

激光棒状放大器非成像抽运腔设计

吴永忠^{1,2} 朱健强^{1*} 李养帅^{1,2}

¹中科院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 针对非成像抽运方式, 研究最大理论耦合效率下的抽运腔结构。采用边缘光线原理和定绳法设计了多灯非成像抽运腔, 根据放大器的结构差异, 设计了两种计算模型。在相同抽运能量下, 对非成像抽运腔和成像椭圆腔中钕玻璃棒表面辐照度进行了数值模拟, 结果表明, 椭圆抽运腔的辐射光线存在氙灯的自吸收和氙灯相互间吸收的现象, 影响了放大器的增益性能。非成像抽运腔的反射壁消除了氙灯自吸收, 且减少了光线反射次数。因此, 非成像抽运腔能够实现最大耦合效率和最佳的抽运均匀性。

关键词 激光器; 非成像; 边缘光线原理; 抽运腔

中图分类号 TN242 文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1002007

Design of Non-Imaging Pump Cavity of Laser Rod Amplifier

Wu Yongzhong^{1,2} Zhu Jianqiang¹ Li Yangshuai^{1,2}

¹National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract According to the non-imaging pump style, pump cavity structure with the theoretical maximum coupling efficiency is researched. Multi-lamp non-imaging pump cavities are designed by edge-ray principle and constant string length method. Two calculation models are obtained through the difference of amplifier structures. The Nd: glass surfaces illumination in the non-imaging and elliptical imaging pump cavity are simulated with the same pump energy. Results show that there are lamp self-absorption and mutual-absorption in the elliptical imaging pump cavity, which affects amplifier's gain property. To non-imaging pump cavity, the reflector profile avoids light reflecting back to the lamp and reduces the number of reflections. Thus, non-imaging pump cavity can lead to the maximum coupling efficiency and the best pump uniformity.

Key words lasers; non-imaging; edge-ray principle; pump cavity

OCIS codes 140.3280; 140.3290; 140.5560

1 引言

在高功率激光装置中, 氙灯光直接照射或经过数次反射后传输到放大器增益介质的效率, 很大程度上决定了激光驱动器的工作效率^[1-2]。为了将氙灯发射光传输到增益介质, 抽运腔在氙灯和增益介质之间起耦合作用, 决定了增益介质内的抽运能密度分布。目前, 抽运方式主要有成像^[3-4]和非成像^[5-8]两种。成像抽运腔结构, 包括单椭圆腔、多椭圆腔和球体腔等。椭圆腔中氙灯和钕玻璃棒分别放置在椭圆的两个焦点上, 经过腔体反射至钕玻璃棒的辐射光线的光程相等, 即氙灯成像至钕玻璃棒上, 耦合效率较高。由于无法忽视氙

收稿日期: 2015-04-28; 收到修改稿日期: 2015-06-01

基金项目: 中以高功率激光技术国际合作研究项目(2010DFB70490)

作者简介: 吴永忠(1987—), 男, 博士研究生, 主要从事高效激光放大器的设计方面的研究。

E-mail: wuyongzhongtmac@126.com

导师简介: 朱健强(1964—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光器件设计, 光学精密机械设计与制造工艺等方面的研究。E-mail: jqzhu@mail.shnc.ac.cn(通信联系人)

灯的直径,部分反射光将被氙灯吸收,限制了其增益性能的进一步提高。一般认为,氙灯光线经过反射腔的平均反射次数少,且无光线反射到氙灯自身,则耦合效率能够达到理论最大值且抽运均匀^[9]。利用边缘光线原理设计非成像抽运腔,无氙灯辐射光线反射到自身,且大部分光线经过一次反射后即到达钨玻璃棒表面,减少反射次数,提高耦合效率和均匀性。Kuppenheimer^[10]已经提出针对两灯和四灯非成像抽运腔的计算模型,但是该模型在计算六灯或八灯结构时,出现了曲线干涉现象。非成像抽运主要应用于激光器二极管(LD)抽运和氙灯抽运的片状放大器^[11-17],接收面以平面为主,而针对增益介质表面为圆柱面的非成像结构腔研究甚少。为此,根据不同结构尺寸和氙灯数量,采用迭代方法,设计了两种计算方法,模拟了六灯非成像抽运腔和成像椭圆腔对钨玻璃棒表面辐照度的影响。为提高放大器的能量转换和装置重复率提供了理论依据。

2 设计原理

如图1(a)和(b)所示,椭圆抽运腔阴影部分为氙灯自吸收区域,两部分光线将被氙灯本身或其他氙灯吸收,无法为抽运提供所需能量。如图1(c)所示,以氙灯为基圆,形成渐开线曲线,氙灯任意发射光线到达渐开线表面,其上任意一点的切线作为反射平面,渐开线发生线作为法线,且如果反射曲线与钨玻璃棒表面紧密接触,则所有光线都能够被反射而不被氙灯吸收。

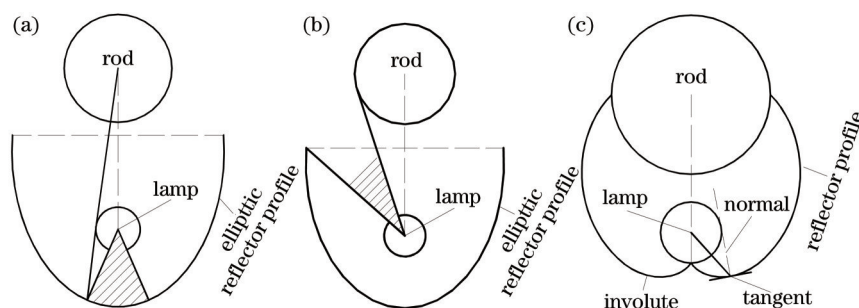


图1 成像与非成像。(a) 氙灯自吸收; (b) 氙灯相互间吸收; (c) 非成像

Fig.1 Imaging and non-imaging. (a) Lamp self-absorption; (b) mutual-absorption; (c) non-imaging

上述非成像抽运腔,设计过程中可以忽略光程问题,仅考虑如何使所有光线聚集到钨玻璃棒表面。经典力学中对于系统在任意时刻的微观运动状态可以用广义坐标 (q_1, q_2, \dots, q_f) 和广义动量 (p_1, p_2, \dots, p_f) 共 $2f$ 维相空间描述。相空间中任意体积元可表示为

$$d\Omega = dq_1 dq_2 \dots dq_f dp_1 dp_2 \dots dp_f, \quad (1)$$

在 t 时刻,系统运动状态在体积元 $d\Omega$ 内的代表点数 N 可表示为

$$N = \rho(q_1, q_2, \dots, q_f, p_1, p_2, \dots, p_f; t) d\Omega, \quad (2)$$

刘维尔定理认为,任一代表点在相空间中确定轨道运动,其邻域的代表点密度不随时间变化,即

$$dp/dt = 0, \quad (3)$$

根据几何光学原理,氙灯发射光线可以用六维向量 $(x, y, z, \cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ 描述,其中 (x, y, z) 为光线的起始位置, $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ 为光线的方向矢量。比较氙灯发射光线和系统任意时刻微观运动状态,光线起始位置和方向矢量可以分别类比广义坐标和广义动量。

利用铝箔将氙灯(半径 $r=10$ mm, 弧长 $L=380$ mm)表面包裹并留有约 2 mm \times 2 mm 的矩形发射窗口,近似认为矩形窗口为点光源,测试其在相对表面法线方向 $\pm 90^\circ$ 内的光强值,测试结果如图2(a)所示,辐射能量主要分布在 $\pm 40^\circ$ 内,且 $\pm 90^\circ$ 的两个极限位置存在辐射光线,说明氙灯发射模型是一个以其内表面为外环的环状光源。根据刘维尔定理,定义氙灯表面某一点极限位置光线为边缘光线,如果边缘光线能够达到钨玻璃棒,则其邻域内所有光线都可以,在设计过程中仅考虑边缘光线的传输过程。

激光棒状放大器中,氙灯和钨玻璃棒均为圆柱体,采用定绳法^[18]计算其反射曲线,如图2(b)所示,绳子两端分别固定在点1和点2处,绳子长度通过计算得到(红色部分),拉直绳子至起点 T ,点 T 将绳子分成两段,且分别和氙灯、钨玻璃棒表面相切。假设点 P 为点 T 移动轨迹上的一点,移动 $\Delta\theta$ 至 P' ,形成反射曲线。由几何关系可以得出

$$CP + PA' = C'P' + P'A' - \overline{AA'} + \overline{CC'} + O(\Delta\theta^2), \quad (4)$$

$$CP + PA' = C'P' + P'A' + O(\Delta\theta^2), \quad (5)$$

式中 $O(\Delta\theta^2)$ 为绳子绕氙灯和钨玻璃棒的弧长差值。因此,根据费马定理, PP' 所在平面必须为反射平面。点 A 和 A' 处的非边缘光线都能通过曲线 PP' 经过一次或多次反射到达钨玻璃棒表面,若令氙灯有效直径等于钨玻璃棒有效直径,计算得到抽运腔可获得最大理论耦合效率。

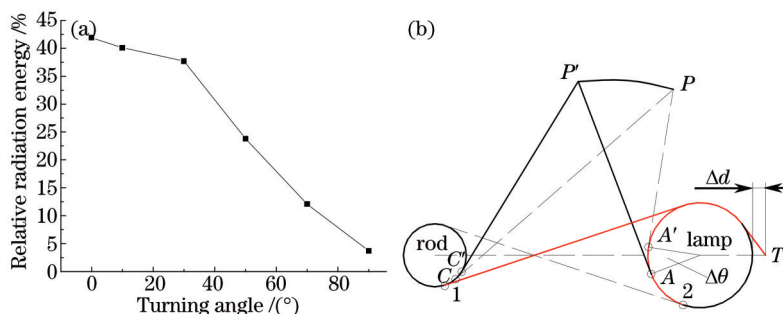


图2 边缘光线。(a) 测试结果;(b) 计算原理

Fig.2 Edge-ray. (a) Test result; (b) calculation principle

3 设计方法

边缘光线原理设计抽运腔坐标系如图3所示,氙灯发射光线与氙灯外表面相切,反射光线与钨玻璃棒表面相切,集合所有发射光线和反射光线交点 P ,即为抽运腔的线轮廓。发射光线与氙灯形成坐标系 (ρ, θ) ,反射光线与钨玻璃棒形成坐标系 (ρ', θ') ,氙灯中心作为坐标原点形成坐标系 (x, y) 。设置边缘光线总长为定值(定绳法),通过3个坐标系之间的转换,计算点 P 的坐标值。

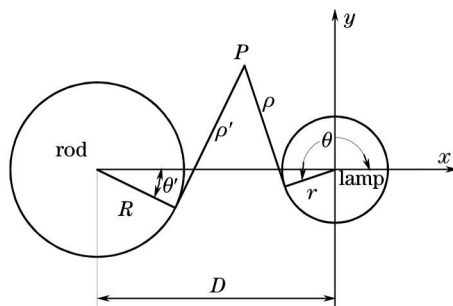


图3 坐标系

Fig.3 Coordinate systems

其中,3个坐标之间的转换关系为

$$x = r \cos \theta + \rho \sin \theta, \quad (6)$$

$$y = r \sin \theta - \rho \cos \theta, \quad (7)$$

$$\rho' = (\rho^2 + r^2 - R^2 + D^2 + 2Dr \cos \theta + 2D\rho \sin \theta)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\theta' = \cos^{-1} \left(\frac{\rho^2 - \rho'^2 + R^2 - r^2 + D^2}{2D\sqrt{\rho'^2 + R^2}} \right) - \sin^{-1} \frac{\rho'}{\sqrt{\rho'^2 + R^2}}, \quad (9)$$

式中 r 为氙灯半径, D 为氙灯与钨玻璃棒的中心距离, x 和 y 为相交于氙灯中心的笛卡尔坐标系中的正交轴, ρ' 和 ρ 是以 P 为起点,分别相切于钨玻璃棒和氙灯线段的长度, θ' 和 θ 为对应的角度。氙灯和钨玻璃棒都紧密贴合抽运腔曲线时,其耦合效率最高。激光放大器在实际装配过程中,氙灯灯管易与抽运腔发生机械干涉,两者需要采用过盈配合避免干涉,而放大器运行时,钨玻璃棒需要进行水冷,即牺牲部分耦合效率满足具体工况要求^[19]。两灯($N=2$)抽运腔的几何结构如图4所示,最大过盈量(氙灯外径与反射曲线起点) Δd 不超过 2 mm。

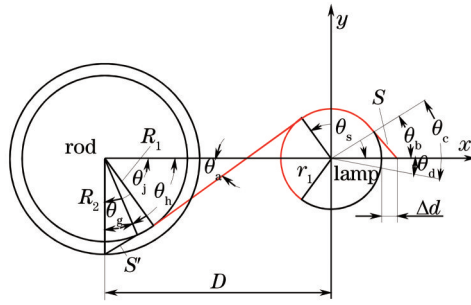


图 4 棒状放大器几何结构

Fig.4 Geometry structure of rod amplifier

图 4 所示的角度关系为

$$\theta_j = \frac{\pi}{N}, \quad (10)$$

$$\theta_g = \cos^{-1}\left(\frac{R_1}{R_2}\right), \quad (11)$$

$$\theta_h = \theta_j - \theta_g, \quad (12)$$

$$\theta_b = \cos^{-1}\left(\frac{r_1}{r_2}\right), \quad (13)$$

$$\theta_c = \sqrt{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 - 1}, \quad (14)$$

$$\theta_d = \theta_c - \theta_b, \quad (15)$$

式中 R_1 为钨玻璃棒半径, R_2 为钨玻璃棒的冷却水管半径, 氙灯圆心和反射曲线起点同轴, 距离为 $r_2 = r_1 + \Delta d$ 。

钨玻璃棒相对其中一支氙灯的有效辐照长度为

$$G = \theta_h R_1 + S' = \left[\frac{\pi}{N} - \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2} \right] R_1 + \sqrt{R_2^2 - R_1^2}, \quad (16)$$

对应氙灯有效辐射长度为

$$G' = (\pi - \theta_b) r_1 + S = r_1 \left[\pi - \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 - 1} \right], \quad (17)$$

式中 S' 和 S 分别为钨玻璃棒和氙灯的渐开线发生线长度。首先, 根据抽运能量大小和冷却时间要求, 确定 R_1 和 R_2 ^[20], 则可计算出 G

$$G = \pi r_1, \quad (18)$$

$$r_2 = r_1 + 2, \quad (19)$$

根据(18)式计算出氙灯半径的估计值, 令 $G = G'$, 从而计算出 G' 的估计值, 则 G 和 G' 产生误差 ε , 利用误差 ε 赋值计算 $r_{1\text{new}}$

$$r_{1\text{new}} = r_1 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2G} \right). \quad (20)$$

循环上述计算过程直至 $\varepsilon \leq 10^{-6}$, 最终确定 r_1 和 r_2 , 则氙灯和钨玻璃棒的几何尺寸确定。如图 5 所示, 根据上述计算结果, 并结合 R_2 和 D , 绳子接点位置出现两种情况: 1) 接点 F 落在切线 AE 形成的 V 型槽外; 2) 接点 F 落在切线 $A'E'$ 形成的 V 型槽内。

3.1 接点在 V 型槽外

如图 6 所示, 切点 F 落在槽外, 绳子的一端接点即为点 F , 形成计算方法一。反射曲线共分为 3 段, 分别为 TP_1 、 P_1P_2 和 P_2T_2 , 其中 TP_1 和 P_2T_2 分别为氙灯和钨玻璃棒的渐开线曲线。

1) 根据图 4 和 6, 计算 TP_1 , 氙灯渐开线长度为

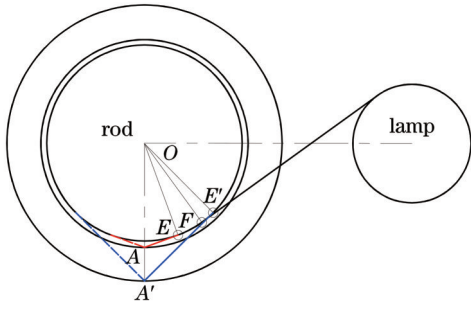


图5 接点位置

Fig.5 Position of connection points

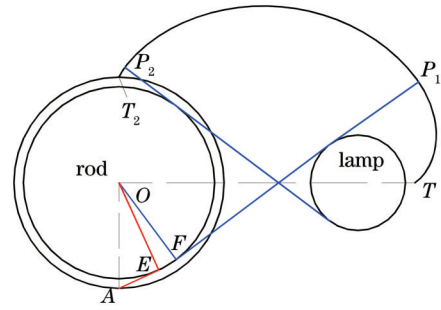


图6 接点在V型槽外

Fig.6 Connection point beyond V-shaped cavity

$$\rho = (\theta + \theta_d)r_1, \quad \theta_b \ll \theta \ll \theta_s \quad (21)$$

$$\theta_s = \theta_a + \frac{\pi}{2}, \quad (22)$$

$$\theta_a = \sin^{-1}\left(\frac{R_1 + r_1}{D}\right), \quad (23)$$

式中 θ 为交点 P 光线与氙灯相切点所在半径与 x 正半轴的夹角。结合(6)、(7)式可计算渐开线的坐标值 (x, y) 。

2) 采用定绳法并结合图6和7,计算 P_1P_2 段曲线坐标值 (x, y) ,根据描点法绘制出样条曲线,其准确性取决于点的密度。如图7所示,绳子长度为

$$L = \rho_0 + \rho'_0 + (\theta_c - \theta_s)r_1, \quad (24)$$

$$\rho_0 = (\theta_d + \theta_s)r_1, \quad (25)$$

在 P_1P_2 任意位置时,绳子长度为

$$L_1 = \rho + \rho' + (\theta_c - \theta)r_1 + (\pi - \theta_s - \theta')R_1, \quad (26)$$

$$L = L_1, \quad (27)$$

$$\rho + \rho' + \theta'R_1 - \theta r_1 = \rho_0 + \rho'_0 + (\theta_s - \pi)R_1 - \theta_s r_1. \quad (28)$$

(28)式的右边为定值,且 $\theta_s \leq \theta \leq \theta_c$,细分角 θ 至 0.001° 进行坐标值计算

$$I = [0 \sim (\theta_c - \theta_s)/0.001], \quad (29)$$

$$\theta_{\text{new}} = \theta_s + 0.001I, \quad (30)$$

$$\rho_{\text{new}} = \rho_{\text{old}} + 0.001r_1, \quad (31)$$

式中 I 为循环次数。通过(8)、(9)式计算 (ρ', θ') ,则(28)式左右两边产生误差

$$\varepsilon = [\rho + \rho' + \theta'R_1 - \theta r_1 - \rho_0 + \rho'_0 + (\theta_s - \pi)R_1 - \theta_s r_1], \quad (32)$$

为了获得准确的坐标值,需要进行循环计算,将误差控制在合理范围内。利用误差 ε 赋值计算 ρ_{1new} :

$$\rho_{\text{1new}} = \rho_{\text{new}} - (\varepsilon/2), \quad (33)$$

以 $(\rho_{\text{1new}}, \theta_{\text{new}})$ 计算得出 (ρ', θ') , (28)式产生新的误差,循环至 $\varepsilon/\rho' \leq 10^{-6}$,认为计算结果无限逼近真实值,结束循环并确定 (ρ, θ) 和 (x, y) 。计算 I 次后完成所有细分角的曲线坐标值计算。

3) 渐开线 P_2T_2 计算方法和 TP_1 相同,即

$$\alpha_b = \cos^{-1}\left(\frac{R_1}{R_2}\right), \quad (34)$$

$$\alpha_c = \sqrt{\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 - 1}, \quad (35)$$

$$\alpha_d = \alpha_c - \alpha_b, \quad (36)$$

$$\alpha_b \ll \beta \ll \theta_a, \quad (37)$$

$$x = R_1 \sin \beta - (\beta + \alpha_d) \times R_1 \times \cos \beta - D, \quad (38)$$

$$y = R_1 \cos \beta + (\beta + \alpha_d) \times R_1 \times \sin \beta, \quad (39)$$

根据式(38)、(39)求出 (x,y) 坐标值。

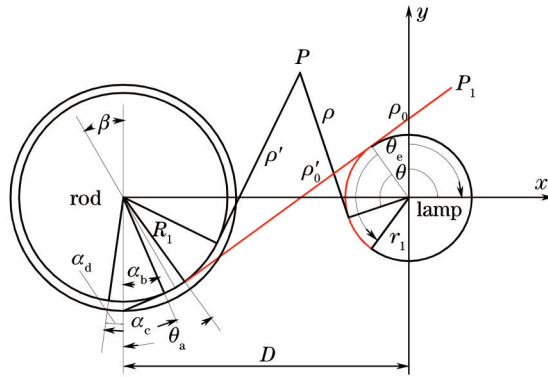


图7 计算模型

Fig.7 Calculation model

3.2 接点在V型槽内

如果绳子的接点 F 落在V型槽以内,根据方法一计算得出的反射曲线如图8(a)所示, P_2T_2 段的渐开线将与冷却水管发生机械干涉,需要重新设计计算方法。当切点落在V型槽以内时,绳子接点在冷却水管上,如图8(b)所示,接点为 A_1 。反射曲线同样分为3段, T_3P_3 、 P_3P_4 和 P_4T_4 。其中, T_3P_3 和 TP_1 计算方法相同, P_4T_4 和 P_1P_2 计算方法相同,需要设计 P_3P_4 计算方法二。

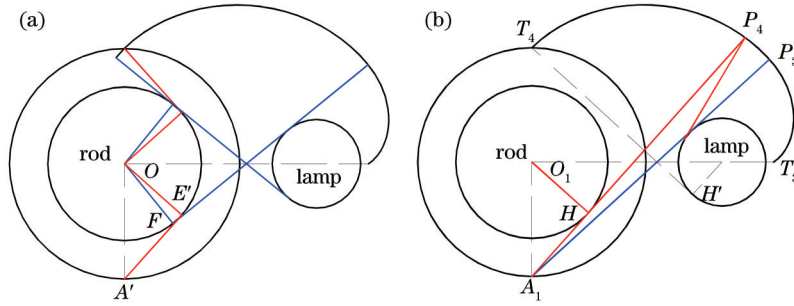


图8 接点在V型槽内。(a) 计算结果一;(b) 计算结果二

Fig.8 Connection point within V-shaped cavity. (a) Calculation result one; (b) calculation result two

计算模型如图9所示,因此得

$$\theta_a = \beta + \gamma, \quad (40)$$

$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{r_1}{Q}\right), \quad (41)$$

$$\gamma = \sin^{-1}\left(\frac{R_2 \sin \theta_j}{Q}\right), \quad (42)$$

$$Q = \sqrt{(R_2 \sin \theta_j)^2 + (R_2 \cos \theta_j - D)^2}, \quad (43)$$

$$\theta_a = \sin^{-1}\left(\frac{r_1}{Q}\right) + \sin^{-1}\left(\frac{R_2 \sin \theta_j}{Q}\right), \quad (44)$$

式中 Q 为绳子接点到氙灯中心的距离。根据定绳法,点 P_3 为初始位置, $\theta = \theta_a + \frac{\pi}{2}$,切线(除去绕氙灯部分)的长度为

$$N = 2(\theta_s + \theta_d)r_1 + \frac{R_2 \sin \theta_j + r_1 \cos \theta_a}{\sin \theta_a}, \quad (45)$$

同样采用描点绘制样条曲线方法,细分角 θ 至 0.001° 进行坐标值计算

$$I = [0 \sim (\theta_c - \theta_s) / 0.001], \quad (46)$$

$$N_0 = N + r_1 \times 0.001 \times I, \quad (47)$$

$$\theta_{new} = \theta_s + 0.001 \times I, \quad (48)$$

$$\rho_{new} = \rho_{old} + \frac{r_1 \times 0.001 \times I}{2}, \quad (49)$$

根据 $(\rho_{new}, \theta_{new})$ 和几何关系, 计算得到切线长度估计值 N_{new} , 计算结果和实际切线长度产生误差

$$\varepsilon = N_{new} - N_0, \quad (50)$$

令 $\rho_{1new} = \rho_{new} - \varepsilon$, 且以 $(\theta_{new}, \rho_{1new})$ 计算得出 N_{1new} , 不断循环这一计算过程, 直至 $\varepsilon \leq 10^{-6}$, 从而确定 (ρ, θ) 和 (x, y) 。计算 I 次后完成所有细分角的曲线坐标值计算。

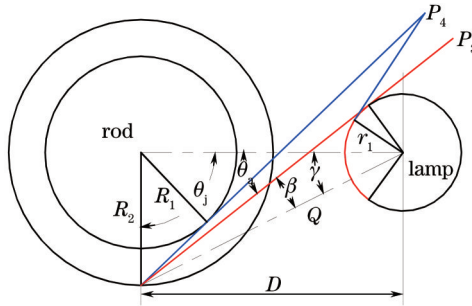


图9 计算模型

Fig.9 Calculation model

4 抽运腔形模拟

根据上述两种计算方法, 计算得到如图 10(a)、(b)所示的两灯非成像抽运腔, 钕玻璃棒直径同为 40 mm, 图 10(a)中冷却水管直径为 44 mm, 绳子接点在钕玻璃棒上, 图 10(b)中冷却水管直径为 50 mm, 接点在冷却水管上。采用 Tracepro 模拟两种抽运腔中钕玻璃棒表面辐照度, 如图 10(c)所示, 辐照均匀性较好, 且两者照度值无明显差异, 说明两种计算方法均符合要求。

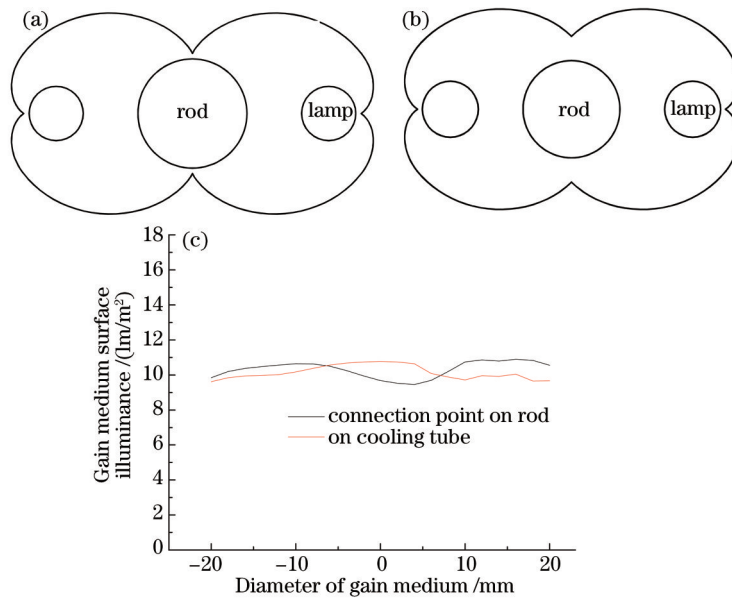


图 10 两灯抽运腔。(a) 接点在钕玻璃棒上; (b) 接点在水管上; (c) 钕玻璃棒表面辐照度

Fig.10 Two lamps pump cavities. (a) Connection point on rod; (b) connection point on cooling tube; (c) Nd: glass surfaces illumination

现有高功率激光装置中, 棒状放大器一般采用成像椭圆抽运腔结构, 如图 11(a)所示。为了比较两种抽运方式, 设计了六灯非成像抽运腔结构, 如图 11(b)所示, 两者的钕玻璃棒直径、冷却水管直径以及氙灯和钕玻璃棒之间的距离都相等。模拟结果如图 11(c)所示, 模拟采用了光线追迹的方法, 初始条件是氙灯的输入电能相等和钕玻璃棒的表面积相等, 即氙灯的总光线条数相等。模拟假设条件: 1) 光线传输至本身终止追迹; 2) 光线经过 3 次反射后终止追迹。根据上述假设条件, 非成像抽运腔的光线都能够到达钕玻璃棒表面。

如图 11(d)所示,成像抽运腔结构将氙灯半圆分为 3 个角区域: θ_1 、 θ_2 和 θ_3 ,其中 θ_1 范围内的光线被氙灯本身完全吸收, θ_2 部分被其他氙灯吸收,部分被钕玻璃棒吸收并假设为 $\Delta\theta$, θ_3 范围内光线完全被钕玻璃棒吸收。氙灯的有效光线约为 $\frac{\theta_3 + \Delta\theta}{\pi}$,而氙灯的有效光线为 100%,两者比值约为两倍关系,则计算结果和模拟结果吻合度较高。

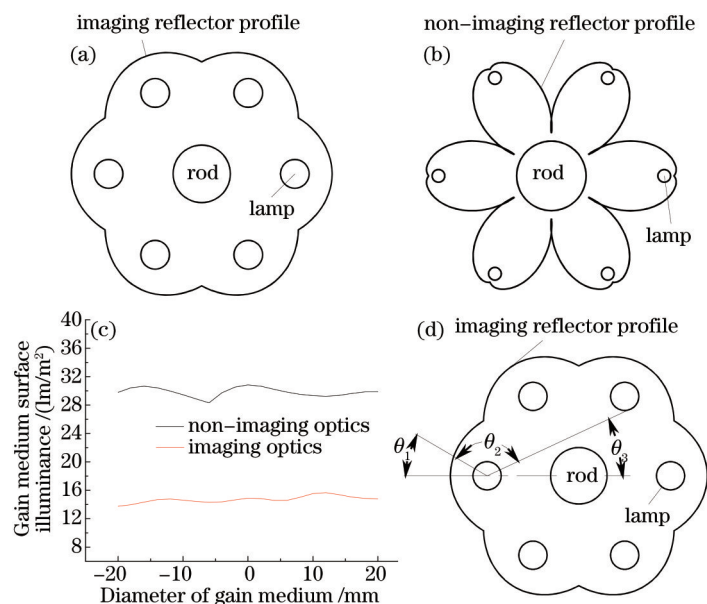


图 11 成像与非成像比较。(a)椭圆腔;(b)非成像腔;(c)钕玻璃棒表面辐照度;(d)椭圆腔分析
Fig.11 Comparison between imaging and non-imaging. (a) Elliptical cavity; (b) non-imaging cavity;
(c) Nd:glass surfaces illumination; (d) elliptical cavity analysis

5 结 论

采用边缘光线原理和定绳法,计算非成像抽运腔反射曲线,根据系统结构尺寸特征,设计了两种计算方法。非成像抽运腔能够使得氙灯光线经过直射或反射进入钕玻璃棒表面,而不会被自身或其他氙灯吸收。钕玻璃棒直径和氙灯组的直径严格匹配,保证放大器的最大耦合效率。高效的非成像抽运腔,为提高高功率激光装置重复率提供了一种有益思路。

参 考 文 献

- 1 Zhang Panzheng, Lin Xianping, Pan Feng, *et al.*. Research of grounding of high power Nd:glass disk amplifier of SG II [J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(3): 0302004.
张攀政, 林贤平, 潘峰, 等. 神光 II 高功率钕玻璃片状放大器接地实验研究[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0302004.
- 2 Zhang Yongliang, Wei Xiaofeng, Yan Xiongwei, *et al.*. Research of gain uniformization in high power solid state laser amplifier[J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(9): 1646-1648.
张永亮, 魏晓峰, 严雄伟, 等. 高功率固体激光放大器中增益均匀化研究[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(9): 1646-1648.
- 3 Ji Xiaoling, Tao Xiangyang, Lv Baida. The influence of thermal effects in a beam control system and spherical aberration on the laser beam quality[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(3): 952-960.
- 4 Sun Zhe, Chen Xin, Jiang Menghua, *et al.*. Compact laser diode side-pumped multipass Nd:YVO₄ slab laser amplifier[J]. Chinese J Lasers, 2014, 40(6): 0602018.
孙哲, 陈欣, 姜梦华, 等. 结构紧凑型激光二极管侧面抽运多通 Nd:YVO₄板条激光放大器[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602018.
- 5 F Docchio, L Pallaro, O Svelto. Pump cavities for compact pulsed Nd:YAG lasers: a comparative study[J]. Appl Opt, 1985, 24(22): 3752-3755.
- 6 H Ries, A Rabl. Edge-ray principle of nonimaging optics[J]. JOSA A, 1994, 11(10): 2627-2632.

- 7 D Roess. Analysis of room temperature CW ruby lasers[J]. IEEE, 1966, 2(8): 208-214.
- 8 Xing Fu, Peilin Li, Qiang Liu, *et al.*. 3 kW liquid-cooled elastically-supported Nd: YAG multi-slab CW laser resonator[J]. Opt Express, 2014, 22(15): 18421-18432.
- 9 P T Ong, J M Gordon, A Rabl. Tailored edge-ray designs for illumination with tubular sources[J]. Appl Opt, 1996, 35(22): 4361-4371.
- 10 J D Kuppenheimer jr. Design of multilamp nonimaging laser pump cavities[J]. Opt Engng, 1988, 27(12): 1067-1071.
- 11 R J Koshel, I A Walmsley. Non-edge-ray design: improved optical pumping of laser[J]. Opt Engng, 2004, 43(7): 1511-1521.
- 12 T Denis, S Hahn, S Mebben, *et al.*. Compact diode stack end pumped Nd: YAG amplifier using core doped ceramics[J]. Appl Opt, 2010, 49(5): 811-816.
- 13 T H Dinh, T Ohkubo, T Yabe. Development of solar concentrators for high-power solar-pumped lasers[J]. Appl Opt, 2014, 53(12): 2711-2719.
- 14 A V Gapeeva, V A Zverev, I N Timoshchuk. Construction principle of a nonimaging optical system of an illuminating device[J]. Journal of Optical Technology, 2013, 80(12): 731-734.
- 15 Zhang Hang, Li Meihua, Ma Yufei, *et al.*. Design for free-form reflector surface based on foci mapping ellipse flow-line methods and gradient optimization[J]. Laser and Optoelectronics Progress, 2014, 51(5): 052201.
张 航, 李梅花, 马宇飞, 等. 基于配焦椭流线和梯度优化的自由反射面设计[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(5): 052201.
- 16 Jing Lei, Wang Yao, Zhao Huifu, *et al.*. Design of uniform-irradiance concentrator for concentration photovoltaics system[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0208001.
荆 雷, 王 尧, 赵会富, 等. 实现均匀照度光伏聚光镜设计[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0208001.
- 17 Jin Ji, Yu Guiying, Lin Min. Research of high light collection efficiency of LED parabolic reflector based on non-imaging optics[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(3): 680-684.
金 骥, 余桂英, 林 敏. 基于非成像光学的LED高收光率的抛物反射器研究[J]. 中国激光, 2010, 37(3): 680-684.
- 18 R Winston. High collection nonimaging optics[C]. Opt Engng, 1989, 1038: 590-598.
- 19 R Winston. Ideal flux concentrators with reflector gaps[J]. Appl Opt, 1978, 17(11): 1668-1669.
- 20 Zhang Hua, Huang Guosong, Xu Shixiang, *et al.*. The thermal distortion theory of the rod amplifier in the high-power solid laser system [J]. Chinese J Lasers, 1997, 24(12): 1061-1067.
张 华, 黄国松, 徐世祥, 等. 高功率固体激光系统棒状放大器的热畸变理论[J]. 中国激光, 1997, 24(12): 1061-1067.

栏目编辑: 宋梅梅