

4. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Белкова Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 2. С. 23 (Moscow University Phys. Bull. 2002. No. 2. P. 26).
5. Ryding G., Betz H.D., Wittkower A.B. // Phys. Rev. Lett. 1970. **24**. P. 123.
6. Woods C.J., Sofield C.J., Cowern N.B.E. et al. // J. Phys. B. 1984. **17**. P. 867.

7. Gaillard V.J., Poizat C.J., Ratkowski A. et al. // Phys. Rev. 1977. **A16**. P. 2323.
8. Shima K., Kuno N., Yamanouchi M. // Phys. Rev. 1989. **A40**. P. 3557.
9. Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1986. **B17**. P. 97.

Поступила в редакцию
16.12.02

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.417.2:621.3.038.825.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВЫХ ЧИП-ЛАЗЕРАХ

Д. А. Алешин, Н. В. Кравцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

E-mail: aljoshin@mtu-net.ru

В работе теоретически рассматриваются особенности возбуждения волн с линейной поляризацией в кольцевых чип-лазерах как с плоской, так и неплоской геометрией.

Введение

Современные твердотельные чип-лазеры (твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой) широко применяются как в фундаментальной науке, так и в технике [1]. Применение твердотельных лазеров в таких областях, как когерентная оптическая связь, дистанционная диагностика окружающей среды, прецизионные оптические измерения, метрология, лазерная гироскопия, голография, интерферометрия и другие предъявляет высокие требования к амплитудной, частотной и поляризационной стабильности генерируемого излучения.

Поэтому оптимизация характеристик чип-лазеров — расширение функциональных возможностей и разработка методов управления режимами их работы — по-прежнему остается актуальной проблемой.

Особенно большой интерес вызывают монолитные кольцевые лазеры (кольцевые чип-лазеры). В них достаточно просто реализуется как одночастотный режим бегущей волны, так и автомодуляционный режим первого рода [2], имеющие большое прикладное значение.

Одной из актуальных задач является расчет параметров резонатора кольцевого чип-лазера, необходимых для получения выходного излучения с заданными характеристиками, и, в частности, для получения линейно поляризованного излучения. Именно этой задаче и посвящена настоящая работа.

Кольцевой монолитный чип-лазер представляет собой сложную многогранную призму, изготовленную из оптически однородного кристалла (например, из YAG:Nd³⁺). В таком лазере кристалл од-

новременно является активной средой, взаимным и невзаимным оптическим элементом и резонатором. Конфигурация кристалла выбирается таким образом, чтобы круговой ход луча обеспечивался полным внутренним отражением от его плоских граней и частично пропускающего селективного зеркала, нанесенного на сферическую грань кристалла, обеспечивающую устойчивость кольцевого резонатора. Излучение накачки поступает в призму через эту грань. Подробные описания конструкций чип-лазеров приведены в [1]. В общем случае резонатор кольцевого чип-лазера является неплоским.

Расчет характеристик резонатора обычно проводится с помощью матриц Джонса [3–5]. Траектория лучей в кольцевом резонаторе показана на рис. 1. Ход луча задается четырьмя отражающими поверхностями, векторы нормали которых в общем случае некомпланарны. Двухгранный угол β (угол между плоскостями ABD и BCD) характеризует неплоскость резонатора. В точках B , C и D , лежащих на плоских гранях призмы, имеет место полное внутреннее отражение. Точка A находится на сферической поверхности, на которую напылено

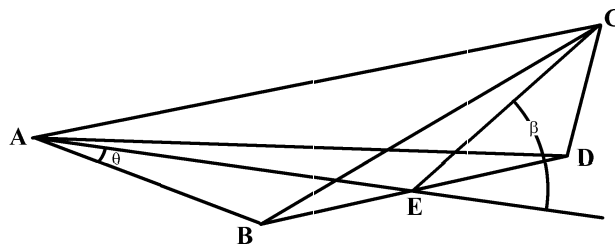


Рис. 1. Схема хода лучей в неплоском резонаторе кольцевого чип-лазера

многослойное диэлектрическое селективное зеркало, имеющее высокий коэффициент отражения на длине волны генерации и высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки. Кривизна этой поверхности определяет условие устойчивости резонатора и пространственные характеристики выходного излучения.

Геометрически путь луча в резонаторе (в предположении его симметрии относительно плоскости, проходящей через точки A , E и C) состоит из двух равнобедренных треугольников ABD и BCD с одной общей стороной BD . Для того чтобы полностью определить траекторию лучей в резонаторе, необходимо задать угол θ и длины отрезков AE и CE . Для полного определения характеристик выходного излучения необходимо учесть изменение характеристик излучения при отражении от сферической зеркальной поверхности в точке A : задать коэффициенты отражения и сдвиги фаз для волн s - и p -поляризации. В общем случае также необходимо знать радиус кривизны сферической поверхности (для учета расходимости выходного излучения).

Методика расчета

При расчетах предполагалось, что параметры среды однородны и изотропны. Эффекты, связанные с возбуждением активной среды, не учитывались. В расчет принимались только анизотропные потери на выходном зеркале и анизотропные фазовые набеги, возникающие при полных внутренних отражениях.

Для анализа характеристик кольцевого чип-лазера необходимо записать матрицы Джонса кругового обхода резонатора. Используемые в данной работе системы координат и методика построения матриц Джонса кругового обхода резонатора традиционны и детально изложены в работе [4]. В этих координатах матрицы Джонса отражения от зеркала и граней имеют диагональный вид и одинаковы для встречных волн:

$$M_A = \begin{bmatrix} r_p \exp(i\pi/2) & 0 \\ 0 & r_s \exp(-i\pi/2) \end{bmatrix} = r_s \begin{bmatrix} i\rho & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix},$$

$$M_j = \begin{bmatrix} \exp(i\Delta_j/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta_j/2) \end{bmatrix},$$

где r_s и r_p — модули коэффициентов отражения для s - и p -поляризаций ($\rho = r_p/r_s \leq 1$ — относительный коэффициент отражения); Δ_j — фазовый сдвиг в результате полного внутреннего отражения в j -й вершине.

Стартуя от плоскости выходного зеркала, можно получить следующие матрицы кругового обхода ре-

зонатора для встречных волн:

$$M^+ = M_A R(\theta_{AB}) M_B R(-\theta_{BC}) M_C R(\theta_{BC}) \times \\ \times M_B R(-\theta_{AB}), \quad (1)$$

$$M^- = R(-\theta_{AB}) M_B R(\theta_{BC}) M_C R(-\theta_{BC}) \times \\ \times M_B R(\theta_{AB}) M_A,$$

где $R(\alpha)$ — матрица поворота поляризации на угол α ; θ_{AB} , θ_{BC} — углы между плоскостями падения в вершинах A , B и B , C соответственно. В отсутствие невзаимности резонатора $M^+ = M^-$.

Итак, геометрия хода лучей в резонаторе обладает тремя степенями свободы: два параметра для задания двух равнобедренных треугольников и один параметр, характеризующий неплоскостность резонатора. Для полного определения характеристик выходного излучения, включая его поляризацию, необходимо задать еще один параметр, описывающий отражение световых волн от диэлектрического зеркала в точке A . В качестве такого параметра целесообразно использовать отношение $\rho = r_p/r_s$ ($0 \leq \rho \leq 1$). Таким образом, полное описание характеристик выходного излучения кольцевого чип-лазера возможно с помощью следующих четырех параметров: $k = AE/CE$, θ , β и ρ .

Известно, что в плоском кольцевом лазере поляризация мод линейна. При отклонении значения β от 0 резонатор перестает быть плоским, и, следовательно, поляризация мод резонатора в общем случае перестает быть линейной. Проанализируем зависимость характера поляризации выходного излучения от параметров резонатора.

Пусть $a(b)$ — большая (малая) полуось эллипса поляризации. Эллиптичность излучения $\varepsilon = b/a$, ($0 \leq b/a \leq 1$). В случае линейной поляризации $\varepsilon = 0$, круговой — $\varepsilon = 1$.

Расчет

Найдем условия возбуждения волн с линейной поляризацией в неплоском ($\beta \neq 0$) кольцевом резонаторе (значения ε рассчитываются с помощью формул, приведенных в [4]). Для этого будем рассматривать ε как функцию четырех аргументов: k , θ , β , ρ . Зафиксировав значения k , θ и ρ , будем рассматривать ε как функцию только угла β . Выясним, как будет изменяться зависимость $\varepsilon(\beta)$ при изменении k , θ и ρ .

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. Из этих расчетов очевидно, что изменение ρ при фиксированных значениях k и θ не меняет поведения функции (положения точек, где $\varepsilon(\beta \neq 0) = 0$ не меняется), а изменение k или θ ведет к изменению характера поведения функции $\varepsilon(\beta)$. Таким образом, при поиске конфигураций резонатора, при которых моды резонатора линейно поляризованы (т. е. $\varepsilon = 0$), можно считать, что значение $\rho \neq 0$ не влияет на конечный результат.

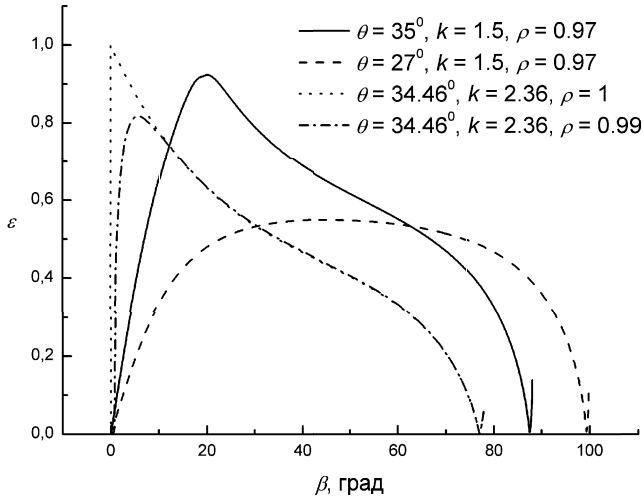


Рис. 2. Зависимости эллиптичности ε излучения от угла неплоскостности β при различных значениях параметров резонатора

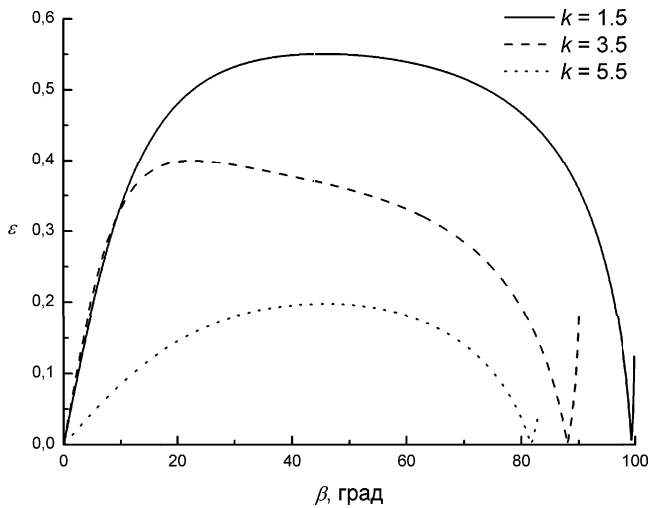


Рис. 3. Зависимости эллиптичности ε излучения от угла неплоскостности β при трех значениях k : $k = 1.5$, $k = 3.5$ и $k = 5.5$ ($\theta = 27^\circ, \rho = 0.97$)

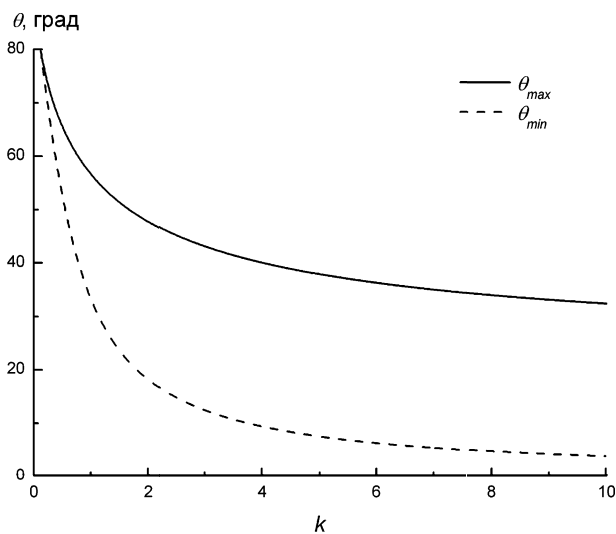


Рис. 4. Зависимости значений верхней θ_{\max} и нижней θ_{\min} границ области определения функции $\beta_0(\theta)$ от k

Далее расчет будем производить следующим образом: зафиксируем значение k и положим $\beta = 0$. Используя условия полного внутреннего отражения в точках B, C и D , найдем максимальное и минимальное для плоского резонатора значение угла θ . Для каждого значения угла $\theta \in [\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, где данный диапазон значений θ отвечает конкретному значению k (рис. 4), исходя из тех же условий, найдем максимальное значение угла β . Из условий полного внутреннего отражения в рассматриваемом резонаторе легко получить выражение для β_{\max} как функции n, k и θ (n — показатель преломления кристалла):

$$\beta_{\max} = \pi - \arccos \left(\frac{\cos(2\theta_{CR}) \sqrt{1+k^2 \operatorname{tg}(\theta)^2} - k \sin(\theta) \operatorname{tg}(\theta)}{\cos(\theta)} \right), \quad (2)$$

где $\theta \in [\theta_{\min}(k), \theta_{\max}(k)]$ и $\theta_{CR} = \arcsin(\frac{1}{n})$ — угол полного внутреннего отражения на гранях кристалла.

Далее при заданных k и θ в диапазоне углов $\beta \in (0, \beta_{\max}]$ будем численно искать значение $\beta = \beta_0$ при $\varepsilon(\beta_0) = 0$.

Задавая значение k и производя такой расчет для каждого $\theta \in [\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, получим функцию $\beta_0(\theta)$, определенную на отрезке $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$. Предполагается, что границы этого отрезка являются функциями только k , а β_{\max} является функцией как k , так и θ .

Исходя из вышесказанного, можно определить, при каких условиях в неплоском резонаторе возможно состояние с линейной поляризацией. Из зависимостей, представленных на рис. 5, видно, что при фиксированном k значение угла неплоскостности, отвечающее состоянию с линейной поляризацией, сдвигается в сторону меньших углов по мере увеличения угла θ . Также видно, что при уменьшении

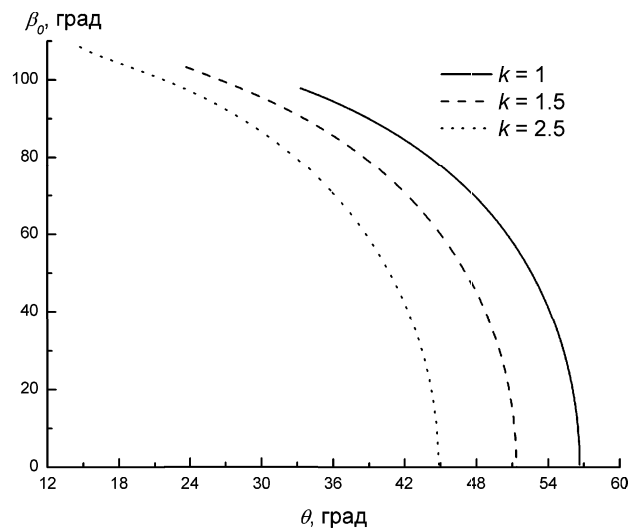


Рис. 5. Зависимости значений β_0 от θ при нескольких значениях k : $k = 1$, $k = 1.5$ и $k = 2.5$

значения k кривые зависимости $\beta_0(\theta)$ смещаются вправо. Аналогичное поведение демонстрируют и кривые $\beta_{\max}(\theta)$. Соответственно смещение кривых влево отвечает увеличению значения k . Следует отметить, что форма кривых при разных k изменяется: по мере увеличения k кривая начинает быстрее убывать. Такое поведение понятно, так как по мере увеличения k и роста θ резонатор начинает все меньше и меньше отличаться от плоского.

Исследование показало, что кривые зависимости $\beta_{\max}(\theta)$ смещаются вправо по мере увеличения k быстрее, чем кривые зависимости $\beta_0(\theta)$. При $k_{CR} = 1$ данные кривые совпадают: $\beta_0(\theta) = \beta_{\max}(\theta)$. Последнее равенство легко доказать: для этого, полагая $\beta = \beta_{\max}$, следует построить матрицу резонатора методом, описанным выше, и убедиться, что эта результирующая матрица (1) будет диагональной. А из диагональности результирующей матрицы следует линейность поляризации мод резонатора [4]. Таким образом, полагая $k = 1$, $n = 1.82$, из формулы (2) получим для данного случая зависимость $\beta_0(\theta)$ при $\theta \in [33.33^\circ, 56.67^\circ]$ в явном виде. При дальнейшем уменьшении значения k кривая $\beta_0(\theta)$ будет располагаться левее кривой $\beta_{\max}(\theta)$, т. е. в неплоском резонаторе с отношением $k < k_{CR}$ возбуждение волн с линейной поляризацией будет невозможно при любых допустимых значениях $\beta \neq 0$.

Из проведенных расчетов следует, что при определенных параметрах резонатора даже очень малое отклонение β от нуля приводит к появлению весьма заметной эллиптичности излучения. Из зависимостей, представленных на рис. 2, наиболее резкое изменение эллиптичности вблизи $\beta = 0$ наблюдается для случая, отвечающего следующим значениям параметров резонатора: $k = 2.36$, $\theta = 34.46$, $\rho = 1$. В данном случае эллиптичность возрастает по мере увеличения β и при $\beta = 0.101^\circ$ достигает максимального значения $\varepsilon = 1$, затем убывает и при $\beta = 77.03^\circ$ обращается в нуль. При дальнейшем увеличении β до β_{\max} эллиптичность снова возрастает. Стоит также отметить тот факт, что вблизи точки $\beta = 77.03^\circ$ эллиптичность зависит от

β не так резко, как вблизи нуля. Полагая, что в правой полуокрестности точек $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 77.03^\circ$ эллиптичность линейно зависит от β , можно приближенно определить значение производной $d\varepsilon/d\beta$ на малом промежутке вблизи этих точек: вблизи $\beta = 0^\circ$ $d\varepsilon/d\beta \approx 1860$ град $^{-1}$, а вблизи $\beta = 77.03^\circ$ $d\varepsilon/d\beta \approx 0.06$ град $^{-1}$.

Выводы

Таким образом, в настоящей работе показано, что при определенной геометрии резонатора в кольцевом чип-лазере возможно возбуждение встречных волн с линейной поляризацией. Получено необходимое условие существования таких волн: $k \geq 1$. При фиксированном значении k значения углов θ и β ограничены условиями существования полного внутреннего отражения на гранях призмы. Значение угла θ ограничено как сверху, так и снизу, а угол β ограничен лишь сверху. При условии $k \geq 1$, $\theta \in [\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ возможно существование такого $\beta_0 \in (0, \beta_{\max}]$, при котором $\varepsilon(\beta_0) = 0$.

Обнаружено, что при определенных параметрах резонатора эллиптичность излучения вблизи точек $\beta = 0^\circ$ и $\beta = \beta_0$ резко зависит от β , причем вблизи нуля зависимость более резкая.

Работа поддержана РФФИ (грант 02-02-16391).

Литература

1. Кравцов Н.В. // Квант. электроника. 2001. **31**, № 8. С. 661.
2. Доценко А.В., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В. и др. // Квант. электроника. 1985. **12**, № 2. С. 383.
3. Hurwitz H. Jr., Jones R.C. // J. Opt. Soc. Am. 1941. **31**. P. 494.
4. Nilsson A.C., Gustafson E.K., Byer R.L. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. **25**, No 4. P. 767.
5. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М. 1978.

Поступила в редакцию
15.11.02