

# 圆柱形波导染料激光器中的不交轴光线

刘力 易国光

(湖南师范学院物理系)

**提要:** 更换波导染料激光器中的染料浓度方法简单, 因此可以简便地调整波导管中激活区的深度; 泵浦光的热效应将使得染料溶液中的折射率形成渐变式分布, 由此将形成厚薄不同的柱面形激活区以及形成溶液本身的自导作用, 这就给不交轴光线的产生、传输等方面的研究工作, 提供便利而又直观的实验基础。

## Skew rays in the cylindrical waveguide dye lasers

Liu Li, Yi Guoguang

(Department of Physics, Hunan Teachers College)

**Abstract:** Owing to the simplicity of changing dye concentration in the waveguide dye laser, the depth of active region can be adjusted conveniently in the waveguide tube. In addition, the thermal effect of the pumping light produces gradual distribution of refractive indexes in the dye solution, thus forming the cylindrical surface active region with different thickness and the self-guided effect of the solution. This provides an advantage and visual experimental foundation for the production and the transmission of skew rays.

### 一、引言

对于芯区折射率低于外包层, 且具有较大芯径的圆柱形多模波导管, 一般可以看作多模滤波器, 或称为准单模波导。因此在用玻璃毛细管作染料池, 并在其中充以若丹明6G的乙醇溶液作激光物质, 以及在染料浓度较稀等条件配合下, 将可以获得单模激光输出。

在以几何光学方法分析光波在这种准单模波导中传播的径迹时, 可以认为其中必存在子午光线与不交轴光线, 对其中的子午光

线我们已作过一些讨论<sup>[1]</sup>, 对于不交轴光线, 由于其衰减量远大于子午光线, 在传输型波导中一般不予考虑。但在波导激光器的谐振腔中, 由于其传输距离短, 以及其增益区在波导内的分布如果有利于不交轴光线的话, 那么这种波导激光器的输出模式就比较复杂, 在一定的条件下, 不交轴光线甚至将占有主要地位。

### 二、不交轴光线与隧道效应

所谓不交轴光线即是那些不在子午面内

收稿日期: 1983年9月15日。

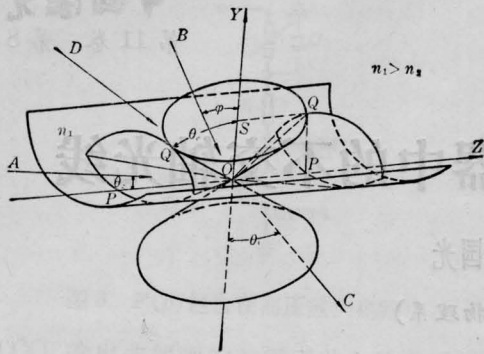


图1 在  $n_1 > n_2$  的情况下圆柱形电介质波导管内壁上的反射与折射光线  
A—导引光线; B、C—折射光线;  
D—隧道光线;  $\theta_c$ —临界角

而与波导轴的方向有一定夹角的光线,它在圆柱面内反射的径迹可以由其方位角  $\gamma$  及轴向角  $\theta_z$  来描述<sup>[2]</sup>。若以  $\theta_c$  表示相对于界面入射而产生全反射时的轴向角,如图1所示,在界面内的折射率  $n_1 > n_2$  的条件下,在弯曲界面上的反射与折射光线将可能会出现下述三种情况:

1)  $\theta_z < \theta_c$  的不交轴光线与子午光线 A 将由于全反射作用而被波导壁束缚成为导引光线。由折射定律可导出  $\theta_c = \cos^{-1} n_2/n_1$ , 若设 OP 的长度为 1, 则导引光线不能超越的半圆锥的半径为  $PQ = \tan \theta_c$ , 由  $\tan(\cos^{-1} n_2/n_1)$  可得

$$PQ = [(n_1/n_2)^2 - 1]^{1/2} \quad (1)$$

2)  $\varphi < \pi/2 - \theta_c$  的不交轴光线或子午光线 B 将产生折射光线 C。若设 OS 的长度为 1, 则同样可求得产生折射光线的入射光线将处于半径为 SQ 的圆锥之内

$$SQ = \left[ \frac{(n_2/n_1)^2}{1 - (n_2/n_1)^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

3)  $\theta_z > \theta_c$ ,  $\varphi > \pi/2 - \theta_c$  的光线 D 必为不交轴光线。对入射点 O 而言, 它位于折射光线的入射锥体与导引光线的半锥体之间。根据反射定律, 这些光线本应由于全反射作用而成为导引光线, 但实际上反射定律是在媒质界面为平面的情况下, 首先从实践中总

结出来的。在媒质界面为曲面的情况下, 这些光线将由于隧道效应而有一部份将穿透出界面之外。穿透到界面之外的光场将形成倏逝区, 而后超越倏逝区的边界面—辐射面而辐射出去。在导引光线的情况下, 倏逝区的场强按指数衰减方式扩展至无穷远, 此时穿透界面进入倏逝区而又由倏逝区返回界面之内的电磁能量是相等的, 因而可以认为此时的倏逝区仍属于导引区之一。在产生折射光线的情况下, 倏逝区的宽度将缩减为零, 因而此时的辐射面与界面重合。在隧道光线射的情况下, 倏逝区的宽度  $y_{tp}$  则由界面的曲率半径  $\rho$ 、大于临界角的入射角  $\theta_z$  以及界面内外媒质的折射率所确定的临界角  $\theta_c$  来决定<sup>[3]</sup>:

$$y_{tp} = \rho [(\sin \theta_z / \sin \theta_c) - 1] \quad (3)$$

此时由波导芯区进入倏逝区中的部分电磁能量将在倏逝区的边界面上产生辐射, 剩下的部份仍将返回波导界面之内, 因而此时的倏逝区可以称为部分导引区。

### 三、染料溶液内折射率与增益的渐变式分布对不交轴光线的影响

圆柱形玻璃质波导管壁以及其中的染料溶液在横向泵浦光作用下, 其折射率的横向截面分布如图2所示, 图中  $a_1$  为波导半径,  $a_2 - a_1$  为管壁厚度。由于染料溶液对泵浦光的吸收, 所产生的热效应是沿径向由外向内递减, 由此引起溶液内的折射率也呈现同一方向的递减分布, 那么在此溶液内的光线也必呈现出曲线型径迹, 如 A 所示。如 A 直接与器壁接触, 则在触点按曲线的切线方向与法线之间的夹角及折射定律出射一折射光线; 如 A 距界面的距离小于倏逝区的宽度, 那么光线 A 中的一部份能量 A' 仍由于折射将穿透出界面之外。图中由  $a_{tp}$  所确定的圆柱形界面即为穿透点之集合, 又称为内焦散面, 而由  $a_{rad}$  所确定的圆柱形界面为出射点之集合, 又称为外焦散面。若此时外焦散面仍在



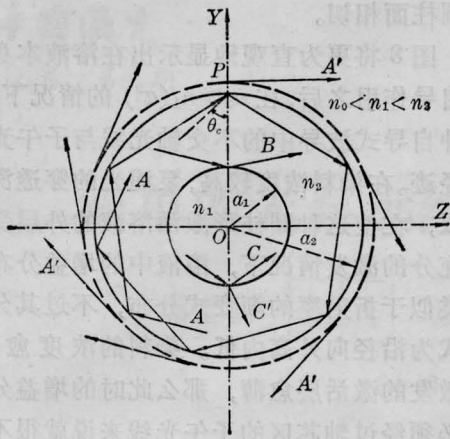


图4 在  $n_0 < n_1 < n_2$  的情况下不交轴光线在染料溶液波导管横截面上各弯曲界面上的反射与折射  
 $A, A'$ —在凹面上的反射光线与隧道光线;  
 $B$ —在凸面上的全反射光线;  $C, C'$ —在凹面上的反射与折射光线;  $\theta_c$ —临界角

由于界面的弯曲方向与光线的入射方向相对,因而不会在凸面之外产生隧道效应。在此全反射的情况下,也就无需对费涅耳的透反系数作修正。

3) 在波导管的管壁之内,相对于外管壁的不交轴光线则是相对于凹形界面入射的,由于  $n_0 < n_2$ , 在入射角小于临界角的情况下必然发生折射,而在大于临界角的情况下,则将产生隧道光线  $A'$ , 在此情况下就必需对费涅耳的透反系数加以修正了<sup>[4]</sup>。

若根据损耗的强弱来分类,那么由不交轴光线的隧道效应产生的损耗称为弱漏,而将因折射泄漏出波导之外的损耗称为强漏。在以上的分析中,染料溶液中的不交轴光线产生强漏,若此时没有足够的增益来补偿,不交轴光线将迅速衰减,即使对于非平行于波导轴的子午光线也同样会因折射而产生强漏损耗,因此我们称这种波导为准单模波导。如果溶液本身具有自导作用,就会有一部份不交轴的螺旋光不再与管壁接触,若其距管壁的距离大于倏逝区的宽度,也就不会再因折射而产生强漏,因而总的损耗将显著减小。如果此时的增益分布又对这种螺旋光特别有

利的话,那么其强度就将明显地超过子午光线。

## 五、不交轴光线与波导模式理论

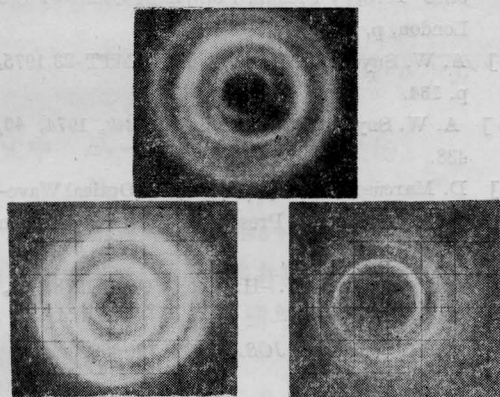
在用光线的方法分析波导传输的基本概念时,单模也可以认为是由平行于波导轴的子午光线簇所形成的,而与此相对应的模式可以是线偏振模  $LP_{01}$ 。当波导半径逐渐增加时,波导中能够传输的模式阶数将逐渐增加,例如由  $LP_{lm}$  所表示的一组线偏振模中,  $l$  表示沿圆周方向的节点数,  $m$  表示沿半径方向的节点数。 $l=0$  的各阶模式或其混合图形可以认为是对应于由不同张角的子午光线簇的迭加而形成的;对于  $l \neq 0$  的各阶模式,则相应于沿圆周出现节点的光场分布,可以认为这与不交轴光线的迭加有关。多模波导中的总光场则是这两种光线簇所构成的各种模式迭加的总和。

从经典的电磁场理论出发,还可以导出在多模直圆柱形电介质波导中的横向模场是由四个准平面波迭加而成的,它们以螺旋形方式围绕着波导轴传输而相应于左旋与右旋两组不交轴光线。此外还可以证明不交轴光线在波导界面上的截止条件与由几何光学根据全反射以及折射而产生强漏损耗所导出的结果是一致的。

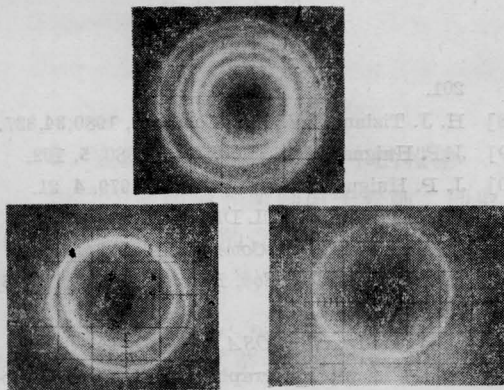
## 六、实验结果

我们以若丹明 6G 乙醇溶液作为激活媒质,用圆柱形玻璃毛细管作染料池,毛细管的管壁厚度一般为 3~5 毫米,内管半径  $a$  为 0.5~3 毫米,长为 200~350 毫米。用闪光灯及单椭圆腔进行泵浦,为避免泵浦光本身在染料溶液内及波导管的管壁之内产生不交轴光线,一方面需要将闪光灯及波导管放置的位置分别与单椭圆腔的两焦线重合,而另一方面要求灯管直径与波导管直径要尽量缩

小到与焦“线”重合。当然这在实际上是可能办到的，因而泵浦光也就不可避免地在波导管内产生不交轴光线。若灯管与波导管的位置与椭圆反射腔的两焦线不重合或互不平行，那么泵浦光在波导管内产生的左、右旋不交轴光线的强度也将不一致，因而将影响到紧接着发生的不交轴激光辐射的左、右螺旋的对称性。此外，波导管管型的不规则性也同样会影响这一对称性。图 5(a)所示的一组照片就显示了左旋与右旋两组不交轴超辐射由对称到不对称的变化。



(a) 左旋与右旋两组不交轴超辐射由对称到不对称的变化

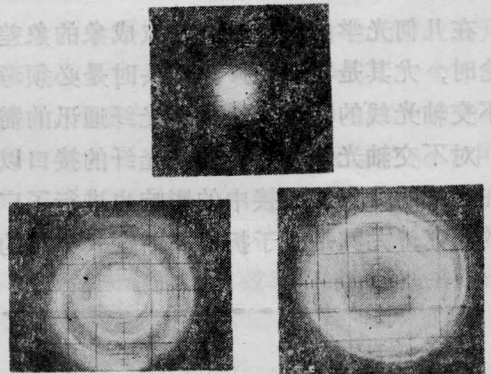


(b) 在波导长度一定的情况下，螺旋的圈数随波导半径的增加而减少

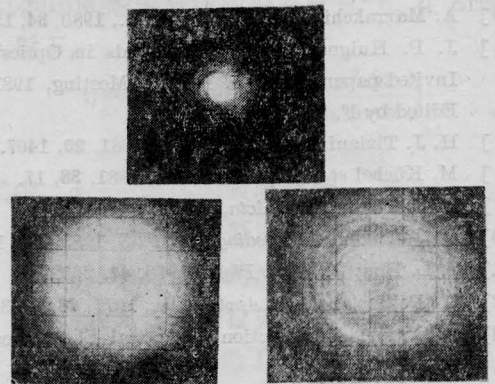
图 5 不交轴超辐射的一组照片

波导管内管径增加，染料浓度、泵浦光强不变的情况下，增益区的深度亦不发生明显变化，但沿波导管内壁具有相同倾角的不交轴光线沿内表面经历一周反射的次数却要增

加。因此对于方位角相同的不交轴光线，在波导管管长不变的情况下，在内径小的波导管内旋转的次数将会比在内径大的波导管中多一些。也可以认为不交轴光线在凹形界面上每反射一次，反射后的曲面象散的焦散线的曲率也增大一次。在经历了逐次反射之后，焦散线彼此前后相接而形成一螺旋线。我们用 He-Ne 激光束以不同的倾角通过一空圆柱形玻璃毛细管之后，在出射端的横截屏幕上所观察到的图形就证实了这一结论。图 5(b)所示的一组照片说明，随着染料管半径增加，不交轴超辐射的螺旋圈数显著减少。由此推论，在管径不变的情况下，随着管长增加，螺旋的圈数也会增加。实验的结果也证实了



(a) 染料浓度逐渐增加



(b) 泵浦功率逐渐减少

图 6 随染料浓度增加或泵浦光强减弱，中心激光斑逐渐消失、不交轴激光辐射逐渐突出的一组照片

这一点。对于图 5 中所示的图形亦可采用万花筒式的自我成象法来加以解释<sup>[6]</sup>。

图 6(a)是在波导两端装置了外腔镜形成了激光谐振腔以后拍摄的一组照片。随着波导内染料浓度增加,激活区的深度将不断地减小,中心区的激光斑将逐渐消失,不交轴的激光辐射则将逐渐突出。

图 6(b)所示的一组照片表明,在染料浓度不变的情况下,随着泵浦光强的逐渐减弱,激活区的深度也将逐渐减小,因而中心区的激光斑将逐渐消失,不交轴的激光辐射,就其相对强度来说就将逐渐突出了。

## 七、结 语

在几何光学中讨论轴外物点成象的象差理论时,尤其是在设计广角镜头时是必须考虑不交轴光线的,近年来由于光纤通讯的需要,对不交轴光线在激光器与光纤的接口以及在光纤的分束、对接中的影响也进行了广泛的研究,尤其是对于折射率渐变式分布的

多模光纤,由于其自身具有导引螺旋状的不交轴光线的性质,也就更不能忽视其对功率损耗的影响了。此外,光波导中的散射、界面的不完整等因素还将把子午光线中的一部份不断地转换为不交轴光线。因而对于不交轴光线的研究及其径迹的计算方法,至今也仍在不断的改进之中<sup>[7]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] 刘力等;《中国激光》,1983, **10**, No. 1, 32.
- [2] W. B. Allan; "Fibre Optics—Theory and Practice" 1973, by Plenum Publishing Company Ltd London, p. 25.
- [3] A. W. Snyder, J. D. Love; IEEE MTT-23, 1975, p. 134.
- [4] A. W. Snyder, D. J. Mitchell; *Optik*, 1974, **49**, 438.
- [5] D. Marcuse; "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press New York and London 1974, p. 90.
- [6] O. Bryngdahl, W. -H. Lee; *JOSA*, 1978, **63**, 310.
- [7] W. H. Southwell; *JOSA*, 1982, **72**, 908.

(上接第 487 页)

- [3] Y. Yariv; *Opt. Commun.*, 1978, **25**, 23.
- [4] J. P. Huignard *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, 1807.
- [5] A. Marrakchi *et al.*; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 15.
- [6] J. P. Huignard; "Current Trends in Optics", Invited papers from the ICO-12 Meeting, 1981, Edited by F. T. Arechi *et al.*, 150.
- [7] H. J. Tiziani *et al.*; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, 1467.
- [8] M. Küchel *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **38**, 17.
- [9] H. J. Tiziani; *Opt. Acta*, 1982, **29**, 463.
- [10] H. J. Tiziani; *Proceedings of SPIE*, 1983, **398**, 1.
- [11] S. L. Hou; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, 2652.
- [12] M. Peltier *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, 3683.
- [13] A. Yariv; *Introduction to Optical Electronics*, 1976.
- [14] N. V. Kukhtarev *et al.*; *Ferroelectrics*, 1979, **22**, 949.
- [15] J. P. Huignard *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, 2796.
- [16] H. Kogelnik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**, 2909.
- [17] A. Feldman *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**, 201.
- [18] H. J. Tiziani *et al.*; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 327.
- [19] J. P. Huignard *et al.*; *Opt. Lett.*, 1980, **5**, 102.
- [20] J. P. Huignard *et al.*; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 21.
- [21] Wang Tianji; '83 ICL Digest, 1983, 546.
- [22] A. Marrakchi; *Opt. Commun.*, 1980, **34**, 15.
- [23] B. Zeldovich *et al.*; *Sov. Phys. JETP*, 1972, **15**, 109.
- [24] R. W. Hellwarth; *JOSA*, 1977, **67**, 1.
- [25] H. J. Tiziani; *Holographie und Speckle-Photographie in Echtzeit mit BSO*, Wissenschaftlicher Schlussbericht, Universität Stuttgart, 1981, **12**, p. 29.
- [26] M. Küchel; *Zwei-Wellenlängen Konturlinienholographie*, Uni. Stuttgart Dr. Ing. genehmigte Abhandlung, 1983, p. 121.
- [27] H. J. Tiziani, Wang Tianji; "Optical Correlator Using BSO Crystals" (to be publish).