

# 封闭水平管道中气体压强对激光传输的影响

胡 鹏 安建祝 张飞舟

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

**摘要** 建立了封闭水平管道中激光传输热效应物理模型, 详细研究了降低气体压强对光束质量变化的影响, 辨别了热传导、浮力对流传热机制的转换时间与光束质量、光斑质心漂移转换时间的关系; 数值模拟了气体吸收不同激光能量, 在不同压强下的温度分布、附加相差和远场光束质量、光斑质心漂移的变化。结果表明, 气体温度分布与气体热光系数两种因素共同决定远场光束质量变化的大小, 而光束质量转换时间与两种传热机制转换时间一致, 光斑质心漂移转换时间略有滞后; 降低管道中气体压强, 可较大地改善远场光束质量。

**关键词** 激光光学; 热晕; 气体压强; 光束质量; 转换时间

**中图分类号** TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0702005

## Pressure Effects on Laser Propagation in a Closed Horizontal Tube

Hu Peng An Jianzhu Zhang Feizhou

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

**Abstract** A model of a thermal blooming gas in a closed horizontal tube is used to study the effects of gas pressure on laser propagation. It focuses on the variation of beam quality in far-field and the switch time of heat conduction and heat convection in gas. By numerical simulation, the distributions of gas temperature, additional phase and beam quality and drift of mass center in far-field are shown under different gas pressures and absorptions of laser energy. And it is found that the change of beam quality is decided by both of the distribution of gas temperature and the thermal-optical coefficient, and the switch time of beam quality accords with the one between the two thermal conduction mechanisms, but the switch time of drift of mass center delays. Reducing the pressure in the tube, the gas has a higher temperature, but more even distribution, and the thermal-optical coefficient of gas scales down, so the beam quality consequently improves.

**Key words** laser optics; thermal blooming; gas pressure; beam quality; switch time

**OCIS codes** 140.6810; 140.3295; 140.1550; 140.3295

## 1 引 言

高能激光系统内通道中充满工作介质气体, 虽然介质气体对激光能量吸收很小, 但激光功率密度高, 气体被封闭在通道内散热性不好, 又无强迫对流, 介质气体依然有一定的温升; 同时, 由于内通道几何构形和重力环境的影响, 在通道内形成涡流, 使得气体温度、密度分布混乱, 造成激光束的畸变和发散。随着高能激光系统的发展, 热效应越来越明显, 对光束质量要求也越来越高, 内通道介质气体热晕的研究更加重要。文献[1]研究比较了水平通道中热晕的影响, 并对光学元件/介质气体组合进行了优化设计; 文献[2~4]研究了内通道热效应对远场特性的影响。但随着管道中气体吸收激光能量增大,

热晕对光束质量的影响也增大, 必须采取某些措施抑制热晕的影响。文献[5, 6]研究了不同构型通道中光路交叠对不同激光分布的光束质量的影响, 以及吹气对降低热晕、改善光束质量的效果。本文研究了封闭水平管道中气压变化对光束质量的影响, 并以水平封闭管道为例, 给出了不同气体压强下气体流场温度分布的变化, 详细辨别了气体吸收不同激光能量时, 热传导、对流换热两种热机制对流场温度分布与光束质量的影响。以  $N_2$  为例, 数值模拟了气体吸收不同激光能量、在不同压强下水平管道中温度分布与远场光束质量随时间的变化。结果表明, 随着管道中气体压强的降低, 虽然流场温升升高, 但流场混合更加充分, 且气体热光系数正比例降

收稿日期: 2013-01-28; 收到修改稿日期: 2013-03-01

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术发展基金(2011B0401067)资助课题。

作者简介: 胡 鹏(1979—), 男, 助理研究员, 主要从事激光与物质相互作用等方面的研究。E-mail: hu\_peng@iapcm.ac.cn

低,远场光束质量有明显改善。

## 2 物理模型

水平管道长  $L$ ,管道充满介质气体,两端封闭,一束理想平行激光束穿过管道,其中心与管道横截面中心重合;激光束从水平管道一端入射,另一端射出,不考虑激光在通道内的来回反射;假设初始时通道中充满介质气体,且分布均匀,没有初始相差,如图 1(a)所示。

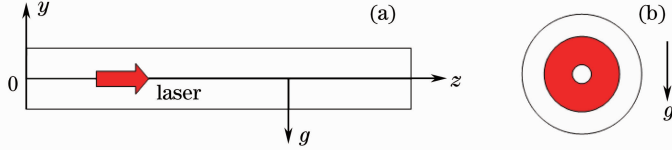


图 1 (a)封闭水平管道模型示意图;(b)二维简化模型

Fig. 1 (a) Sketch of a horizontal closed tube; (b) 2D simplified model

## 3 热晕描述与控制方程

封闭水平管道中热晕产生的波前相差  $\Delta\phi$  可表示为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int \Delta n \cdot dz, \quad (2)$$

式中  $L$  为管道长度,  $\Delta n$  为介质气体折射率的变化量,  $dz$  为积分变量。对于气体,有 Gladstone-Dale 关系

$$n - 1 = K \cdot \rho, \quad (3)$$

式中  $n$  和  $\rho$  分别为气体折射率和密度,  $K$  为 Gladstone-Dale 常数。

气体状态由理想气体状态方程描述,即

$$P = \rho RT. \quad (4)$$

式中  $P$ 、 $T$ 、 $R$  分别为气体压强、温度和气体常数。介质气体的初态、末态分别以下标 1、2 表示,由(3)式与(2)式联合可得到

$$\Delta n = n_2 - n_1 = K \cdot \rho_2 - K \cdot \rho_1 = \frac{K}{R} \cdot \left( \frac{P_2}{T_2} - \frac{P_1}{T_1} \right). \quad (5)$$

在等压假设下,

$$\Delta n = K \cdot \frac{P_1}{R} \frac{T_1 - T_2}{T_2 T_1}. \quad (6)$$

理想气体状态方程表明,气体的压力与密度成正比,若管道内介质气体的初始压强为  $\frac{1}{\epsilon} P_1$ ,则相应介质的气体密度也为  $\frac{1}{\epsilon} \rho_1$ , (6)式应为

$$\Delta n = K \cdot \frac{P_1}{\epsilon R} \frac{T_1 - T_2}{T_2 T_1}. \quad (7)$$

将(4)式代入(7)式中可得到

本文研究的激光分布为平顶环形光束,波长  $\lambda$  为  $1.315 \mu\text{m}$ ,光场光布为

$$I(r) = \begin{cases} I, & r_{\text{in}} \leq r \leq r_{\text{out}}, \\ 0, & \text{else} \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $r_{\text{in}}$  和  $r_{\text{out}}$  分别是光束的内、外半径。

由于激光分布、水平通道构型轴对称,忽略水平管道端面影响,则可简化为圆形横截面的二维模型,如图 1(b)所示。

$$\Delta n = \frac{(n-1)}{\epsilon} \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2} = -\frac{n-1}{\epsilon T_2} \cdot \Delta T, \quad (8)$$

因此,气体的热光系数为

$$\frac{\partial n}{\partial T} = -\frac{n-1}{\epsilon T_2}, \quad (9)$$

$$\Delta\phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n-1}{\epsilon T_2} \cdot \int_0^L \Delta T \cdot dz. \quad (10)$$

当气体温升较低时,可取  $T_2 \approx T_1$ ,对于本文的水平封闭管道模型,(10)式可简化为

$$\Delta\phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n-1}{\epsilon T_1} \cdot \Delta T \cdot L. \quad (11)$$

(8)~(11)式表明,管道内气体温升引起的附加相差与温度分布相同,而管道内压强变化使得介质气体的热光系数等比例变化,显著影响附加相差大小,因此,求出不同压强下封闭管道中气体温度分布,即可得到波前相位分布,进而得到激光束光束质量。问题的关键是求出重力环境下激光束通过封闭管道的气体温度分布。

考虑封闭管道内气体流动是由于气体吸收激光能量升温、在重力作用下引起的自然对流,气体温升一般较小,气体流动速度不大,因此可采用不可压缩、层流模型和 Boussinesq 假设<sup>[7]</sup>。将激光辐照视为光斑区的热源,需要求解的流体方程组为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{F}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} T) = \nabla \cdot \left( \frac{\kappa}{\rho c} \nabla T \right) + Q, \quad (14)$$

式中  $t$  为时间,  $p$  是气体压力,  $\mathbf{v}$  是速度矢量,  $\rho$  为密度,  $\kappa$  为热导率,  $c$  为热容量;  $\mathbf{F}$  为外力, 本文中为重力;  $Q$  为热源, 本文中为气体吸收的激光能量  $\eta I$ ,  $\eta$  为介质气体的吸收率,  $I$  为激光强度。将通道内壁看作绝热、无滑移, 联立求解(12)~(14)式, 可得到封闭管道内气体温度分布, 本文采用 CFX 软件完成封闭管道内介质气体的流场计算。将得到的介质气体温度分布代入(11)式, 即可得到波前相差分布, 进而得到远场光束质量。

考虑封闭管道中充满  $N_2$ , 常温常压下  $N_2$  的物理参数如表 1 所示<sup>[8]</sup>。  $\partial n/\partial T$  由(9)式得到;  $N_2$  的

表 1 常温常压下  $N_2$  的物理性质Table 1 Parameters of  $N_2$  under normal temperature and pressure

Density $\rho /(\text{kg}/\text{m}^3)$	Heat conductivity $\kappa /[\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})]$	Specific heat $C_p /[\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})]$	Viscosity $\nu /(\mu\text{Pa} \cdot \text{s})$	refractive index $n_0$
1.2506	0.026	1043	17.9	1.0002793

## 4 物理分析与数值模拟

### 4.1 温度分布

若不考虑气体流动, 当管道内工作压强为 1 atm ( $1.01 \times 10^5$  Pa), 气体吸收  $28 \text{ W}/\text{m}^3$  的激光能量后的温升可估计为

$$\Delta T = \frac{\eta I \cdot t}{\rho C_p} = \frac{28 \cdot 10}{1.25 \times 1043} \approx 0.22 \text{ (K)}. \quad (16)$$

由(11)式看到, 水平管道中的相差与管道长度成正比, 管道越长, 气体温升造成的相差就越大; 当管道长 5 m 时, 引起的相差约为 5 rad, 这对光束质量的影响不可忽略; 若吸收激光能量为  $280 \text{ W}/\text{m}^3$ , 则引起的相差将有 50 rad, 这对光束质量的影响是巨大的。

当气体吸收激光能量为  $28 \text{ W}/\text{m}^3$  时, 管道内气体温升较小; 若工作压强为 1 atm, 气体最高温升约 0.21 K, 气体的向上浮动很小, 气体的温升主要在激

转动特征温度约 2.86 K, 振动特征温度约 3340 K, 当气体温度不高时, 振动自由度对热容量的贡献可以忽略;  $N_2$  的热容量  $C_V$  主要由平动、转动自由度贡献。在理想气体条件下

$$C_V = \frac{5}{2} K, \quad (15)$$

则单位质量  $N_2$  比热不随压强改变, 因此, 在后面的分析中, 只考虑密度随压强的变化。

在本文数值模拟中, 激光出光时间为 10 s, 假设管道内  $N_2$  初始温度为 293 K, 考虑吸收激光能量密度为  $28 \text{ W}/\text{m}^3$  和  $280 \text{ W}/\text{m}^3$  两种情形。

光环形光斑内, 且分布较均匀, 光斑外区域温升主要由气体自身的热传导引起; 气体最高温升与(16)式估计相近, 如图 2(a)所示。当管道内压强为 0.5 atm 时, 最高温升约 0.42 K, 温度分布依然大致呈环状分布, 如图 2(b)所示; 而管道内压强为 0.1 atm 时, 最高温升约 1.63 K, 较明显地呈现出上高下低的温度分布, 如图 2(c)所示。管道内的温度分布表明, 当管道内压强为 1.0 atm 和 0.5 atm 时, 浮力对流热效应较小, 热传导机制对温度的分布起主导作用, 因此管道内最高温升与压强(密度)成反比, 温度分布与激光光斑分布相似; 当管道内压强为 0.1 atm 时, 气体温升较高, 浮动速度较快, 对流作用增大, 使得温度分布与光斑分布有较大差别, 也使得气体的最高温升没有与压强(密度)成反比, 而是偏小。

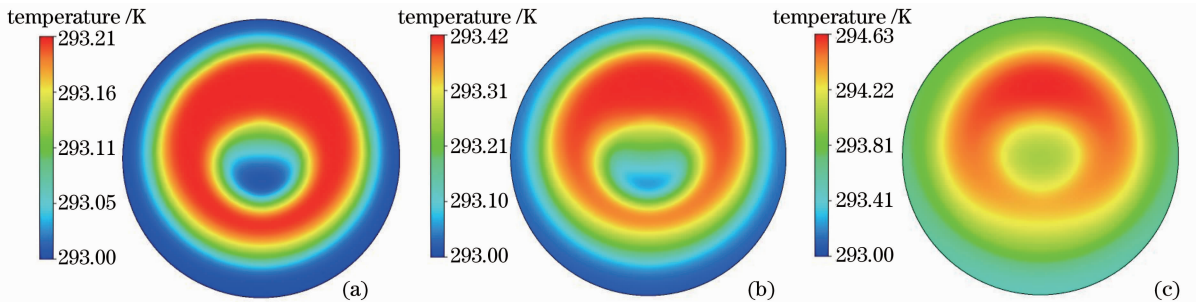


图 2  $\eta I = 28 \text{ W}/\text{m}^3$  时不同气压下水平管道内流场温度分布: (a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

Fig. 2 Temperature distributions under different pressures when  $\eta I = 28 \text{ W}/\text{m}^3$ : (a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

当气体吸收激光能量为  $280 \text{ W}/\text{m}^3$  时, 管道内气体温升高得多, 在重力驱动下气体在管道内流动

较快, 受热气从环形光束中间上浮到管道顶部折返而形成漩涡; 当管道内压强为 1.0 atm 和 0.5 atm

时,气体温度有明显的漩涡分布,表明浮力对流引起了气体涡流,如图 3(a)、(b)所示;管道内压强为 0.1 atm 时,浮力对流速度更快,涡流运动发展更充分,使得气体温度混合更均匀,因此温度涡分布不明

显,而是整体呈现上高下低,如图 3(c)所示。图 3 的温度分布表明,气体浮力对流换热比气体自身热传导大得多,对温度分布起主导作用;随着压强的降低,气体对流速度加快,使流场混合更充分、均匀。

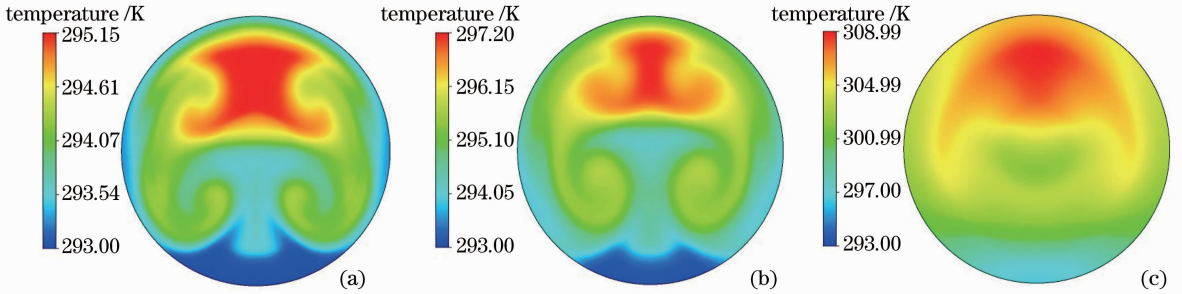


图 3  $\eta I=280 \text{ W/m}^3$  时水平管道内流场温度分布:(a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

Fig. 3 Temperature distributions under different pressures when  $\eta I=280 \text{ W/m}^3$ : (a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

#### 4.2 热机制转换与附加相差

气体吸收激光能量越多,温升越高,引起的附加相差越大;而气体热光系数随压强呈正比降低,这两种因素共同影响附加相差分布,进而改变光束质量。但无论哪种状态,气体中的传热机制均有从热传导机制为主转换到对流传热为主的过程:开始时气体温升很低,对流速度很小,热传导机制起主要作用,气体温升大致保持激光光斑的轮廓,但在激光光斑边沿附近有温度梯度,造成的附加相差使光束质量逐渐退化;随着时间的增加,气体温度不断升高,浮力对流传热逐渐成为主要机制,冷、热气体混合均匀化附加相差;随着气体不断混合,附加相差的均匀性也振荡起伏。当管道内气体压强降低时,气体密度更小、温升更高,浮力对流机制更快建立,两种传热机制的转换时间提前。

当管道长为 1 m、气体吸收激光能量为  $280 \text{ W/m}^3$  时,附加相差随时间的变化如图 4 所示。当管道内气体压强为 1 atm 时,6 s 前气体温升引起的附加相差分布与光斑分布相似,6 s 后相差分布起伏振荡,因此,两种传热机制的转换时间约在第 6 s;当管道内气体压强为 0.5 atm 时,第 4 s 时附加相差分布还与光斑分布相似,但第 6 s 时已振荡起伏,表明传热机制转换时间在 4~6 s 之间,比 1 atm 时略有提前;当管道内气体压强为 0.1 atm 时,气体密度更低,传热机制转换时间提前到约第 2 s。同理可得到气体吸收激光能量为  $28 \text{ W/m}^3$  时,三种压强下两种传热机制的转换时间约为 13、10、6 s。由于气体热光系数随压强等比例降低,而浮力对流使温升没有等比例增大,且气体混合均匀化温度分布,因此气体压强降低将使附加相差减小、均匀。

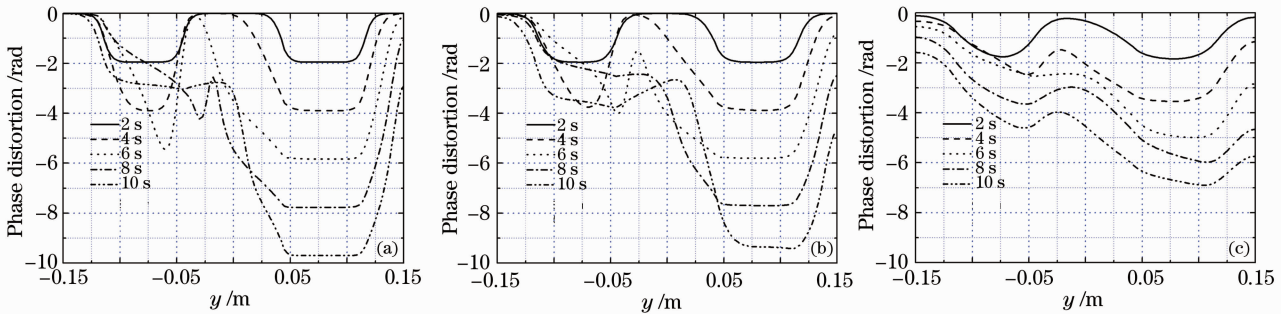


图 4  $\eta I=280 \text{ W/m}^3$  时不同压强下气体温升引起的  $y$  方向( $x=0$ )附加相差:(a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

Fig. 4 Additional phases by temperature rise of gas in  $y$  direction at  $x=0$  under different pressures

when  $\eta I=280 \text{ W/m}^3$ : (a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

#### 4.3 光束质量分析

激光束远场光束质量由气体附加相差决定。假设激光初始为理想光束,以远场光斑质心为中心、环能量为 61.5% 的光斑半径来衡量光束质量<sup>[9,10]</sup>,通

过附加相差分析知道,传热机制转换前光束质量不断退化,之后振荡起伏;压强降低将改善光束质量。

数值模拟结果表明,当气体吸收激光能量为  $28 \text{ W/m}^3$  时,由于气体整体温升很小,附加相差不



大,因此远场光束质量较好;当压强为 1.0、0.5 atm 时,传热机制转换时间均大于 10 s,因此 10 s 内光束质量不断退化;当压强为 0.1 atm 时,由于附加相差变化很小,光束质量变化不明显,如图 5(a)所示。当气体吸收激光能量为  $280 \text{ W/m}^3$  时,气体整体温

升高,附加相差大,随着压强的降低,光束质量改善明显;三种压强下光束质量从一直增大到振荡起伏的转换时间分别约为 6 s、5 s 和 2 s,与传热机制转换时间吻合,如图 5(b)所示。

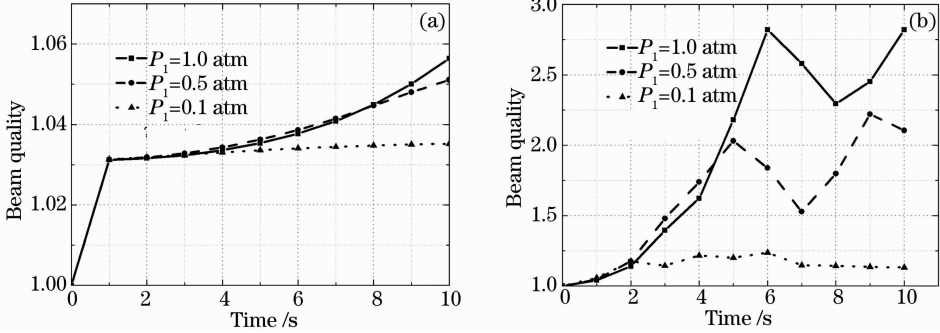


图 5 不同压强下远场光束质量随时间的变化。(a)  $\eta I = 28 \text{ W/m}^3$ ; (b)  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$

Fig. 5 Beam quality in far-field under different pressures. (a)  $\eta I = 28 \text{ W/m}^3$ ; (b)  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$

图 6 给出了与图 5(b)对应的情形在第 10 s 时的远场光斑分布:气体压强为 1.0 atm 时,远场形成多个光斑,强区也有多个;气体压强为 0.5 atm 时,

光斑数量减少,光强强区减少为 1 个;气体压强为 0.1 atm 时,光斑形状很好,接近理想光斑。

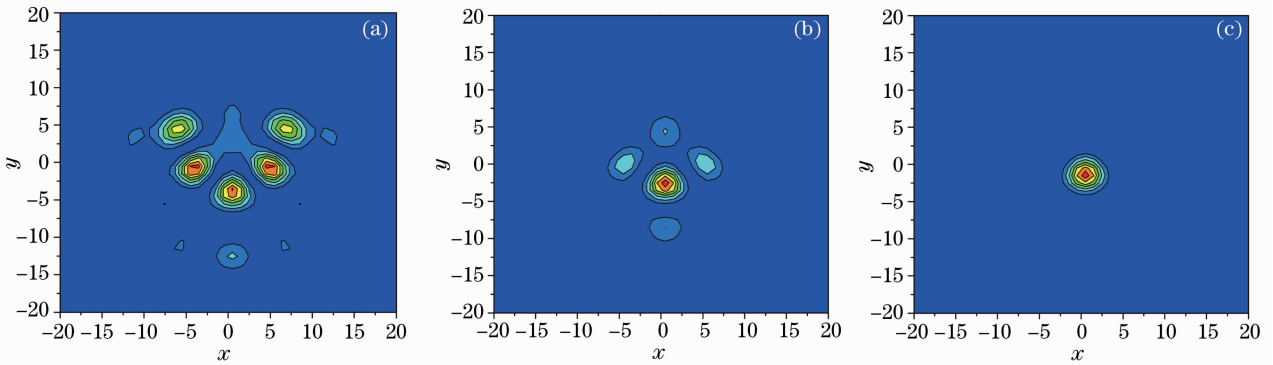


图 6  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$  时,不同压强下在 10 s 时的远场激光束能量分布。(a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

Fig. 6 Energy distributions in far-field of the laser under different pressures at 10 s when  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$ .

(a) 1 atm; (b) 0.5 atm; (c) 0.1 atm

由于气体受热只会向上浮动,管道上半部分气体温度整体高于下半部分,因此无论在何种压强下,远场光斑质心在 y 方向的漂移始终向下,如图 7 所示。漂移量振荡起伏是由气体受热后在管道中上下浮动造成的,应在对流传热机制占主导后发生,如三种压强下漂移量发生振荡的时间分别为 7、6、4 s,均迟于传热机制转换时间。当气体压强为 0.1 atm 时,由于传热机制转换时间较早,且对流速度快,使温度分布整体趋于平衡,随着时间的增加相差分布只有整体平移,如图 4(c)所示,因此漂移量也趋于稳定。

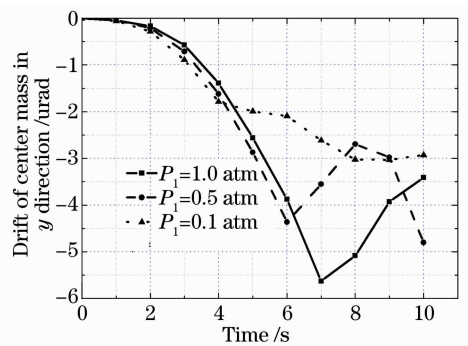


图 7  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$  时,不同压强下远场激光束光斑质心漂移随时间的变化

Fig. 7 Drifts of mass center of the laser in far-field under different pressures when  $\eta I = 280 \text{ W/m}^3$

## 5 结 论

高能激光系统内通道中的介质气体吸收激光能量后有一定的温升,在重力驱动下,气体流动形成较复杂的温度分布,带来附加相差,对激光束远场光束质量产生影响。本文建立了封闭水平管道热效应简化模型,物理分析表明,气体温度分布与气体热光系数两种因素共同决定远场光束质量变化的大小,而远场光束质量转换时间与热传导、浮力对流传热机制转换时间一致,光斑质心漂移转换时间略有滞后。通过数值模拟给出了气体吸收不同激光能量、在不同压强下的温度分布、附加相差和远场光束质量、光斑质心漂移的变化,结果表明,随着管道中气体压强的降低,虽然流场温升升高,但流场混合更加充分、均匀,且气体热光系数随压强正比例降低,远场光束质量得以改善。可以推断,若管道更长,气体压强的变化会更大程度地改善远场光束质量。

本文假设初始时管道内气体均匀静止,计算结果与真实情形会有一些的误差;同时,压强过低会带来一些其他问题,如气体温升过高和漏气等,需要综合考虑。整体来说,降低管道内气体压强对光束质量的改善总是起到积极作用,是可以考虑的一种措施。

## 参 考 文 献

- 1 Jianzhu An, Youkuang Li, Xiangwan Du. Thermal effects of a laser beam tube consisting of a window and nonflowing gas[J]. Opt Lett, 2004, 29(24): 2899-2901.
- 2 Ji Xiaoling, Tao Xiangyang, Lü Baida. Influence of laser non-uniformity and thermal effects in an inner optical system on the far-field behavior [J]. Chinese J Lasers, 2004, 31(10): 1193-1197.

- 季小玲,陶向阳,吕百达. 激光非均匀性和内光路热效应对远场特性的影响[J]. 中国激光, 2004, 31(10): 1193-1197.
- 3 Jin Gang, Liu Shunfa, Li Shumin, *et al.*. Laser thermal effects in beam control system on the emitted laser quality[J]. Chinese J Lasers, 2002, 29(10): 895-899.  
金 刚,柳顺发,李树民,等. 激光热效应对光束控制系统发射光束质量的影响[J]. 中国激光, 2002, 29(10): 895-899.
- 4 Liu Jian, Liu Shunfa, Jin Gang. Thermal effects on laser propagating in a closed tube with air[J]. J Optoelectronics · Laser, 2004, 15(1): 100-103.  
柳 建,刘顺发,金 刚. 封闭充气管道中气体热效应对激光传输的影响[J]. 光电子·激光, 2004, 15(1): 100-103.
- 5 Liu Jian, Li Shumin, Jin Gang, *et al.*. Influence on beam propagation through Z-shape tube of blowing non-absorbing gas in [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2005, 17(2): 164-168.  
柳 建,李树民,金 刚,等. 沿 Z 型光传输管道轴向吹气对激光传输的影响[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(2): 164-168.
- 6 Liu Jian, Wang Shiqing, Jin Gang, *et al.*. Effect of tube structure on beam propagation when depressing thermal effect by blowing [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2007, 19(3): 391-393.  
柳 建,王世庆,金 刚,等. 吹气抑制气体热效应时管道结构对光传输的影响[J]. 强激光与粒子束, 2007, 19(3): 391-393.
- 7 Tao Wenquan. Numerical Heat Transfer (Second Edition)[M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001. 240-245.  
陶文铨. 数值传热学(第二版)[M]. 西安:西安交通大学出版社, 2001. 240-245.
- 8 Marvin J. Weber. Handbook of Optical Material [M]. Boca Raton: CRC Press, 2003
- 9 Du Xiangwan. Factors for evaluating beam quality of a real high power laser on the target surface in far field [J]. Chinese J Lasers, 1997, 24(4): 327-332.  
杜祥琬. 实际强激光远场靶面上光束质量的评价因素[J]. 中国激光, 1997, 24(4): 327-332.
- 10 Li Xinyang, Xian Hao, Wang Chunhong, *et al.*. Relationship between beam quality factor and wavefront error[J]. Chinese J Lasers, 2005, 32(6): 798-802.  
李新阳,鲜 浩,王春鸿,等. 波像差与光束质量因子的关系 [J]. 中国激光, 2005, 32(6): 798-802.

栏目编辑:宋梅梅