

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ FUNDAMENTAL RESEARCHES

УДК 538.958

Динамика накопления неравновесных дырок в квантовых ямах гетероструктур n -AlGaAs/GaAs

Н.Г. Яременко¹, В.А. Страхов¹, М.В. Карачевцева¹, Ю.В. Федоров²

¹Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова Российской академии наук

²Институт СВЧ полупроводниковой электроники Российской
академии наук (г. Москва)

Dynamics of Excess Holes Collection in n -AlGaAs/Quantum Wells of Heterostructures

N.G. Yaremenko¹, V.A. Strakhov¹, M.V. Karachevtseva¹, Yu.V. Fedorov²

¹Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics Russian
Academy of Sciences, Fryazino

²Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics Russian
Academy of Sciences, Moscow

Исследовано влияние эффективности захвата неравновесных дырок на процесс накопления носителей с ростом фотовозбуждения в квантовых ямах гетероструктур n -AlGaAs/GaAs. Показано, что зависимость отношения интенсивностей фотолюминесценции из квантовой ямы и из барьерных слоев от ширины ямы имеет осциллирующий характер. Проведена оценка времени захвата дырок в максимуме и минимуме осцилляций: примерно 3 и 370 пс. Сдвиг энергии перехода в резонансной яме при сильном возбуждении объяснен влиянием встроенного заряда, возникающего за счет разных темпов захвата электронов и дырок.

Ключевые слова: гетероструктура; квантовая яма; фотолюминесценция; захват неравновесных носителей; накопление носителей.

The influence of the excess holes capture efficiency on the carrier collection process with an increasing photoexcitation in quantum wells of n -AlGaAs/GaAs heterostructures has been studied. It has been shown that the influence of the ratio of photoluminescence intensities from quantum well and from barrier layers on the quantum well width has an oscillating form. The hole capture times in the maximum and the minimum of the oscillations have been estimated (3 psec and 370 psec, respectively). The energy transition shift

in resonant quantum well at high excitation densities has been explained by the «charge buildup effect» due to the difference between the capture efficiencies of the electrons and holes.

Keywords: heterostructure; quantum well; photoluminescence; excess carriers capture; carriers collection.

Введение. Процессы захвата и накопления неравновесных носителей заряда в квантовой яме (КЯ) вызывают большой исследовательский интерес как в фундаментальном, так и в практическом плане, поскольку играют решающую роль в работе многих приборов на основе полупроводниковых гетероструктур: лазеров, светодиодов, фотодетекторов [1–3]. При конструировании приборов необходимо учитывать особенности протекания процессов захвата в зависимости от параметров структуры и воздействия внешних факторов: температуры, интенсивности возбуждения и др.

Одной из таких особенностей является резонансный характер захвата неравновесных носителей в КЯ, обусловленный квантованием энергетического спектра носителей заряда и наличием квазистационарных состояний в континууме, в присутствии которых резко возрастает коэффициент прохождения электронами границы барьер–яма [4, 5]. В результате вероятность захвата как функция ширины КЯ имеет осциллирующий вид с двумя типами резонансных пиков. Резонансы первого типа наблюдаются при совпадении верхнего квантового уровня в яме с высотой барьера. Другой тип возникает при наличии в КЯ энергетических уровней, отстоящих от потолка ямы на величину энергии оптического фонона. Скорости захвата в максимуме и минимуме могут различаться на порядки в пределах от 10 до 1000 пс, причем дырки захватываются быстрее, чем электроны [5].

Резонансный характер захвата неравновесных носителей тока в квантовых структурах теоретически предсказан три десятилетия назад, но экспериментальных работ, подтверждающих этот эффект, очень мало, и результаты этих работ противоречивы. Были неудачными некоторые попытки наблюдения осцилляций скорости захвата фотолуминесцентными методами [6]. Очевидно, что в резонансных КЯ интенсивность фотолуминесценции (ФЛ) должна зависеть от ширины КЯ и может иметь осцилляционный характер. Результаты работы [6] оказались в противоречии с теорией: в КЯ, ширина которых соответствовала условиям резонанса, интенсивность ФЛ не возрастала, а наоборот, падала.

Первые убедительные доказательства осцилляционной зависимости интенсивности ФЛ от ширины КЯ получены в работе [7] при исследовании структур AlGaAs/GaAs в режиме непрерывного фотовозбуждения. Это стало возможным благодаря использованию специальной конструкции структур (с туннельно-прозрачными AlAs-столбиками по краям КЯ) и особой технологии выращивания, которая обеспечивала плавное изменение толщины квантово-размерного слоя GaAs по структуре.

Позже осцилляции времени захвата электронов подтверждены исследованиями кинетики ФЛ при возбуждении импульсами пикосекундной длительности [3, 8, 9]. Однако наблюдаемые осцилляции и по амплитуде, и по абсолютным значениям времени значительно отличались от предсказанных теорией. В работе [3] время захвата изменялось в пределах от 3 до 20 пс, в [9] – в пределах от 0,5 до 2 пс. Более близкие к расчету результаты получены в работе [8], в которой наблюдались осцилляции обоих типов: связанные с резонансным прохождением электронов над КЯ и с наличием электронных уровней, отстоящих от края ямы на величину энергии оптического фонона. В этой работе получены значения 2 и 120 пс для времени захвата электронов в минимуме и мак-

симуле осцилляций соответственно. Относительно эффективности захвата дырок в [3, 8] сделан вывод, что она не зависит от ширины КЯ и лучше описывается квазиклассической, а не квантово-механической моделью. В этих работах исследовались нелегированные квантовые структуры. На фоне мощных электронных резонансов выявить осцилляции времени захвата дырок не удавалось, поскольку их амплитуда и период (по ширине ямы) гораздо меньше. Для наблюдения дырочных резонансов более удобным объектом являются легированные структуры n -типа, в которых интенсивность ФЛ из КЯ определяется концентрацией фотовозбужденных дырок.

Впервые осцилляции интенсивности ФЛ, вызванные резонансным захватом дырок в КЯ модулированно-легированных структур n -AlGaAs/GaAs, наблюдались в работе [2]. Исследования спектров в зависимости от ширины КЯ (6,5–22,5 нм) и температуры (77–200 К) показали, что в условиях резонанса концентрация дырок в яме возрастает почти на 2 порядка и заметно повышается квазиуровень Ферми для дырок.

Цель настоящей работы – изучение влияния осцилляций скорости захвата дырок на динамику накопления носителей заряда в квантовой яме с ростом интенсивности фотовозбуждения.

Эксперимент и обсуждение результатов. Исследованы структуры той же конструкции, что и в [2]; барьерами служили легированный кремнием $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$ и нелегированная сверхрешетка $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs$, толщина каждого барьерного слоя составляла 60 нм. Измерения проводились в режиме надбарьерного квазинепрерывного фотовозбуждения в оптическом криостате при температуре жидкого азота. Источником возбуждения служил непрерывный аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 488$ нм, излучение лазера модулировалось с частотой 1 кГц. Диапазон плотностей оптического возбуждения составлял 10^2 – $1,2 \cdot 10^3$ Вт/см².

Спектральный диапазон измерений охватывал излучение от всех слоев структуры. Часть носителей, генерированных в широкозонных барьерных слоях, успевает рекомбинировать в этих слоях, создавая дополнительные коротковолновые полосы люминесценции. Анализ отношения интенсивностей полос ФЛ из КЯ и из барьерных слоев позволяет получить информацию о процессах захвата и накопления неравновесных носителей в яме [10].

На рис. 1 представлена зависимость отношения I_{qw}/I_b интегральных интенсивностей ФЛ из КЯ и из барьеров от ширины ямы L (I_b – суммарная интенсивность из двух барьерных слоев). Значения интенсивностей получены путем разложения полного спектра и приведены к единице толщины слоев. Интенсивность ФЛ из КЯ дополнительно поделена на квадрат интеграла перекрытия волновых функций рекомбинирующих носителей, вычисленный в [2] для ям разной ширины. Пунктиром показаны расчетные значения ширины ям, соответствующих резонансному захвату фотовозбужденных дырок на 2-й, 3-й и 4-й квантовые уровни. Видно, что зависимость $\frac{I_{qw}}{I_b}(L)$ имеет осциллирую-

щий характер; перепад значений в максимуме и минимуме составляет 2 порядка. Максимум этого отношения наблюдается в структуре с шириной КЯ $L = 18$ нм, для которой выполняется условие резонансного захвата дырок на 4-й уровень. Следует отметить, что согласно расчету при этой ширине КЯ выполняется условие резонансного захвата не только для дырок, но и для электронов (на 3-й уровень). Минимум осцилляции соответствует ширине ямы $L = 13,5$ нм.

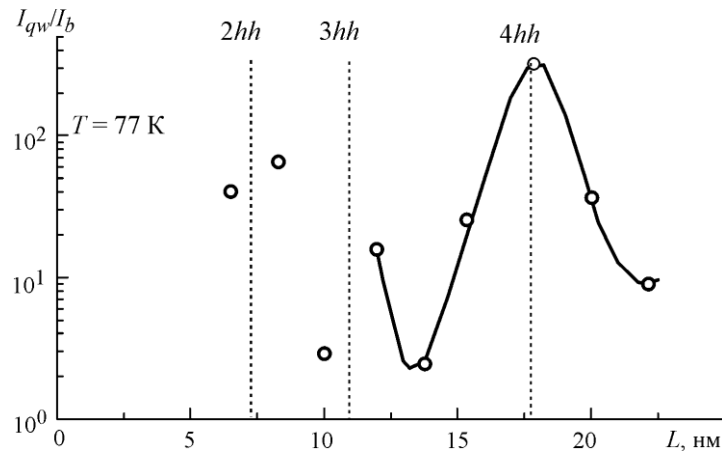


Рис.1. Зависимость отношения интегральных интенсивностей ФЛ I_{qw}/I_b от ширины квантовой ямы L при плотности оптического возбуждения $P = 1200 \text{ Вт/см}^2$

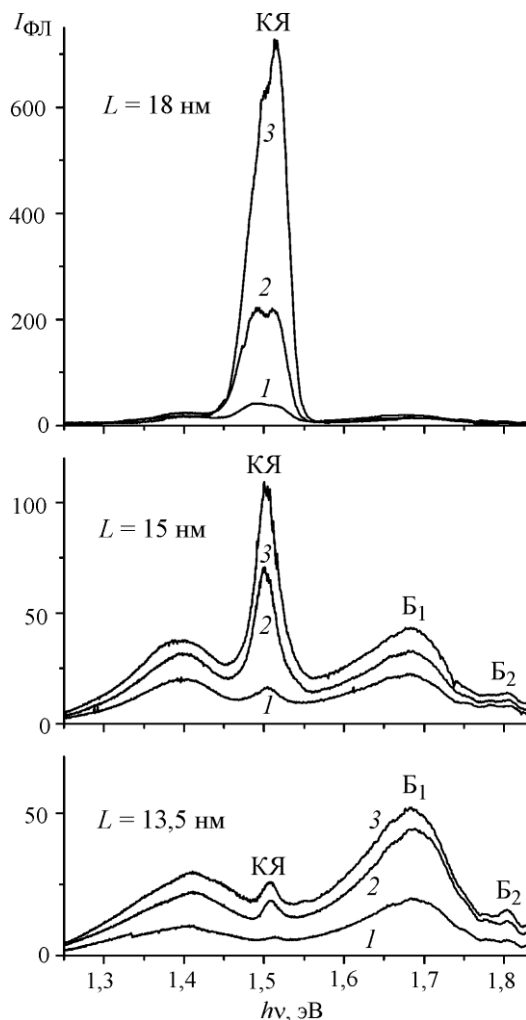


Рис.2. Спектры ФЛ структур с разной эффективностью захвата дырок в квантовую яму: 1 – $P = 400 \text{ Вт/см}^2$; 2 – $P = 800 \text{ Вт/см}^2$; 3 – $P = 1200 \text{ Вт/см}^2$

На рис. 2 приведены полные спектры ФЛ и показана их трансформация с ростом плотности оптического возбуждения P для трех структур с разной эффективностью захвата дырок. Спектры всех структур содержат полосы излучения из КЯ и из барьерных слоев: из сверхрешетки (B_1) и из легированного AlGaAs-слоя (B_2). Кроме того, на всех спектрах имеется широкая примесная полоса с максимумом вблизи $h\nu \approx 1,4 \text{ эВ}$. Интенсивность этой полосы в разных структурах различается не более чем в 1,5 раза независимо от условий захвата. Какая-либо корреляция между этой полосой и полосой ФЛ из КЯ отсутствует; скорей всего, появление примесной полосы обусловлено нестехиометрическими структурными дефектами в буферном GaAs-слое.

Энергетическое положение максимума ФЛ из КЯ в каждой структуре соответствует расчетному значению энергии переходов $1e-1hh$. Спектр из резонансной КЯ шириной $L = 18 \text{ нм}$ представляет собой дублет, образованный переходами $1e-1hh$ и $1e-3hh$; с ростом плотности возбуждения вклад переходов $1e-3hh$ в формирование спектра растет (см. рис. 2). В этой структуре интегральная интенсивность полосы ФЛ из ямы при всех плотностях возбуждения значительно превосходит излучение из других слоев.

Оценка времени захвата дырок в КЯ. Расчет отношения интенсивностей полос ФЛ из КЯ и из барьерных слоев в зависимости от эффективности захвата неравновесных носителей в квантовую яму легированных гетероструктур проведен в работе [10]. Обычно в исследуемых структурах толщина барьерного слоя меньше диффузионной длины $L_b \ll L_D$. При этом условии решение системы кинетических уравнений для электронов и дырок в КЯ и в барьерах дает простое выражение для отношения интенсивностей фотолуминесценции I_{qw}/I_b :

$$\frac{I_{qw}}{I_b} = \frac{\beta_{qw}}{\beta_b} \frac{\tau_b}{\tau_d + \tau_s}, \quad (1)$$

где β_{qw} и β_b – квантовые выходы излучательной рекомбинации в КЯ и барьерном слое соответственно; τ_b – время жизни дырок в барьере; τ_d – время диффузии дырок к яме; τ_s – эффективное время захвата дырок в КЯ:

$$\tau_s = \tau_{\downarrow}^h (\tau_{\uparrow}^h + \tau_{qw}) / \tau_{\uparrow}^h,$$

τ_{\downarrow}^h – время локального захвата дырок в КЯ; τ_{\uparrow}^h – время теплового выброса дырок из ямы; τ_{qw} – время излучательной рекомбинации в КЯ.

В данных экспериментах процессы теплового выброса подавлены, так как при температуре жидкого азота во всех исследованных структурах энергетическое расстояние от квазиуровня Ферми для дырок до потолка дырочной КЯ много больше kT . В этом случае $\tau_{qw} \ll \tau_{\uparrow}^h$ и выражение (1) принимает вид

$$\frac{I_{qw}}{I_b} = \frac{\beta_{qw}}{\beta_b} \frac{\tau_b}{\tau_d + \tau_{\downarrow}^h}. \quad (2)$$

Уход носителей из барьерных слоев лимитируется наибольшим из времен: при слабом захвате – временем локального захвата τ_{\downarrow}^h , при быстром захвате (в резонансной структуре) – временем диффузии τ_d . Эти времена можно оценить, используя полученные из эксперимента отношения I_{qw}/I_b . Полагая при оценках $\beta_b/\beta_{qw} = 1$ и $\tau_b = 10^{-9}$ с, при плотности оптического возбуждения $P = 1200$ Вт/см² получаем: в структуре с $L = 13,5$ нм (в минимуме осцилляций) $\tau_{\downarrow}^h = 370$ пс; в структуре с $L = 18$ нм (в резонансе) $\tau_d = 3,2$ пс (локальное время захвата дырок в условиях резонанса еще меньше, $\tau_{\downarrow}^h < 3,2$ пс).

Для коэффициента амбиполярной диффузии D оценка по формуле $\tau_d \approx L_b^2/D$ дает $D \approx 10$ см²/с. В работе [3] для GaAs при $T=8$ К приведены значения $D = 25$ см²/с.

Влияние эффективности захвата дырок на процесс накопления носителей. На рис. 3 для структур с разной эффективностью захвата дырок приведены зависимости интегральной интенсивности полосы ФЛ из квантовой ямы I_{qw} от плотности оптического возбуждения P , построенные в двойном логарифмическом масштабе. На графиках структур с нерезонансными ямами можно выделить два участка степенной зависимости $I_{qw} \sim P^m$ с разным наклоном. С увеличением плотности возбуждения сначала наблюдается более крутой рост интенсивности ФЛ, а затем по мере заполнения центров безызлучательной рекомбинации рост замедляется и показатель степени m приближается к единице (1,0 и 1,4 в структурах с шириной ям 13,5 и 15 нм соответственно).

Зависимость $I_{qw}(P)$ резонансной структуры с $L = 18$ нм во всем исследованном интервале плотностей возбуждения хорошо описывается степенным законом с постоянным показателем степени $m \approx 2,5$. Поскольку интенсивность ФЛ пропорциональна $(n_{s0} + \Delta n_s)\Delta p_s$, наблюдаемая суперлинейная зависимость $I_{qw}(P)$ говорит о том, что в КЯ этой структуры выполняется условие сильного возбуждения $\Delta n_s, \Delta p_s \gg n_{s0}$

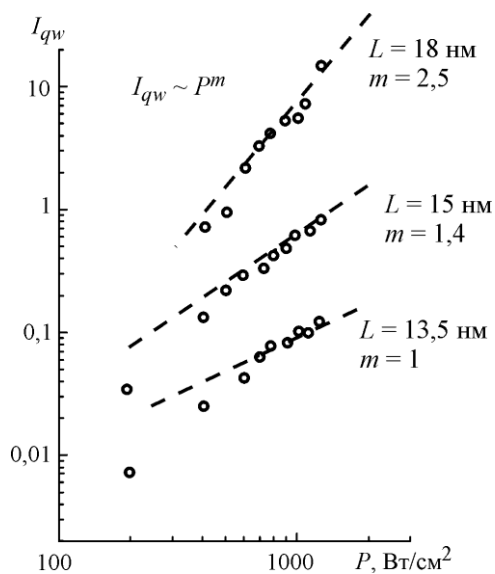


Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности полосы ФЛ из КЯ от плотности оптического возбуждения для структур с разной эффективностью захвата

(Δn_s и Δp_s – концентрации неравновесных электронов и дырок; n_{s0} – концентрация основных электронов в КЯ, обусловленная легированием, в данной структуре $n_{s0} = 12,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Высокие концентрации неравновесных дырок и электронов возможны благодаря тому, что в ней совпадают резонансы скоростей захвата для носителей обоих типов. Как показали предыдущие оценки, скорость поступления фотовозбужденных дырок в КЯ резонансной структуры почти на 3 порядка выше скорости рекомбинации, в результате чего происходит их накопление в яме до концентраций, превышающих концентрацию основных носителей. При этом накопление электронов и дырок идет разными темпами. Если дырки накапливаются быстрее, чем электроны, то в яме образуется локальный положительный заряд, который изменяет потенциальные барьеры на краях ямы, замедляя скорость захвата дырок и ускоряя захват электронов до

тех пор, пока эти скорости станут равными. В стационарном состоянии (при непрерывном фотовозбуждении) в КЯ всегда есть избыточный заряд, обеспечивающий равенство скоростей поступления в яму носителей обоих знаков. Величина этого заряда определяется разностью стационарных концентраций фотовозбужденных носителей ($\Delta p_s - \Delta n_s$). С увеличением плотности возбуждения растут значения Δp_s , Δn_s и их разность (оставаясь, однако, ограниченной $0 < \Delta p_s - \Delta n_s < n_{s0}$).

Изменение потенциального профиля ямы, вызванное встроенным избыточным зарядом, может привести к тому, что при измерении ФЛ в режиме непрерывного фотовозбуждения реальный энергетический спектр квантовых состояний будет отличаться от теоретического, рассчитанного для структуры в отсутствии засветки. В свою очередь, это скажется на измеряемых энергиях оптических переходов. Накопление дырок должно уменьшить отрицательный заряд в яме, создаваемый легированием, и вызвать отклонение энергии перехода E_{1e-1h} от расчетных в сторону более высоких значений, причем очевидно, что это отклонение должно увеличиваться с ростом оптического возбуждения.

Как видно на рис. 4,а, энергия основного перехода на экспериментальных спектрах ФЛ резонансной структуры с ростом возбуждения, действительно, сдвигается в более коротковолновую сторону (на графике приведены, как это обычно принято, значения дефицита энергии ΔE_{1e-1hh} – разности между энергией перехода E_{1e-1hh} и шириной запрещенной зоны GaAs). При слабом возбуждении величина дефицита хорошо согласуется с расчетным значением, которое при равновесной концентрации в яме $n_{s0} = 12,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $\Delta E_{1e-1hh} = -16 \text{ мэВ}$. При увеличении плотности возбуждения до 1200 Вт/см^2 дефицит вырос до значений $\Delta E_{1e-1hh} = -7 \text{ мэВ}$. Если этот рост обусловлен накоплением заряда, создаваемого избыточными дырками, то можно оценить его величину, используя расчетную зависимость энергии перехода от концентрации равновесных электронов в яме (рис. 4,б). При этом считается, что влияние встроенного положительного заряда на зонный профиль КЯ равноценно уменьшению легирования

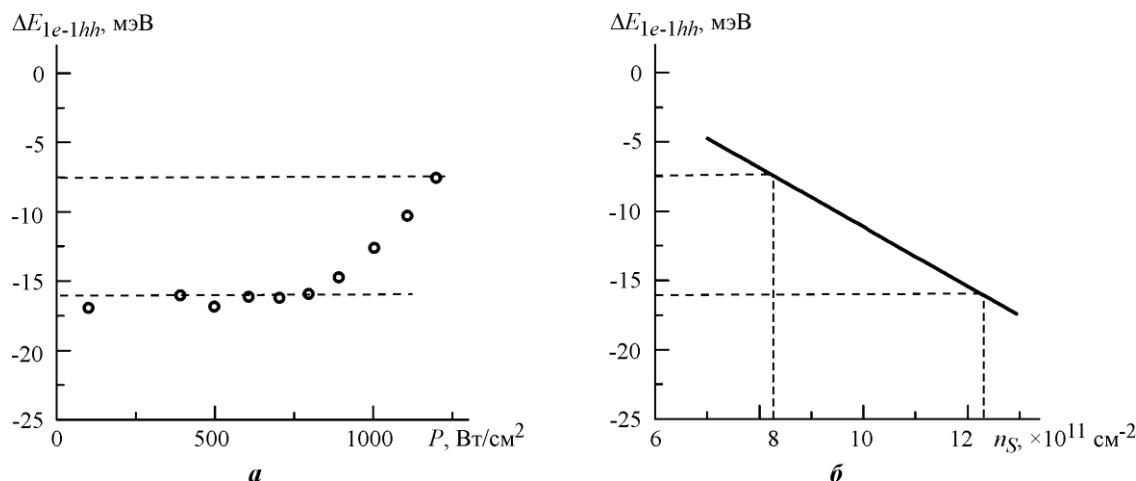


Рис. 4. Зависимость энергии перехода $1e-1hh$ для резонансной структуры с шириной квантовой ямы $L = 18$ нм: *a* – от плотности оптического возбуждения (экспериментальные значения); *б* – от концентрации двумерных электронов в квантовой яме (расчет)

структуры. Из расчета следует, что увеличение энергии перехода от -16 до -7 мэВ соответствует уменьшению отрицательного заряда в яме на $\approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Конечно, полученное таким образом значение концентрации избыточных дырок может рассматриваться только как оценочное, поскольку на величину энергии перехода возможно влияние других эффектов, например эффекта заполнения зоны.

Заключение. В результате исследования подтверждена осцилляционная зависимость скорости захвата фотовозбужденных дырок в КЯ гетероструктур $n\text{-AlGaAs/GaAs}$ от ширины ям. Анализ отношения интенсивностей полос ФЛ из КЯ и из барьерных слоев позволил оценить времена захвата в ямы разной ширины; амплитуда осцилляций времени захвата составляет примерно 2 порядка. Изучено влияние эффективности захвата дырок на процессы рекомбинации и накопления неравновесных носителей с ростом фотовозбуждения. Показано, что при сильном возбуждении встроенный заряд, создаваемый избыточными дырками, приводит к заметным изменениям энергетического спектра квантовых состояний в резонансной яме.

Полученные результаты важны для оптимизации параметров структур при разработке приборов, характеристики которых зависят от накопления носителей в квантовой яме.

Литература

1. Кочиев М.В., Цветков В.А., Сибельдин Н.Н. Кинетика накопления при фотовозбуждении и релаксации избыточных дырок в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – Вып. 3. – С. 200–206.
2. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Резонансный захват дырок в модулированно-легированных структурах N-AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами // Доклады АН. – 2011. – Т. 437. – № 3. – С. 321–326.
3. Blom P.W.M., Smit C., Haverkot J.E.M., Wolter J.H. Carrier capture into a semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – N. 4. – P. 2072–2081.
4. Козырев С.В., Шук А.Я. Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // ФТП. – 1985. – Т. 19. – № 9. – С. 1667–1670.
5. Brum J.A., Bastard G. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B. – 1986. – Vol. 33. – N. 2. – P. 1420–1423.

6. Determination of band-gap discontinuity in AlGaAs/GaAs sistem by quantum oscillations of photoluminescence intensity / *T. Mishima, J. Kasai, M. Morioka et al.* // Surface Science. – 1986. – Vol. 174. – P. 307–311.
7. *Fujiwara A., Fukatsu S., Shiraki Y., Ito R.* Observation of resonant electron capture in AlGaAs/GaAs quantum well structures // Surface Science. – 1992. – Vol. 263. – P. 642–645.
8. *Morris D., Deveaud B., Regreny A., Auvray P.* Electron and hole capture in multiple-quantum well structures // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – N. 11. – P. 6819–6822.
9. *Barros M.R.X., Becker P.C., Morris D., Deveaud B.* Ultrafast optical evidence for resonant electron capture in quantum wells // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – N. 16. – P. 10951–10954.
10. *Козырев С.В., Шук А.Я.* Захват и рекомбинация неравновесных носителей в структурах с квантовыми ямами // ФТП. – 1988. – Т. 22. – Вып. 1. – С. 105–111.

Статья поступила
22 января 2016 г.

Яременко Наталья Георгиевна – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, фотолюминесцентная спектроскопия полупроводниковых материалов и структур пониженной размерности.
E-mail: tg275@ms.ire.rssi.ru

Страхов Валерий Александрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, фотолюминесцентная спектроскопия полупроводниковых материалов и структур пониженной размерности.

Карачевцева Мария Виссарионовна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, математическое моделирование физических процессов в структурах пониженной размерности.

Федоров Юрий Владимирович – зам. директора по НИИОКР, главный конструктор ИСВЧПЭ РАН (г. Москва). *Область научных интересов:* разработка и исследование СВЧ-приборов на основе гетероструктур A^3B^5 миллиметрового диапазона длин волн.

**Вниманию читателей журнала
«Известия высших учебных заведений. Электроника»**

Оформить годовую подписку на электронную
копию журнала можно на сайтах

- Научной электронной библиотеки: www.elibrary.ru
- Национального цифрового ресурса «Руконт»: www.rucont.ru
- Урал-Пресс: www.ural-press.ru