

# Терагерцевый лазер на квазипериодических AlGaAs-сверхрешетках\*

К.В.Малышев

*Предложено и теоретически исследовано применение квазипериодических AlGaAs-сверхрешеток в качестве активного элемента квантового каскадного лазера терагерцевого диапазона. У сверхрешеток Фибоначчи, Тью–Морса, а также у фигурных сверхрешеток в электрических полях с напряженностью  $F = 11–13$  кВ/см в диапазоне частот  $f = 2–4$  ТГц обнаружено многоцветное излучение, насчитывающее от трех до шести пиков коэффициента оптического усиления. Пики линейно зависят от электрического поля, сохраняют высоту более  $20$  см<sup>-1</sup> и сильно зависят от толщин AlGaAs-слоев.*

**Ключевые слова:** терагерцевая технология, квантовый каскадный лазер, квазипериодическая структура, фигурные числа, сверхрешетка.

## 1. Введение

В последние годы терагерцевые квантовые каскадные лазеры (ККЛ) находят все большее применение в самых разных областях – от медицины и биологии до астрономии и техники связи [1]. Особенно интенсивны поиски многоцветного лазера такого типа.

Наиболее изучены терагерцевые ККЛ на основе полупроводниковых AlGaAs-гетероструктур. В них электроны движутся поперек слоев под действием внешнего электрического поля в сложном потенциальном профиле. Этот профиль образован чередованием потенциальных ям и барьеров, различающихся долей  $X$  алюминия в составе слоев  $Al_xGa_{1-x}As$ . Способы построения периодических повторяющихся ячеек для активной области терагерцевого ККЛ развиваются по двум основным направлениям (см., напр., [2, с. 265] и [3]). Первое направление основано на использовании коротких (менее 50 нм) гетероструктур, содержащих два-четыре барьерных слоя на каждый период ККЛ, основную роль в которых играют переходы электронов между малым числом резонансных энергетических уровней в соседних слоях потенциальных ям. Эти резонансно-туннельные переходы сопровождаются рассеянием электронов на продольных оптических фононах (resonant-LO-phonon design). Второе направление основано на применении длинных (более 100 нм) гетероструктур. В них важны переходы электронов между большим числом близкорасположенных резонансных уровней (bound-to-continuum design), причем электронная плотность распределена по многим слоям. В конце каждого периода ККЛ электроны попадают

в легированный слой потенциальной ямы, где приходят в равновесие с решеткой. Это препятствует образованию доменов сильного электрического поля, нарушающего работу ККЛ в стандартном режиме.

В настоящее время интенсивно исследуются полупроводниковые квазипериодические сверхрешетки (СР) различной структуры [4]. Они заполняют широкую область между идеально упорядоченными и полностью разупорядоченными структурами, поэтому для них характерно большое разнообразие резонансно-туннельных свойств. Квазипериодические решетки уже использовались в ИК фотонике. Построенные на основе числовых последовательностей Фибоначчи оптические структуры оказались перспективными для создания многоцветных ИК отражателей, спектр которых состоит из нескольких резонансных линий примерно одинаковой высоты. Исследовалось также сочетание активной области обычного терагерцевого ККЛ с квазипериодической оптической фибоначчевой СР [5]. В такой решетке показатель преломления слоев оптического резонатора меняется по закону Фибоначчи. Характерный пространственный масштаб в этих фотонных квазикристаллических структурах равен половине длины электромагнитной волны (примерно 500 нм). В отличие от таких структур в настоящей работе в роли квазипериодической СР выступает сама активная излучающая область ККЛ. Характерный пространственный масштаб в этих структурах равен длине волны де-Бройля электрона проводимости (примерно 5 нм).

К семейству квазипериодических СР в последнее время добавились фигурные [6]. Символьные последовательности для этих структур, образующиеся на основе разложения чисел Фибоначчи  $S_N$  по фигурным числам  $F_{MLN}$ , сохраняют стохастические фибоначчие свойства. При этом два добавочных индекса ( $M$  и  $L$ ) обеспечивают большее разнообразие резонансно-туннельных свойств соответствующих полупроводниковых СР.

Таким образом, использование различных квазипериодических СР в качестве активного элемента ККЛ может оказаться полезным при разработке многоцветных терагерцевых ККЛ. Спектральные линии излучения таких

\* Доложена на симпозиуме «Полупроводниковые лазеры. Физика и технология», Россия, С.-Петербург, ноябрь, 2012 г.

К.В.Малышев. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: malyshev@bmtu.ru

Поступила в редакцию 8 февраля 2013 г., после доработки – 26 апреля 2013 г.

ККЛ имели бы примерно одинаковую интенсивность сразу на нескольких частотах. Эта многоцветность по происхождению была бы не «оптической», а «электронной», т. к. возникала бы за счет электронной инверсии населенностей сразу на нескольких парах резонансных уровней с примерно одинаковыми ( $\sim 10$  мэВ) энергетическими зазорами.

Разработка AlGaAs-сверхрешетки для ККЛ сводится к подбору полупроводниковых слоев с такими параметрами, которые обеспечивали бы коэффициент оптического усиления  $G(f)$  активной области, превышающий потери на поглощение в остальных слоях. Обычно требуется, чтобы значение  $G$  превышало  $20 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне частот  $f = 2-4$  ТГц в умеренном ( $\sim 10$  кВ/см) электрическом поле. При толщине 10 мкм всей слоистой структуры, насчитывающей примерно 100 периодов ККЛ, это соответствует рабочим напряжениям  $\sim 10$  В.

## 2. Расчет коэффициента оптического усиления

За основу расчетной методики взята методика из [6]. В ней комбинируются несколько способов расчета коэффициента оптического усиления ККЛ, описанные, например, в [2, с. 249]. В отличие от исходной методики [6] были сделаны следующие упрощения. Мы пренебрегли изгибом дна зоны проводимости CP, вызванным легированием потенциальной ямы, которой заканчивается каждый период ККЛ. Для расчета волновых функций вместо двухзонной модели, использующей псевдовалентную зону, применена однозонная модель. Вместо сложной немонотонной зависимости от энергии  $E$  перехода, приведенной в [6] для феноменологического частотного множителя  $K(E)$ , используемого при учете разных механизмов рассеяния электронов, мы применили простую монотонную кусочно-линейную зависимость, приводящую в результате к тем же частотно-полевым зависимостям коэффициента оптического усиления эталонной структуры, что и в [6]. Мы пренебрегли и эффектами непараболичности зоны проводимости, что согласуется с отбрасыванием состояний горячих электронов, также принятым в модели [6]. Отбрасываются те волновые функции, которые концентрируются на расстояниях больше длины свободного пробега 80 нм от наклонного дна потенциальной ямы. В характерном поле с  $F = 12$  кВ/см такие состояния в местах своей наибольшей концентрации имеют резонансные уровни, располагающиеся выше соседних барьеров.

Уравнения для населенностей резонансных уровней были получены способом, описанным в [7]. 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 заданному потенциальному профилю энергии поперек слоев CP с помощью традиционного метода матриц переноса, как это описано, например, в [8]. В качестве граничных условий на амплитуды волновых функций в виде плоских волн брались условия равенства нулю потоков, падающих на слоистую структуру снаружи. Эти граничные условия приводят к уравнению  $M_{22}(E_n) = 0$ , где  $M_{22}$  – правый нижний элемент полной матрицы переноса. Искомые резонансные энергетические уровни  $E_n$  находились с помощью численного решения этого уравнения. Для устранения краевых эффектов при расчете  $E_n$  использовалась сло-

истая структура, состоящая из четырех периодов ККЛ. Все расчеты проводились в среде MatLab.

Сначала по заданному профилю дна зоны проводимости поперек слоев CP методом матрицы переноса вычислялись энергии резонансных уровней  $E_n$  и соответствующие им волновые функции  $\Psi_n(x)$ , где  $x$  – координата поперек слоев. Длина участка разбиения по  $x$  была равна толщине одного монослоя (МС) GaAs, т.е. 0.565 нм. Для поиска уровней  $E_n$  как корней уравнения  $M_{22}(E_n) = 0$  весь диапазон энергий сканировался с шагом 0.1 мэВ, пока не встречался участок, на концах которого величина  $M_{22}(E_n)$  имела разные знаки. Затем на этом участке применялась функция «fzero» пакета MatLab. После нахождения всех уровней  $E_n$  и соответствующих им состояний  $\Psi_n(x)$  по формуле  $D_{nm} = \int \Psi_m^*(x) x \Psi_n(x) dx$  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 исходной методике [6] в виде немонотонной зависимости от энергии перехода  $E_{nm} = E_n - E_m$ , – скорости переходов  $W_{nm}$  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 перехода  $W_{nm}$  с использованием формулы  $G_n = h \sum_m W_{nm}$  ( $h$  – 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 с использованием функции «ode15s» пакета MatLab решалась стандартная система кинетических уравнений  $dN_m/dt = \sum_n W_{nm} N_n$  для населенностей  $N_m$ . Начальное равномерное распределение вычислялось как заданная слоевая концентрация легирующей примеси ( $3.6 \times 10^{-4} \text{ нм}^{-2}$ ), деленная на число  $M$  уровней. И наконец, все полученные величины подставлялись в формулу (1) для нахождения коэффициента оптического усиления  $G(f)$  на заданных частоте  $f$  и напряженности электростатического поля  $F$ :

$$G(f) = \frac{2\pi^2 f e^2}{c n_b \epsilon_0 L} \sum_{n,m} (N_n - N_m) |D_{nm}|^2 R_{nm} (hf - E_{nm}). \quad (1)$$

Здесь  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света;  $n_b = \sqrt{13}$  – коэффициент преломления GaAs на терагерцевых частотах;  $L$  – длина одного периода ККЛ;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума. Суммирование в (1) 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:  $R_{nm}(E) = (G_{nm}/2\pi) / [E^2 + (G_{nm}/2)^2]$ .

В качестве эталонной структуры, а также для проверки правильности расчетных процедур, как и в работе [6], взята классическая трехъямная AlGaAs-структура [9] с резонансом на продольных оптических фононах. Толщины слоев (последовательность слева направо), начиная с инжекторного барьера, равнялись 9, 17, 4, 13, 7, 29 МС. Жирным курсивом здесь выделены барьерные



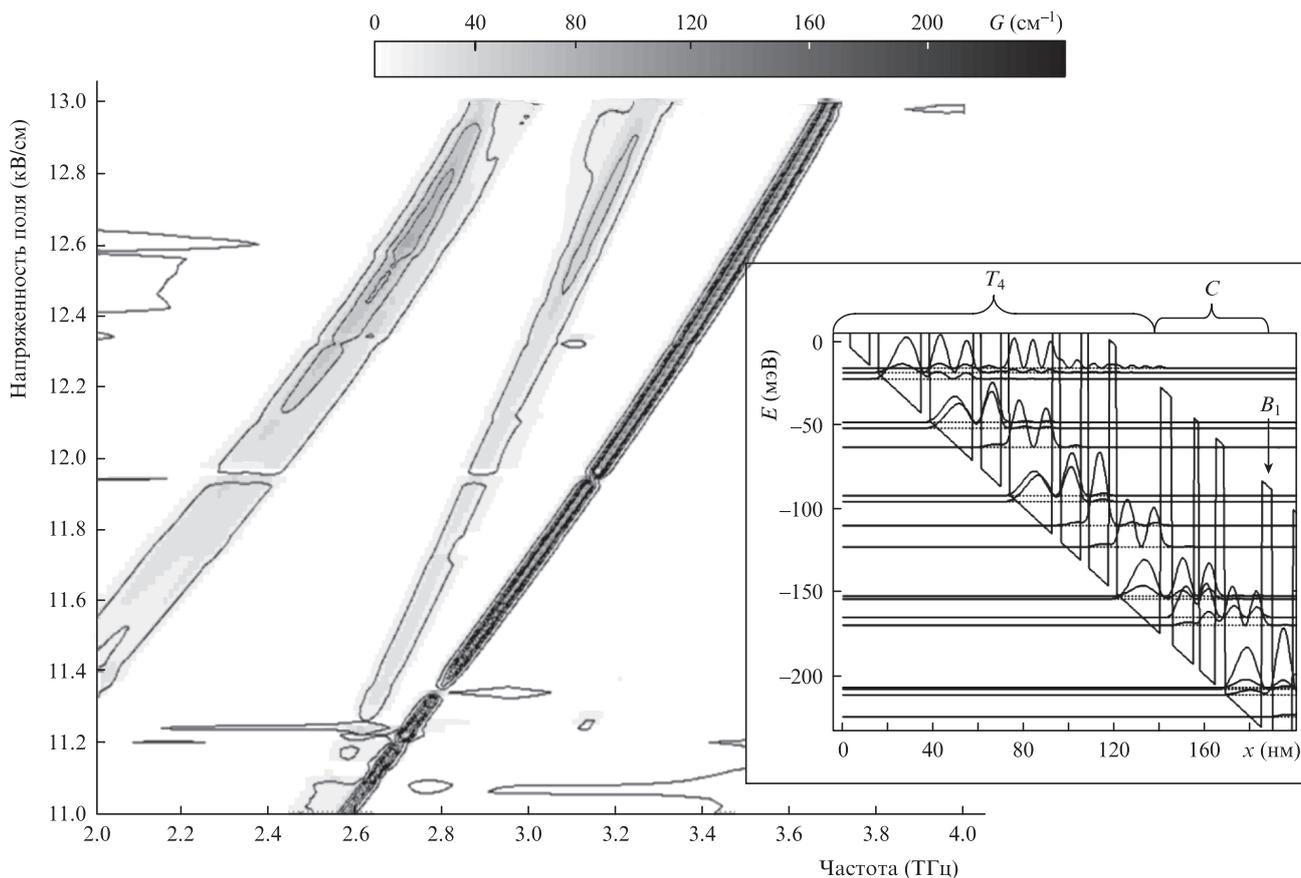


Рис.2. Частотно-полевая зависимость коэффициента оптического усиления комбинированной структуры, состоящей из сверхрешетки Тью–Морса  $T_4$  и эталонной гетероструктуры. На вставке – профиль дна зоны проводимости поперек слоев и волновые функции электронов на резонансных уровнях.

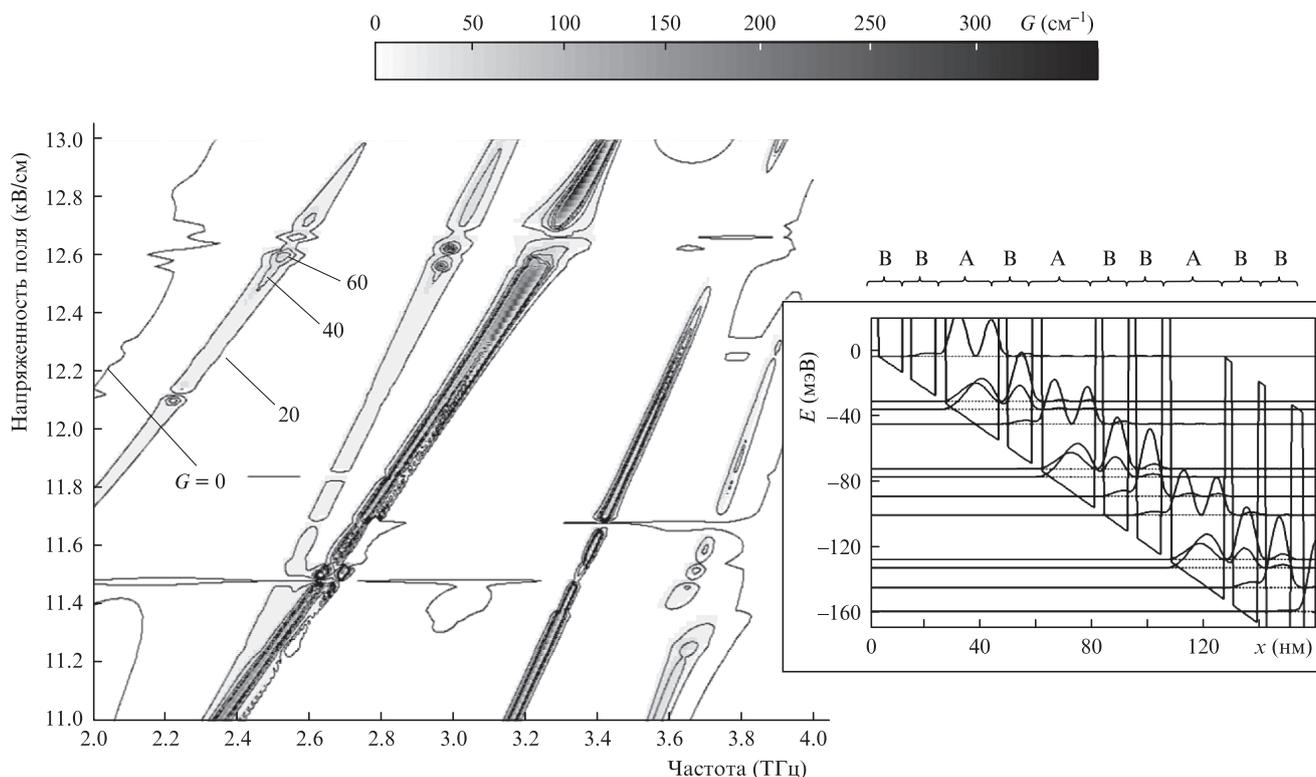


Рис.3. Частотно-полевая зависимость коэффициента оптического усиления фигурной сверхрешетки  $F_{024}$ . На вставке – профиль дна зоны проводимости поперек слоев и волновые функции электронов на резонансных уровнях.

чения. Во всех СР легировался только последний слой потенциальной ямы. Поэтому с увеличением ранга  $N$  максимальное значение коэффициента усиления структур  $S_N$  снижалось, т. к. длина СР росла, а количество электронов оставалось неизменным. Чтобы при многоцветном излучении сохранить максимальные значения  $G$ , превышающие порог  $20 \text{ см}^{-1}$ , можно уменьшать толщину барьеров в блоках А и В. На частотных спектрах коэффициента усиления  $G$  сверхрешетки Фибоначчи  $S_8 = \text{ВАВВАВВВАВВВАВВАВ}$  при толщине инжекторного барьера 7 МС и толщине ямы 34 МС в блоке А наблюдаются три пика, превышающие порог  $20 \text{ см}^{-1}$ , причем два из них имеют почти одинаковую высоту. Такие триплеты получаются при толщине барьеров 5 МС (6 МС) в блоках А и В и при толщине ямы 17 МС (16 МС) в блоке В.

Подобный триплет виден и в спектрах СР Тью–Морса  $T_4 = \text{ВААВВВА}$  при толщине инжекторного барьера 8 МС, толщине ямы 16 МС (34 МС) в блоке В (А) и толщине барьера 6 МС в обоих блоках. При уменьшении напряженности поля  $F$  ниже 12 кВ/см средний пик триплета раздваивается. Если скомбинировать СР Тью–Морса  $T_4$  с эталонной структурой (С на вкладке рис.2), то получим триплет, средний пик которого линейно сдвигается при изменении поля во всем диапазоне  $F = 11 - 13 \text{ кВ/см}$  (рис.2).

Многоцветность излучения повышается при переходе от СР Фибоначчи и Тью–Морса к фигурным СР. На рис.3 показана частотно-полевая зависимость коэффициента усиления  $G$  фигурной СР  $F_{024} = \text{ВВАВВВВВВ}$ , насчитывающая шесть пиков излучения в частотном диапазоне 2–4 ТГц. Эта зависимость получена при толщинах слоя ямы 16 МС (34 МС) и барьера 5 МС (6 МС) в блоке В (А). При этом толщина последнего барьера (инжекторный барьер в конце периода ККЛ) равнялась 8 МС. На вставке показан потенциальный профиль одного периода ККЛ и энергетические уровни в характерном электрическом поле с  $F = 12 \text{ кВ/см}$  вместе с квадратами модуля волновой функции электрона (в произвольных единицах). Видно, что на каждом резонансном уровне большая часть электронной плотности сосредоточена в одной-двух соседних ямах. Из рис.3 видно, что с ростом напряженности  $F$  электрического поля все пики коэффициента оптического усиления  $G(f, F)$  линейно сдвигаются в сторону больших частот  $f$ . В большей части диапазона  $F = 11 - 13 \text{ кВ/см}$  все шесть пиков имеют высоту, превышающую пороговую (рис.4,а).

На рис.4,б,в показано изменение многоцветного спектра  $G(f, F)$  с ростом поля для фигурной СР  $F_{216} = \text{ВВАВВВВВВВВВВВВВ}$  при тех же параметрах блоков А и В, что и на рис.3, кроме увеличенной до 6 МС толщины барьера в блоке В. При изменении  $F$  в диапазоне 11–13 кВ/см четыре пика высотой более  $20 \text{ см}^{-1}$  сдвигаются примерно на половину октавы  $f$ . На рис.4,б справа видны два маленьких пика поглощения ( $G < 0$ ). Они, как и пики излучения, зависят от поля линейно. Все пики излучения располагаются на широком плато, идущем по диагонали диаграммы  $G(f, F)$  и ограниченном с обеих сторон областями поглощения (линия уровня  $G = 0$ , указанная стрелкой на рис.3). Если те же параметры слоев, что имела структура  $F_{216}$ , задать на структуре  $F_{116} = \text{ВВАВВВВВВВ}$ , то вместо четырех линий в спектре появятся пять (рис.4,г).

Как и на других квазипериодических СР, на фигурных СР возможно получение триплетов, состоящих из трех близкорасположенных линий излучения примерно одинаковой высоты. Спектр фигурной СР  $F_{262} = \text{АВВАВВВВВ}$  состоит из трех пиков, линейно зависящих от поля во всем

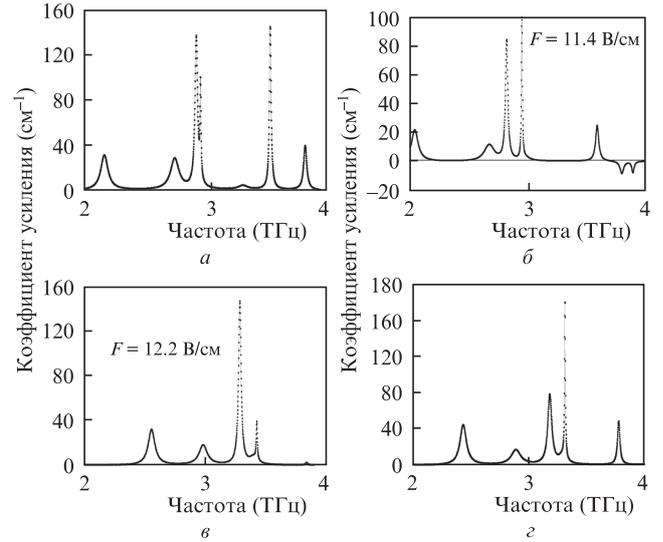


Рис.4. Частотные зависимости коэффициента оптического усиления фигурных сверхрешеток  $F_{024}$  (а),  $F_{216}$  (б, в) и  $F_{116}$  (г).

диапазоне  $F = 11 - 13 \text{ кВ/см}$ . При этом на каждом резонансном уровне большая часть электронной плотности сосредоточена в одной-двух соседних ямах, как и для фигурной СР  $F_{024}$ . В характерном электрическом поле с  $F = 12 \text{ кВ/см}$  во всем частотном диапазоне 2–4 ТГц отсутствуют области поглощения, причем пики триплета имеют высоту около  $100 \text{ см}^{-1}$ . Этот триплет получен при тех же параметрах блоков А и В, что и на рис.3, кроме толщины слоев ямы 17 МС (33 МС) в блоке В (А).

Меняя толщины слоев ям и барьеров, можно управлять формой многоцветного спектра  $G(f, F)$ . На рис.5 показаны спектры фигурной СР  $F_{025} = \text{ВВВВВВВВВВВВВВ}$  при изменении этих толщин на 1 МС для  $F = 12 \text{ кВ/см}$ . При толщине слоя ямы 16 МС (34 МС) и барьера 5 МС (6 МС) в блоке В (А) спектр состоит из пяти линий, превышающих порог  $20 \text{ см}^{-1}$  (рис.5,а). С увеличением толщины слоя ямы в блоке А с 34 до 35 МС левый дублет смещается влево примерно на 1 ТГц, так что все спектральные линии собираются около центральной частоты 3 ТГц (рис.5,б).

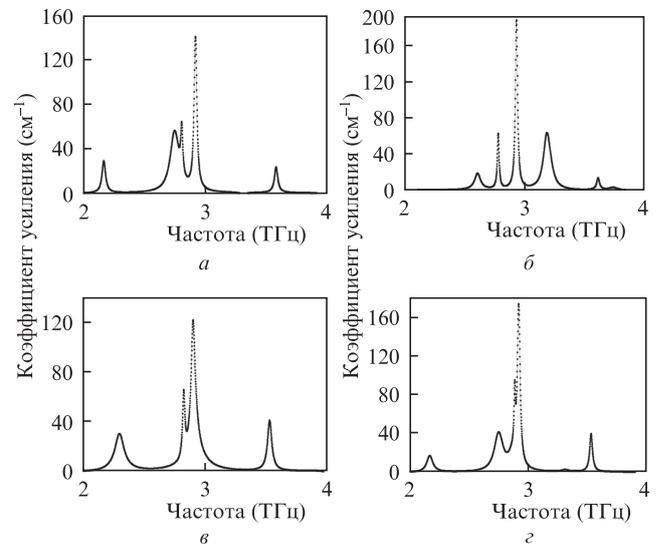


Рис.5. Частотные зависимости коэффициента оптического усиления фигурной сверхрешетки  $F_{025}$  при различных толщинах слоев барьеров и ям.

Табл.1. Характеристики сверхрешеток.

Сверхрешетка	Последовательность блоков	Толщина слоя барьера (ямы) (МС)		Толщина инжекторного барьера (МС)	Число спектральных линий
		блок В	блок А		
$S_7$	ВАВВАВВАВВА	6 (16)	6 (33)	8 – 13	2
$S_8$	ВАВВАВВАВВАВА	5 (17)	5 (34)	7	3
	ВВАВАВ	6 (16)	6 (34)		
$T_4$	ВААВАВВА	6 (16)	6 (34)	8	3
$T_4 + C$	ВААВАВВА+C	6 (16)	6 (34)	8	3
$F_{024}$	ВВАВАВВАВВ	5 (16)	6 (34)	8	6
$F_{216}$	ВВАВАВВАВВАВАВ	6 (16)	6 (34)	8	4
$F_{262}$	АВВАВАВВВ	5 (17)	6 (33)	8	3
$F_{116}$	ВВАВАВВАВАВ	6 (16)	6 (34)	8	5
		5 (16)	6 (34)	8	5
$F_{025}$	ВАВВАВВАВВАВВ	5 (16)	6 (33)	8	4
		5 (16)	6 (34)	9	4

Если толщину этого слоя не увеличить, а уменьшить с 34 до 33 МС, то крайние пики останутся примерно на тех же местах, а триплет в середине превратится в дублет (рис.5,б). Наконец, если вместо этого увеличить на 1 МС толщину инжекторного барьера, то центральный дублет превратится в синглет (рис.5,г). Характеристики рассмотренных квазипериодических сверхрешеток приведены в табл.1.

#### 4. Выводы

На примере сверхрешеток Фибоначчи, Тью–Морса и фигурных сверхрешеток теоретически показано, что квазипериодические AlGaAs-сверхрешетки пригодны в качестве активных областей многоцветного квантового каскадного лазера в диапазоне частот и полей, обычном для терагерцевых AlGaAs-лазеров. В отличие от традиционных структур, в лазерах на квазипериодических сверхрешетках возможны линейное поведение дублетов и триплетов коэффициента оптического усиления  $G$  в широком диапазоне частот и электрического поля и многоцветное излучение, содержащее три-шесть пиков  $G$  высотой более  $20 \text{ см}^{-1}$  на частотах 2–4 ТГц без соседства с мешающими пиками поглощения. Параметрами пиков можно управлять с помощью электрического поля, а так-

же меняя толщину слоев сверхрешетки. Типичные толщины составляют 16 (34) монослоев GaAs для ямы и 5 (6) монослоев AlGaAs для барьера в блоках В (А), из которых строятся квазипериодические сверхрешетки. Это открывает новые возможности для создания многоцветного терагерцевого лазера.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 11-07-00007-а и 13-08-01228-а).

1. Rostami A., Rasooli H., Baghban H. *Terahertz Technology. Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2011, pp.2–16).
2. Rossi F. *Theory of Semiconductor Quantum Devices. Microscopic Modeling and Simulation Strategies* (New York: Springer, 2011).
3. Засавицкий И.И. *Квантовая электроника*, **42**, 863 (2012).
4. Macia E. *Reports Progr. Phys.*, **75**, 036502 (2012).
5. Mahler L., Tredicucci A., Beltram F., et. al. *Nature Photon.*, **4** (3), 165 (2012).
6. Schrottke L., Gehler M., Wienold M., et. al. *Semicond. Sci. Technol.*, **25**, 045025 (2010).
7. Indjin D., Harrison P., Kelsall R.W., Ikonic Z. *J. Appl. Phys.*, **91**, 9019 (2002).
8. Cassan E. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7931 (2000).
9. Luo H., Laframboise S.R., Wasilewski Z.R., et. al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 041112 (2007).
10. Macia E. *Aperiodic Structures in Condensed Matter: Fundamentals and Applications* (New York: CRC Press, 2009).