

Неустойчивость режима генерации и пространственные домены в квантово-каскадных лазерах на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка

А.А. Афоненко^{1*}, Д.В. Ушаков¹, Р.А. Хабибуллин²

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

*afonenko@bsu.by

На основе распределенной модели квантово-каскадного лазера, учитывающей перенос носителей по локализованным состояниям и состояниям непрерывного спектра проанализированы вольт-амперные характеристики лазеров на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка. Показано, что выбор рабочей точки на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением приводит к неустойчивой генерации. При этом внутри активной области формируется доменная структура электрического поля, при которой напряжение в доменах соответствует соседним участкам ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением, а границы между доменами смещаются в течении импульса накачки.

Введение

Полупроводниковые лазеры на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка представляют повышенный интерес в связи с возможностью широкой перестройки длины волны генерации в зависимости от приложенного напряжения. В таких лазерах основное состояние выступает в качестве верхнего лазерного уровня, лазерный переход является диагональным и происходит на возбужденные уровни других каскадов (через два и более периодов сверхрешетки), положение которых управляется приложенным напряжением [1]. При этом условие инверсии всегда выполняется, так как населенность основного уровня оказывается всегда больше населенности возбужденных состояний. Однако получению генерации могут помешать процессы поглощения излучения при переходах с основного состояния на вышележащие, если энергия перехода близка к энергии квантов лазерного излучения. Кроме того, рабочая точка, обеспечивающая максимальное усиление на частоте лазерного перехода, может лежать на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

В работе проанализированы характеристики сверхрешетки GaAs (13.4 нм) – Al_{0.12}Ga_{0.88}As (1.9 нм) с легированием 10^{15} см⁻³ и числом периодов 465. Температура считалась равной 77 К.

Модель отдельного каскада

Вольт-амперная характеристика каскада находилась методом балансных уравнений с периодическими граничными условиями [2]. Базисные волновые функции находились **k p**-методом с последующим преобразованием специального вида для учета дефазировки. Вероятности переходов учитывали процессы туннелирования, электрон-электронного рассеяния, рассеяния на оптических фононах, заряженных примесях, шероховатостях гетерограниц.

Области усиления в зависимости от напряжения на одном каскаде имеют энергетическую протяженность 2–3 мэВ и могут находиться как на участках с положительным, так и с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1). Оцененные потери для двойного металлического волновода равнялись 6–8 см⁻¹ в зависимости от частоты, что показывает возможность генерации при диагональных переходах через 2 и 3 периода сверхрешетки. Частота в максимуме усиления варьируется от 0.5 до 4.5 ТГц, а диапазон непрерывной перестройки частоты генерации составляет около 1 ТГц.

Распределенная модель квантово-каскадной структуры

Распределенная модель лазера основывалась на характеристиках отдельного каскада с учетом тока, создаваемым нелокализованными электронами.

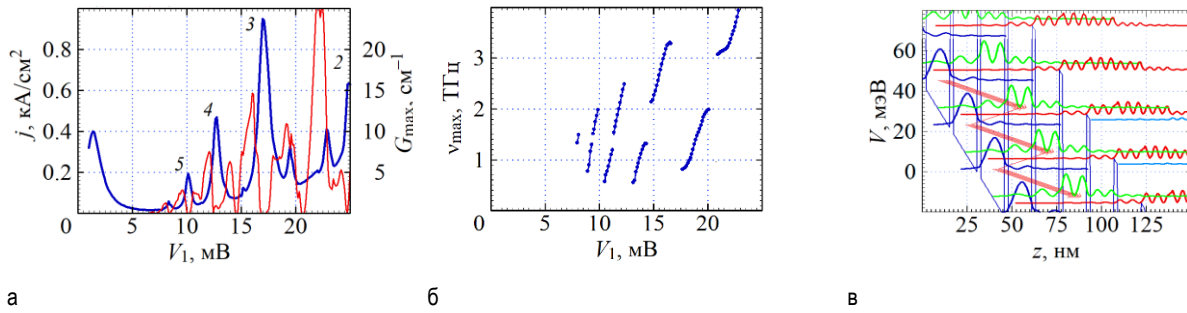


Рис. 1. Зависимость плотности тока j , максимального усиления $G_{\max}$ (а), частоты в максимуме усиления $\nu_{\max}$ (б) от напряжения на одном каскаде V_1 . Цифрами обозначены туннельные резонансы основного и первого возбужденного состояния через 2, 3, 4 и 5 периодов сверхрешетки. Квадраты волновых функций и излучательные переходы (в) при напряжении на каскаде $V_1 = 22$ мВ

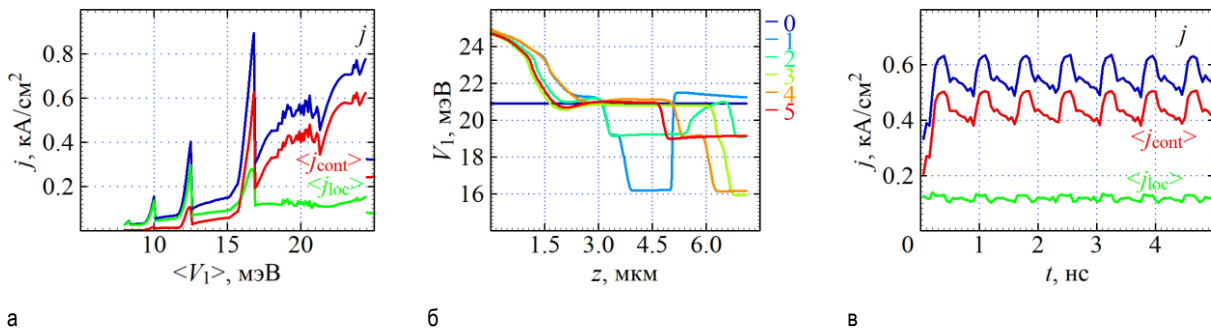


Рис. 2. Зависимость суммарной плотности тока j , средней по структуре плотности тока нелокализованных j_{cont} и локализованных j_{loc} носителей от среднего напряжения на одном каскаде V_1 (а). Зависимость напряжения на одном каскаде V_1 (б) от координаты z вдоль нормали к плоскости слоев, и зависимость плотности тока j через структуру от времени t (в) при подаче ступеньки напряжения. Цифрами на рис. 2 (б) обозначены моменты времени в нс

Базовые уравнения включали уравнение Пуассона, а также уравнения непрерывности для тока локализованных состояний и состояний континуума с учетом диффузионного вклада [2]. Полагалось, что переходы между локализованными и нелокализованными состояниями в основном обусловлены туннелированием. Скорость дрейфа электронов континуума считалась раной $6 \cdot 10^6$ см/с.

Величина шунтирующего тока, создаваемого электронами континуума, быстро увеличивается с ростом напряжения и может значительно превышать ток через локализованные состояния (рис. 2а). На участках с положительным дифференциальным сопротивлением имеется плавная пространственная неоднородность электрического поля, которая приводит к снижению максимального усиления структуры по сравнению с расчетами одного каскада. На участках с отрицательным дифференциальным сопротивлением возникают домены электрического поля с резкими границами (рис. 2б). Напряжения в доменах соответствует соседним участкам ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением. Границы между доменами могут двигаться в

течении импульса накачки, приводя к пульсациям тока через структуру (рис. 2в).

Таким образом, проведенные вычисления показали важность учета пространственной неоднородности электрического поля и шунтирующего тока электронов континуума при анализе характеристик квантово-каскадных лазеров на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка.

Благодарности

Авторы благодарны А.А. Андронову за полезный обмен мнениями при разработке физической модели квантово-каскадных лазеров.

Литература

1. Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, № 4, 235 (2015).
2. Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Дубинов А.А., и др. // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).