

УДК 621.382

В.И. Тимофеев, д.-р. техн.наук, **И.В. Шаленко**Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
пр. Победы, 37, Киев, 03056, Украина.

Анализ усиления квантовых каскадных лазеров

Предложена математическая модель квантовой каскадной структуры для анализа характеристик лазера в терагерцовом диапазоне частот. На основе разработанной модели рассчитаны частоты генерации и амплитудно-частотные характеристики двух перспективных сверхрешеточных лазерных гетероструктур. Показана возможность оптимизации структур и характеристик квантовых каскадных лазеров (ККЛ) путем выбора геометрических и электрических параметров. Библ. 9, рис. 4.

Ключевые слова: гетероструктуры на сверхрешетках; волновая функция; квантовая каскадная структура; лазер терагерцового диапазона частот; коэффициент усиления.

Введение

Предложенный в теоретических работах Казариновым и Сурисом [1,2] принцип работы лазера на квантовых переходах между резонансными уровнями квантовых ям впервые экспериментально был реализован в квантовых каскадных лазерах в работах Фейста и Капассо [3–5]. В последние годы ККЛ находят все большее применение в самых разных областях – от медицины и биологии до астрономии и техники связи [6].

Сегодня перспективными представляются ККЛ на основе тройных полупроводниковых соединений - гетероструктур AlGaAs и AlInAs. В подобных ККЛ электроны движутся поперек слоев гетероструктуры под действием внешнего электрического поля в сложном потенциальном профиле. Этот профиль образован чередованием потенциальных ям и барьеров, различающихся долей алюминия или индия в составе слоев структуры. Структура состоит из чередующихся активных областей, в которых происходит излучение фотонов, и инжекционных областей, через которые носители движутся до следующей активной области. Электроны из инжекционного слоя попадают на возбужденный уровень энергии и после излучения фотона переходят на нижний уровень с последующим туннелированием в следующий инжекционный слой. Время жизни неравновесных электронов

преимущественно определяется их рассеянием на продольных оптических фонах. Область генерации определяется структурой и толщинами квантоворазмерных слоев, уровнем легирования материалов, образующих свехрешетки, а также высотой потенциальных барьеров в зоне проводимости.

Возможны различные конструкции и конфигурации сверхрешеток ККЛ, различающихся количеством и размерами квантовых ям и активных областей, периодом решетки [7,8]. Первые конструкции ККЛ состояли из трех квантовых ям [3]. Современные ККЛ содержат от 3-5 барьерных слоев (длина структуры до 50 нм) до десятка слоев с длиной структуры более 100 нм. Во втором случае переходы электронов связаны с большим числом резонансных уровней, электронная плотность распределена по многим слоям, что уменьшает вероятность образования локальных областей сильного электрического поля, приводящих к срыву генерации ККЛ [9].

В данной работе предложена математическая модель квантового каскадного лазера (ККЛ), позволяющая рассчитать значения волновой функции в системе квантовых ям, распределения плотности вероятности электронов в квантовой структуре, частоту генерации ККЛ, коэффициент усиления и амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) лазерной структуры.

Моделирование энергетических характеристик квантовой каскадной структуры

Для расчета волновых функций и распределения плотности вероятности электронов в квантовой структуре на основе тройных соединений полупроводников $A_{1-0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As$ используется обобщенный метод эффективной массы.

Движение электронов в гетероструктурах можно описать многочастичным уравнением Шредингера, которое с учетом ряда аппроксимаций сводится к системе независимых между собой уравнений для каждого из электронов:

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (1)$$

где ψ - одноэлектронная волновая функция; E - энергия электрона; \hat{H} - оператор Гамильтона в одноэлектронном приближении:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(r) + V(r),$$

Подставив в уравнение (1) все компоненты и перегруппировав слагаемые, получим:

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} \psi(z) = \left(\frac{1}{m(z)} \psi'(z)\right)' = \left(\frac{1}{m(z)}\right)' \psi'(z) + \left(\frac{1}{m(z)}\right) \psi''(z), \quad (3)$$

Для численного решения задачи перейдем к конечно-разностным аппроксимациям:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{m(z)}\right)' &= \frac{1}{m(z+\Delta z)} - \frac{1}{m(z-\Delta z)}, \\ \psi'(z) &= \frac{\psi(z) - \psi(z-\Delta z)}{\Delta z}, \\ \psi''(z) &= \frac{\psi'(z+\Delta z) - \psi'(z)}{\Delta z} = \frac{\psi(z+\Delta z) - 2\psi(z) + \psi(z-\Delta z)}{(\Delta z)^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Перепишем уравнение (3) с учетом конечных разностей (4):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} \psi(z) &= \frac{2\psi(z+\Delta z)(m(z-\Delta z)m(z+\Delta z))}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)} + \\ &+ \frac{\psi(z-\Delta z)(2m(z+\Delta z)m(z-\Delta z) + m(z)m(z+\Delta z) - m(z-\Delta z)m(z))}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)} + \\ &+ \frac{\psi(z)(4m(z-\Delta z)m(z+\Delta z) + m(z)m(z+\Delta z) - m(z-\Delta z)m(z))}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)} \end{aligned} \quad (5)$$

Записав (5) в виде $\psi(z+\Delta z)a + \psi(z)b + \psi(z-\Delta z)c = 0$ и с учетом $-\hbar^2/2$ можно определить коэффициенты уравнения:

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\hbar^2}{2} \frac{2m(z+\Delta z)m(z-\Delta z) + m(z+\Delta z)m(z) - m(z)m(z-\Delta z)}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)}, \\ b &= \frac{\hbar^2}{2} \frac{4m(z+\Delta z)m(z-\Delta z) + m(z+\Delta z)m(z) - m(z)m(z-\Delta z)}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)}, \\ c &= -\frac{\hbar^2}{2} \frac{2m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)}{2(\Delta z)^2 m(z)m(z-\Delta z)m(z+\Delta z)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Использование данных коэффициентов дает систему уравнений в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} b_1 & c_1 & 0 & 0 & \cdot & 0 \\ a_2 & b_2 & c_2 & 0 & \cdot & \cdot \\ 0 & a_3 & b_3 & c_3 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & a_N & b_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \psi_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ d_N \end{bmatrix} \quad (7)$$

Здесь ψ - вектор неизвестных (которыми являются значения волновых функций в точках

Как видно из уравнения (2) мы имеем производную волновой функции, умноженную на обратную функцию от массы и производную от этого произведения, что в свою очередь является производной от сложной функции и может быть переписано в виде:

решетки) и вектора свободных членов, которые для крайних элементов могут задавать граничные условия (вектор d).

Алгоритм вычислительной процедуры предполагает расчет волновых функций по заданным значениям эффективной массы у барьера и в квантовой яме, напряжению электрического смещения, энергетическим характеристикам зоны проводимости, геометрическим размерам гетероструктуры. Интегрируя систему уравнений по пространственной координате в поперечном к системе квантовых ям направлении

получим значения волновых функций в структуре в целом.

Расчет коэффициента оптического усиления

В основу модели расчета частотной зависимости коэффициента усиления взята методика, приведенная в работе [8]. В ней комбинируются несколько способов расчета коэффициента оптического усиления ККЛ, описанные, например, в работе [7]. В отличие от исходной методики приняты некоторые упрощающие допущения, в частности, не учитывались изгиб дна зоны проводимости и нелинейное изменение эффективных масс электронов в структуре.

Уравнения для населенностей резонансных уровней были получены способом, описанным в работе [9]. Время выхода из начального равномерного распределения на стационарные неравномерные распределения электронов по уровням обычно занимает 10 - 100 пс и сильно зависит от толщины барьерных слоев.

Положения резонансных энергетических уровней и соответствующие им волновые функции находились по приведенной выше модели. В качестве граничных условий взяты бесконечные барьеры по краям структуры.

Сначала по заданному профилю дна зоны проводимости поперек слоев сверхрешеток методом матрицы переноса вычислялись энергии резонансных уровней E_n и соответствующие им волновые функции $\psi(x)$, где x - координата поперек слоев. После нахождения всех уровней E_n и соответствующих им состояний $\psi_n(x)$ по формуле $D_{nm} = \int \psi_n^*(x)\psi_m(x)dx$, вычислялись дипольные матричные элементы D_{nm} , а затем с помощью формулы $W_{nm} = K(E_{nm})|D_{nm}|^2$, где K - феноменологический частотный множитель, заданный в работе [8] в виде немонотонной зависимости от энергии перехода $E_{nm} = E_n - E_m$, W_{nm} - скорости переходов между состояниями вниз по энергии ($n > m$). После этого из условия $W_{nm} = W_{km}$, где $k = (n + M) \bmod(M)$, M - число уровней, определялись скорости переходов W_{nm} вверх по энергии ($n < m$). Условие $W_{nm} = W_{km}$ означает, что в каждом периоде ККЛ уровни заполняются электронами, приходящими либо с вышележащих уровней этого же периода, либо из соседнего периода, расположенного выше по энергии. Затем по найденным скоростям пе-

рехода W_{nm} с использованием формулы $G_n = h \sum W_{nm}$ (h - постоянная Планка) вычислялись парциальные лоренцевские ширины спектральных линий G_n как скорости уходов электрона из состояния n в любое другое состояние. Отсюда находились полуширины спектральных линий переходов $G_{nm} = G_n + G_m$. Далее решается стандартная система кинетических уравнений $\frac{dN}{dt} = \sum_n W_{nm} N_n$ для насе-

ленностей N_m . Начальное равномерное распределение вычислялось как заданная слоевая концентрация легирующей примеси ($4 \cdot 10^{-4}$ nm^{-2}), деленная на число уровней M [9]. Далее все полученные величины подставлялись в формулу (8) для нахождения коэффициента оптического усиления $G(f)$ для заданных значений частоты f и напряженности электростатического поля F :

$$G(f) = \frac{2\pi^2 f e^2}{c n_b \epsilon_0 L} \times \sum_{n,m} (N_n - N_m) |D_{nm}|^2 R_{nm}(hf - E_{nm}) \quad (8)$$

Здесь e - заряд электрона; c - скорость света; $n_b = \sqrt{13}$ - коэффициент преломления материала в терагерцовом диапазоне частот; L - длина одного периода ККЛ; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная вакуума. Суммирование в (8) ведется по всем парам уровней, для которых $E_n > E_m$. Энергия перехода $E_n - E_m$ обозначена E_{nm} . Для переходов с энергией E предполагалось, что спектральная линия имеет традиционную лоренцевскую форму:

$$R_{nm}(E) = (D_{nm} / 2\pi) / (E^2 + (G_{nm} / 2)^2).$$

Для пикового значения коэффициента усиления можно использовать упрощенную формулу [10]:

$$G_p = \frac{4\pi e^2}{G_n \lambda n_b \epsilon_0 e L} \sum_{n,m} (N_n - N_m) |D_{nm}|^2. \quad (9)$$

Анализ пиковых значений усиления актуален для оптимизации параметров структуры ККЛ.

Результаты моделирования энергетических и частотных характеристик усиления

Для верификации математической модели были выбраны две гетероструктуры квантовых каскадных лазеров, отличающихся количеством и параметрами квантовых ям.

Первая тестовая структура (ККЛ1) выполнена на соединениях полупроводников $A_{1-0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ с размерами слоев активной области в нанометрах [12]:

3.8/2.1/1.2/6.5/1.2/5.3/2.3/4.0/1.1/3.6/1.2/3.2/1.2/3.0/1.6/3.0. Жирным шрифтом выделены толщины барьеров на соединениях $A_{1-0.48}In_{0.52}As$, обычным шрифтом - толщины квантовых ям $Ga_{0.47}In_{0.53}As$. Правая часть структуры представляет собой инжектор с тремя легированными Si до концентрации $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ слоями (подчеркнуты).

Вторая тестовая структура (ККЛ2) выполнена на соединениях полупроводников $A_{1-0.56}In_{0.44}As/Ga_{0.4}In_{0.6}As$ с размерами слоев активной области в нанометрах в соответствии с работой [13]:

2.4/3.9/1.5/4.4/1.4/5.0/1.4/1.3/4.2/2.1/3.0/2.1/2.3/2.2/2.1/2.3/2.0/2.6/1.9/2.9.

Результаты моделирования энергетических характеристик первой тестовой структуры квантового каскадного лазера (ККЛ1) для излучения фотонов с длиной волны 8 мкм показаны на рис.1.

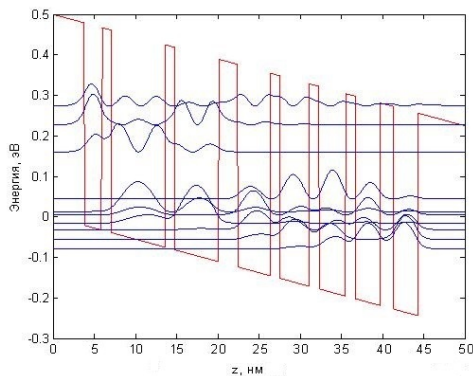


Рис. 1. Изображение положения квантовых ям и распределения волновых функций в структуре при напряженности электрического поля 70 кВ/см

Как видно из графика распределения волновых функций в структуре, излучение будет происходить во второй яме шириной 6,5 нм. Рабочими же, согласно работы [12], являются также (помимо ямы шириной 6,5 нм) и ямы шириной 2,1 нм и 5,3 нм, то есть соседние. Также из графика видно, что расстояние между уровнями, где происходит излучение, равно примерно 0,15 эВ. Имея разность энергий, можно определить длину волны сигнала, излучаемого структурой:

$$\lambda = \frac{h}{\Delta E} c = \frac{4,135 \cdot 10^{-15}}{0,151} \cdot 3 \cdot 10^8 = 8,1 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Некоторое отличие энергии излучения экспериментально полученной и измеренной [12] можно связать с принятыми в модели допущениями.

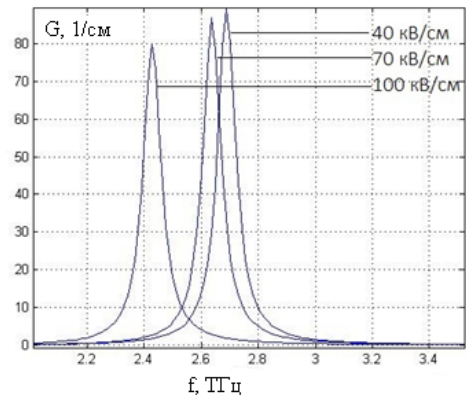


Рис. 2. Графики амплитудно-частотной характеристики тестовой структуры ККЛ1

На рис. 2 приведена частотная характеристика коэффициента усиления при изменении электрических характеристик ККЛ. Как показано на рис. 2 пиковые значения коэффициента усиления составляют соответственно $G=80 [1/\text{см}]$ при 100 кВ/см, $G=86 [1/\text{см}]$ при 70 кВ/см, $G=90 [1/\text{см}]$ при 40 кВ/см, что совпадает с пиковым значением коэффициента усиления G_p [10]. Изменение электрических характеристик приводит к смещению по частоте пиковых значений коэффициента усиления, что свидетельствует о том, что в генерации фотонов участвуют разные пары энергетических подуровней. Полученные результаты близки по значениям к результатам работы [12].

Результаты моделирования энергетических характеристик второй тестовой структуры квантового каскадного лазера (ККЛ2) для излучения фотонов с длиной волны 5 мкм приведены на рис. 3.

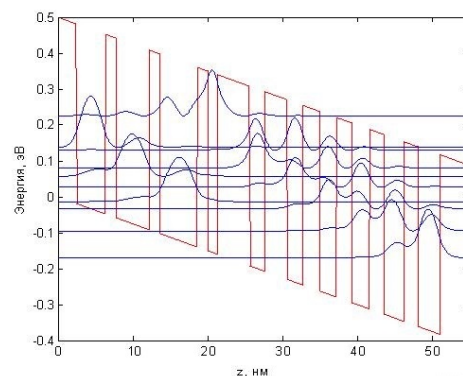


Рис. 3. Изображение положения квантовых ям и распределения волновых функций в тестовой структуре ККЛ2 при напряженности электрического поля 75 кВ/см

Анализ распределения волновых функций рис. 3 показывает, что излучение в данной структуре будет происходить в потенциальной яме шириной 5 нм, что согласуется с результа-

тами работы [12]. Также из графика видно, что расстояние между уровнями, где происходит излучение, равно примерно 0,238 эВ, что соответствует длине волны:

$$\lambda = \frac{h}{\Delta E} c = \frac{4,135 \cdot 10^{-15}}{0,238} \cdot 3 \cdot 10^8 = 5,2 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Полученное значение длины волны излучения согласуется с экспериментальными данными работы [13].

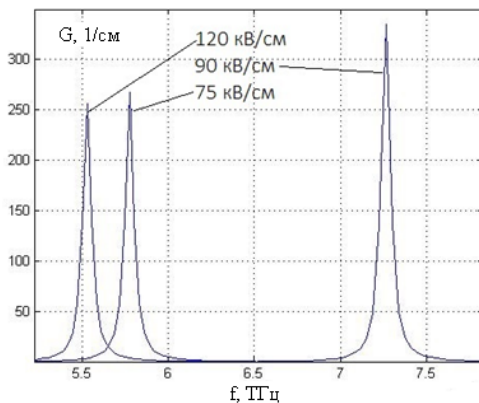


Рис. 4. Графики амплитудно-частотной характеристики тестовой структуры ККЛ2

На рис. 4 приведена амплитудно-частотная характеристика коэффициента усиления для различных электрических смещений тестовой гетероструктуры ККЛ2. Полученные пиковые значения усиления согласуются с результатами, приведенными в работе [13].

Выводы

Предложенная математическая модель ККЛ дает возможность получить параметры и характеристики квантовых каскадных лазеров, такие как квадраты волновых функций и распределение электронов в гетероструктуре (оценив которые можно определить пару уровней, участвующих в генерации фотонов); место в структуре, где наиболее вероятно излучение фотонов; энергию фотонов в виде разницы между энергетическими уровнями и длину волны излучаемого фотона; максимальное усиление и амплитудно-частотную характеристику в терагерцовом диапазоне частот. Приведенные в работе результаты моделирования двух различных гетероструктур ККЛ с длиной волны 5 и 8 мкм согласуются с данными ряда авторов для подобных структур.

К преимуществам модели следует отнести ее высокую информативность и не высокие вычислительные затраты, что позволяет проводить анализ и оптимизацию выходных характе-

ристик квантовых каскадных лазеров по физико-топологическим и геометрическим параметрам.

Список использованных источников

1. *Kazarinov R.F.* injection heterojunction laser with a diffraction grating on its contact surface/ *Kazarinov R. F., Suris R. A.* // *Sov. Phys. Semicond* – 1972. – v. 6. – p. 1359-1365.
2. *Faist J.* Quantum Cascade Laser/ *Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L. and Cho A.Y.* // *Science* – 1994: - Vol. 264. - no.5158. - pp. 553-556
3. *Faist J.* vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state/ *Faist J., Capasso F., Sirtori C.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – Vol. 66. – no. 5. - p. 538.
4. *Gmachl C.* recent progress in quantum cascade lasers and applications/ *Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L. and Cho A.Y.* // *Rep. Prog. Phys.* – 2001. – Vol. 64, - no. 11. - p. 1533 - 1601.
5. *Giorgetta F.R.* InGaAs/AlAsSb quantum cascade detectors operating in the near infrared/ *Giorgetta F.R., Baumann E., Hofstetter D., Manz C., Yang Q., Kohler K., and Graf. M.* // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – no. 11. – p. 111-115.
6. *Rostami A.* Terahertz Technology. Fundamentals and Applications/ *Rostami A., Rasooli H., Baghban H.* // *Springer.* - New York. – 2011. - pp. 2 – 16.
7. *Rossi F.* Theory of Semiconductor Quantum Devices. Microscopic Modeling and Simulation Strategies/ *Rossi F.* // *Springer.* - New York. – 2011. - pp 167-211.
8. *Zasavitsky I.I.* Schemes of the active region in quantum cascade lasers/ *Zasavitsky I.I.* // *Quantum Electronics.* - Moscow. – 2012. – Vol. 42. – no. 10. - p. 863
9. *Malyshev K.V.* Terahertz laser AlGaAs-quasiperiodic superlattices/ *Malyshev K.V.* // *Quantum Electronics.* - Moscow. – 2013. – Vol. 43. –no. 6. -p. 503-508.
10. *Wittmann A.* high-performance quantum cascade laser sources for spectroscopic applications/ *Wittmann A.* // *M.Sc., Technische Universitet Munchen.* – 2009. - p. 55
11. *Plog, K.* Molecular beam epitaxy heterostructures and / *K. Plog, L.Chenk* // - Moscow: Mir, 1989. - 600 p.
12. *Zasavitsky I.I.* Quantum cascade laser obtained MOCVD / *I.I. Zasavitsky, DA Pashkeev, AA Marmalyuk, JL Ryaboshtan, G.T.Mikaelyan* // *Quantum Electronics.* - Moscow. – 2010. – Vol. 40. –no. 2. - p. 95-99

13. Mamutin V.V. Growing molecular - beam epitaxy and characterization of the quantum cascade laser at a wavelength of 5 microns / V.V. Mamutin, V.M. Ustinov, J. Boettcher, H.

Kuenzel // Semiconductors. - 2010. – Vol. 44. – no. 7. - pp. 995-1001.

Поступила в редакцию 21 апреля 2015 г.

УДК 621.382

В.І. Тимофєєв, д.-р. техн. наук, **І.В. Шалєнко**

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
пр-т. Перемоги, 37, Київ- 56, 03056, Україна.

Аналіз підсилення квантових каскадних лазерів

У статті наведено результати моделювання характеристик квантового каскадного лазера у терагерцовому діапазоні частот. На основі розробленої моделі розраховані частоти генерації і амплітудно-частотні характеристики двох перспективних надрешіткових лазерних структур. Показана можливість оптимізації структур і характеристик квантових каскадних лазерів шляхом вибору геометричних і електричних параметрів. Бібл. 9, рис. 4.

Ключові слова: гетероструктури на надрешітках; хвильова функція; квантова каскадна структура; лазер терагерцового діапазону; коефіцієнт підсилення.

UDC 621.382

V. Timofeyev, Dr.Sc., **I. Shalenko**

The National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",
Peremogy av., 37, Kyiv, 03056, Ukraine.

Analysis of the quantum cascade laser gain

A mathematical model of the quantum cascade structure was proposed for analyze the characteristics of the laser in the terahertz frequency range. Oscillation frequency and amplitude-frequency characteristics of the two promising superlattice laser heterostructures were designed by the developed model.

The possibility of optimizing the structure and characteristics of the quantum cascade laser (QCL) by selecting the geometrical and electrical parameters is demonstrated. References 9, figures 4.

Keywords: heterostructure superlattice; the wave function; the quantum cascade structure; the laser terahertz frequencies; amplification factor.

References

1. Kazarinov, R. F., Suris, R. A. (1972). Injection heterojunction laser with a diffraction grating on its contact surface. Sov. Phys. Semicond. Vol. 6. Pp. 1359-1365.
2. Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A. L. and Cho, A. Y. (1994). Quantum Cascade Laser. Science. Vol. 264. No.5158. Pp. 553-556
3. Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C. (1995). Vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state. Appl. Phys. Lett. Vol. 66. No. 5. Pp. 538.
4. Gmachl, C., Capasso, F., Sivco, D. L. and Cho, A. Y. (2001). Recent progress in quantum cascade lasers and applications. Rep. Prog. Phys. Vol. 64, No. 11. Pp. 1533 - 1601.
5. Giorgetta, F. R., Baumann, E., Hofstetter, D., Manz, C., Yang, Q., Kohler, K., and Graf, M. (2007). In-GaAs/AlAsSb quantum cascade detectors operating in the near infrared. Appl. Phys. Lett. Vol. 91. No. 11. Pp. 111-115.
6. Rostami, A., Rasooli, H., Baghban, H. (2011). Terahertz Technology. Fundamentals and Applications. Springer. New York. Pp. 2 – 16.
7. Rossi, F. (2011). Theory of Semiconductor Quantum Devices. Microscopic Modeling and Simulation Strategies. Springer. New York. Pp 167-211.

8. *Zasavitsky, I. I.* (2012). Schemes of the active region in quantum cascade lasers. *Quantum Electronics*. Moscow. Vol. 42. No. 10. Pp. 863
9. *Malyshev, K. V.* (2013). Terahertz laser AlGaAs-quasiperiodic superlattices. *Quantum Electronics*. Moscow. Vol. 43. No. 6. Pp. 503-508.
10. *Wittmann, A.* (2009). High-performance quantum cascade laser sources for spectroscopic applications. M.Sc., Technische Universität München. Pp. 55
11. *Plog, K. Chenk, L.* (1989). Molecular beam epitaxy heterostructures and. Moscow: Mir, P. 600.
12. *Zasavitsky, I. I., Pashkeev, D. A., Marmalyuk, A. A., Ryaboshtan, J. L., Mikaelyan, G. T.* (2010). Quantum cascade laser obtained MOCVD. *Quantum Electronics*. Moscow. Vol. 40. No. 2. Pp. 95-99
13. *Mamutin, V. V., Ustinov, V. M., Boethcher, J., Kuenzel, H.* (2010). Growing molecular - beam epitaxy and characterization of the quantum cascade laser at a wavelength of 5 microns. *Semiconductors*. Vol. 44. No. 7. Pp. 995-1001.