

РАСЧЕТ ЗОННЫХ ДИАГРАММ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ЗАХВАТА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ

А.А. Афоненко¹, В.Я. Алешкин², Б.Н. Звонков³

¹Белгосуниверситет, г. Минск

²Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

³Научно-исследовательский физико-технический институт, г. Нижний Новгород

Для детального анализа мощностных, волноводных и спектральных характеристик инжекционных лазеров необходимо знание пространственного распределения носителей заряда в структуре. Обычно оно находится в рамках распределенной модели путем совместного численного интегрирования фундаментальной системы уравнений, включающей уравнение Пуассона для электростатического потенциала и уравнения непрерывности для электронного и дырочного токов [1]. При этом с каждой точкой пространства связываются три переменные, например электростатический потенциал ϕ и квазиуровни Ферми для электронов F_e и дырок F_h , однозначно определяющие населенность зон полупроводникового материала. При наличии конечных скоростей u процессов захвата и выброса носителей на уровни квантовых ям квазиравновесие между локализованными и нелокализованными в квантовых ямах носителями нарушается, что ограничивает область применимости обычной распределенной модели.

Указанную трудность можно обойти путем увеличения числа переменных, характеризующих одну точку пространства, и введения в области квантовых ям дополнительных уровней Ферми для электронов и дырок. Однако это приведет к увеличению размерности вычисляемых матриц, а также к ухудшению скорости сходимости. Кроме того, процесс захват носителей по физической сути не является локальным, т.е. захваченные в любой точке над квантовой ямой носители распределяются по всей квантовой яме.

Наиболее простой способ решения описанной выше задачи заключается в самосогласованном решении фундаментальной системы уравнений и сосредоточенной системы балансных уравнений, в которых приравниваются скорости поступления носителей на локализованные уровни и скорости межзонной рекомбинации в квантовых ямах:

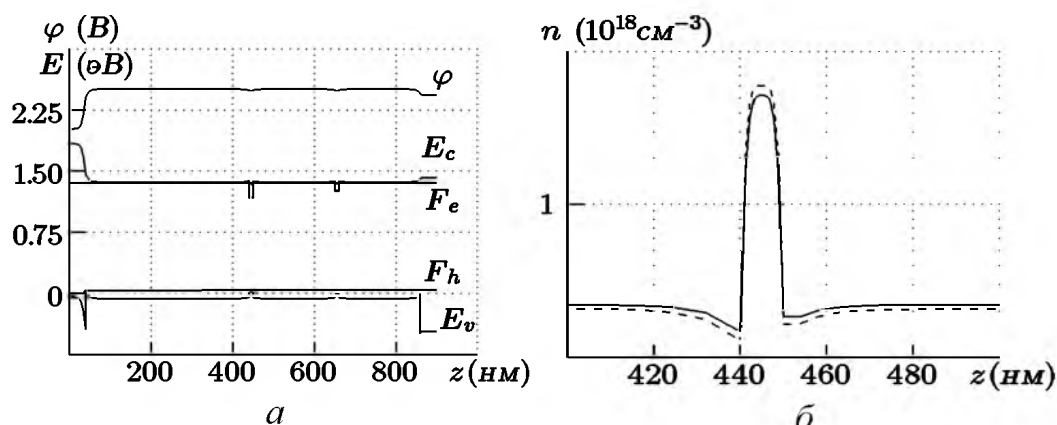


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктуры в системе InGaAs–GaAs–InGaP (а) при прямом смещении и пространственное распределение электронной концентрации в области первой квантовой ямы (б) с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) процессов захвата носителей заряда на уровни квантовых ям

$$\frac{n_b}{\tau_n} \left(1 - \exp \left(- \frac{\Delta F_e}{kT} \right) \right) = R_w, \quad \frac{p_b}{\tau_p} \left(1 - \exp \left(- \frac{\Delta F_h}{kT} \right) \right) = R_w. \quad (1)$$

Здесь n_b , p_b – двумерные концентрации нелокализованных электронов и дырок в квантоворазмерном слое; τ_n , τ_p – времена захвата электронов и дырок в ненаселенную квантовую яму; ΔF_e и ΔF_h – разница квазиуровней Ферми для локализованных и нелокализованных электронов и дырок; R_w – скорость межзонной рекомбинации локализованных носителей заряда. Экспоненциальные слагаемые в скобках учитывают изменение эффективного времени захвата при заполнении уровней квантовой ямы.

Результаты расчетов зонной диаграммы асимметричной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами представлены на рис. 1. При временах захвата 100 пс величины ΔF_e и ΔF_h сравнимы с тепловой энергией при токе инжекции, близком к пороговому, что существенно отражается на заселенностях квантовых ям. Следует ожидать увеличения разницы квазиуровней Ферми для локализованных и нелокализованных электронов и дырок в режиме лазерной генерации при больших превышениях порогового тока, когда эффективное время жизни носителей в квантовых ямах мало.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ-БРФФИ Ф02Р-095 и № 02-02-81036.

1. Афоненко А. А., Кононенко В. К. Манак И. С. Теория полупроводниковых лазеров: – Мн.: Белгосуниверситет, 1995. 108 с.