

# Модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона

© А.А. Дубинов<sup>1,2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: sanya@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 12 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Проведен расчет характеристик двумерного плазмона, усиливаемого активной средой на основе терагерцовой квантово-каскадной структуры. Показано, что для реалистичных параметров структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (подвижность  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  при концентрации электронов  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и при температуре до 77 К) коэффициент усиления двумерного плазмона может достигать  $1500 \text{ см}^{-1}$  на частоте 2.3 ТГц. Из-за сильной локализации электрического поля плазмона около квантовой ямы для усиления необходимо лишь несколько каскадов активной среды.

**Ключевые слова:** плазмон, квантово-каскадный лазер, терагерцовый диапазон частот, квантовая яма.

DOI: 10.21883/FTP.2021.10.51435.34

## 1. Введение

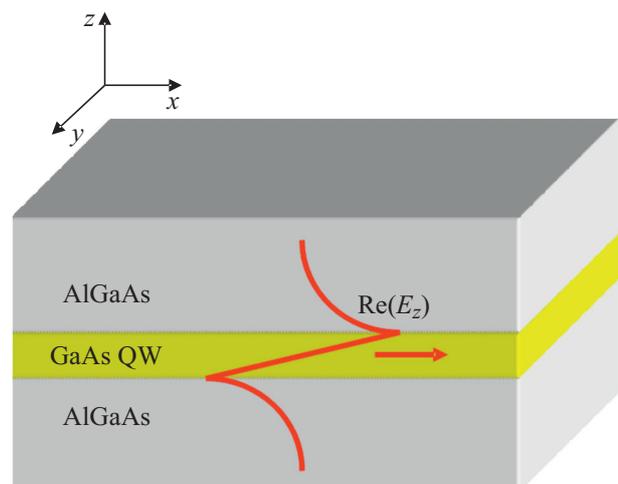
К настоящему времени в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот (1–5 ТГц) лидирующее место среди компактных источников стимулированного излучения занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [1]. Однако они представляют собой полупроводниковые гетероструктуры, содержащие сотни каскадов, каждый из которых состоит из нескольких квантовых ям (КЯ) и барьеров разной толщины и состава. Общая толщина активной области в ТГц ККЛ при использовании двойного металлического волновода, либо волновода на основе поверхностного плазмона, составляет обычно  $\sim 10 \text{ мкм}$  (порядка длины волны излучения в среде) [1]. Минимальная толщина активной области ККЛ, излучающего на частоте 3.4 ТГц до температуры 80 К, составила 1.75 мкм [2]. Поэтому чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров на большой ширине активной области сдерживают распространение и использование ТГц ККЛ.

В данной работе рассмотрена модель ТГц ККЛ на основе двумерного (2D) плазмона, локализованного около КЯ с большой концентрацией электронов. Как известно, 2D-плазмон может быть локализован в области, много меньшей длины волны плазмона в вакууме [3]. Следовательно, можно подобрать параметры КЯ (состав, толщину и легирование) для того, чтобы необходимая активная область ТГц ККЛ на основе 2D-плазмона была много меньше длины волны излучения в среде. Это должно привести к тому, что вместо сотен каскадов для работы такого ТГц ККЛ необходимы будут только десятки, а то и всего несколько каскадов, что сильно упростит создание такого лазера. В данной работе проведены оценки для параметров гетероструктуры такого ТГц

ККЛ на основе 2D-плазмона и показана реалистичность его создания.

## 2. Модель расчета

Рассмотрим следующую структуру (рис. 1): КЯ GaAs/AlGaAs с большой концентрацией электронов расположена между двумя слоями активной среды ТГц ККЛ. Вдоль этой КЯ может распространяться 2D-плазмон [4], распределение реальной части  $z$ -компоненты электрического поля в котором также по-



**Рис. 1.** Схема GaAs/AlGaAs-структуры с 2D-плазмоном. Красной кривой показана реальная часть  $z$ -компоненты электрического поля в 2D-плазмоне. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

казано на рис. 1. Только эту компоненту электрического поля может усиливать активная среда ТГц ККЛ.

Запишем закон дисперсии 2D-плазмонов. В этом случае для бесконечно тонкой КЯ (это приближение хорошо выполняется, так как толщина КЯ обычно много меньше, чем длина волны ТГц излучения) уравнение для определения спектра приобретает вид (формула Стерна [3]):

$$1 + (2\pi/\kappa)\chi(q, \omega)\sqrt{q^2 + \kappa(\omega/c)^2} = 0, \quad (1)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость,  $\omega$  и  $q$  — частота и волновой вектор плазмона,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\chi(q, \omega)$  — восприимчивость.

Вычислим восприимчивость в простейшем случае, когда заполнена одна зона, двукратно вырожденная по спину, и закон дисперсии электронов квадратичен (с эффективной массой  $m$ ). Выражение для восприимчивости можно записать в виде

$$\chi(q, \omega) = (e^2/2\pi q^2)[F1 + F2 + F3 + F4], \quad (2)$$

где

$$F1 = (|k_1|/k_1) \int_0^{A1} f(k) dk^2 / \sqrt{k_1^2 - Q^2}, \quad (3)$$

$$F2 = i \int_{A1}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_1^2}, \quad (4)$$

$$F3 = \int_0^{A2} f(k) dk^2 / \sqrt{k_2^2 - Q^2}, \quad (5)$$

$$F4 = -i \int_{A2}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_2^2}, \quad (6)$$

и где  $Q = \hbar^2 qk/m$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона,  $k_1 = \hbar^2 q^2/2m - \hbar(\omega + i\nu)$ ,  $k_2 = \hbar^2 q^2/2m + \hbar(\omega + i\nu)$ ,  $A1 = m|k_1|/(\hbar^2 q)$ ,  $A2 = m|k_2|/(\hbar^2 q)$ ,  $f(k)$  — функция распределения Ферми-Дирака,  $\nu$  — частота релаксации импульса. В простейшем приближении  $\nu = e/(m\mu)$ , где  $\mu$  — подвижность электронов.

Учет усиления в активной области, окружающей КЯ с большой концентрацией электронов  $N$ , может быть проведен через добавку отрицательной мнимой части к диэлектрической проницаемости среды:

$$\kappa = \kappa_0 - ic\sqrt{\kappa_0}G/\omega, \quad (7)$$

где  $\kappa_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость среды,  $G$  — коэффициент усиления в активной области. Частотную зависимость  $G$  можно аппроксимировать лоренцевым контуром:

$$G = G_{\max}/[1 + (\omega - \Omega)^2/\Gamma^2], \quad (8)$$

где  $G_{\max}$  — максимальный коэффициент усиления,  $\Omega$  — резонансная частота усиливаемого оптического перехода активной области,  $\Gamma$  — параметр уширения спектра усиления активной области.

### 3. Обсуждение и результаты расчетов

Для примера рассмотрим активную область ТГц ККЛ на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Для расчетов будем использовать параметры ККЛ, генерирующего на частоте  $\Omega/2\pi \sim 2.3$  ТГц ( $\hbar\Omega \sim 10$  мэВ) [5]. В этом случае  $\kappa_0 = 12.9$ ,  $m = 0.067$  массы свободного электрона,  $G_{\max} \sim 50 \text{ см}^{-1}$  для температуры  $T = 77$  К,  $\hbar\Gamma \sim 5$  мэВ [5]. Ранее экспериментально было показано, что в структурах GaAs/AlGaAs с КЯ при температуре до 77 К  $\mu$  может достигать значений в  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  при  $N$  до  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [6].

Используя формулы (1)–(8), были вычислены частотные зависимости эффективного показателя распространения ( $S = c \text{Re}(q)/\omega$ ) и коэффициента поглощения ( $\alpha = 2 \text{Im}(q)$ ) 2D-плазмона для нескольких значений  $\mu$  и  $N$ .

Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3. Из рис. 2 видно, что при фиксированном значении  $N$  увеличение  $\mu$ , а следовательно, уменьшение  $\nu$  приводит к появлению области частот, где  $\alpha$  2D-плазмона становится отрицательным (появляется усиление), причем

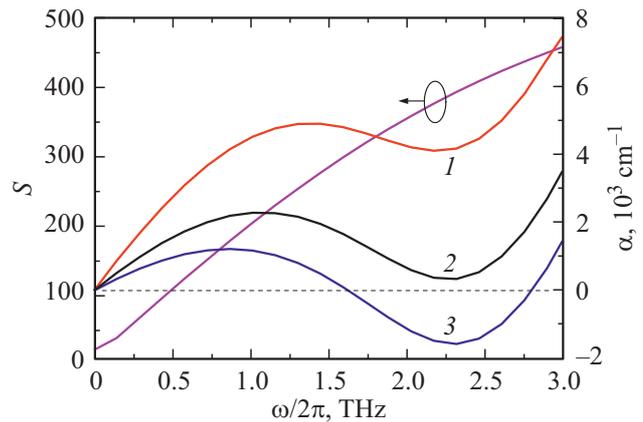


Рис. 2. Частотные зависимости  $S$  и  $\alpha$  2D-плазмона для трех значений  $\mu$  ( $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ): 1 —  $10^5$ , 2 —  $1.5 \cdot 10^5$ , 3 —  $2 \cdot 10^5$ .  $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 77$  К.

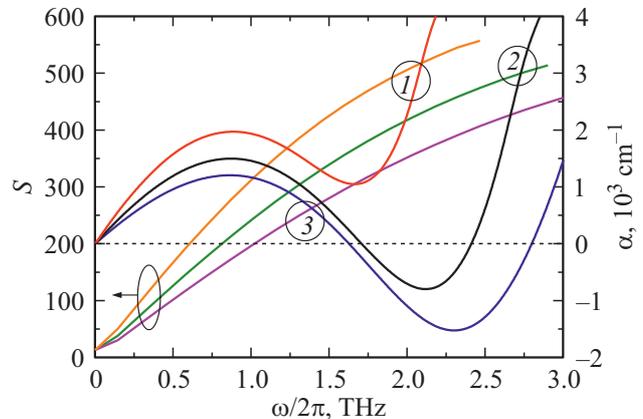


Рис. 3. Частотные зависимости  $S$  и  $\alpha$  2D-плазмона для трех значений  $N$  ( $\text{см}^{-2}$ ): 1 —  $3 \cdot 10^{11}$ , 2 —  $4 \cdot 10^{11}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{11}$ .  $\mu = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $T = 77$  К.

коэффициент усиления достигает значения  $1500 \text{ см}^{-1}$ , что недостижимо для ТГц ККЛ с традиционными волноводами. При этом  $S$  практически не зависит от  $\mu$ . Из рис. 3 видно, что при фиксированной  $\mu$  существует критическая концентрация электронов в КЯ, при превышении которой появляется область усиления. Также можно видеть, что  $S$  существенно зависит от  $N$ : при увеличении  $N$  он уменьшается. Отметим, что  $S$  достигает огромных значений. Например, для  $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на  $\omega/2\pi = 2.3 \text{ ТГц}$  он равен 400, что говорит о сильной локализации электрического поля плазмона около КЯ (размер локализации в этом случае  $\sim 600 \text{ нм}$ ). Для ККЛ из работы [5] размер одного каскада  $\sim 57 \text{ нм}$ , а следовательно, в структуре ККЛ лишь с десятью такими каскадами можно было бы добиться значительного усиления и генерации ТГц излучения.

#### 4. Заключение

В работе рассмотрена модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона. Показано, что для лазерной структуры с GaAs/AlGaAs квантовой ямой, обладающей подвижностью  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  при концентрации электронов  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и температуре до 77 К, коэффициент усиления двумерного плазмона может достигать  $1500 \text{ см}^{-1}$  на частоте 2.3 ТГц. При этом размер локализации электрического поля плазмона около квантовой ямы составляет  $\sim 600 \text{ нм}$ , что много меньше реализованного ранее [2]. Отметим также, что из-за огромных величин эффективного показателя распространения и усиления длина ТГц ККЛ может быть тоже небольшой ( $\sim 100 \text{ мкм}$ ). Это позволит сделать такой лазер сверхкомпактным.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „Базис“ (№ 19-1-2-12-1) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 0030-2021-0019).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams. P. De Natale. Opt. Express, **23**, 5167 (2015).
- [2] E. Strupiechonski, D. Grassani, D. Fowler, F.H. Julien, S.P. Khanna, L. Li, E.H. Linfield, A.G. Davies, A.B. Krysa, Colombelli. Appl. Phys. Lett., **98**, 101101 (2011).
- [3] F. Stern. Phys. Rev. Lett., **18**, 546 (1967).
- [4] A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 145302 (2011).
- [5] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, О.Ю. Волков, Н.В. Щаврук, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин. Квант. электрон., **49**, 913 (2019).

- [6] K. Hirakawa, H. Sakaki. Phys. Rev. B, **33**, 8291 (1986).

Редактор А.Н. Смирнов

### Model of a terahertz quantum-cascade laser based on a two-dimensional plasmon

A.A. Dubinov<sup>1,2</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** In this work, we calculated the characteristics of a two-dimensional plasmon amplified by an active medium based on a terahertz quantum-cascade structure. It is shown that for realistic parameters of GaAs/AlGaAs structures with quantum wells (mobility  $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  at an electron concentration of  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  and at temperatures up to 77 K), the gain of a two-dimensional plasmon can reach  $1500 \text{ cm}^{-1}$  for frequency 2.3 THz. In addition, due to the strong localization of the plasmon electric field near the quantum well, only a few cascades of the active medium are required for amplification.