

06

Интерференция лучей перестраиваемого полупроводникового WGM лазера

© А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.И. Дершевич, G. Boissier,
R. Teissier, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Россия

Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier 2, CNRS,

IES (UMR CNRS 5214), 34095 Montpellier, France

E-mail: v.sherstnev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 21 июля 2009 г.

Обнаружена интерференция лучей полудискового лазера, создающая в дальнем поле около 20 лепестков направленности излучения, каждый из которых в свою очередь состоит из еще более узких лепестков. Показано, что количество узких лепестков соответствует когерентным противофазным лучам, выходящим из периферийных точек зеркала полудискового резонатора. Широкие лепестки соответствуют расположенным около них когерентным с ними источникам излучения. Картина ближнего поля подтверждает наличие таких источников излучения.

PACS: 85.30.z, 42.79-e, 42.55.Px

В работе [1] обнаружена быстрая частотная перестройка полудискового WGM-лазера при комнатной температуре. В процессе импульса тока длительностью $1.2\mu\text{s}$ длина волны основной лазерной моды увеличивалась на 30 \AA , что в 1.4 раза превышает межмодовое расстояние. В работе [2] осуществлено прямое визуальное наблюдение обнаруженной частотной перестройки полудискового лазера на экране осциллографа. Поскольку лазерные лучи в полудисковом резонаторе плавно изменяют свое направление на 180 градусов, представляет интерес исследовать распространение электромагнитной энергии в этом резонаторе и на его зеркале.

С этой целью исследовалось распределение интенсивности излучения полудисковых лазеров в ближнем и дальнем поле при комнатной температуре.

Для решения поставленной задачи была выращена структура методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER Compact 21E на подложке GaSb (100) *n*-типа. Активная область общей толщиной 850 nm состояла из двух напряженных квантовых ям состава $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$, каждая толщиной 10 nm, разведенных слоем 30 nm состава $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$. Волноводные слои, изготовленные из $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$, имели толщину по 400 nm. Активная область преднамеренно не легировалась. Волновод был ограничен широкозонными слоями *p*(Be)- и *n*(Te)- $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ толщинами по 1.0 μm . С внешней стороны широкозонных слоев были выращены два тонких по 100 nm варизонных слоя AlGaAsSb для улучшения инжекции носителей заряда в активную область. Верхний контактный слой GaSb *p*-типа имел толщину 475 nm и был легирован до концентрации дырок $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Более подробно процесс выращивания лазерной структуры описан в [3].

Из созданных структур изготавливались лазерные чипы с резонатором в форме диска диаметром 200 μm и высотой 15 μm методом фотолитографии и химического травления.

Омические контакты к полупроводниковой гетероструктуре создавались методом термического вакуумного напыления с взрывной фотолитографией. Для этого на верхний эпитаксиальный слой *p*-GaSb наносили последовательно металлы и сплав: Cr–Au:Zn–Au. Верхний контакт лазерного чипа представлял собой кольцо шириной 30 μm с внешним диаметром 180 μm , который отстоял от края резонатора на 10 μm . Со стороны подложки также методом термического вакуумного напыления наносился сплошной многослойный Cr–Au:Te–Au контакт. После напыления структура подвергалась термообработке в среде водорода для сплавления металлических слоев. Из полученных чипов методом раскалывания изготавливались симметричные лазерные чипы с резонаторами в форме полудиска рис. 1. Кристалл спаивался индием на корпус типа TO-18 с плоским столиком.

Была собрана и измерена серия лазеров с резонатором в форме полудиска, все они имели диодные характеристики с напряжением отсечки $\sim 0.6 \text{ V}$ при комнатной температуре и дифференциальным сопротивлением порядка 0.8–1.0 Ω . Для изучения модовой структуры спектров лазеров использовался двухрешеточный спектрометр марки ДФС-32 с неохлаждаемым фоторезистором PbS в качестве фотодетектора. Спектры снимались с разрешением 2 Å. Спектры электролюми-

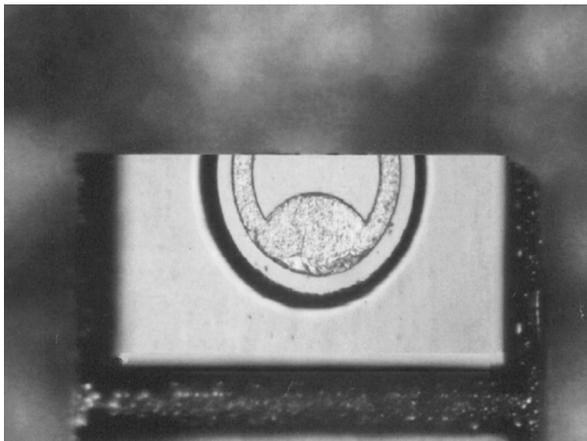


Рис. 1. Микрофотография чипа WGM-лазера с резонатором в форме полудиска (вид сверху).

несценции WGM-лазеров излучались в импульсном режиме. Длительность импульса менялась от 0.1 до $1.5 \mu\text{s}$, скважность составляла 33. Через лазеры пропускался ток величиной от 0.1 до 0.7 А. Измерения проводились при комнатной температуре. Пороговый ток составлял 240 мА, как и в работе [2]. В режиме генерации наблюдались те же лазерные моды с межмодовым расстоянием $d\lambda = 22 \text{ \AA}$. На плато импульса питающего тока преобладала спектральная мода, имеющая длину волны $\lambda = 2.3555 \mu\text{m}$ и ширину на половине высоты около 2 \AA при коротких импульсах тока ($\leq 0.2 \mu\text{s}$). В течение импульса тока эта полоса сдвигалась в длинноволновую сторону тем сильнее, чем больше ток. Ее перемещение достигало 30 \AA при длительности импульса $1.5 \mu\text{s}$ и амплитуде 0.7 А.

Распределение интенсивности излучения полудискового лазера в дальней зоне измерялось на установке, в которой лазер вращался вокруг проходящей через него оси. В одном случае лазер располагался относительно оси вращения так, чтобы плоскость $p-n$ перехода была перпендикулярна оси вращения, а во втором случае зеркало лазера устанавливалось вдоль этой оси. В первом случае измерялась

диаграмма направленности в плоскости $p-n$ перехода, во втором — перпендикулярно ему и зеркалу. Излучение регистрировалось фотосопротивлением из PbS с шириной фоточувствительной полосы 0.87 mm, располагавшемся на расстоянии 10 cm от лазера, что обеспечивало угловое разрешение 0.5° . Питание лазера и регистрация его излучения осуществлялись также, как при измерении спектров излучения. Для измерения интенсивности излучения в ближнем поле использовали тепловизор, в котором изображение зеркала лазера фокусировалось на преобразователе из InSb фотодиодов. Лазер запитывался током также, как при записи спектров излучения. Возникающие на зеркале лазера излучения регистрировались на мониторе компьютера.

На рис. 2 приведено угловое распределение интенсивности излучения полудискового лазера в плоскости $p-n$ перехода в дальнем поле при различных превышениях тока над пороговым значением: на 25% (300 mA) и в 2.5 раза (600 mA).

При малом превышении над порогом просматриваются лепестки направленности излучения, отстоящие друг от друга на угловое расстояние от 6° в центре диаграммы направленности до 20° на краях. Количество лепестков достигает $n = 20$. Можно видеть, что эти лепестки изрезаны на более узкие (на порядок) лепестки.

При большом превышении над порогом изрезанность сильно углубляется. Количество узких лепестков достигает $m = 141$. Расстояние между ними в центре диаграммы направленности меньше, чем на краях. Таким образом наблюдается сложная картина интерференции нескольких потоков когерентного излучения.

Наличие интерференционной картины свидетельствует о когерентности лучей полудискового лазера. Надо отметить что лучи, исходящие из разных краев лазерного зеркала, могут быть как синфазными, так и противофазными, так как межмодовые расстояния соответствуют дисковому лазеру (22 \AA):

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

где D — диаметр резонатора, n^* — эффективный коэффициент преломления.

Расчеты по теории излучения электромагнитных волн [4] показывают, что наблюдаемое широкое распределение лепестков могут давать точечные источники, а не протяженные. Если на краях по одному

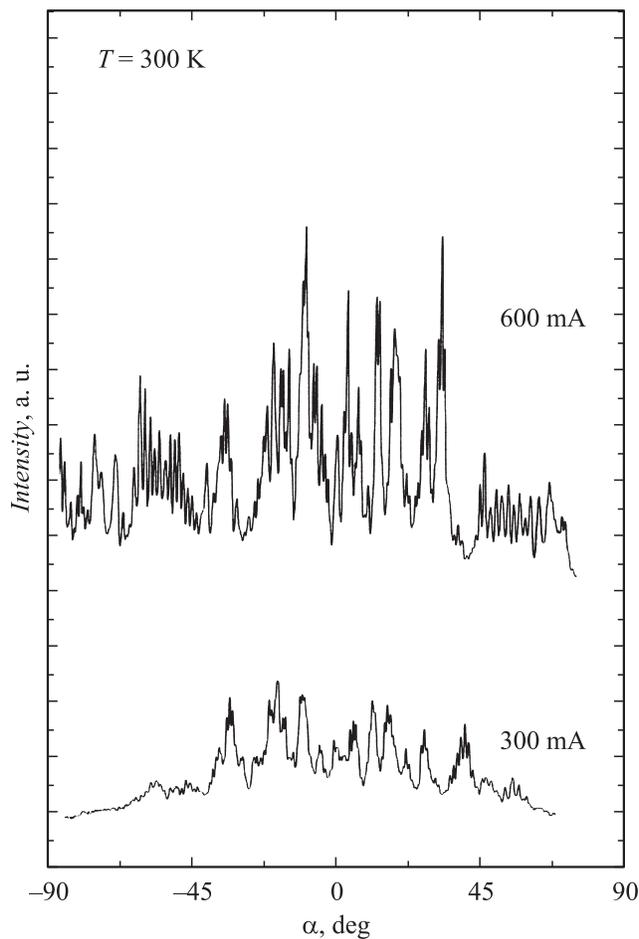


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения полудискового лазера в дальней зоне, в плоскости резонатора, при различных токах. Температура 300 К.

источнику, то существуют только узкие лепестки. Широкие лепестки появляются при наличии на краях по два и более источника. При трех источниках появляется чередование широких лепестков по амплитуде и ширине. Диаграмма направленности полудискового лазера в плоскости

резонатора при двух источниках чередующейся полярности на каждом краю выражается формулой:

$$\psi_n^2(\alpha) = \frac{(1 + \cos \alpha)^2}{4} \cos^2 \frac{\pi(a - c) \sin \alpha}{\lambda} \sin^2 \frac{\pi c \sin \alpha}{\lambda}, \quad (2)$$

где a — расстояние между крайними источниками на зеркале, c — расстояние между источниками на краях, α — угол наблюдения в плоскости резонатора, относительно нормали к линии, соединяющей источники. Формула (2) соответствует многолепестковой диаграмме направленности. Анализ формулы (2) показывает, что по количеству широких лепестков n можно определить c , а по количеству узких m — определить $(a - 2c)$ из соотношений:

$$c = \lambda \frac{n - 1}{2}, \quad (3)$$

$$a - c = \lambda \frac{m - 1}{2}. \quad (4)$$

Используя теорию и экспериментальные данные, было найдено расположение источников на зеркале резонатора: $c = 22 \mu\text{m}$, $(a - c) = 165 \mu\text{m}$, $a = 187 \mu\text{m}$. Величина a близка к диаметру резонатора получающемуся после травления ($190 \mu\text{m}$), что свидетельствует о расположении когерентных источников вблизи внешних краев зеркала.

Интенсивность излучения в плоскости перпендикулярной плоскости p - n -перехода и зеркала ($\alpha = 0$) максимальна в плоскости p - n -перехода и плавно спадает при увеличении угла β между направлением наблюдения и этой плоскостью. Закон спадаения приблизительно выражается формулой:

$$\psi_n(\beta) = \left(\frac{1 + \cos \beta}{2} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{2b \sin \beta}{\lambda} \right)^2 \right]^{-2} \cos^2 \frac{\pi b \sin \beta}{\lambda}, \quad (5)$$

где b — эффективная ширина потока излучения в волноводе. Экспериментальный угол полуспада $\psi_n(\beta)$ составляет около 46° , что соответствует, согласно (5), $b = 1.43 \mu\text{m}$. Следовательно, поток частично проникает из волновода толщиной $0.85 \mu\text{m}$ в ограничительные слои. Тем не менее 90% его мощности сосредоточено в волноводе. При отклонении плоскости наблюдения от нормали к зеркалу (при $\alpha \neq 0$)

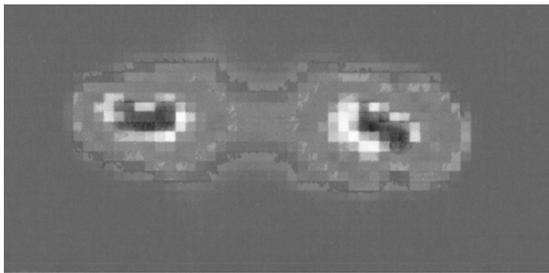
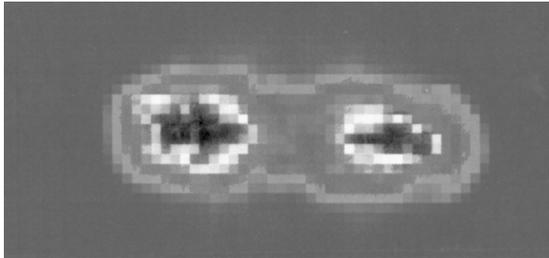
 $I = 300 \text{ mA}$  $I = 600 \text{ mA}$

Рис. 3. Распределение интенсивности излучения на зеркале полудискового лазера (в ближней зоне) при малом ($I = 300 \text{ mA}$) и большом ($I = 600 \text{ mA}$) превышении тока над пороговым значением, при комнатной температуре. Микрофотографии излучения лазера сделаны инфракрасной камерой.

появляются лепестки направленности интерференционного характера как и в зависимости от α при $\beta = 0$. Интерференция лучей лазера наблюдается во всем полупространстве.

В ближнем поле проявляются также 4 источника когерентного излучения на зеркале (рис. 3). И при малом и при большом превышении над порогом генерации, расстояние между крайними источниками близко к диаметру лазера. Два внутренних источника расположены около них.

Из картин дальнего и ближнего поля электромагнитного излучения следует, что крайние источники обязаны потоку, распространяющемуся по внешней образующей цилиндра полудискового лазера, а внутренние

на несколько большей глубине в резонаторе. Оба потока являются когерентными между собой.

Конструкция полудискового лазера такова, что периферия резонатора на расстоянии $1.4\ \mu\text{m}$ окружена воздухом, что увеличивает в этой области скорость распространения излучения по сравнению с внутренней частью резонатора. По-видимому, это обеспечивает когерентность упомянутых потоков.

Таким образом, излучение полудискового лазера является когерентным и обнаружена интерференция лучей полудискового лазера, создающая в дальнем поле около 20 лепестков направленности излучения, каждый из которых в свою очередь состоит из еще более узких лепестков. Показано, что количество узких лепестков соответствует когерентным противофазным лучам, выходящим из периферийных точек зеркала полудискового резонатора. Широкие лепестки соответствуют расположенным около них когерентным с ними источникам излучения. Картина ближнего поля подтверждает наличие таких источников излучения.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 07-02-92170-НЦНИ_а и 08-02-90039-Бел_а и программой президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] Именков А.Н., Шерстнев В.В., Сиповская М.А., Астахова А.П., Гребенщикова Е.А., Монахов А.М., Калинина К.В., Boissier G., Teissier R., Баранов А.Н., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 18. С. 50–57.
- [2] Именков А.Н., Шерстнев В.В., Сиповская М.А., Гребенщикова Е.А., Монахов А.М., Boissier G., Teissier R., Баранов А.Н., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 24. С. 58–64.
- [3] Yarekha D.A., Glastre G., Perona A., Rouillard Y., Genty F., Skouri E.M., Boissier G., Grech P., Joullie A., Alibert C., Baranov A.N. // Electron. Lett. 2000. V. 36. N 6. P. 537–539.
- [4] Слонов А.В., Фирсов А.З. Теория излучения и приема радиоволн. Л., 1970.