

# Влияние селективного легирования на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона

Ан. А. Афоненко<sup>1</sup>, А. А. Афоненко<sup>1,\*</sup>, Д. В. Ушаков<sup>1</sup>, Р. А. Хабибуллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

<sup>2</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, пр. Нагорный, 7/5, Москва, 117105, Россия

\*afonenko@bsu.by

Разработана модель приближенного расчета энергий и волновых функций заряженных примесей в квантово-каскадных гетероструктурах. Найдено, что локализованные состояния возникают у каждой подзоны размерного квантования в сверхрешетке. Это приводит к возникновению дополнительных каналов переноса заряда, сглаживанию вольт-амперной характеристики и уменьшению максимального усиления. Проанализировано влияние селективного легирования на процессы рассеяния электронов на ионизированных примесях и уширение лазерного перехода.

## Введение

Вопросы влияния примесей на перенос носителей заряда и усиление квантово-каскадных лазеров (ККЛ) играют важную роль для оптимизации их характеристик. В последнее время возрос интерес к увеличению уровня легирования, что позволяет увеличить максимальное усиление и мощность генерации ККЛ [1]. При этом рассеяние с участием примесей может стать доминирующим механизмом переноса носителей заряда.

Целью работы являлся анализ процессов переноса с участием локализованных примесных состояний и скорости рассеяния электронов на ионизированных примесях в зависимости от положения легированных областей в ККЛ.

## Дизайн структуры и характеристики примесей

Квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона обычно основаны на дизайне, который использует резонансное испускание оптических фононов для опустошения нижнего лазерного уровня. В работе анализировалась структура лазера  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{GaAs}$  с периодом из 4-х слоев 3.26/7.99/1.90/16.46 нм, генерирующего излучение с частотой около 3.9 ТГц [2]. Базисные волновые функции, полученные при решении одномерного уравнения Шредингера с последующей процедурой локализации [3], приведены на рис. 1. В расчетах учитывались переходы с участием локализованных примесных состояний всех подзон размерного квантования в сверхрешетке [4].

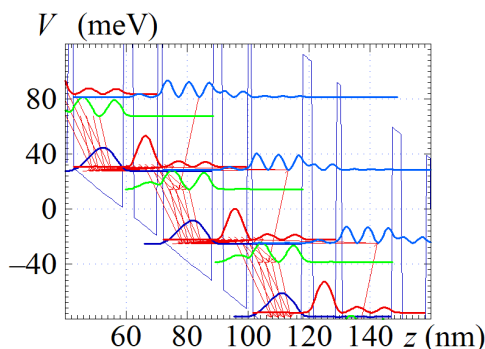


Рис. 1. Профиль зоны проводимости и квадраты волновых функций. Стрелками показан перенос электронов

Энергия залегания примесей (рис. 2) находилась в приближении, когда профиль волновых функций по

направлению  $z$  считался совпадающим с расчетами в одномерной модели (см. рис. 1). При этом полученные значения на  $\sim 25\%$  меньше, чем расчеты энергий активации в двухмерной модели [4].

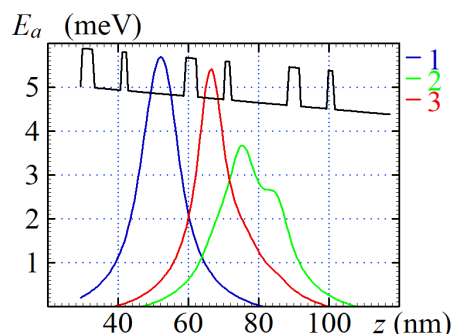


Рис. 2. Глубина залегания примесей в соответствующих подзонах в зависимости от положения примеси. Цифрами обозначены локализованные состояния инжектора (1), нижнего (2) и верхнего (3) лазерных уровней. Схематично показан профиль зоны проводимости

Глубина залегания уровней примеси имеет максимум при легировании вблизи максимальной плотности волновой функции и быстро уменьшается при смещении примесного центра из-за малой длины экранирования ( $L_{scr} = 21$  нм).

Расчеты показывают, что основным каналом рассеяния на примесях в рассматриваемой структуре являются переходы с верхнего на нижний лазерный уровень (рис. 3). При этом ширина уровня в зависимости от положения  $\delta$ -легированного слоя изменяется приблизительно в 4 раза. Оптимальное положение места легирования, обеспечивающее наименьшее уширение лазерного перехода, попадает на границу узкого барьера и широкой квантовой ямы.

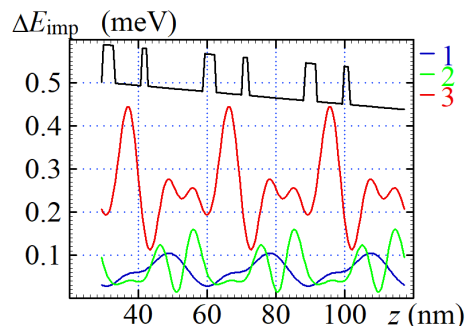
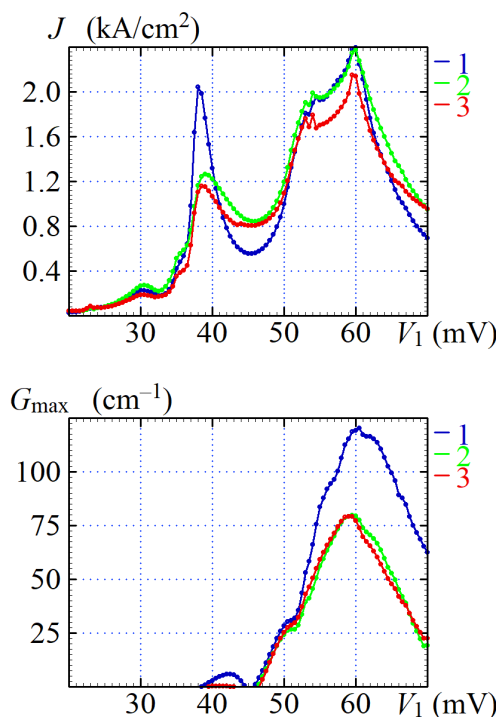


Рис. 3. Уширение уровней при рассеянии на примесях в зависимости от положения  $\delta$ -легированного слоя с концентрацией  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Обозначения как на рис. 2

## Результаты моделирования

Численное моделирование показало, что учет локализованных состояний приводит к возникновению дополнительных каналов переноса заряда, сглаживанию вольт-амперной характеристики и уменьшению максимального усиления (рис. 4). Вольт-амперные характеристики и максимальное усиление структур



**Рис. 4.** Расчетная зависимость плотности тока через структуру (а) и коэффициента модового усиления (б) от напряжения на одном каскаде без учета (1) и с учетом (2, 3) переноса с участием локализованных состояний при равномерном (2) и селективном легировании в центре широкой квантовой ямы (3). Температура 77 К

при равномерном и селективном легировании в центре широкой квантовой ямы оказываются близкими. Это связано с тем, что при выбранном уровне легирования основным механизмом уширения лазерного перехода является испускание оптических фононов с нижнего лазерного уровня ( $\Delta E_2 = 2$  мэВ). Кроме того, при выбранном селективном легировании в центре широкой квантовой ямы рассеяние на примесях близко к величине среднего уширения при их равномерном распределении ( $\Delta E_2 \approx 0.25$  мэВ). Следует ожидать увеличения влияния селективного легирования при повышении концентрации примесей более  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Более перспективными с точки зрения уменьшения влияния легирования на ширину лазерных уровней представляются структуры с тремя и более квантовыми ямами, где можно селективно легировать области, в которых одновременно отсутствуют волновые функции верхнего и нижнего лазерного уровня.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-72-30020.

## Литература

1. T. Grange // Phys. Rev. B. 92, 241306 (2015).
2. M. Bosco, M. Franckie, G. Scalari et al. // Appl. Phys. Lett. V. 115, № 1, 010601 (2019).
3. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. Т. 49, № 10, 913 (2019).
4. Ан. А. Афоненко, А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков и др. // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». Т. 2, 693 (2022).