

Изучение пространственных мод полудисковых лазеров на основе квантово-размерных наногетероструктур AlGaAsSb/InGaAsSb

© А.Н. Именков, В.В. Шерстнев[¶], Е.А. Гребенщикова, М.А. Сиповская, М.И. Ларченков, Д.И. Тарасов, А.Н. Баранов*, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier 2, CNRS, IES (UMR CNRS 5214), 34095 Montpellier, France

(Получена 17 августа 2010 г. Принята к печати 25 августа 2010 г.)

Исследовано спектральное и пространственное распределение излучения лазеров, работающих на модах щепчущей галереи (WGM-лазеры) с резонатором в форме полудиска. В пространственном распределении выделяются до 13 широких лепестков разной интенсивности, разделенных на более узкие (на порядок) лепестки. Спектр излучения близок к одномодовому. Предложена математическая модель распределения электромагнитного поля в WGM-лазере и рассчитана диаграмма направленности лазерного излучения. Показано, что каждый широкий лепесток соответствует своей устойчивой пространственной радиальной моде. Установлено, что наибольшую интенсивность излучения дает не сама периферийная мода, а следующая за ней, которая, по-видимому, имеет наименьшие оптические потери. Преобладание одной пространственной моды приводит к наблюдению практически одномодового спектра излучения.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры инфракрасного (ИК) диапазона в последнее время активно исследуются. Лазеры, длина волны излучения которых лежит в средней ИК области спектра (2–5 мкм), представляют большой интерес для практического применения. Они служат основой для систем беспроводной телекоммуникации, используются при проведении абсорбционного высокоточного экспресс-анализа состава различных газовых сред, поскольку в этом диапазоне лежат характеристические линии поглощения значительного числа ядовитых и вредных газов и жидкостей, взрывчатых веществ и т.п. Однако преимущества оптического детектирования таких веществ не используются в полной мере из-за отсутствия относительно недорогих источников когерентного излучения, работающих в диапазоне 2–5 мкм. Кроме того, лазеры могут применяться во многих областях медицины, биологии, экологии, а также для контроля различных технологических процессов. Разработка лазеров, работающих при комнатной температуре, пригодных для массового применения, является актуальной задачей.

Одним из источников когерентного излучения в среднем ИК диапазоне является новый тип лазеров, рабочая мода которых получила название „моды щепчущей галереи“ или *whispering gallery mode*, сокращенно — WGM.

Эти лазеры имеют резонатор в виде диска, который отличается более высокой добротностью, чем полосковый резонатор Фабри–Перо, и технология изготовления которого менее сложна по сравнению с технологией резонатора квантово-каскадного (QCL) или поверхностно излучающего лазера (VCSEL).

Одной из особенностей WGM-лазеров является наличие теоретически предсказанных нескольких пространственных радиальных мод [1]. В первую очередь генерация должна возникать на той пространственной моде,

на которой потери минимальны. При насыщении этой моды генерация может происходить и на других модах. При этом велика роль эффективности оптического ограничения и потерь, связанных с выходом излучения. В WGM-лазере с резонатором в форме полудиска вероятность выхода излучения через скол резонатора, образованный при рассеении диска на полудиски, практически одинакова для всех радиальных мод. Поэтому эти моды можно наблюдать и исследовать. В принципе различные радиальные моды должны обуславливать различные диаграммы направленности излучения, так как распределение электромагнитного поля в разных модах существенно различается.

Цель данной работы состоит в изучении диаграмм направленности и спектров излучения WGM-лазеров с резонатором в форме полудиска и создании физической модели радиальных пространственных мод, соответствующей эксперименту.

2. Методика получения и измерения лазерных структур

Для решения поставленной задачи была выращена структура на длину волны 2.4 мкм методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER Compact 21E на подложке GaSb(100) *n*-типа. Структуры, аналогичные по составу и толщинам слоев, ранее были использованы в [2–5].

Активная область общей толщиной 850 нм состояла из двух напряженных квантовых ям состава $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$, каждая шириной 10 нм, разбеденных барьерным слоем $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ шириной 30 нм. Волноводные слои, изготовленные из $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$, имели толщину по 400 нм. Активная область преднамеренно не легировалась. Волновод был ограничен широкозонными слоями $p(\text{Be})$ -

[¶] E-mail: vic2sherstnev@gmail.com

и $n(\text{Te})\text{-Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ толщиной 1.0 мкм. С внешней стороны широкозонных слоев были выращены 2 тонких по 100 нм варизонных слоя AlGaAsSb для улучшения инжекции носителей заряда в активную область. Верхний контактный слой GaSb p -типа имел толщину 475 нм и был легирован до концентрации дырок $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Более подробно процесс выращивания лазерной структуры описан в работе [6]. Далее методом шлифовки со стороны подложки общая толщина структуры доводилась до 200 мкм. Лазерные чипы изготавливались методом фотолитографии. Как отмечалось ранее, для создания WGM-лазера была использована структура, в которой чередуются напряженные и ненапряженные слои. Травление таких слоев происходит по-разному, а именно — изопериодные слои, содержащие алюминий, травятся с большей скоростью, чем напряженный слой $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$. Исходя из этого был разработан травитель $\text{CrO}_3/\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$, травление в котором позволило получить резонатор цилиндрической формы диаметром 200 мкм и высотой 15 мкм, при этом профиль резонатора напоминал форму пагоды (рис. 1).

Омические контакты к гетероструктуре создавались методом термического вакуумного напыления с взрывной фотолитографией. Для этого на верхний эпитаксиальный слой p -GaSb наносили последовательно металлы и сплав $\text{Cr-Au}:\text{Zn-Au}$. Верхний контакт на резонаторе представлял собой кольцо шириной 10–30 мкм, которое отстояло от края резонатора на 5–10 мкм. Со стороны подложки методом термического вакуумного напыления наносился сплошной многослойный контакт $\text{Cr-Au}:\text{Te-Au}$. После напыления структура подвергалась термообработке в среде водорода для получения омического контакта и затем раскалывалась на чипы площадью $500 \times 500 \text{ мкм}^2$ с дисковым резонатором в центре. Для создания лазера с резонатором в форме полудиска чипы раскалывались пополам и каждая половинка напайвалась на корпус ТО-18 с плоским столиком.

Полудисковый резонатор WGM-лазера представляет собой отдельно стоящую половинку цилиндра с выступающим на дисковой образующей кольцом, содержащим слои активной области. Кольцо выступает над поверхностью образующей цилиндра на ~ 1 мкм, а его ширина равна толщине активной области. Электромагнитная волна излучается в основном через плоский зеркальный скел и частично из выступающего кольца (рис. 1, 2).

Пространственные моды выявлялись из результатов измерений спектров и диаграмм направленности излучения лазеров и сопоставления эксперимента с теорией.

Для изучения модовой структуры спектров WGM-лазеров использовался двухрешеточный спектрометр марки ДФС-32 с неохлаждаемым фоторезистором PbS в качестве фотодетектора. Спектры измерялись с разрешением 2 Å. Через лазеры пропускался импульсный ток величиной от 0.01 до 0.7 А. Длительность импульса менялась от 0.1 до 1.5 мкс при скважности 33. Измерения проводились при комнатной температуре. Пороговый ток составлял 15–240 мА. В режиме генерации наблюдались лазерные моды шепчущей галереи.

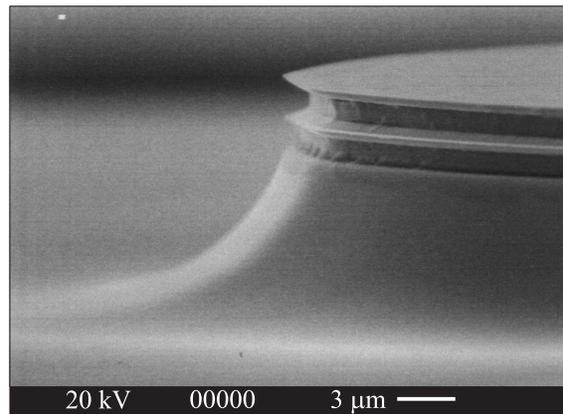


Рис. 1. Микрофотография резонатора WGM-лазера в форме диска диаметром 200 мкм, высотой 15 мкм. В выступающем после травления слое заключена активная область.

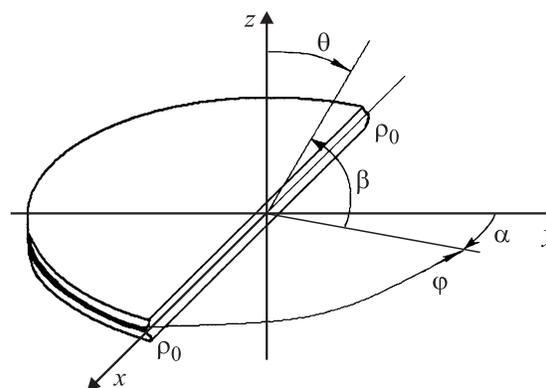


Рис. 2. Схема расположения лазера относительно осей вращения при исследовании диаграмм направленности излучения.

Для изучения характера выхода излучения измерялось распределение интенсивности излучения в дальней зоне (диаграмма направленности по мощности) лазеров. Для этого лазер вращался либо вокруг оси z , либо вокруг оси x (рис. 2).

Фотоприемник располагался в плоскости, проходящей через лазер перпендикулярно оси вращения. Излучение регистрировалось фотосопротивлением из PbS с шириной фоточувствительной полосы 0.87 мм на расстоянии 10 см от лазера, что обеспечивало угловое разрешение 0.5° . Питание лазера и регистрация его излучения осуществлялись так же, как при спектральных измерениях.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Результаты измерений

Исследования WGM-лазеров с резонатором в форме полудиска показали, что все они имели диодные характеристики с напряжением отсечки ~ 0.6 при комнат-

ной температуре и дифференциальным сопротивлением 0.8–1.0 Ом.

На рис. 3 показаны спектры когерентного излучения лазера с полудисковым резонатором в интервале токов от 1.25 до 2.5 порогового значения.

Длительность импульса, измеренная на экране осциллографа, равна 0.7 мкс. Можно различить 3 спектральные моды. При токе 300 мА, как и на пороге генерации при токе 240 мА, преобладает мода с длиной волны $\lambda = 2.3555$ мкм. Еще наблюдается мода с большей длиной волны: $\lambda = 2.3578$ мкм. При токе 350 мА появляется и мода с меньшей длиной волны: $\lambda = 2.3534$ мкм, которая при дальнейшем увеличении тока становится преобладающей. Появление более коротковолновых мод с увеличением тока объясняется увеличением уровня возбуждения лазера и несущественностью влияния нагревания лазера током средней величины. Экспериментально определенное расстояние между соседними модами составляет $\Delta\lambda = 22 \text{ \AA}$. Это согласуется с расчетами по формуле для межмодового расстояния в WGM-лазерах [1]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi R n^*}, \quad (1)$$

где $R = 100$ мкм — радиус резонатора, $n^* = 4.0$ — эффективный коэффициент преломления света в вол-

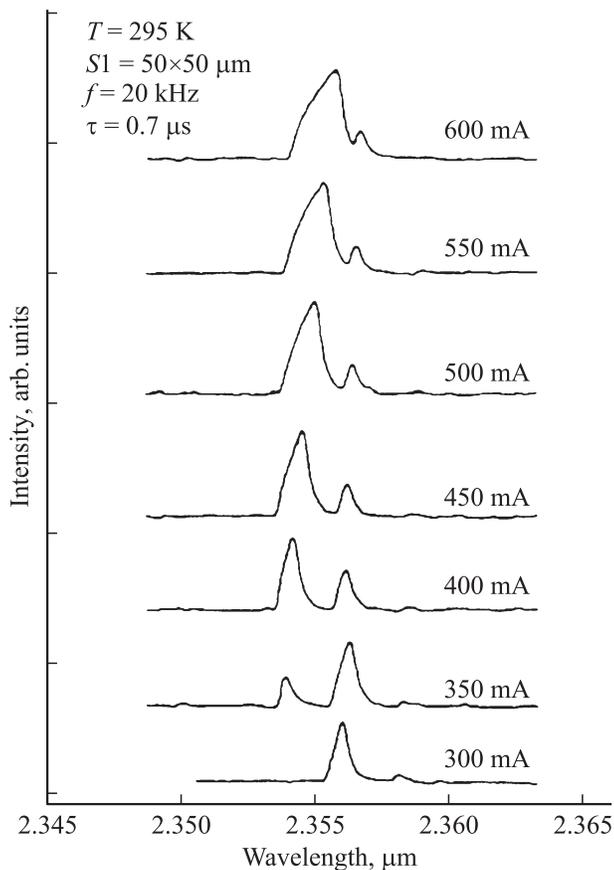


Рис. 3. Спектры излучения полудискового WGM-лазера при различных токах накачки при комнатной температуре. Длительность импульсов тока 0.7 мкс, частота повторения 20 кГц.

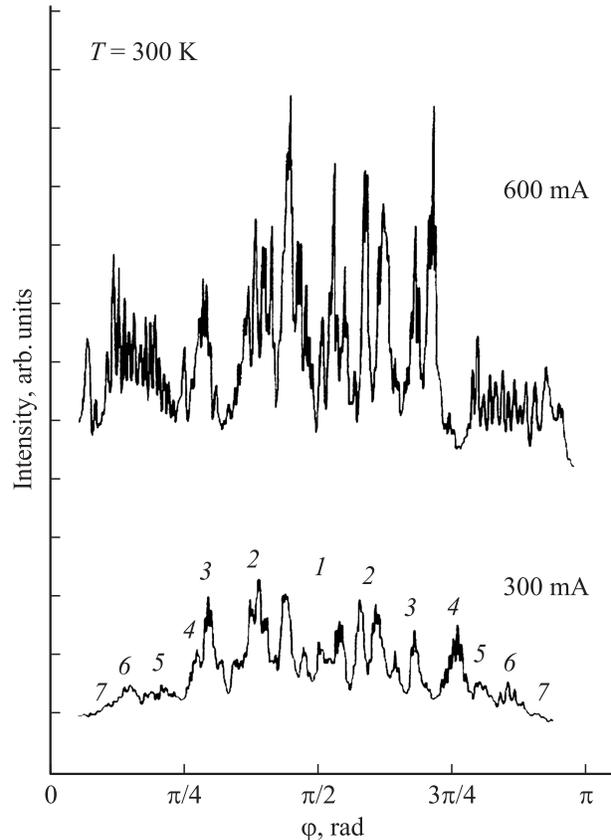


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения полудискового лазера в дальней зоне, в плоскости резонатора, при различных токах и комнатной температуре. Длительность импульсов 0.7 мкс, частота следования 20 кГц. Цифрами отмечены номера широких лепестков.

новоде. На основании согласия экспериментальных и расчетных данных можно заключить, что лазер с полудисковым резонатором работает на модах шепчущей галереи. Уширение преобладающих мод в длинноволновую сторону с ростом тока обусловлено нагреванием лазера в процессе импульса тока [7]. Слабые моды почти не перестраиваются и не уширяются, так как они генерируются только на переднем фронте импульса протяженностью 0.2 мкс, когда уровень возбуждения еще не достиг амплитудного значения. Можно наблюдать несколько слабых мод, лежащих ближе $\Delta\lambda/2$ друг от друга, как видно при токе 500 мА на рис. 3. Близко расположенные моды наблюдались также в работе [8]. На плато импульса генерируется фактически только одна мода или несколько спектральных мод, расположенных ближе 2 \AA друг от друга, соответствующих разным пространственным радиальным модам.

С целью выявления радиальных пространственных мод лазера с полудисковым резонатором были исследованы диаграммы направленности излучения в двух перпендикулярных плоскостях.

На рис. 4 приведено угловое распределение интенсивности излучения исследуемого лазера в плоскости

Таблица 1. Собственные значения ($\Delta\varepsilon_i$) и длины полупериодов (c_i) для различных радиальных мод (i)

Собственные значения ($\Delta\varepsilon_i$) и длины полупериодов (c_i) для различных радиальных мод	Порядковый номер радиальной моды, i						
	1	2	3	4	5	6	7
$\Delta\varepsilon_i$	0.453	0.798	1.078	1.326	1.552	1.763	1.962
c_i , мкм	2.63	1.98	1.71	1.54	1.42	1.33	1.26

p - n -перехода в дальнем поле со стороны скола в зависимости от угла φ (см. рис. 2) при различных превышениях тока над пороговым значением: на 25% (300 мА) и в 2.5 раза (600 мА). Лазер вращался вокруг оси z .

При малом превышении тока над пороговой величиной просматриваются лепестки направленности излучения, отстоящие друг от друга на угловое расстояние 6–10°. Можно видеть, что эти лепестки изрезаны на более узкие (на порядок) лепестки. При большем превышении тока над пороговым значением изрезанность значительно углубляется. Количество узких лепестков достигает 140–150. Расстояние между ними в центре диаграммы направленности меньше, чем на краях.

На рис. 5 приведена диаграмма направленности излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, и скола лазера при вращении его вокруг оси x (см. рис. 2).

Интенсивность излучения максимальна в направлении, перпендикулярном плоскости скола при $\beta = 0$. Угол β — дополнительный к углу θ . При увеличении угла β до величины 90° интенсивность плавно падает почти на порядок. При дальнейшем увеличении β до величины 150° она почти не изменяется. При величине угла β , близкой к 180°, наблюдаются лепестки интенсивности с периодичностью 6–7° (0.1–0.12 рад). Возникновение лепестков объясняется тем, что излучение,

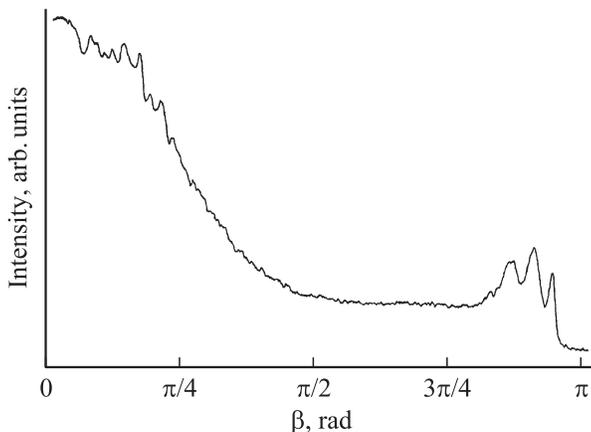


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения полупроводникового лазера в дальней зоне, в плоскости, перпендикулярной плоскостям p - n -перехода и скола при токе 600 мА и комнатной температуре.

выходящее из кольцеобразного выступа на цилиндре, интерферирует со своим отражением от подложки, как было показано в нашей работе [9].

Таким образом, экспериментально обнаружены два канала выхода излучения из лазера с полудисковым резонатором: во-первых, через скол при $\beta < 90^\circ$ и, во-вторых, из кольцеобразного выступа на цилиндрической образующей резонатора при $\beta > 90^\circ$.

3.2. Расчет пространственных мод

Чтобы объяснить экспериментальные диаграммы направленности, надо учесть, что существует несколько устойчивых разрешенных состояний для пространственных мод по радиусу резонатора.

Математически строго эти состояния выражаются функциями Бесселя [1], которые сложны для расчета диаграмм направленности излучения.

Поскольку разрешенные состояния расположены вблизи образующей цилиндра, возможно упрощение волнового уравнения Гельмгольца, которое приобретает вид

$$\frac{d^2v}{dx^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\Delta\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}_i \frac{2x}{\rho_0}\right)v = 0, \quad (2)$$

где $x = \rho_0 - \rho$, ρ — координата по радиусу цилиндра, ρ_0 — радиус цилиндра, $\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_a^* - \bar{\varepsilon}_i$, $\bar{\varepsilon}_i$ — диэлектрическая постоянная распространения волны по периметру цилиндра для каждого из устойчивых радиальных состояний, $i = 1, 2, 3, \dots$; ε_a^* — эффективная диэлектрическая постоянная активной области с учетом оптического ограничения волны по направлению, перпендикулярному плоскости p - n -перехода.

Уравнение Гельмгольца (2) решается с граничными условиями, согласно которым огибающая волновая функция равна нулю при $x = 0$ и на бесконечности. Решениями являются функции Эйри [10]

$$v(x) = \text{Ai} \left[\frac{4\pi^2 2\bar{\varepsilon}_i}{\lambda^2 \rho_0} \left(x - \frac{\Delta\varepsilon_i \rho_0}{2\bar{\varepsilon}_i} \right) \right], \quad (3)$$

где собственные значения $\Delta\varepsilon_i$ вычисляются с точностью не хуже 1% из выражения

$$\Delta\varepsilon_i = \left[\frac{3\lambda \bar{\varepsilon}_i}{2\rho_0} \left(i - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Для расчета диаграммы направленности заменим функцию Эйри (3) близкой к ней синусоидальной функцией

$$v \approx \sin \frac{\pi x}{c_i} \quad (5)$$

с усредненной для каждой радиальной моды длиной половины периода c_i :

$$c_i = \frac{3\lambda}{4\sqrt{\bar{\epsilon}_i}}, \quad (6)$$

имеющей i полупериодов. Одновременно величина i является номером радиальной моды цилиндрического резонатора.

Для лазера с $\rho_0 = 100$ мкм и $\lambda = 2.36$ мкм значения $\Delta\epsilon_i$ и c_i при $\bar{\epsilon}_i = 11.5$ приведены в таблице 1. Нули функций Бесселя и уравнение (6) дают близкие значения c_i . С ростом i $\Delta\epsilon_i$ увеличивается, а c_i уменьшается. Поскольку каждому i соответствует свое c_i , должна быть своя диаграмма направленности излучения для каждого разрешенного состояния.

3.3. Диаграмма направленности излучения, выходящего из скола полудискового резонатора лазера

Теоретическая диаграмма направленности (коэффициент направленности по мощности) излучения лазера со стороны зеркального скола полудискового резонатора вычисляется по формуле, соответствующей излучателю с прямоугольным раскрывом [11]

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\pi}{\lambda^2} (1 + \sin \theta \cos \varphi)^2 \times \frac{\left| \int_{-\rho_0}^{\rho_0} \int_{-(b/2)}^{b/2} f_1(x) f_2(z) e^{ju_1 \frac{x}{\rho_0} + ju_2 \frac{z}{b}} dx dz \right|^2}{\int_{-\rho_0}^{\rho_0} \int_{-(b/2)}^{b/2} f_1^2(x) f_2^2(z) dx dz}, \quad (7)$$

где φ и θ — углы наблюдения (рис. 2),

$$u_1 = \frac{2\pi\rho_0}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta, \quad u_2 = \frac{\pi b}{\lambda} \cos \theta,$$

b — эффективная ширина потока по оси z , перпендикулярной плоскости p - n -перехода. Поляризация вертикальная.

Распределение электромагнитного поля по оси z близко к косинусному. Поэтому считаем, что

$$f_2(z) = \cos \frac{\pi z}{b}.$$

Распределение поля по радиусу выразим синусными функциями

$$f_1(x) = \sin \frac{\pi(\rho_0 - x)}{c_i} \quad \text{при } x > 0$$

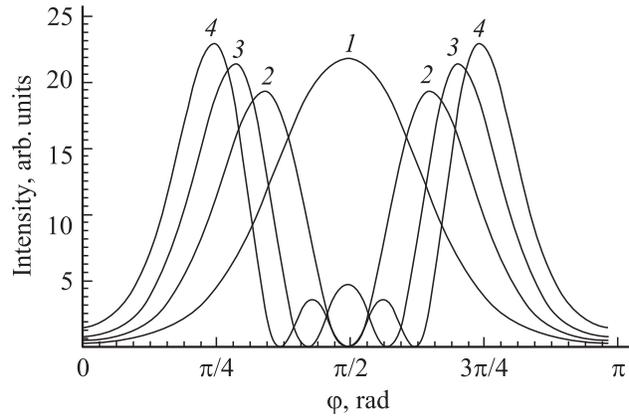


Рис. 6. Расчетные зависимости от угла φ интенсивности излучения пространственных радиальных мод. Цифрами на рисунке указаны номера мод.

и

$$(-1)^m \sin \frac{\pi(\rho_0 + x)}{c_i}, \quad \text{когда } x < 0,$$

где

$$m = 2\pi\rho_0 \frac{\sqrt{\bar{\epsilon}_i}}{\lambda}$$

— число длин волн, укладываемых по периметру резонатора в случае цилиндрического резонатора такого же радиуса. Количество существующих полупериодов синусоидальной функции равно i . Проинтегрировав (7), получим

$$D(\theta, \varphi) = \frac{128c_i b}{\lambda^2 \pi^3 i} (1 + \sin \theta \sin \varphi)^2 \frac{\cos^2 \left(\frac{\pi b \cos \theta}{\lambda} \right)}{\left(1 - \frac{4b^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} \right)^2} \times \frac{A}{\left(1 - \frac{4c_i^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{\lambda^2} \right)^2}, \quad (8)$$

где

$$A = \cos^2 \left[\frac{\pi(2\rho_0 - ic_i) \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right] \cos^2 \left(\frac{\pi ic_i \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) \quad \text{при нечетных } m \text{ и } i, \quad (9)$$

$$A = \sin^2 \left[\frac{\pi(2\rho_0 - ic_i) \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right] \sin^2 \left(\frac{\pi ic_i \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) \quad \text{при нечетных } m \text{ и четных } i, \quad (10)$$

$$A = \sin^2 \left[\frac{\pi(2\rho_0 - ic_i) \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right] \cos^2 \left(\frac{\pi ic_i \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) \quad \text{при четных } m \text{ и нечетных } i, \quad (11)$$

$$A = \cos^2 \left[\frac{\pi(2\rho_0 - ic_i) \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right] \sin^2 \left(\frac{\pi ic_i \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) \quad \text{при четных } m \text{ и } i. \quad (12)$$

Таблица 2. Рассчитанные (α_s) и экспериментальные (α_{ex}) угловые положения максимумов широких лепестков для различных радиальных мод (i)

Угловые положения максимумов, рад	Порядковый номер радиальной моды, i						
	1	2	3	4	5	6	7
α_s	0	0.49	0.65	0.78	0.93	1.01	1.1
α_{ex}	0	0.48	0.68	0.77	0.92	1.08	1.28

Тригонометрические функции углов φ и θ образуют лепестковую диаграмму направленности с широкими лепестками, содержащими значительно более узкие лепестки. По направлению угла β имеется только один широкий лепесток, являющийся центральным, ширина которого зависит от b (рис. 5). Наблюдаемой ширине диаграммы направленности по углу β соответствует $b = 1.42$ мкм, что согласуется с условиями оптического ограничения волны по оси z . По углу φ имеются широкие лепестки, связанные с c_i и i , и узкие, обусловленные интерференцией лучей при базе около $2\rho_0$ [12]. Широкие лепестки по углу φ показаны на рис. 6. Их изрезанность на узкие лепестки не показана. При $i = 1$ имеется один лепесток с вершиной при $\varphi = \pi/2$ в центре диаграммы (табл. 2). При $i = 2$ — два лепестка при $\varphi = \pi/2 \pm \alpha$, где $\alpha \approx 0.5$, α — угол, дополнительный к φ (рис. 2) Увеличение i приводит к увеличению α . Поэтому по угловому положению лепестков можно узнать и c_i . В экспериментальных диаграммах направленности (рис. 4) можно выделить до 13 широких лепестков разной интенсивности. Расчет показывает, что при $i > 2$ имеются еще слабые лепестки вблизи $\alpha = 0$ (рис. 6), которые также наблюдаются в эксперименте (рис. 4).

Из сопоставления экспериментальной диаграммы направленности и теоретической мы сделали вывод, что лазер с полудисковым резонатором генерирует излучение по крайней мере в семи пространственных модах i . В табл. 2 приведены как рассчитанные угловые положения максимумов широких лепестков (α_s), так и экспериментально наблюдаемые (α_{ex}).

Экспериментальные значения углов в максимумах диаграммы направленности близки к рассчитанным по значению c_i . В эксперименте наиболее мощными являются лепестки с $i = 2$, что говорит о наименьших оптических потерях в этой пространственной моде. Преобладание одной пространственной моды способствует одномодовой спектральной генерации. Излучение в разных широких лепестках некогерентно, так как у них величины $\bar{\epsilon}_i$ различны. Излучение в узких лепестках когерентно только в пределах каждого широкого лепестка. Интенсивности некогерентных лепестков, расположенных при одинаковых углах, могут складываться, давая интенсивные пики, как наблюдается на опыте. Спектральные моды, лежащие на расстояниях, меньших чем $\Delta\lambda/2$, по видимому, относятся к разным радиальным модам.

Из проделанной работы следует, что совместное исследование спектрального и пространственного распределения излучения WGM-лазеров позволяет изучать свойства резонатора этих лазеров.

4. Заключение

На основании измерения спектров и диаграмм направленности излучения WGM-лазеров с полудисковым резонатором и сопоставления экспериментальных данных с предложенной теорией изучены пространственные радиальные моды щепчущей галереи.

Установлено, что каждой пространственной моде соответствует своя диаграмма направленности излучения. Обнаружено излучение в семи пространственных модах, генерирующих с различной интенсивностью. Преобладающей оказалась не приповерхностная мода, а более углубленная, обеспечившая преобладание данной полосы в спектре излучения.

Работа частично поддержана программой президента РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, грантами РФФИ № 10-02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а и 09-08-91224-СТ-а, а также государственными контрактами № 02.740.11.0445 и № 7757р/11304.

Список литературы

- [1] А.М. Монахов, В.В. Шерстнев, А.П. Астахова, Е.А. Гребенщикова, А.Н. Именков, С.С. Кижаяев, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. Квант. электрон. (в печати).
- [2] V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, G. Hill. Electron. Lett. (USA), **39** (12), 916 (2003).
- [3] В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, А.П. Астахова, А.Ю. Кислякова, Ю.П. Яковлев, Н.С. Аверкиев, А. Krier, G. Hill. ФТП, **39** (9), 1987 (2005).
- [4] A.M. Monakhov, V.V. Sherstnev, A.P. Astakhova, Yu.P. Yakovlev, G. Boissier, R. Teissier, A.N. Baranov. Appl. Phys. Lett., **94**, 051 102 (2009).
- [5] А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, М.А. Сиповская, Е.А. Гребенщикова, П.Н. Баскаков, G. Boissier, R. Teissier, A.N. Baranov, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ **35** (24), 52 (2009).
- [6] D.A. Yarekha, G. Glastre, A. Perona, Y. Rouillard, F. Genty, E.M. Skouri, G. Boissier, P. Grech, A. Joulie, C. Alibert, A.N. Baranov. Electron. Lett., **36** (6), 537 (2000).
- [7] А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, М.А. Сиповская, А.П. Астахова, Е.А. Гребенщикова, А.М. Монахов, G. Boissier, R. Teissier, A.N. Baranov, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **35** (18), 50 (2009).
- [8] Yi Chang-Hwan, Kim Myung-Woon, Kim Chil-Min. Appl. Phys. Lett., **95**, 141 107 (2009).
- [9] А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, Е.А. Гребенщикова, А.С. Головин, М.А. Сиповская, Д.А. Старостенко, М.И. Ларченков, С.И. Трошков, Д.И. Тарасов, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **36** (13), 89 (2010).
- [10] *Справочник по специальным функциям*, пер. с англ. под ред. М. Абрамовица и Й. Стигана (М., Наука, 1979).

- [11] А.В. Слонов, А.З. Фирсов. *Теория излучения и приема радиоволны* (Л. 1970) с. 256.
- [12] А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.И. Дершевич, G. Boissier, R. Teissier, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **35** (24), 12 (2010).

Редактор Т.А. Полянская

**Study of spatial modes
in quantum-nanoheterostructures
AlGaAsSb/InGaAsSb-based lasers
with half-disk cavities**

*A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, E.A. Grebenshchikova,
M.A. Sipovskaya, M.I. Larchenkov, D.I. Tarasov,
A.N. Baranov*, Yu.P. Yakovlev*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institut d'Electronique du Sud (IES),
Université Montpellier 2, CNRS, IES (UMR CNRS 5214),
34095 Montpellier, France

Abstract The spectral and the spatial distribution of half-disk WGM-laser radiation were investigated. In the spatial distribution up to 13 broad petals of different intensity separated into narrower (by factor of 10) petals are observed. The emission spectrum is nearly as a single mode one. The model of electromagnetic field distribution in the WGM-laser is proposed and the laser radiation diagram is calculated. It is shown that each lobe corresponds to wide stable spatial radial fashion. It was determined that the radiation is not given by the most peripheral mode but by the next mode after it. This next mode seems to have the lowest optical losses. The predominance of a single spatial mode leads to a nearly single-mode emission spectrum.