. Ahdreev. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2681 (1995).
- [7] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 757 (1995).
- [8] M.P. Mikhailova, B.E. Zhurtanov, K.D. Moiseev, A.N. Imenkov, O.G. Ershov, Yu.P. Yakovlev. *Proc. MPS Fall Meeting* (1997) v. 484, p. 101.
- [9] D.H. Show, J.N. Schulman. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 76 (1994).
- [10] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.В. Андрейчук, Б.Е. Саморуков, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **23**, вып. 9, 68 (1997).
- [11] R.Q. Yang, C.-H. Lin, S.J. Murry, S.S. Pei, H.C. Liu, M. Buchanam, E. Dupont. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2013 (1997).
- [12] S.M. Cao, M. Willander, A.A. Toropov, T.V. Shubina, V.Ya. Meltzer, P.S. Кор'ев, T. Lundstrom, P.O. Holtz, J.P. Bergman, V. Monemar. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 347 (1998).
- [13] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **30**, 223 (1996).
- [14] F. Fuchs, J. Schmitz, H. Obloh, J.D. Ralsto, P. Koidl. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1665 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Bistability of electroluminescence in type II AlGaAsSb/InGaAsSb double heterostructure

B.E. Zhurtanov, K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, T.I. Voronina, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Type II AlGaAsSb/InGaAsSb double heterostructures with asymmetric band-offset confinement were investigated. Pronounced bistability of electroluminescence and S-shape negative differential resistance on the current-voltage characteristic were found at the temperature $T = 77$ K. Under applied bias, electroluminescence is determined at first by tunneling injection of electrons from quantum well levels at the narrow-gap active layer side and non-direct radiative recombination transitions electrons and holes through the type II interface. Narrow emission band (~ 1 kT) and blue shift of electroluminescence spectrum up to 50 meV upper band gap of the narrow-gap InGaAsSb layer ($E_g = 326$ meV at $T = 77$ K) were observed. With bias increasing, bulk radiative recombination transitions in the active region contributes mainly, and the maximum of the emission band jumps to lower photon energy edge of the spectrum.