

几种常用方向 YAG 激光棒的热致双折射效应及其在激光器中的应用

张珊珊 张守都 周良智 林福成

(中国科学院上海光机所)

YAG 晶体连续激光器, 在泵浦过程中, 大约有 5% 的光泵能量被棒吸收之后转化成热^[1], 因此, 通常在棒的周围通以循环的冷却液。这样, 在 YAG 棒中, 形成了一个径向对称分布的温度场, 使棒产生热透镜效应, 热应力以及热致双折射效应。本文着重研究热致双折射效应及其在激光器中的一些应用。

Koehler 等人对 YAG 棒的热效应作过多方面的研究。他们给出了计算热致双折射率的方程式, 指出它与棒轴方向成函数关系。本文进一步计算出三种常用棒轴方向的热致双折射, 同时计算了在正交偏光下, 所得到的等色线图形。计算结果与实验相符。

在高功率的 YAG 连续激光器中, 棒的热破坏现象已多次出现, 初步判断, 以为破坏是由热应力所致。Koehler 也给出了计算热应力的方程。我们将已知参数代入方程, 然后换算成以等色线的条数来表达的式子, 易于用实验来作比较。并以此来估算 YAG 棒热破坏的上限, 能较好地解释热破坏的原因。

最后讨论了等色线的多少和形态与激光器的聚光效率、热焦距、钕浓度及缺陷之间的关系。说明用热致双折射效应来检验激光器性能, 是一种简单而又切实可行的方法。

一、计 算

通常认为一根受连续氙灯辐照的圆柱棒, 在热稳态条件下, 温度分布是径向对称

的, 并和热传导系数 K 及单位体积的吸收量 A_0 有关。用热传导方程式表示为

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{A_0}{K} = 0 \quad (1)$$

这个微分方程的解, 给出了均匀状态下, 沿径向长度 r 的每一点的温度。在 $r=r_0$ 时, $T=T(r_0)$ 的边界条件下, 有下面的形式:

$$T(r) = T(r_0) + A_0/4K(r_0^2 - r^2) \quad (2)$$

其中 $A_0 = P_a/\pi r_0^2 L$;

P_a ——棒的耗散热(约为输入电功率的 5%);

r_0 ——棒的半径; L ——棒长。

由公式 (2) 计算得到的温度分布如图 1(a) 所示。由于棒内存在径向温度场, 必定使棒产生热应力和热应变。文献 [1] 给出受热时 YAG 棒在 r, θ, z 方向的热应力为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= [P_a \alpha E / 16(1-\nu) K \pi L] \\ &\quad \times \left[-1 + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ &= S' E \left[-1 + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ \sigma_\theta &= [P_a \alpha E / 16(1-\nu) K \pi L] \\ &\quad \times \left[-1 + 3 \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ &= S' E \left[-1 + 3 \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ \sigma_z &= [P_a \alpha E / 4(1-\nu) K \pi L] \\ &\quad \times \left[-\frac{1}{2} + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ &= 4S' E \left[-\frac{1}{2} + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

收稿日期: 1978 年 9 月 16 日。

α ——热膨胀系数;
 E ——弹性模量;
 ν ——泊松比。

公式(3)给出棒内的热应力分布,如图1(b)所示。在棒的中心受到径向、切向和轴向的压应力,在棒的侧面,径向应力为零,切向、轴向的张应力达到最大。

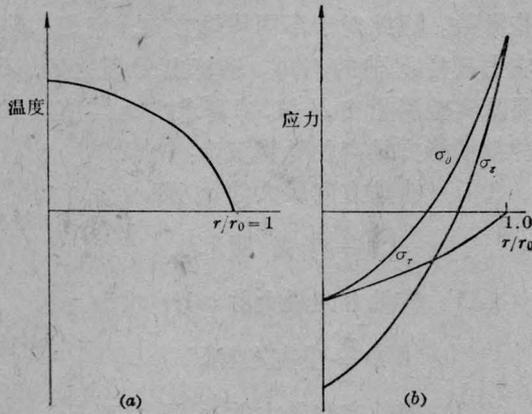


图 1

(a) 棒内温度分布; (b) 棒内热应力分布

由光弹效应可知,应力将引起折射率的变化,应变与双折射之间可以用一个光弹性张量联系,如(4)式:

$$\Delta B_{ij} = P_{izrs} \varepsilon_{rs} \quad (4)$$

ΔB_{ij} ——介电不渗透性张量;

P_{izrs} ——光弹张量;

ε_{rs} ——应变张量;

其中 $\Delta B_{ij} = \frac{1}{\Delta n_{ij}}$

当光沿着棒轴方向传播时,棒截面上任一点的双折射率可用 B_{ij} 来描述^[2],由下式表示:

$$\Delta n_{\tau\rho} = \frac{n_0^3}{2} [(B_{11} - B_{22})^2 + 4B_{12}^2]^{1/2} \quad (5)$$

因为 B_{ij} 是棒轴方向的函数,所以可以将(5)式写成:

$$\Delta n_{\tau\rho} = \frac{n_0^3}{2} S' \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \Omega \quad (6)$$

其中 n_0 ——YAG 的折射率。光率体垂直棒轴 (z) 方向截面内的主轴 (简称为双折射主

轴) τ, ρ 的方向如图 2 所示^[3]。 S' 只和输入功率有关

$$S' = \alpha P_a / 16\pi(1-\nu)KL \quad (7)$$

Ω ——双折射参数,它只和棒轴方向及 φ 角有关。

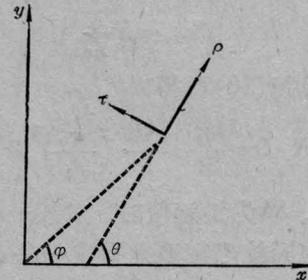


图 2 双折射主轴取向

那么,怎样利用热致双折射效应来计算热应力呢?这可以用图 5 的实验装置,测定等色线的形状、条数,并由等色线的条数来计算热应力的大小。由图 3 可知,在照相底片上得到的光强 I_{\perp} 为:

$$I_{\perp} \propto \sin^2 \frac{\varphi_{\tau\rho}}{2} \sin^2 2\psi \quad (8)$$

其中 $\varphi_{\tau\rho}$ —— τ 偏振和 ρ 偏振之相位差;

ψ ——偏振片与双折射率主轴的夹角 (示于图 3);

$$\varphi_{\tau\rho} = \frac{2\pi \Delta n_{\tau\rho} L}{\lambda};$$

L ——棒长;

λ ——探测光的波长

满足全暗即 $I_{\perp} = 0$ 的条件是:

$$\left. \begin{array}{l} 1. \frac{\varphi_{\tau\rho}}{2} = N\pi \text{ 得到等色线} \\ 2. 2\psi = m\pi \text{ 得到等倾线} \end{array} \right\} \quad (9)$$

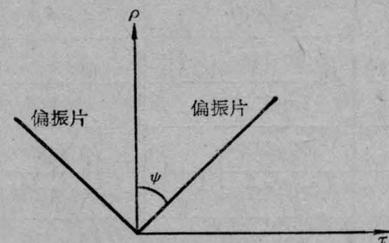


图 3 偏振片与双折射主轴的相对取向

当二个偏振片同步旋转时, 等倾线也跟着旋转, 它表示双折射主轴方向与某一个偏振片透光方向相重合。等色线表示光程差, 它只和棒本身双折射大小有关, 和棒与偏振片二者的相对位置无关。由此可得

$$\Delta n_{\tau\rho} = N \frac{\lambda}{L} \quad (10)$$

由(6)与(10)可得

$$N/L = \frac{n_0^3}{2} \frac{S'}{\lambda} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \Omega \quad (11)$$

当 N 、 S' 为给定值时, 对某一个棒轴方向, 可以在圆柱坐标系上得出一条 $r \sim \varphi$ 的封闭曲线, 这就是该棒轴方向的等色线。由计算得出的 $\langle 001 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 、 $\langle 211 \rangle$ 棒轴方向的等色线如图 4 所示。

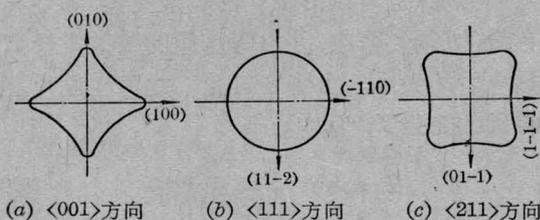


图 4 三种棒轴方向的等色线形状

反过来, 从等色线图可求出 r 最小时的 φ 值, 用此 φ 值代入 Ω , 对某一取向的棒则 Ω 为一常数。同时, 以等色线刚露头时计条纹数 N , 当 $\left(\frac{r}{r_0} \right)^2$ 为 1, 于是(11)式可简

化为:

$$S' = K \frac{N}{L} \quad (12)$$

K ——常数, 假定 α 、 E 、 ν 都是各向同性的, 当 $r=r_0$ 时, (3)式可简化成

$$\sigma_{\max} = 2S'N = P \frac{L}{N} \quad (13)$$

P 是棒轴方向的函数, 当棒轴方向确定后, P 是常数。因此对于不同棒轴方向, 它们的热应力只是 P 值的不同。计算出 P 值之后, 只要从实验测量出 N 值, 即可求出 σ_{\max} 值。三种常用棒轴方向的计算值为:

$$\left. \begin{aligned} \langle 001 \rangle \text{ 棒轴方向最大的 } \sigma_{\theta} \text{ 及 } \sigma_z \text{ 为} \\ 400 \frac{N}{L} \text{ 千克/厘米}^2 \\ \langle 111 \rangle \text{ 棒轴方向最大的 } \sigma_{\theta} \text{ 及 } \sigma_z \text{ 为} \\ 520 \frac{N}{L} \text{ 千克/厘米}^2 \\ \langle 211 \rangle \text{ 棒轴方向最大的 } \sigma_{\theta} \text{ 及 } \sigma_z \text{ 为} \\ 470 \frac{N}{L} \text{ 千克/厘米}^2 \end{aligned} \right\} (14)$$

L ——单位为厘米。

这就是由等色线条纹数 N 来算热应力的数学式子。

二、实 验

实验装置如图 5 所示。扩束的 He-Ne

表 1 实验结果

序 号	样 品 编 号*	尺 寸	方 向	Nd ³⁺ (%)	N 数 (4 千瓦时)	备 注
1	Re-54-1	$\phi 6.5 \times 70$	$\langle 001 \rangle$	3	2	
2	G2-7527(B)	$\phi 4.6 \times 66$	$\langle 213 \rangle$	3	1	
3	G47-031	$\phi 4.5 \times 95$	$\langle 111 \rangle$	3	1	
4	Re-114	$\phi 5 \times 50$	$\langle 213 \rangle$	0	0	
5	Re-113	$\phi 5 \times 50$	$\langle 213 \rangle$	1	0	
6	Re-118	$\phi 5 \times 50$	$\langle 213 \rangle$	5	3	
7	Re-120-3	$\phi 6 \times 130$	$\langle 211 \rangle$	3		棒内含有小晶面
8	G47-2(3)	$\phi 5 \times 90$	$\langle 213 \rangle$	3		有散射颗粒

* Re—电阻炉, G2, G47—感应炉引上生长的晶体。

激光束通过起偏片、YAG棒到检偏片。在照相机底片上得到正交偏光下的干涉图。实验中所用到的样品都经X-衍射仪精确定向。样品选用了 $\langle 001 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 、 $\langle 211 \rangle$ 三种棒轴方向。掺Nd³⁺浓度有5%、3%、1%、0%以及棒内有散射颗粒和小晶面等宏观缺陷的样品。对于每一种样品，都用照相机拍摄出等色线图，结果示于表1。

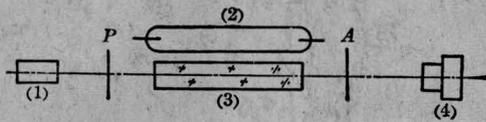


图5 测量等色线的实验装置
(1) 扩孔的He-Ne光源；(2) 连续氩灯；
(3) YAG激光棒；(4) 相机；P、A为一对正交偏光片

三、结果与讨论

1. 拍摄了 $\langle 001 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 、 $\langle 211 \rangle$ 三种棒轴方向的等色线图，示于图6。图中包含了等色线与等倾线二组干涉条纹。单从等色线的形状而言，与图4的计算结果相符。 $\langle 111 \rangle$ 呈同心圆， $\langle 001 \rangle$ 呈四重对称， $\langle 211 \rangle$ 呈二重对称。说明对于热致双折射的计算与实验能较好地符合。

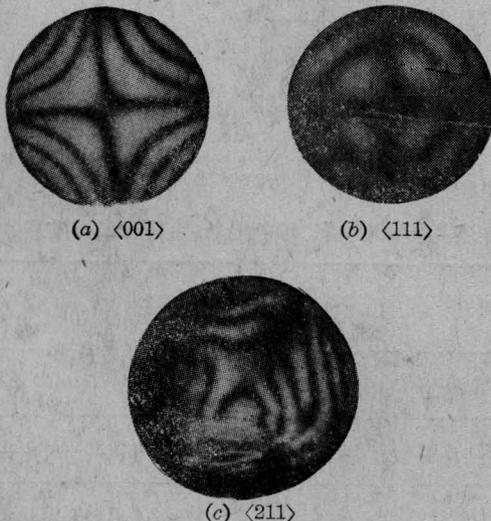


图6 实验得到的干涉图形

2. YAG棒的热破坏现象已在连续激光器中多次出现，破坏的形状如图7所示。图7(a)是YAG棒的锯齿形破坏，这种破坏主要是由切向应力所致。图7(b)是呈螺旋形破坏，它往往是由切向应力与轴向应力的合力所致。这些完全可以由图1(a)和(b)来作定性的解释，而且破坏是从侧面开始逐步向中心蔓延，说明热应力对破坏起了主要作用。

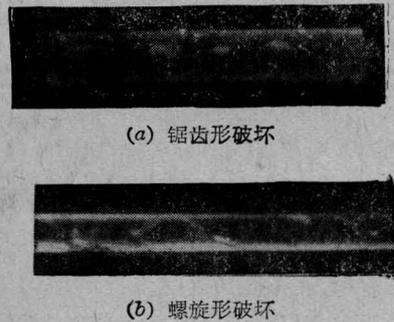
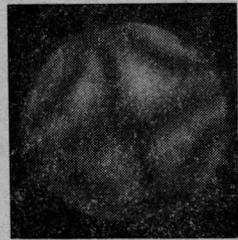


图7 YAG棒的热破坏

按照(14)式，也可对热破坏作定量的估计。YAG的抗张强度为1400千克/厘米²^[4]，如果在抗张强度的40%以上使用，就不大安全了，也就是说应力大于560千克/厘米²时，棒是容易产生热破坏的。为了避免破坏，从(14)式可知，对于三种不同棒轴方向的棒， N/L 的值也有一个极限： $\langle 111 \rangle$ 的 N/L 极限值为1.08， $\langle 001 \rangle$ 为1.4， $\langle 211 \rangle$ 为1.18。在我们的实验条件下，得到的 N/L 值都小于0.5。可以说是很安全的。但是在以下三种特殊情况下，就比较容易发生破坏。

(1) 当突然降低输入电压瞬间，棒表面的温度迅速下降，而棒中心的温度 $T(0)$ 还来不及发生变化。此时，中心和边缘温度差增大，也就引起热应力的突热增加。图8表明，G2-7527(B)棒，在输入功率 $E_0=4$ 千瓦时，只出现一条等色线，而突然降压瞬间，出现二条等色线。可想而知，这时的热应力是成倍地增加。因此，激光器在高功率下工作时，如果突然关闭电源，就很容易造成热破坏。



(a) $E_{\lambda}=4$ 千瓦时的等色线



(b) 由 4 千瓦突然降压瞬间的等色线

图 8 突然降压时等色线增加

(2) 当棒内存在有较严重的散射颗粒或小晶面时, 棒的径向温度分布就不再是径向对称, 所以, 热致双折射也是不均匀的, 如图 9 所示。图 9(a) 是棒内含有散射颗粒, 在 $E_{\lambda}=0$ 时, 从正交偏光下, 可以清楚地看到左半部是颗粒状包裹物, 右半部出现的条纹是棒的残余应力。当 $E_{\lambda}=4$ 千瓦时, 在有颗粒区域, 等色线畸变, 而有残余应力部分, 等色线变得很有规则。这说明这时原存于棒内的残余应力已成为次要的, 主要表现为热应力了。同理, 图 9(b) 是棒内有小晶面, 同时也存在残余应力。当 $E_{\lambda}=4$ 千瓦时, 有小晶面部分的等色线同样是畸变的。这两种形状在不均匀区域, 由于条纹的畸变和增多, 可见该区的热应力也相应增大。在畸变区, 热应力就不能简单地用式(13)来估算。热破坏也往往就在这个区域出现。

(3) 光学均匀性差也是引起热破坏的另一因素。实际使用的结果表明, 光学均匀性好的棒, 连续输出大(在 50 瓦以上), 也不致破坏。而光学均匀性差的棒, 激光输出小(10 瓦左右), 再加上操作不慎, 也易引起热破坏。

3. 实验还做了聚光器的聚光效率和双折射的对应关系。选用 Rc-113 样品。用抛



$E_{\lambda}=0$



$E_{\lambda}=4$
千瓦



(a) 棒内含有散射颗粒

(b) 棒内有小晶面

图 9 不均匀区的等色线畸变

光很好的聚光筒时, $E_{\lambda}=4$ 千瓦时有 3 条等色线, 当换上表面有氧化银的聚光筒时, 只出现一条等色线。聚光效率直接影响到棒吸收泵浦光的能力大小, 从而使耗散热也提高或降低。借此也可方便地比较所设计的聚光筒的好坏。

4. 利用热双折射的特性, 还可以判断热焦距的长短。测量热焦距的示意图如图 10。表 2 列出了输入功率、等色线、热焦距三者的关系。

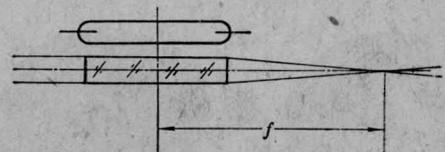


图 10 测量热焦距示意图

表 2 输入功率、等色线、热焦距三者的关系

编 号	尺 寸 (毫米)	Nd^{3+} (%)	等色线	热焦距 (厘米)	输入 功率 (千瓦)
Rc-118	$\phi 5 \times 50$	5	刚露头	85	2
Rc-116	$\phi 5 \times 50$	3	刚露头	85	3.2
G2-7527(B)	$\phi 4.6 \times 66$	3	刚露头	80	3.1

实验都控制在等色线刚露头时, 读出这时的输入功率, 同时测量热焦距。表 2 说明, 只要双折射的情况相近, 其热焦距也相等, 二者有很好的对应关系, 它们都与棒的耗散热有关。

5. 在同一个连续激光器上, 以同一输入功率, 利用等色线的多少, 可以估计钕含量。如表 1 所示, Nd^{3+} 为 0% 的白棒, 看不到等色线和等倾线, 显然它的热效应极不明显。含 Nd^{3+} 为 1% 的棒, 只见等倾线不见等色线, 这表明它的热致双折射光程差小于一个波长。含 Nd^{3+} 为 3% 时, 出现了一条等色线, 当 Nd^{3+} 为 5% 时, 有三条等色线。这是因为随着 Nd^{3+} 浓度的提高, 其特征吸收增强, 耗

散热也变大的缘故。所以, 在其他条件都相同的情况下, 可以从等色线的多少, 判断含钕量的高低。另外, 如果含钕量相等, 而棒内有色心或其它吸热杂质存在时, 等色线也会相应增加。电阻炉生长的 YAG 棒一般要比感应炉生长的条纹多, 可能与此有关。

参 考 文 献

- [1] W. Koechner; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 6, 1429.
- [2] “[001] 取向 YAG 激光棒的热致双折射效应”, 《物理学报》, 1977, **26**, No.2, 93~99.
- [3] W. Koechner, D. K. Rice; *JOSA*, 1971, **61**, No. 6, 758~766.
- [4] W. Koechner; *Appl. Phys.*, 1973, **2**, 279.

北京电子学会激光专业委员会 举行第一届学术年会

为了交流学术科研成果, 评选优秀论文, 北京电子学会激光专业委员会于 1979 年 4 月 4 日至 7 日在北京召开了第一届学术年会, 北京地区从事激光科研、生产、教育工作的 68 个单位 172 人出席了年会。

这次年会征集了近 20 个单位 92 篇学术论文。论文内容相当广泛, 有激光基础理论研究、新型激光器的研制、激光元件加工工艺、激光参量的测试、常用激光器的寿命以及激光应用等。年会采用大会报告与小组专题报告相结合的方式进行。在年会大会上宣读的学术论文有 16 篇, 其中有: 闪光灯泵浦染料锁模激光器, 第一代人造激光测距仪的研制, 一种用电子束泵浦的异核型准分子激光器—— XeF , 钼酸钷激光晶体的研究, 铷蒸汽中产生三次谐波, 激光谐振腔的模-腔参数设计方法, 宽波带高反射率介质膜, 计算机输出激光高速宽行打印机原理样机研制报告等。在激光材料、气体激光器、固体激光器和激光应用等四个小组会议上, 分别宣读的论文共

70 篇。代表可根据自己的专业与爱好, 参加任意一组的活动。

根据学术委员会和专家的推荐, 激光专业委员会选出 40 多篇论文, 汇编成论文选集, 将陆续编印出版。

在本届年会上, 物理所研究员张志三同志作了题为《稳频激光器的发展现况及其在科学技术中的应用》的报告, 引起了代表们极大兴趣。

年会期间, 代表们还对今后如何促进北京地区激光事业的发展、加强学术交流等问题进行了热烈的讨论, 提出了积极的建议。这些建议有: 建立统一管理机构的问题; 解决科研与生产脱节的问题; 有关学会中的激光专业组工作的协调问题; 落实知识分子政策问题; 创办学会刊物问题; 等等。代表们一致认为, 这次年会起到了活跃学术气氛, 互通情报, 交流成果, 结识同行的作用, 这必将对北京地区激光事业的发展起一定的促进作用。

(陶绪铨)