

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Для большинства применений полупроводниковых лазеров необходимо иметь оптический пучок высокого и неомягченного качества. Это относится к применениям лазеров для дистанционных измерений, в системах передачи информации, в описывающих головках оптических дисков, в устройствах оптической памяти и т.д. Однако угловая расходимость излучения полупроводниковых лазеров обычно значительно выше, чем у других типов лазеров [1,2], а тому же пучок в сечении является не круговым, а эллиптическим, то есть обладает астигматизмом [3]. Все это необходимо учитывать при расчете конкретных систем, поэтому для эффективного применения полупроводниковых лазеров в различных системах, наряду с другими характеристиками, необходимо точное знание распределения интенсивности излучения в дальней зоне - диаграммы направленности (ДН).

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне I в зависимости от углов с нормалью к излучающей поверхности выходного зеркала в плоскости $p-n$ перехода лазерного диода $\Theta_{\parallel}$ и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ перехода, $\Theta_{\perp}$ (рис.1) обычно описывается известным из теории антенн соотношением [1,4]

$$I(\Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}) \propto |\cos \Theta_{\parallel} \times \cos \Theta_{\perp}|^2 \times \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(jk_0(x \sin \Theta_{\parallel} + y \sin \Theta_{\perp})) F(x, y) dx dy \right|^2. \quad (1)$$

Это выражение представляет собой произведение множителя, называемого угловым фактором Гюйгенса [1], на интеграл Фурье от распределения поля в ближней зоне (то есть на выходном зеркале) $F(x, y)$. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ - волновое число в свободном пространстве. Для углового фактора Гюйгенса, в значительной мере определяющего уменьшение вычисляемого значения интенсивности излучения, распространяющегося под большими углами, получено более строгое выражение [4]:

$$g(\Theta) = \frac{2 \cos\{(n^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2} + (\beta/k_0)\}}{\cos \Theta + (n^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2}}, \quad (2)$$

где n - показатель преломления лазерной среды, β - комплексная константа распространения, а угол Θ представляет собой $\Theta_{\parallel}$ либо $\Theta_{\perp}$. В большинстве расчетов ДН полупроводниковых лазеров используются выражения типа (1), за исключением того, что в качестве множителя берется несколько другая функция от Θ .

Для нахождения картины распределения поля на зеркале $F(x, y)$ необходимо решать волновое уравнение, выведенное из уравнений Максвелла, которое для двумерного случая в скалярной форме имеет вид:

$$\nabla^2 E(x, y) + [k_0^2 \epsilon(x, y) - \beta^2] E(x, y) = 0. \quad (3)$$

Здесь $E(x, y)$ - электрическое поле волноводной моды, $\epsilon(x, y)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость. Это уравнение в общем случае не имеет точного аналитического решения. Его решают численными приближенными методами, которые наиболее полно изложены в работах [5-7].

Для нахождения приближенного решения волнового уравнения активную область лазера представляют в виде диэлектрического усиливающего волновода, определяющего амплитудные и фазовые профили поля излучения на зеркалах. Рассматривались модели неограниченного трехслойного волновода без потерь [8,9], пятислойного волновода [10], двумерного волновода с боковым ограничением [11,12]. Различные модели и полученные для них результаты расчета ДН рассмотрены в [1]. Выбор модели определяется конструкцией лазера и в свою очередь определяет граничные условия при решении волнового уравнения. Очень важным при этом является знание профиля распределения комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon(x, y)$ в волноводе, максимально соответствующего реальной ситуации. Исследования первых инжекционных лазеров показали, что модовая структура в плоскости $p-n$ перехода в них описывается эрмита-гауссовскими функциями [13]. Это означает, что в плоскости $p-n$ перехода существует пространственное изменение диэлектрической проницаемости [14]. Установлено, что основная мода в этом направлении имеет приблизительно гауссов вид, что соответствует приближению параболического распределения профиля диэлектрической проницаемости. Гауссово приближение является достаточно точным для одномодовых лазеров, но оно непригодно для описания пространственного распределения интенсивности лазера с двойной гетероструктурой (ДГС) и узким полосковым контактом. Отличная от гауссовой картина поля излучения таких лазеров характеризуется с отклонением профиля диэлектрической постоянной

от параболического [15,16]. Рассматривались симметричные (параболические [3,17], в виде квадрата обратного гиперболического косинуса [18]), асимметричные (в виде слоя Эпштейна [19,20] и слоя, сводящегося к нему [21]) распределения профилей диэлектрической проницаемости в инжекционных лазерах. Однако на практике из-за технологически неконтролируемых неоднородностей чаще встречаются промежуточные случаи. Несимметричная модель распределения профиля диэлектрической проницаемости, использованная в [22], близка к реальной ситуации для описываемых в работе типов лазеров. В плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, границы между узкозонными и широкозонными слоями гетероструктуры обычно являются достаточно резкими, и распределение поля в основном падает скачками действительной части $\epsilon(y)$.

При решении двумерного волнового уравнения задачу иногда сводят к квазиодномерному (в плоскости $p-n$ перехода) случаю, вводя фактор оптического ограничения Γ , характеризующий свойство лазерной структуры удерживать поток излучения в пределах активной области поперек $p-n$ перехода [23-25], или же используя метод "эффективного показателя преломления" [26,27]. Однако при таких подходах теряется информация о пространственной структуре поля в вертикальной плоскости. Еще один метод анализа распределения поперечных мод основан на введении функций оптического потенциала, характеризующей поперечное распределение диэлектрической проницаемости в волноводе [28].

Несмотря на вводимые упрощения, выражения для угловой расходимости в большинстве случаев являются громоздкими и часто не приводятся [9,11]. Наиболее простое выражение, позволяющее с достаточной точностью описать распределение поля излучения в дальней зоне для лазера с ограниченным активным слоем, получил Думке [29]. Для тонкой активной области формула для угловой расходимости по уровню половинной интенсивности Θ_1 в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, имеет вид:

$$\Theta_1 \cong 4,0(n_1^2 - n_2^2) \frac{d}{\lambda}, \quad (4)$$

где d - толщина активного слоя, n_1 - показатель преломления активного слоя, n_2 - показатель преломления ограничивающего слоя, λ - длина волны излучения. Приближенные выражения для угла дифракционной расходимости, которые дают удовлетворительные результаты при вариациях толщины активного слоя и скачка показателя преломления в

широких пределах, получены в работах [30,31]. В дальнейшем в них было учтено влияние концентрации избыточных носителей на показатель преломления [32].

Одной из причин угловой расходимости излучения инжекционных лазеров является дифракция на выходной апертуре лазера. Дифракционный предел угловой расходимости определяется как отношение длины волны излучения к ширине излучающей площадки в плоскости измерения. Вследствие малых размеров активного слоя, в особенности в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ перехода, дифракционный предел оказывается довольно высоким по сравнению с другими типами лазеров.

Пространственное распределение когерентного излучения определяется структурой возбуждаемых поперечных мод резонатора. В лазерах с шириной контакта менее 10 мкм основным типом колебаний обычно является нулевая мода. В лазерах с большей шириной контакта доминирующими становятся моды более высоких порядков [33]. Как показали экспериментальные и теоретические исследования, в случае одномодовой генерации ДН является более узкой, чем в случае многомодовой, поэтому управление направленностью излучения полупроводниковых лазеров непосредственно связано с селекцией поперечных мод и стабилизацией генерации на нужной поперечной моде. Одномодовый по поперечному индексу характер генерации сохраняется только в некоторых интервалах тока накачки. Вследствие этого ДН содержит, как правило, набор лепестков, количество и интенсивность которых меняются с изменением тока. Расчеты, проведенные в [34] для мод первого, второго и третьего порядков, объясняют возникновение как двухлепестковой ДН, так и ДН с четко выраженным центральным максимумом. Угловое распределение излучения с центральным максимумом возникает лишь в узком интервале толщин активной области для заданного профиля коэффициента преломления, когда световая волна ограничена пределами активной области. Рост тока может привести к раздвоению основного лепестка, вызываемому антиволноводным распределением показателя преломления, которое увеличивает отток энергии от центра моды к крыльям [35].

Кроме того, часто наблюдается генерация в каналах, обусловленных неоднородностями (электрическими и оптическими) активной среды, которая также приводит к уширению ДН и появлению большого количества слабых максимумов в дальней зоне [36]. Образование каналов приписывается локальному увеличению коэффициента преломления,

являющемуся следствием уменьшения скачка показателя преломления по-за разного положения квазиуровней Ферми в участках с генерацией и без нее. Поведение показателя преломления активной среды в условиях генерации зависит от концентрации инжектированных неравновесных электронов N [37]:

$$n = n_0 + N \frac{dn}{dN} \quad (5)$$

где n_0 - показатель преломления невозбужденного полупроводника. До порога N определяется только уровнем накачки, но при превышении порога N будет определяться еще и интенсивностью лазерного поля [37].

Существенное влияние на расходимость оказывает непланарность выходящего волнового фронта вследствие поперечных потоков излучения в резонаторе и оптических неоднородностей. В [14] приводится приближенное выражение, связывающее угол расходимости с радиусом кривизны волнового фронта на зеркале R :

$$\Theta = 2 \arctg((2/k_0 \times W_{ox})^2 + (W_{ox}/R_{ox})^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где W_{ox} - ширина излучающего пятна на зеркале.

В лазерах на односторонней гетероструктуре (ОГС) вследствие большой толщины активной области и малого скачка показателя преломления можно ожидать, что расходимость $\Theta_{\perp}$ в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, будет относительно невелика. На практике получено значение $\Theta_{\perp} = 14-20^\circ$ [38]. В лазерах на двухсторонней гетероструктуре отмечается более сильная зависимость угла расходимости $\Theta_{\perp}$ от толщины активного слоя - при уменьшении толщины активного слоя d до определенных пределов (около 0,4 мкм) происходит увеличение расходимости почти в согласии с законом дифракции Фраунгофера, но затем наблюдается резкое уменьшение расходимости, вызванное отсечкой мод высокого порядка [2]. В плоскости $p-n$ перехода волноводный эффект почти полностью обусловлен усилением, поэтому ДН практически определяется размерами и формой двумерного резонатора, шириной активной области [39] и условиями возбуждения основной моды и поперечных мод высшего порядка [40]. В квантоворазмерных лазерах с напряженным активным слоем возможно также "вытекание" поля волноводной моды по волноводу [41], что оказывает влияние на модовый коэффициент усиления и, следовательно, на расходимость излучения.

В таблице 1 перечислены некоторые типы лазеров и полученные для них значения ширины ДН. Типичные значения угла расходимо-

сти по уровню половинной интенсивности в плоскости $p - n$ перехода и в плоскости, перпендикулярной $p - n$ переходу, для современных ДГС-лазеров составляют $\Theta_{\parallel} \cong 10^\circ$, $\Theta_{\perp} \cong 30^\circ$, хотя за счет различных усовершенствований, рассматриваемых ниже, получены лазеры со значительно более узкой ДН.

Таблица 1

Угловая расходимость излучения некоторых типов лазеров

Материал	Конструкция	$\Theta_{\parallel}$ град	$\Theta_{\perp}$ град	Литер.
<i>GaAlAs</i>	ДГС, с оксидной изоляцией	8,5	38	[42]
- "	ДГС, с протонной изоляцией	20	40	[43]
- "	ДГС, вароценные полосковые	24	30	[44]
- "	ДГС, с плоско-выпуклым волноводом	10	50	[45]
- "	ДГС, неплаварные с расширяющимся волноводом	16	27	[46]
- "	ДГС, с волноводной утечкой	2,2*	8*	[47]
- "	ДГС, на структуре с террасированной подложкой	6	23	[48]
- "	Квантоворамерные, с направляющим утолщением	11	22	[49]
- "	Квантоворамерные, с тройной квантовой ямой	8-11	30	[50]
<i>GaInAsP</i>	ДГС, квантово-рамерные с градиентным профилем показателя преломления	20	25	[51]
- "	ДГС, с раздельным ограничением	6-8	40	[52]
- "	ДГС, с вароценной гребневидной структурой	26	36	[53]
<i>GaInAs</i>	С напряженной квантовой ямой, с гребневидным волноводом	12	32	[54]
<i>GaAlInP</i>	ДГС, с окном, полученным диффузией Zn	10	21	[55]

* Узкий лепесток на фоне более широкой ДН ($30 \times 40^\circ$), в котором сосредоточена 1/3 мощности излучения

Можно выделить три способа улучшения ДН полупроводниковых лазеров, а именно:

- 1) использование внешних оптических элементов или систем;
- 2) совершенствование внутренней структуры излучателей, разработка новых конструкций и технологических методов изготовления лазеров;
- 3) управление ДН изменением режимов работы лазера и окружающих условий.

Наиболее простым решением в первой группе методов является использование коллимирующих объективов, отражателей, линз и т.п. Именно так чаще всего поступают в случае ввода излучения в оптическое волокно. Разработано большое количество согласующих и коллимирующих устройств (фоконов и т.п.) для эффективного ввода излучения в волокно [56]. Существенным недостатком их является потеря значительной части мощности оптического излучения. Детально рассматривать коллимирующие системы в рамках данной работы нет смысла, так как хотя они и позволяют получить пучки заданной геометрии, но не оказывают влияния собственно на ДН полупроводникового лазера.

К методам первой группы следует отнести также использование внешних резонаторов [57,58]. В этом случае выполняется внешняя обработка одной или обеих зеркальных граней лазера (например, нанесение просветляющих покрытий) таким образом, чтобы генерация стимулированного излучения была возможной только при наличии внешнего резонатора [59]. В работе [60] внешний неустойчивый составной резонатор лазерного диода на основе $InGaAs/AlGaAs/GaAs$ был образован одной из граней лазерного диода и сферическим зеркалом, которое настраивалось с шагом 0,1 мкм и затем фиксировалось. Для диода с настроенным таким образом селектором получена ширина основного лепестка ДН $0,95^\circ$, что является дифракционным пределом для ширины полоскового контакта исследуемых лазеров. Без селектора ширина ДН составляла около 6° . Во внешнем резонаторе с дифракционной голографической решеткой в качестве селектирующего элемента в лазерах на одиночных квантовых ямах $AlGaAs/GaAs$ расходимость выходного лазерного пучка в плоскости $p-n$ перехода была не более $0,4^\circ$ [61].

Улучшения ДН в определенных пределах можно добиться, имея форму выходных зеркал собственного резонатора лазера. Теоретический анализ, проведенный в [62], показал, что наибольшего су-

жения ДН в случае применения неплоских зеркал можно достичь, когда используется сферическое вогнутое зеркало с радиусом 100...200 мкм. Успешно реализованы лазеры на основе двойной гетероструктуры $GaInAsP/InP$ с неустойчивым резонатором, сферические зеркала которого образованы торцевыми гранями лазерной структуры, имеющими радиус кривизны 200 мкм [63]. ДН не содержала боковых лепестков и характеризовалась углом расходимости около 10° . Предлагались также лазерные диоды, у которых одна из граней имеет цилиндрическую форму [64], что обеспечивает хорошую оптическую связь с лазерным волноводом и позволяет уменьшить расходимость излучения. Центр кривизны цилиндрической поверхности находится на входной плоскости активного слоя. Получена расходимость 40° и $9,2^\circ$ со стороны плоской и цилиндрической граней, соответственно, при токах до $5I_{\text{пор}}$. Неустойчивый резонатор можно получить без использования искривленных зеркальных граней - в [65] для получения неустойчивого резонатора предложено создавать суживающуюся в поперечном направлении область усиления между двумя обычными сколотыми зеркалами. Излучение, отражаясь от непокрытой грани в узком конце клина, распространяется, испытывая дифракцию, в клиновидную область усиления. В угле, равном 1,5 дифракционного предела, с одного торца получена оптическая мощность 0,75 Вт. Аналогичный подход использован в [66], где предложен лазер с широкой полостью (150 мкм), у которого на одной из зеркальных граней за счет частичного нанесения покрытия в центральной части полости (шириной 22 мкм) отражение составляло 40%, а на остальной части - 3%. Это позволило получить одномодовую генерацию до 300 мВт при ширине ДН в плоскости слоев $1,7^\circ$ (в случае однородного покрытия всего зеркала ДН имела ширину $19,4^\circ$).

Как было сказано выше, расходимость излучения полупроводниковых лазеров в основном определяется свойствами оптического волновода. В связи с этим предпринимались многочисленные попытки улучшения ДН путем изменения геометрических параметров волновода. Изучались лазеры с различными значениями толщины активного слоя с целью получения меньшей расходимости пучка. На рис.2 представлена связь между углом расходимости Θ_1 в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, уровнем катастрофического оптического разрушения выходного зеркала и толщиной активного слоя для лазеров с орошенной мезоструктурой [67]. Как следует из экспериментальных данных, Θ_1 уменьшается с уменьшением толщины активного слоя. На основании этих данных авторы [67] изготовили лазер с ДН $6 \times 16^\circ$

[67,68]. Однако при этом возрастал пороговый ток вследствие меньшего ограничения электрического поля при уменьшении толщины активного слоя (рис.3а,б). Чтобы избежать возрастания порогового тока, в [69] был предложен лазер с переменной толщиной активного слоя (рис.3в) - широкой во внутренних областях и узкой возле зеркала. Лазер изготавливался методом жидкофазной эпитаксии на подложке с гребнем, имеющим вблизи зеркала меньшую ширину, чем в центре. До мощности 120 мВт лазер работал на основной поперечной моде, углы расходимости составляли $\Theta_{\parallel} = 9^{\circ}$, $\Theta_{\perp} = 10^{\circ}$. Наряду с улучшением ДН в лазерах с переменной толщиной активного слоя получена в 1,5 раза более высокая плотность мощности оптического разрушения, чем в обычных лазерах [70].

Предлагалось также использовать переменную ширину активной полоски. Например, в [71] изучалась конфигурация с изменением ширины полоски от 1,6 мкм на тыльной грани до 5,4 мкм на выходной грани. Получена одномодовая генерация при ширине ДН в плоскости слоев 10° при мощности до 64 мВт, в то время как в лазере с шириной полоски 1,6 мкм без расширения одномодовая генерация наблюдалась лишь до 30 мВт. В полосковом гетеролазере с погруженной гетероструктурой, имеющем расширяющийся на обоих концах волновод (рис.4) [72], сохранялась генерация на одной поперечной моде, расходимость излучения Θ уменьшалась от 25° для лазера с прямым волноводом до 11° для лазера с расширяющимся волноводом. Конструкция широких квантоворазмерных $GaAlAs$ -лазеров, имеющих с одной стороны широкую область, а с другой стороны набор периодических полосковых контактов, позволяла стабилизировать основную моду широкой части лазерного дива, определяемую суперпозицией самофокусирующих полосок [73]. В импульсном режиме получена однолепестковая ДН с расходимостью $2,3^{\circ}$ при мощности излучения 750 мВт.

Волноводный эффект в инжекционных лазерах зависит не только от геометрии слоев, но и от распределения усиления и показателя преломления в самом активном слое, а также от показателей преломления областей, окружающих активный слой. Можно добиться стабилизации излучения на основной моде и сужения ДН, задавая определенный профиль показателя преломления. Например, в [74] предложено создавать линноподобное распределение показателя преломления путем вытравливания лунок в верхней обкладке, прилегающей к активной области, и зарастания образовавшегося пространства материалом с большим содержанием Al (с меньшим показателем преломления). За

счет оригинальной конструкции в лазерах большой площади достигалось формирование профиля усиления, способствующего сужению ДН в плоскости слоев структуры при протекании тока [75]: в верхнем слое $p^+ - GaAs$ селективно вытравливались определенные фигуры (треугольники, кружки), расположенные в шахматном порядке, причем их плотность плавно уменьшалась от одного края полосы к другому; затем сверху наносился омический контакт, образующий неинжектирующий барьер Шоттки с $GaAlAs$. Получена ДН шириной до 2° при мощности получения 200 мВт. В лазерах с антирезонансным отражающим оптическим волноводом (ARROW-структуры) [76] сердцевина с малым показателем преломления окружена четвертьволновыми областями с высоким показателем преломления, которые являются антирезонансными по отношению к утечкам основной моды. В результате для основной моды потери малы, а для мод высокого порядка велики, то есть имеет место жесткая дискриминация мод. В итоге в пределах телесного угла 3° , ограниченного дифракцией, может быть сосредоточено до 70% полной мощности излучения (420 мВт при полной мощности 600 мВт) [76]. Достаточно узкая ДН ($7 \times 25^\circ$) получена в гетеролазерах на основе "сжатой" полосковой ГС за счет оптического ограничения в активном слое и "антиволноводного" эффекта в дополнительном широкозонном слое, примыкающем к активному слою [77]. В квантоворамерных гетеролазерах на $GaAlAs$ для уменьшения расходимости непосредственно рядом с квантоворамерной сердцевиной активной области встраивались слои $GaAlAs$ с более высоким содержанием Al , задающие форму пучка, [78], что позволило в 2 раза уменьшить расходимость в плоскости, перпендикулярной $p - n$ переходу, по сравнению со стандартными структурами.

Одним из эффективных, но технически сложных методов формирования модового состава излучения и уменьшения угловой расходимости излучения является нанесение дифракционной решетки на контактную поверхность. Дифракционная решетка, нанесенная на поверхность лазерного диода, параллельную направлению плоскости $p - n$ перехода, может вызвать выход излучения в виде одного или нескольких лучей, уходящих от решетки под некоторыми углами. Поскольку линейные размеры решетки намного превосходят длину волны излучения, дифракционный угол становится малым, расходимость лазерного луча уменьшается [79]. Период решетки берется кратным длине волны излучения, это позволяет обеспечить распределенную обратную связь и выводить излучение в направлении, перпендикулярном $p - n$ переходу

[80, 81]. В лазере с дифракционной решеткой при 1,5-кратном превышении порога расходимость составила $0,35 \times 10^\circ$ [82]. Дифракционная решетка может быть нанесена прямо на активный слой через окно, протравленное в слоях $p - GaAs$ и $p - AlGaAs$, расходимость уменьшена до $0,5^\circ$ [83]. В качестве дифракционной решетки можно также использовать рифленый слой, сформированный внутри гетероструктуры [84], получена расходимость выходного излучения $1 \times 7^\circ$. Дальнейшее развитие данный метод нашел в реализации двумерных дифракционных решеток. Отмечается, что если периодичность по двум координатам выдержана с точностью до ширины линии генерации, то двумерные структуры с распределенной обратной связью позволяют избавиться от мнгоих каналов генерации и получить одномодовый лазер с малой расходимостью излучения по обеим координатам [85]. Авторы работы [85], используя дифракционную решетку 6-го порядка ($m_0 = 6$ в режиме дифракции Брэгга $\alpha = m_0 \lambda_0 / 2n$), получили лазеры с однолестничковой ДН шириной менее 1° . Как показано в [86], двумерная дифракционная решетка 200×200 мкм позволяет получить предельную расходимость пучка $0,07 \times 0,07^\circ$ благодаря более высокому коэффициенту связи ТМ-моды, чем в одномерной решетке.

Как известно, для инжекционных лазеров характерна конфигурация, при которой ось резонатора лежит в плоскости активного слоя, действующего как диэлектрический волновод для собственного излучения. В последнее время повысился интерес к лазерам с излучением через поверхность (SE-лазеры), представляющим собой типичный вариант планарных светодиодов с добавлением зеркальных поверхностей для создания резонатора [87]. Пороговый ток таких лазеров высок по сравнению с лазерами традиционной конфигурации, но можно получать высоконаправленные лазерные пучки за счет дифракции на увеличенной излучающей области в ближней зоне по сравнению с волноводной геометрией. В [88] описан лазер, излучающий через малое (4×4 мкм²) окно на верхней поверхности, вокруг которого создан шероховатый $Cr - Au$ контакт, обеспечивающий, помимо функций электрического контакта, более низкий коэффициент отражения и дополнительный фазовый сдвиг. В результате подавления мод более высоких порядков получена ДН шириной около 10° . Расходимость менее 4° получена в поверхностно-излучающих $AlGaAs$ светодиодах с двойной гетероструктурой, имеющих микроструктуру поверхности [89]. Авторы связывают малую расходимость излучения с поверхностными плазмонами.

Еще один вариант полупроводниковых неволноводных лазеров состоит в использовании наклонной геометрии, когда ось резонатора отклонена от плоскости активного слоя на некоторый угол φ [90]. Для этого зеркала резонатора Фабри-Перо формируют под углом, отличным от 90° , относительно плоскости активного слоя (рис.5). Этот угол не должен превышать величину W/l , где W - толщина волновода, l - длина резонатора [91]. При $\varphi > 8^\circ$ волноводные моды не возбуждаются, и генерация происходит только на модах плоского резонатора. Размер пятна на зеркале D может быть значительно увеличен по сравнению с толщиной активной области, и соответственно будет уменьшаться расходимость получения. Экспериментально получена расходимость на полувысоте $\Theta = 8,5^\circ$, в то время как при обычной геометрии $\Theta = 40^\circ$ [90]. В неволноводных структурах на основе $InGaAsP/InP$ с $\varphi = 13...15^\circ$ достигнута импульсная генерация с ДН $6-7^\circ$ (для аналогичных лазеров с волноводной геометрией ДН имела ширину 45°) [92].

Одним из методов получения непрерывной генерации высокой мощности с узкой однолучевой ДН является изготовление фазосинхронизированных лазерных решеток путем расположения многих лазеров вблизи друг друга [93]. Такая структура генерирует как единое целое за счет оптической связи между лазерами [94], причем модовая структура получения соответствует модам соответствующего лазера с широким контактом, а не модам индивидуальных полосковых волноводов, образующих решетку [95]. При этом одним из наиболее удобных методов получения стабильного пучка с дифракционной расходимостью является смещение фазы работающих в противофазе соседних элементов решетки с получением синфазной генерации [96]. Для этого в каждом ряду решетки можно расположить фазосдвигающие элементы, позволяющие реализовать подстройку фазы каждого луча и, таким образом, управлять картиной дальнего поля излучения [97]. Другой метод получения генерации на основной моде в решетке лазеров - изменение ширины отдельных элементов решетки таким образом, чтобы основная мода была локализована не в той пространственной области, где локализованы моды более высоких порядков [98]. В решетке из 11 параллельных полосковых двойных гетероструктур на $GaAlAs$ шириной 35 мкм, расположенных на расстоянии 10 мкм друг от друга, получена ДН с шириной главного лепестка 1° при мощности 70 мВт и $1,5^\circ$ при мощности 200 мВт [94]. Для решетки диодных лазеров, излучающих с поверхности, сообщалось о генерации излучения с угловой расходимостью в направлении, перпендикулярном линиям решетки

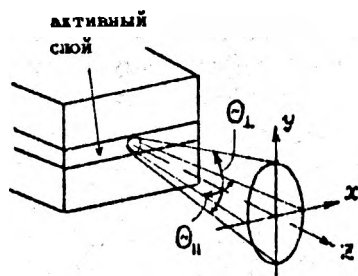


Рис.1. Форма пучка излучения полупроводникового лазера в дальней зоне

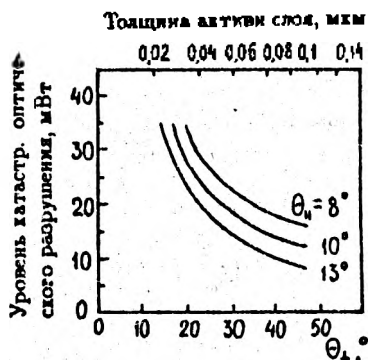


Рис.2. Связь между толщиной активного слоя, расходимостью и уровнем катастрофического разрушения зеркал в лазере с вароценной меэструктурой [65]

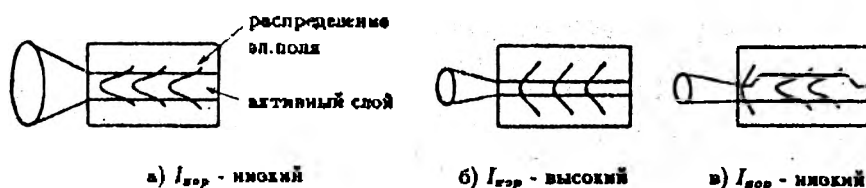


Рис.3. Распределение электрического поля и расходимость излучения в зависимости от толщины активного слоя

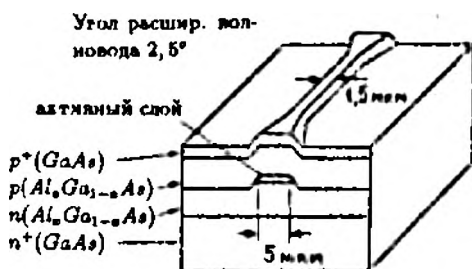


Рис.4. Конструкция лазера с расходящимся волноводом

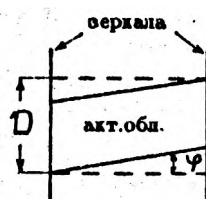


Рис.5. Схема лазера на основе неволноводных мод

ки, порядка $0,25^\circ$ при комнатной температуре [99], а для монолитной пары интегрированных лазеров, излучающих с поверхности, при их одновременном возбуждении измеренная минимальная расходимость в дальней зоне составила $0,06^\circ$, что близко к рассчитанному дифракционному пределу для такой конструкции и к расходимости излучения газовых лазеров [99]. Следует отметить, что в настоящее время проявляется большой интерес к решеткам полупроводниковых лазеров, в особенности гетероструктурных, ведутся интенсивные исследования и разработки в этом направлении, так что можно ожидать дальнейших успехов в получении лазеров с узкой ДН.

Рассмотренные технологические способы управления ДН полупроводниковых лазеров являются достаточно сложными, требуется технология высокого уровня. В ряде случаев возникает необходимость коррекции ДН стандартных лазеров для их эффективного использования в конкретных системах и устройствах. В определенных пределах этого можно добиться путем изменения режима работы лазеров и окружающих условий.

Влияние температуры на ДН гетеролазеров на основе $GaAlAs$ обнаружено в [100,101], длинноволновых лазеров на основе $InGaAsP$ - в работе [102]. При изменении температуры от $30^\circ C$ до $65^\circ C$ расходимость полосковых лазеров на $GaAlAs$ изменялась в лазерном режиме от 17° до 7° в плоскости $p-n$ перехода и от 32° до 15° в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу [101], этот эффект связывается в первую очередь с температурным изменением профиля показателя преломления, а также с изменением профиля усиления вследствие температурного изменения градиента концентрации носителей заряда в активном слое [100]. В исследуемом интервале температур и токов отмечался также сдвиг оси ДН, достигающий 7° [101,103]. Полученное в [102] температурное уменьшение ширины ДН лазеров на основе $InGaAsP$ от 25° до 15° согласуется с теоретическим расчетом, выполненным на основе модели волновода с изменяющимися параметрами. Сужение ДН с температурой сопровождалось ростом порогового тока [104].

Модовая структура получения чувствительна к локальному нагреву. В работе [105] проведен теоретический расчет характеристик многополосковых лазеров с широким контактом с учетом влияния нагрева. Эксперименты с лазером на $GaAlAs$ с шириной активной полоски 100 мкм и модуляцией профиля показателя преломления путем локального нагрева полоски излучением Ar лазера со стороны одного из контактов подтвердили возможность контроля модового состава.

Отмечено также сужение ДН при высокочастотной токовой модуляции лазеров [106]. Для серийных ДГС-излучателей при глубине модуляции в пределах 15-80% ДН сужалась от 37° до 14° (частота модулирующего тока от 25 до 800 МГц), в некоторых образцах наблюдался уход оси ДН в пределах 5°. Однако при глубине модуляции выше 40% изменялась структура поля излучения в зависимости от частоты модуляции.

За исключением названных работ, не проводилось целенаправленных исследований по управлению шириной ДН лазеров различных типов с помощью изменения рабочих режимов. Очевидно, для каждого типа лазеров возможен подбор оптимальных рабочих условий, при которых ДН имеет минимальную ширину, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Литература

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.- М.:Мир, 1981.- Т.1.- 300с.
2. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.- М.:Мир, 1981.- Т.2.- 364с.
3. Cook D.D., Nash F.R. Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs-laser. //J.Appl.Phys.- 1975.- V.46, N°4.- P.1660-1672.
4. Kirkbi P.A., Thompson G.H.B. The effect of a double- heterostructure waveguide parameters on the far-field emission patterns of lasers. //Opto-Electron.- 1972.- P.323-334.
5. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides.- Acad.Press, San Diego, 1991.- 459 p.
6. Chiang K.S. Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides. //Opt.and Quant.Electron.- 1994.- V.26, N°3.- P.S113-S134.
7. Special Issue on Optical Waveguide Modeling. Opt.and Quant. Electron.- 1994.- V.26, N°3.- P.1-325.
8. Casey H.C., Panish M.B., Merz J.L. Beam divergence of the emission from double-heterostructure injection lasers. //J. Appl.Phys.- 1973.- V.44, N°12, pt.2. - P.5470-5475.
9. De Waard P.J. Calculation on the far-field halfpower width and mirror reflection coefficients of double-heterostructure lasers. //Electron. Lett.- 1975.- V.11, N°1.- P.11-12.

10. Инжекционные лазеры на основе диффузионной полосковой структуры AlGaAs/GaAs. /В.В.Безотосный, А.Е.Дракин, Т.В.Жердева и др. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.126-153.

11. Пороговые и пространственные характеристики инжекционных гетеролазеров с боковым ограничением. /Р.Г.Алахвердян, Н.А.Борисов, И.В.Крюкова, М.А.Манько //Тр.физ.ин-та.- 1992.- Т.216.- С.173-175.

12. Елисеев П.Г., Журавлев Г.А., Черный В.В. Волноводный эффект в лазерных полосковых гетероструктурах с прямоугольным сечением. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.126-153.

13. Dument J.C. Hermite-gaussian mode patterns in GaAs junction lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1967.- V.10, N³- P.84-86.

14. Управление поляризацией излучения гетеролазера с помощью одностороннего сжатия. /П.Г.Елисеев, А.И.Красильников, А.В.Хайдаров, Г.Г.Харисов //Квант.электрон.- 1974.- Т.1, N¹.- С.196-197.

15. Asbeck P.M., Cammack D.A., Daniele J.J. Non-gaussian fundamental mode patterns in narrow-stripe geometry lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1978.- V.33, N⁶.- P.504-506.

16. Sommers H.S., Butler J.K. Coupled lateral modes in narrow stripe injection lasers. //J.Appl.Phys.- 1975.- V.46, N⁵.- P.2319-2322.

17. Thompson G.H.B. Physics of semiconductor laser devices. - Chichester, 1980.- 213 p.

18. Dziewiecka T., Osynsky M. Generalized Epstein Model of stripe geometry injection lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1984.- V.23, N¹.- P.94-99.

19. Елисеев П.Г., Осинский М. Применение диэлектрической модели Эпштейна к описанию мод планарных полосковых гетеролазеров. //Квант.электрон.- 1980.- Т.7.- С.1407-1415.

20. Scifres D.R., Streifer W., Burnham R.D. Beam scanning with twin-stripe injection lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1978.- V.33, N⁸.- P.702-704.

21. Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R. Symmetrical and asymmetrical waveguiding in very narrow conducting stripe lasers. //IEEE J. Quant.Electron.- 1979.- V.15, N³.- P.136-141

22. Елисеев П.Г., Манько М.Я., Микаелян Г.Т. Модель инжекционного лазера с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости вдоль p-n перехода. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.118-126.

23. Botez D. Analytical approximation of the radiation confinement factor for the TE mode of a double heterojunction lasers. //IEEE J.Quant.

Electron.- 1978.- V.14, N⁴.- P.230-252.

24. Paoli T.P. Waveguiding in a stripe-geometry junction lasers. //IEEE J.Quant.Electron.- 1977.- V.13, N⁸.- P.662-668.

25. Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R. Modal analysis of separate-confinement heterojunction lasers with inhomogeneous cladding layers. //Opt.Lett.- 1983.- V.8, N⁵.- P.283-285.

26. Streifer W., Kapon E. Application of the equivalent-index method to DH diode lasers. //Appl.Opt.- 1979.- V.18, N²².- P.3724-3725.

27. Butler J.K., Evans G.A. Analysis of double-heterostructure and quantum-well lasers using effective index techniques. // Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.148-156.

28. Carrol J.E., White J.H., Maclean D. Self-consistent modal analysis of injection laser devices. //IEE Proc.- 1987.- V.A134, N⁸.- P.687-693.

29. Dumke W.P. The angular beam divergence in double- heterojunction lasers with very thin active regions. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N⁷.- P.400-402.

30. Botez D., Ettenberg M. Beamwidth approximations for the fundamental mode in a symmetric double-heterostructure lasers. //IEEE J. Quant.Electron.- 1978.- V.14, N¹¹.- P.827-830.

31. Botez D. Near and far-field analytical approximations for the fundamental mode in a symmetric waveguide DH lasers //RCA Rev.- 1978.- V.39, N⁴.- P.577-603.

32. Botez D. The effect of carrier-induced index depressions on fundamental-transverse-mode characteristics in DH laser structures. //RCA Rev.- 1978.- V.39, N¹.- P.23-32.

33. Инжекционные лазеры для волоконно-оптических линий связи /А.С.Логгинов, В.Е.Соловьев, Ю.Ф.Юльбердин, В.Г.Елевский . //Зарубежн.радиоэлектроника.- 1980.- N³.- С.41-53.

34. Дальнее поле получения поперечных мод в лазерных структурах с раздельным ограничением /И.Б.Петреску-Прахова, С.Лавану, М.Лепша, П.Михайловици //Квант.электрон.- 1988.- Т.15, N¹¹.- С.2214-2217.

35. Agrawal G.P. Effect of index antiguiding in the far-field distribution of stripe-geometry lasers. //Opt.Comm.- 1983.- V.47, N⁴.- P.283-287.

36. Паниш М.Б. Инжекционные гетеролазеры //ТИИЭР. - 1976.- Т.64, N¹⁰.- С.88-101.

37. Взаимодействие мод в автостабилизации одночастотной генерации в инжекционных лазерах /А.П.Богатов, П.Г.Еджеев, О.Г.

Охотников и др. //Квант. электрон.- 1983.- Т.10, №9.- С.1851-1865.

38. Henshal G.D., Whiteaway J.E.A. Single-heterojunction lasers characteristics at room temperature. //Electron.Lett.- 1974.- V.10.- P.326-329.

39. Елисеев П.Г. Исследование инжекционных квантовых генераторов //Тр.Физ.ин-та.- 1970.- Т.52.- С.3-118.

40. A GaAs-Al Ga As double heterostructure planar stripe laser. /H.Yonezu, I.Sakuma, K.Kobayashi et al. //Jap.J.Appl. Phys.- 1973.- V.12, №10.- P.1585-1592.

41. Волноводные свойства гетеролазеров на основе квантово-размерных напряженных структур в системе InGaAs/GaAs и особенности их спектра усиления / Э.В.Аржанов, А.П.Богатов, В.П.Коняев и др. //Квант.электрон.- 1994.- Т.21, №7.- С. 33-639.

42. Eitenberg M., Lockwood H.F. Low-threshold-current CW injection lasers. //Fiber and Integr.Opt.- 1979.- V.2, №1.- P.47-61.

43. Matthews M.R., Steventon A.G. Spectral and transient response of low-threshold proton-isolated (GaAl)As lasers. // Electron.Lett.- 1978.- V.14, №19.- P.649-659.

44. Double channel planar buried-heterostructure laser diode with effective current confinement. /J.Mito, M.Katamura, Ke.Kobayashi, Ko. Kobayashi //Electron.Lett.- 1982.- V.18, №2.- P.953-954.

45. Transverse mode stabilised AlGaAs/GaAs planoconvex waveguide laser made by a single-step liquide phase epitaxy. /Y.Ide, T.Furuse, I.Saruma, K.Nishida. //Appl.Phys.Lett.- 1980.- V.36, №2.- P.121-123.

46. Nonplanar large optical cavity GaAs/GaAlAs semiconductor laser. /R.D.Burnham, D.R.Scifres, W.Streifer, S.Peled. //Appl. Phys.Lett.- 1979.- V.35, №10.- P.734-736.

47. Scifres D.R., Streifer W., Burnham R.D. Leaky wave room-temperature double-heterostructure GaAs:GaAlAs diode laser. //Appl. Phys.Lett.- 1976.- V.29, №1.- P.23-25.

48. Botez D., Connolly J.C. Terraced heterostructure large- optical-cavity AlGaAs lasers for single-mode CW operation at high output power levels. //IEEE Trans.Electron.Dev.- 1982.- V.29, №10.- P.1671-1672.

49. Излучательные характеристики и диаграмма направленности кванторазмерных инжекционных лазеров в спектральной области 780 нм. /Е.И.Давыдова А.Е.Дракин, П.Г.Елисеев и др. //Квант. электрон.- 1992.- Т.19, №10.- С.1024-1031.

50. 60 mW CW single-mode GaAlAs triple-quantum-well laser with a new index guided structure. /O.Imafuji, T.Takayama, H.Sugiura et al.

//IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N°6.- P.1889- 1894.

51. GaInAsP/InP 1,48 mm high-power graded-confinement hetero-structure multiple-quantum-well laser diodes. /T.Namegaya, R.Katsumi, N.Iwai et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N°6.- P.1924-1931.

52. Распределение полей излучения и пространственная когерентность в ДГС-InGaAsP/InP-лазерах с радеальным ограничением. /Д.З.Гарбузов, Ю.В.Ильин, А.В.Овчинников и др. //Квант.электрон.- 1990.- Т.17, N°1.- С.14-16.

53. Very low threshold burried ridge structure lasers emitting at 1,3 mm grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition. /M.Razeghi, R.Blondeau, K.Kazmierski et al. //Appl.Phys.Lett.- 1985.- V.46, N°2.- P.131-132.

54. Performance characteristics of GaInAs/GaAs large-optical-cavity quantum well lasers. /N.K.Dutta, J.Jopata, P.R.Berger et al. //Electron. Lett.- 1991.- V.27, N°8.- P.680-682.

55. 150 mW fundamental-transverse-mode high-power CW operation of 670-nm window-structure laser diodes. /A.Satoshi, A.Yasuda, K.Kadoiwa et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N°6.- P.1874-1879.

56. Основы оптоэлектроники. /Я.Суэмацу, С.Катаока, К.Кисино и др.- М:Мир, 1988.- 288с.

57. Rossi J.A., Hsieh J.J., Heckscher H. The gain profile and time-delay effects in external-cavity-controlled GaAs lasers. //IEEE J.Quant. Electron.- 1975.- V.11, N°7.- P.538-545.

58. Salathe R.P. Diode lasers coupled to external resonators. //Appl. Phys.- 1979.- V.20, N°1.- P.1-18.

59. Bachert H., Bogatov A.P., Eliseev P.G. Grenzen der Modenselection in Halbleitern-lasern. //3 Int.Tag. 28.3-1.4 1977, Dresden, Laser und ihre Anwend. s.1, s.a.- P.212-214.

60. Сужение диаграммы направленности мощных инжекционных лазеров с широким контактом с помощью внешнего микроселектора. /В.В.Безотосный, В.П.Ковяев, Н.В.Маркова, Г.Г.Харисов // Квант.электрон.- 1994.- Т.21, N°1.- С.57-58.

61. High-power tunable operation of AlGaAs/GaAs quantum well lasers in an external grating cavity. /P.Gavrilovich, V.D.Smirnitakii, J.Bisberg, M.O'Neill //Appl.Phys.Lett.- 1991.- V.58, N°11.- P.1140-1142.

62. McCarthy N., Champagne J. Mode and supermode calculations for diode lasers and arrays with variable reflectivity or phase-conjugate mirrors. //Proc. 14th Congr.Int.Comm.Opt., Quebec, Aug.24-28, 1987, s.1 - 1987.- P.493-494.

63. GaInAsP/InP unstable resonator lasers. /H.Wang, J.J.Liu, M.Mittelstein et al. // Electron.Lett.- 1987.- V.23, N²⁸.- P.949-951.

64. Walpole J.N., Liao Z.L., Jap D. Diode lasers with cylindrical mirror facets and reduced beam divergence. //Top. Meet.Semicond.Lasers, Albuquerque, N²M., Febr.10-11, 1987. Summ.Pap.- Washington, D.C., 1987.- P.106-109.

65. High-power strained-layer tapered unstable resonator laser. /J. Walpole, E.S.Kintzer, S.R.Chinn S.R. et al. //Conf.Laser and Electro-Opt., Anaheim, Calif, May 10-15, 1992: CLEO'92. Summ.Pap.- Washington (D.C.), 1992.-P.338-340.

66. Transverse mode controlled wide-single-stripe lasers by loading modal filters. /K.Ikeda, K.Shigihara, T.Aoyagi et al. //Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.81-86.

67. 0,2W CW laser with twin-ridge substrate structure. /K.Hamada, M.Wada, H.Shimizu et al. //IEEE J.Quant. Electron.- 1985.- V.21, N²⁶.- P.623-628.

68. 0,2W CW laser with twin-ridge substrate structure. /K.Hamada, M.Wada, H.Shimizu et al. //9th IEEE Int.Semicond.Laser Conf., Rio de Janeiro, 7-10 Aug. 1984, Abstr.Pap., s.1, s.a.- P.34-35.

69. A very narrow-beam AlGaAs laser with a thin tapered-thickness active layer (T-laser). /T.Mirakami, K.Ohtaki, H.Matsubara et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1987.- V.23, N²⁶.- P.712-719.

70. A novel high-power laser structure with current-blocked regions near cavity facets. /T.Shibatani, M.Kume, K.Hamada et al. //IEEE J.Quant. Electron.- 1987.- V.23, N²⁶.- P.760-764.

71. High power and fundamental mode oscillating flared SBA lasers. /K.Shigihara, T.Aoyagi, S.Hinata et al. //Electron. Lett.- 1988.- V.24.- P.1182-1186.

72. High power AlGaAs buried heterostructure lasers with flared waveguides. /D.F.Welch, P.S.Cross, D.R.Scifres D.R. et al. //Appl.Phys. Lett.- 1987.- V.50, N²⁵.- P.233-235.

73. Broad-area tandem semiconductor laser. /T.R.Chen, D.Mehiys, J.N.Zhuang et al. //Appl.Phys.Lett.- 1988.- V.53, N²¹⁶.- P.1468-1470.

74. Nakatsuka S., Tatsuno K. Fundamental lateral-mode operation in broad-area lasers having built-in lens-like refractive index distributions. //Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.87-91.

75. Method for tailoring the two-dimensional spatial gain distribution in optoelectronic devices and its application to tailored gain broad area semiconductor lasers capable of high power operation with very narrow single

lobed far field patterns. /C.P.Lindsey, A.Yariv //Пат. США N°4791646, МКИ Н 01 S 3/19, заявл. 23.11.87, N°129375, опубли. 13.12.88.

76. Antiresonant reflecting optical waveguide-type, single-mode diode lasers. /L.J.Mawst, D.Botez, C.Zmudzinski, C.Tu // Appl.Phys.Lett.-1992.- V.61, N°5.- P.503-505.

77. Botez D. High-power single-mode semiconductor diode lasers. //Int.Electron.Dev.Meet., Washington, Dec.7-9, 1981. Techn.Dig.Pap.- New York, N.Y., 1981.- P.447-451.

78. Narrow perpendicular divergence angle QW lasers. / T.M.Cockerill, J.Honing, T.A.Detemple, J.J.Coleman. //Conf.Lasers and Electro-Opt., Anaheim, Calif., May 10-15, 1992: CLEO'92 Summ.Pap.- Washington (D.C.), 1992.- P.296-298.

79. Капаринов Р.Ф., Сурис Р.А. Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на активной поверхности. //ФТП.- 1972.- Т.6, N°7.- С.3-6.

80. Integrated grating output coupler in diode lasers. /D.R.Scifres, R.D.Burnham. //Пат.США N°4006432, МКИ Н 01 S 3/19, 3/81, заявл. 15.10.74, N°515120, опубли. 1.02.77.

81. Zory P., Comerford L.P. Grating-coupled double- heterostructure AlGaAs diode lasers. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N°7.- P.451-457.

82. Scifres P.R., Burnham R.D., Streifer W. Distributed Bragg reflector lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1975.- V.26, N°2.- P.48-51.

83. Semiconductor laser with the light output through the diffraction grating on the surface of the waveguide layers. /Zh.I.Alferov, V.M.Andreev, S.A.Gurevich et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N°7.- P.449-451.

84. Scifres D.R., Burnham R.D., Streifer W. Grating-coupled GaAs single heterostructure ring laser. //Appl.Phys.Lett.- 1976.- V.28, N°11.- P.681-683.

85. Лазеры с распределенной обратной связью. /В.Н.Лукьянов, А.Г.Семенов, Н.В.Шелков, С.В.Якубович //Квант.электрон.- 1975.- Т.2, N°11.- С.2373-2399.

86. Toda M. Proposed cross grating single-mode DFB laser. // IEEE J.Quant.Electron.- 1992.- V.28, N°7.- P.1653-1662.

87. Елисеев П.Г. Коммуникационные лазеры. //Тр.физ.ин-та.- 1992.- Т.216.- С.3-55.

88. Low resistance and large current range CW single-mode top surface-emitting laser with small window. /Guotong Du, Fanghai Zhao,

Xiaobai Zhang et al. //Opt. and Quant. Electron.- 1993.- V.25, N¹⁰.- P.745-749.

89. Koch A., Gornik E. Strongly directional emission from AlGaAs/GaAs light-emitting diodes. //Appl.Phys.Lett.- 1990.- V.57, N²².- P.2327-2329.

90. Уменьшение расходомости излучения инжекционного лазера путем возбуждения неволноводных мод. /А.П.Богатов, П.Г.Елисеев, М.А.Манько и др. //Квант.электр.- 1979.- Т.6, N¹².- С.2639-2641.

91 Semiconductor laser device. /Т.Кuroda, Т.Кajimura, Y. Kashiwada et al. //Пат.США N⁴⁴³²⁰⁹¹, МКИ H 01 S 3/19, заявл.25.01.82, N²³⁴²³⁵⁷, опубли. 14.02.84.

92. Nonwaveguide-mode semiconductor injection lasers. / A.P.Bogotov, P.G.Eliseev, M.A.Manko et al. //Proc. IEEE.- 1982.- V.129, pt.1, N²⁶.- P.252-255.

93. Lindsey C.P., Mehuys D., Yariv A. Linear tailored gain broad area semiconductor laser. //IEEE J.Quant.Electron.- 1987.- V.23, N⁶.- P.775-787.

94. Lateral beam collimation of a phased array semiconductor laser. /D.R.Scifres, R.D.Burnham, W.Streifer, M.Bernstein. //Appl.Phys Lett.- 1982.- V.41, N²⁷.- P.614-616.

95. Verdiell J.M., Frey R. A broad-area mode-coupling model for multiple-stripe semiconductor lasers. //IEEE J.Quant. Electron.- 1990.- V.26, N².- P.270-279.

96. Stable quasi 0 phase mode operation in a laser array diode nearly aligned with a phase shifter. /M.Taneya, M.Matsumoto, S.Matsui et al. //Appl.Phys.Lett.- 1987.- V.50, N¹³.- P.783-785.

97. Semiconductor laser with adjustable light beam. / J.M.Hammer //Пат.США N⁸⁶⁰⁴⁴⁷, МКИ H 01 S 3/98, заявл. 7.05.86, опубли. 3.12.91.

98. Chirped arrays of diode lasers for supermode control. //Appl. Phys.Lett.- 1984.-V.45, N³.- P.200-202.

99. Phase-locked operation of coupled pairs of grating surface emitting diode lasers. /J.M.Hammer, N.M.Carlon, J.A.Evans et al. //Appl. Phys.Lett.- 1987.- V.50, N¹¹.- P.659-661.

100. Бакин В.А., Кочарян В.Д., Ривлин А.А. Температурная зависимость порогового тока и направленности излучения в гетеролазерах с плавным волноводным слоем. //Письма в ЖТФ.- 1982.- Т.8, N⁸.- С.9.

101. Влияние температуры на угловое распределение излучения полупроводниковых гетеролазеров. /С.Д.Жарников, И.С.Манах,

Ю.В.Пучин, А.Ф.Шилов А.Ф. //Импульсная фотометрия.- Л.: Машиностроение, 1986.- вып.9.- С.92-95.

102. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Махсудов Б.И. Влияние температуры на диаграмму направленности InGaAsP-гетеролазеров. //Квант. электрон.- 1988.- Т.15, №2.- С.253-258.

103. Пространственное распределение излучения инжекционных гетеролазеров. /С.Д.Жарников, И.С.Манах, Ю.В.Пучин, А.Ф.Шилов. //Фотометрия и метрол.обеспеч.: Теорисы докл. 5-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1984.- С.159.

104. Инжекционные лазеры на основе гетероструктур AlGaAsSb/GaSb и InGaAsSb/GaSb. /Л.М.Долгинов, А.Е.Дракин, Л.В.Дружинина и др. //Инжекционные лазеры. Тр.фио.ин-та - М.:Наука, 1983.- Т.141.- С.46-62.

105. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyoungh A. Comprehensive modeling of diode arrays and broad-area devices with applications to lateral index tailoring. //IEEE J.Quant. Electron.- 1988.- V.24, №1.- P.2136-2152.

106. Диаграммы направленности лазеров на двухсторонней гетероструктуре при высокочастотной модуляции. /С.Д.Жарников, И.А.Малевич, И.С.Манах, А.Ф.Шилов. // Физика полупроводниковых лазеров.: Теодокл.Респ.науч.конф., Вильнюс, 30.05-1.06.89.- Вильнюс, 1989.- С.201-202.