

# 激光二极管抽运非平面单向行波环形腔 单频固体激光器的设计\*

吴克瑛 魏光辉 赵长明 史俊峰

(北京理工大学光学工程系, 北京 100081)

**摘 要** 激光二极管抽运的单块非平面环形腔固体激光器具有结构稳固、效率高等优点, 在一定的纵向磁场作用下, 可形成单向行波振荡, 纵向抽运时就可得到较高功率的单频输出, 有广泛的应用前景。文中在详细讨论了非平面单向行波环形腔形成单频的原理基础上, 研究了国际上流行的“三角形”单块非平面环形腔, 并用此种腔型得到 270 mW 的基横模单纵模  $1.06 \mu\text{m}$  激光; 同时提出了所设计的非平面环形腔——“梯形环形腔”和“角锥棱镜式环形腔”。由于它们工作原理相近, 统称它们为“泛三角形非平面单向行波环形腔”。

**关键词** 单频, 激光二极管, 抽运。

## 1 引 言

激光二极管抽运固体激光器(DPSSL)以结构紧凑、高效率、长寿命、热扰小、稳定度高的技术优势成为国内外研究的热点。半导体激光器抽运的非平面单向行波环形腔固体激光器结构简单, 可得到高功率的单频连续激光输出, 并有较好的功率稳定性和频率稳定性, 在一维和三维激光雷达、空间光通信及光谱测量等各个方面有广泛的应用前景。

熟知的平面型单向行波环形腔中, 单向器(又称“光学二极管”)由偏振器、二分之一波片和法拉第磁光旋转器组成。非平面行波环形腔获得单向行波的原理与其相似, 是利用光波在腔内不同空间取向的全反射面上的相位延迟、由外加磁场引入的法拉第旋光效应及输出耦合面的偏振特性构成光学单向器, 消除增益空间烧孔, 保证单纵模输出。可单块化是这种激光器的特点, 它能得到较高效率的单频输出。

## 2 几种非平面环形激光腔的设计

非平面单向行波环形激光谐振腔的原理光路如图 1(a)所示,  $AB-BC-CD-DA-AA'$  构成非平面光线环路,  $B$ 、 $C$ 、 $D$  点反射面的空间变化将导致其  $s-p$  偏振坐标系的变化, 可用图 1(b)表示:  $BP_1$ 、 $CB$  分别表示  $AB$  方向传播时相对  $A$  点反射面和  $B$  点反射面的  $p$  偏振方向,  $DP_2$ 、 $CD$  分别表示  $DA'$  向传播时相对  $A'$  点反射面和  $D$  点反射面的  $p$  偏振方向。由于反射面

\* 博士点基金资助课题。

收稿日期: 1998-11-30; 收到修改稿日期: 1999-05-07

$ABC$ 、 $A'DC$  垂直于反射面  $BCD$ ,  $B$  到  $C$  再到  $D$  的两次坐标变换可以还原。沿图 1(a) 所示光线传播方向用右手坐标系。由于结构对称, 设  $BP_1$  到  $CB$  坐标变换角分别为  $+\alpha$ , 则  $CD$  到  $DP_2$  的坐标变换角分别为  $-\alpha$ 。沿  $AB$  方向加一均匀磁场, 使  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A'$  传播时, 磁致旋转可补偿坐标变换的影响, 即  $BP_1$  旋转到  $CB$  方向,  $CD$  旋转到  $BP_2$  方向, 使  $A$  点反射面  $s$ 、 $p$  线偏光传播一周后偏振态还原, 可以谐振。而磁场不变, 光线反向沿  $A' \rightarrow D \rightarrow C \rightarrow B \rightarrow A$  传播时, 由于磁致旋转的特性,  $DP_2$  和  $CB$  向远离  $CD$ 、 $BP_1$  的方向旋转。反而增加了坐标变换的影响,  $s$ 、 $p$  偏光不能还原。

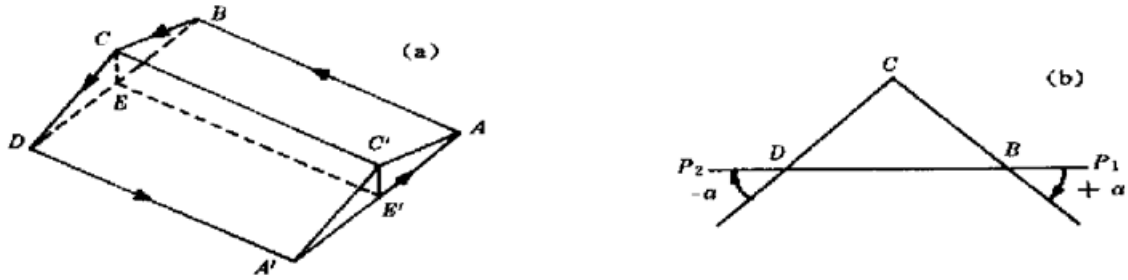


Fig. 1 Figures of nonplanar ring cavity's principles

一般情况下,  $AB$ 、 $A'D$  不一定平行, 磁场也不一定完全补偿各反射面的空间变化引入的坐标变换和相位延迟, 但磁场的作用使正向和反向传播的光线具有不同的本征偏振态和本征值, 可通过输出耦合面对不同偏光的反射/透射系数的选择设计, 只让一个旋向的单一偏振态起振而实现单向行波振荡。

在右手坐标系中用琼斯矩阵表示沿正向  $A \rightarrow B \rightarrow \dots \rightarrow A' \rightarrow A$  传播的光线的偏振态变化:

$$J_+ = \begin{bmatrix} r_s & 0 \\ 0 & r_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(-j\Delta\Psi_B/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\Psi_B/2) \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(-j\Delta\Psi_C/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\Psi_C/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} \exp(-j\Delta\Psi_B/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\Psi_B/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中  $-\beta$ 、 $+\beta$  表示  $B$  点、 $D$  点反射面坐标系相对于  $C$  点反射面坐标系的转角即平面  $BCD$  和平面  $ABC$ 、 $A'DC$  的夹角,  $\gamma$  表示磁致旋角, 全反射引起的相移差  $\Delta\Psi$  为:

$$\tan \frac{\Delta\Psi}{2} = \tan \left( \frac{\Psi_p - \Psi_s}{2} \right) = \frac{-\cos \theta_i \sqrt{\sin^2 \theta_i - 1/n^2}}{\sin^2 \theta_i}, \quad (2)$$

$\theta_i (i = B, C, D, \dots)$  表示在  $B$ 、 $C$ 、 $D$  全反射点的光线入射角,  $n$  为介质折射率。反向传播  $A' \rightarrow D \rightarrow \dots \rightarrow A \rightarrow A'$  时若采用左手坐标系, 琼斯矩阵中除表示磁致旋转的角度变负外其余不变。 $r_s$  和  $r_p$  表示  $s$  偏振光、 $p$  偏振光在介质膜的振幅反射率。当  $r_s < 1$ 、 $r_p < 1$  且  $r_s \neq r_p$ , 将使各本征偏振态的本征值的模不相等且都小于 1。本征值的模越大, 表示此本征偏振光在激光腔中的损耗越小, 就越容易起振, 而达到检偏的目的。

非平面环形腔结构形式多样, 可做成单块或准单块结构, 抽运方式灵活, 可用激光二极管端面抽运或侧面抽运。图 1(a) 中的  $AB$ 、 $A'D$  既可平行又可相交于一点, 构成本文所述的三角形、倒三角形和角锥棱镜式单块(准单块)行波环形腔。由于它们的工作原理相似, 称这类腔为“泛三角形非平面单向行波环形腔”。下面逐一进行讨论。

### 2.1 三角形环形腔

目前国际上流行的单块非平面单向行波环形腔可看作图 1(a) 的 A、A' 点重合于一点, 称其为三角形环形腔。美国<sup>[1]</sup>和德国<sup>[2~4]</sup>对此种激光器已进行了很多研究, 技术比较成熟, 但我国做得还很少。

单块三角形环形腔如图 2 所示。A 点既是抽运光的入射点, 又是振荡激光的输出点, A 点的介质膜不仅要 808 nm 高透还要对 1.06 μm 的 s 光和 p 光有不同的透射率, 以起到检偏的作用。光在 B、C 和 D 点全反射。

三角形环形腔的琼斯矩阵与前述(1)式非常吻合,  $J_+$  可简化为

$$J_+ = \begin{bmatrix} r_s & 0 \\ 0 & r_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ B & A^* \end{bmatrix}$$

的形式。若使正向传播的本征偏振光为线偏振 s 光和 p 光, 则需  $B = 0$ , 由(1)式计算可得

$$\tan(2\alpha - 2\gamma) = \frac{\sin 2\beta \sin \frac{\Delta\Psi_C}{2}}{\sin \frac{\Delta\Psi_C}{2} \cos 2\beta \cos \Delta\Psi_B + \cos \frac{\Delta\Psi_C}{2} \sin \Delta\Psi_B} \tag{3}$$

(3) 式可解得线偏光输出所需磁场大小。

图 3 所示为一定结构参数的三角形环形腔中光波沿反向(顺时针 C. W.) 和正向(逆时针 C. C. W.) 传播, 各旋向本征偏振光的本征值模的平方  $|\lambda_{C.W.(1,2)}|^2$ 、 $|\lambda_{C.C.W.(1,2)}|^2$  与磁致旋角  $\gamma$  的变化关系。本征值模的平方表示偏振光在谐振腔内传播一周的能量(功率)传播系数,  $1 - |\lambda|^2$  表示损耗。此种腔形下, 磁致旋角  $\gamma = 20.465^\circ$  时, 正向传播本征偏振光为 s 光和 p 光, 反向传播的本征偏振光为两种椭圆偏光, 通过模式竞争输出 s 偏振态的单频激光。

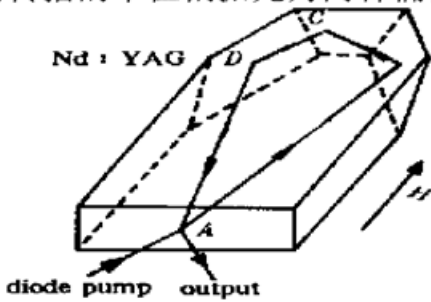


Fig. 2 Triangle ring laser

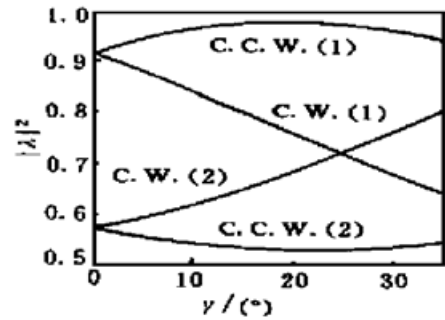


Fig. 3 Mode square of eigenvalue dependence on magnetic field in triangle ring cavity

我们已经在实验室获得由 Nd·YAG 三角形单块非平面环形激光器输出的基横模、单纵模 1.06 μm 单频激光, 当激光二极管抽运功率约为 1.6 W 时, 单频激光输出功率达 270 mW, 系统光-光效率在 15% 以上。输出为椭圆偏振光, 其长短轴光强比约为 60。输出光束的  $M^2$  约为 1.2。图 4 为 CCD 测到的输出激光光斑。图 5 为用平-平腔频率扫描仪测出的振荡激光频谱。频谱仪细度数约为 16, 自由光谱区约为 15 GHz。由于所用单块激光器的纵模间隔约为 5.5 GHz, 频谱仪足够判断激光是否单纵模运转。由图 5 看出三角形环形腔输出单纵模激光。图 6 为功率计探测的振荡激光-抽运入射光功率曲线。



Fig. 4 Laser spot detected by CCD

由于得到 s 向、p 向线偏振光所需的磁致旋角比较大, 在用 Nd·YAG 这种韦尔代(Verdet)常数小(约为  $103^\circ/\text{T} \cdot \text{m}$ )<sup>[2]</sup>的材料时

因需要极大磁场而难以实现。可用磁光玻璃与增益介质分离的方法达到大的磁致旋角。正、反向传播本征光的损耗差达到最大点所需的磁致旋角及本征光为线偏光所需的磁致旋角大小与三角腔的参数选择有关。究竟多大的损耗差可保证大功率的单频输出，有待于实验的证实。

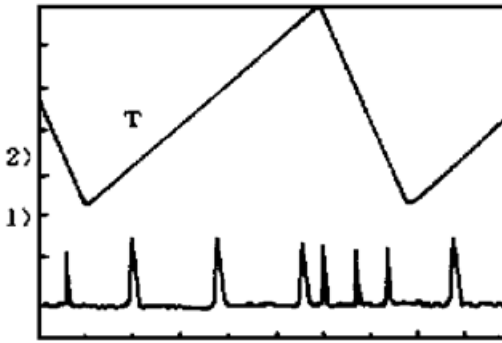


Fig. 5 Triangle ring laser spectrum

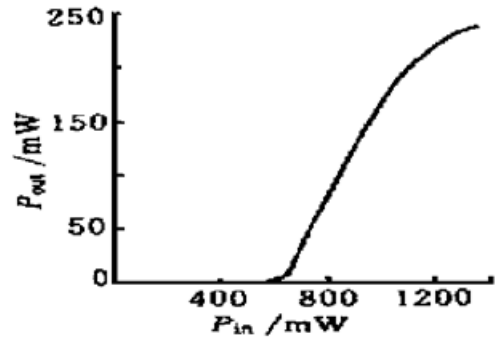


Fig. 6 Output laser power vs input LD power

### 2.2 倒三角梯形环形腔

我们提出的“倒三角梯形环形腔”的光路如图 7 所示。BA'、DA'' 可看作三角腔中 AB、AD 的反向延长线。梯形腔产生单频的原理与三角腔相同，因此其琼斯矩阵与三角形腔的相似，通过计算琼斯矩阵可得到线偏振光为本征光所需磁致转角  $\gamma'$  与其它参数的关系为：

$$\tan (2\alpha - 2\gamma') = \frac{-\sin 2\beta \sin \frac{\Delta\Psi_C}{2}}{\sin \frac{\Delta\Psi_C}{2} \cos 2\beta \cos \Delta\Psi'_B + \cos \frac{\Delta\Psi_C}{2} \sin \Delta\Psi'_B} \quad (4)$$

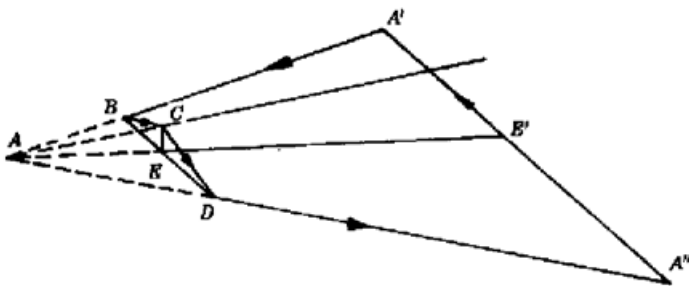


Fig. 7 Ray trace in the inverse triangle ladder-shaped ring cavity

图 7 中 B、D 点的全反射角仍然相等但其值与三角腔的不同，由全反射引入的相移差用  $\Delta\Psi'_B$  表示。(4) 式中负号由 A'B、A''D 与 AB、AD 反向引起。

此种腔型较三角腔优越之处在于：

- 1) 可适当增加 EE'，以增加磁场作用的长度；
- 2) 由于振荡激光不是无限细，在三角腔 A 点较小的反射角使 A 点附近的振荡光形成部分空间烧孔而限制单频输出的功率<sup>[5, 6]</sup>，梯形腔 A' 和 A'' 的反射角比较大，部分空间烧孔效应可不予考虑；

3) 可以在 A' 和 A'' 之间灵活地安排出射光和抽运光的位置，也可侧向抽运；

4) 可选择梯形腔参数使在准单块结构下，光线以布儒斯特角从 Nd:YAG 出射，而省去镀膜偏振膜。缺点在于要求 A'、A'' 两处反射面的角度有高精度以使光线环绕，准单块或分离腔型结构可能是解决问题的途径。

### 2.3 角锥棱镜式环形腔

另一种非平面环形腔源于角锥棱镜的启发。角锥棱镜可看作是正方体的一角，其俯视图如图 8 所示。底面  $\Delta BDC$  分成六个相等的区 1、1'、2、2'、3、3'。可以证明，从 i 区入射的光线，将于 i' 区出射 (i = 1, 2, 3)，且入射点 Q 和出射点 Q' 相对于  $\Delta BDC$  的中点 O 对称。光线在角锥棱镜中进行非平面传播，如图 8、图 9 所示。不计在 YAG 直角棱镜上全反射引入的相

移和输出耦合损耗, 得到琼斯矩阵:

$$J = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos (60^\circ - \alpha) & \sin (60^\circ - \alpha) \\ -\sin (60^\circ - \alpha) & \cos (60^\circ - \alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp (-j\sigma/2) & 0 \\ 0 & \exp (j\sigma/2) \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} \cos 60^\circ & -\sin 60^\circ \\ \sin 60^\circ & \cos 60^\circ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp (-j\sigma/2) & 0 \\ 0 & \exp (j\sigma/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos 60^\circ & \sin 60^\circ \\ -\sin 60^\circ & \cos 60^\circ \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} \exp (-j\sigma/2) & 0 \\ 0 & \exp (j\sigma/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中  $\alpha$  为角锥棱镜入射点  $Q$  相对于分区线  $DD'$  的夹角; 角锥棱镜三个全反射点的入射角都是  $54.7356^\circ$ , 它引入的  $p$  偏振光对  $s$  偏振光的相移差为  $\sigma$ ;  $\phi$  为光线在磁光玻璃中传输时在磁场作用下的磁致旋角。可看出, 光线的传播过程类似于前面两种腔形。 $\alpha = 30^\circ$  时计算可得本征光为  $s$ 、 $p$  向线偏光所需的磁致旋角与其它参数的关系:

$$\tan (60^\circ + 2\phi) = \frac{\sin 120^\circ \sin \frac{\sigma}{2}}{\sin \frac{\sigma}{2} \cos \sigma \cos 120^\circ + \sin \sigma \cos \frac{\sigma}{2}}, \quad (6)$$

这也与前两种腔形结果的形式相一致。

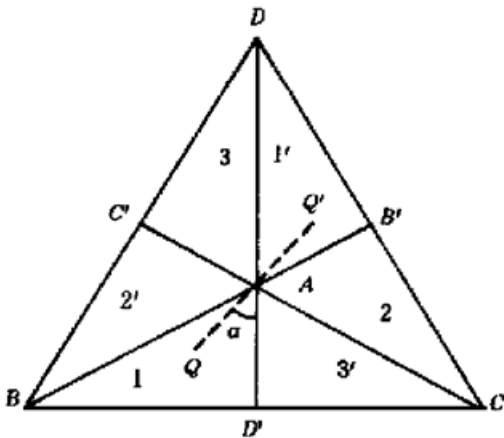


Fig. 8 Top view of corner prism

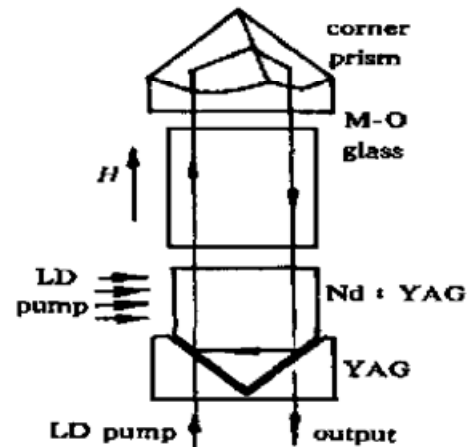


Fig. 9 Corner ring cavity

通过将  $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$  制成直角棱镜使光线环绕, 形成振荡。由于  $45^\circ$  角为全反射角, 需补上非掺杂  $\text{YAG}$ , 并在它们的接触面镀膜, 使一面对  $808 \text{ nm}$  的抽运光高透, 对  $1.06 \mu\text{m}$  全反; 另一面对  $1.06 \mu\text{m}$  的振荡光部分透过且  $r_s \neq r_p$ 。也可只补一块  $\text{YAG}$  达到对抽运光和振荡光的不同透过率要求。

由于角锥棱镜是形成非平面环形腔的关键元件, 故称此种腔型为角锥棱镜式非平面环形腔。它的优势在于角锥棱镜、直角棱镜的制作工艺比较成熟, 加工精度可达到秒级; 角锥棱镜的入射光与出射光自动平行对称, 会省去一些调整上的麻烦; 可采取多种抽运方法。它的不足在于其光学元件比前两种腔型要多, 但可将它们光胶在一起得到准单块结构。

以上几种腔型得到单频振荡的原理是相同的, 光路环绕形状也颇为相似。鉴于第一种非平面环形腔被称为三角形环形腔, 所以把它们统称为“泛三角形非平面单向行波环形腔”。后两种腔型相向传播本征偏振光的本征值模的平方随磁致旋角的变化规律与三角腔相似。同一磁场条件下, 各本征偏振光本征值模的平方相差越大, 竞争能力越强。同一腔型、同一磁场的选模能力也和形状参数的选取有关。另外, 本文所提到的非平面环形腔的各个反射面都是

平面, 激光腔靠抽运光的热透镜效应成为稳定腔。因此, 振荡激光的输出特性随抽运方式、抽运功率及制冷条件的变化将有所不同。

**结 论** 本文在国际上流行的单块非平面环形腔的基础上又提出几种非平面环形腔, 对它们输出单频的原理和各自的优缺点做了详细的说明, 将它们归纳为泛三角形非平面单向行波环形腔。并实现了激光二极管抽运的单块非平面环形腔即三角腔最高 270 mW 的单纵模基横模输出。

### 参 考 文 献

- [1] Kane T J, Byer R L. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 1985 **10** (2): 65~ 67
- [2] Freitag I, Tunnermann A, Welling H. Diode-pumped monolithic miniature Nd:YAG ring lasers operating at output powers of several watts. *Proc. SPIE*, 1999, **2379**: 335~ 337
- [3] Freitag I, Golla D, Knoke S *et al.*. Amplitude and frequency stability of a diode-pumped Nd:YAG laser operating at a single-frequency continuous-wave output power of 20 W. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(5): 462~ 464
- [4] Freitag I, Golla D, Tunnermann A *et al.*. Diode-pumped solid-state laser as light sources of Michelson-type gravitational-wave detectors. *Appl. Phys. (B)*, 1995, **60**(1): 255~ 257
- [5] Martin K I, Clarkson W A, Hanna D C. Limitations imposed by spial hole burning on the single-frequency performance of unidirectional ring lasers. *Opt. Commun.*, 1996, **125**(2): 359~ 368
- [6] Martin K I, Clarkson W A, Hanna D C. Increased single-frequency power from end-pumped ring lasers by pump beam displacement. *Opt. Commun.*, 1997, **133**(1): 180~ 184
- [7] 赵达尊, 张怀玉. 波动光学, 北京: 宇航出版社, 1988.
- [8] Freitag I, Kropke I, Tunnerman A *et al.*. Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Commun.*, 1993, **101**(2): 371~ 376

## Design of Diode Pumped Unidirectional Nonplanar Single-Frequency Ring Laser

Wu Keying      Wei Guanghui      Zhao Changming      Shi Junfeng

(*Optical Engineering Department, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081*)

(Received 30 November 1998; revised 7 May 1999)

**Abstract** Diode pumped monolithic nonplanar ring laser has the advantages of compactness, reliability and high efficiency. When it was placed in a magnetic field, a unidirectional travelling-wave can be obtained with a high power single-frequency output. 270 mW single-frequency, TEM<sub>00</sub> output has be obtained from a Nd:YAG monolithic nonplanar ring laser. The working principles of this kind of laser is discussed in detail, and two kinds of new nonplanar cavities are proposed. Because of the similarity of the working principles, these kinds of nonplanar ring cavities are called the pan-triangle nonplanar unidirectional ring cavity.

**Key words** single-frequency, laser diode, pumped.