

文章编号: 1001-2486(2003)01-0095-05

强激光在超音速射流剪切层中传播的数值研究*

贺旭照, 易仕和, 任 兵

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:以波长 10.6 μ m、半径 0.1m、强度 16⁶W 的高功率 CO₂ 激光束穿过二维超音速自由射流剪切层流场为计算模型, 研究了由于强激光束辐射加热对流场的干扰以及激光束穿过超音速射流剪切层后远场光强分布的变化。结果表明: 在不同的马赫数下超音速射流剪切层流场对激光束远场强度分布影响明显不同, 流场密度分布的微小变化都会使光束远场强度分布产生显见的不同; 对于透过超音速射流流场的非聚焦的强激光束, 由强激光束所产生的辐射加热对流场所造成的干扰可以忽略。

关键词:自由射流剪切层; 强激光; 辐射加热; 远场强度分布

中图分类号: O53 **文献标识码:** A

Numerical Study of Power Laser Passing Through the Supersonic Free Shear Layer

HE Xu-zhao, YI Shi-he, REN Bing

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: This paper is based on the discussion of the law of the interaction between the optie-field and fluid-field. The physical model is used which is high-energy laser beam to cross through the two dimension super-sonic free shot flow. It is discussed that the disturbance of the fluid-field caused by the radiation heating and the changing of laser beam's intensity after the beam passing through the fluid field and propagating a long distance in the steel atmosphere. The results show that there's a distinctness infection of fluid-field to the optie-field. In studying the interaction of high-speed fluid-field with high-energy laser, the radiation heating will be ignored.

Key words: free shear layer; high-energy laser beam; laser radiation heating; distributing of far field intensity

激光在气体介质中的传播, 会经过两种不同的流场环境。一是激光在自由大气中传播, 此属于大气光学 (Atmosphere-optic) 的范围, 人们已作了大量细致的研究。二是激光通过小尺度的流场, 例如在航空测绘、激光制导武器中, 激光束要穿过承载光学器件的飞行器所产生的外部流场; 在高能激光武器中, 激光束必须穿过密封气体所产生的流场。激光束通过这些流场时所引起的光束的扭曲、畸变、发散、抖动, 在有些情况下会严重影响光学器件或激光武器的性能。目前, 国内外对光与超音速小尺度流场的相互作用所进行的研究很少。气体流场对激光束的退化畸变影响实际上包括有序部分和随机部分。有序部分主要是由于流场的大尺度结构存在, 而随机部分的产生主要是由于流场的小尺度脉动特性^[1]。流场的有序大尺度结构可以采用数值求解层流 NS 方程得到。

1 光场的描述及数值解法

激光在非均匀气体介质中为傍轴传播^[1], 其控制方程为:

$$\nabla_T^2 \phi + 2ik \frac{\partial \phi}{\partial z} + k^2 \left[\frac{n^2(x, y, z, t)}{n_0^2} - 1 \right] \phi = 0 \quad (1)$$

其中 k 为波矢, $n(x, y, z, t)$ 为介质依时间、空间变化的折射率, n_0 为无扰介质的折射率, ϕ 为光场分

* 收稿日期: 2002-07-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10082005); 国家部委基金资助项目

作者简介: 贺旭照 (1977-), 男, 硕士生。

布函数。对于考虑的激光束,在入口处的光场分布为:

$$\phi(x_0, y_0, 0) = \phi_0 \exp[-(x_0^2 + y_0^2)/2a^2 + ik(x_0^2 + y_0^2)/2f] \quad (2)$$

ϕ_0 为激光束中心处的强度, a 为激光束的半径, f 为激光束的焦距。 x_0, y_0 为到激光中心处的距离。给定激光束的出口参数^[3]: $a = 0.1\text{m}$, $f = 10^6\text{m}$, $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ 。气体介质折射率和气体状态参数的关系由下式给出:

$$n = 1 + 77.6(1 + 7.52 \times 10^{-3} \lambda^{-2})(p/T) \times 10^{-4} \quad (3)$$

其中 λ 是以 μm 为单位的光在真空中的波长, p, T 分别为国际单位制下的气体的压力与温度。

把(1)式写成如下形式:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left[\frac{\partial^2}{\partial T} + k^2 \left(\frac{n^2(x, y, z, t)}{n_0^2} - 1 \right) \right] \phi \quad (4)$$

可以写出当变量 z 由 $z_n \rightarrow z_{n+1} = z_n + \Delta z$ 时,对上式有如下形式解:

$$\phi^{n+1} = \exp \left\{ \frac{i}{2k} \left[\Delta z \frac{\partial^2}{\partial T} + k^2 \int_{z_n}^{z_{n+1}} \left(\frac{n^2(x, y, z, t)}{n_0^2} - 1 \right) dz \right] \right\} \phi^n \quad (5)$$

在二阶近似下^[2],利用对称分裂算子,有:

$$\phi^{n+1} = \exp \left\{ \frac{i}{4k} \Delta z \frac{\partial^2}{\partial T} \right\} \exp \left\{ \frac{ik}{2} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \left(\frac{n^2(x, y, z, t)}{n_0^2} - 1 \right) dz \right\} \exp \left\{ \frac{i}{4k} \Delta z \frac{\partial^2}{\partial T} \right\} \phi^n \quad (6)$$

从上式可以看出,这样的处理把问题简单化了,并且有明显的物理意义。从 $z_n \rightarrow z_{n+1}$ 的求解,可分为三步:第一步为传播 $\Delta z/2$ 的衍射;第二步为介质的折射率变化引起的对光场的相位的影响;第三步再进行与第一步类似的求解。把求解(5)式的一、三步独立出来,得到衍射问题的方程:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial T} + 2ik \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

此微分方程的求解采用下面的差分格式^[1]:

$$\begin{aligned} 2ik \frac{(\phi_{k,l}^{n+1} - \phi_{k,l}^{n-1})}{2\Delta z} &= -(\delta_x^2 + \delta_y^2) \phi_{k,l}^n \\ \delta_x^2 \phi_{k,l}^n &= (\phi_{k-1,l}^n - 2\phi_{k,l}^n + \phi_{k+1,l}^n) / \Delta x^2 \\ \delta_y^2 \phi_{k,l}^n &= (\phi_{k,l-1}^n - 2\phi_{k,l}^n + \phi_{k,l+1}^n) / \Delta y^2 \end{aligned} \quad (8)$$

这种格式的收敛条件,由 Hamuth 给出^[1],为:

$$\frac{\Delta z}{k} \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right] < 1 \quad (9)$$

光束的畸变是由流场所导致的光束光程的改变所引起的。在二维情况下光程(OPL)定义为:

$$OPL(x) = \int_{z_1}^{z_2} n(x, z) dz \quad (10)$$

光线在标准大气中的光程为 \overline{OPL} , 定义光程差(OPD)为:

$$OPD(x) = OPL(x) - \overline{OPL} \quad (11)$$

2 流场的描述及数值解法

对于二维层流流场,有二维守恒型层流无量纲 N-S 方程组:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F + F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G + G_v)}{\partial z} + Q = 0 \quad (12)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix} \quad F_v = -\frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xz} + q_x \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix} \quad G_v = -\frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{zz} + q_z \end{bmatrix} \quad Q = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ q \end{bmatrix}$$

e 为单位体积流体的总能。如果认为气体为完全气体, 那么 $e = \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2) + \frac{1}{\gamma - 1} p$, Q 为辐射加热项。对于所讨论的二维流场, 在有量纲情况下: $q = \alpha_0 I_0 \rho \exp(-x_0^2/a^2)$ 。其中 α_0 为标准大气下气体的吸收系数, I_0 为激光束中心强度, x_0 为到光束中心处的距离。选取 $\alpha_0 = 6.5 \times 10^{-5} / \text{m}^{[3]}$ 。

对(12)式的求解采用文献[4]中提到的 NND-2M 差分格式。收敛条件取为:

$$\varepsilon = \max \left| \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\rho^n} \right| < 10^{-4} \quad (13)$$

若考虑辐射加热, 把辐射加热所吸收的能量添加到能项中。

3 物理模型、计算结果及结果分析

3.1 计算物理模型

如图 1 所示, 气体从二维喷管 $O-O'$ 射出, 其中 $O-O'$ 为喷管的对称轴。选取喷管口的半径 $L = 0.1\text{m}$ 为特征长度。激光束中心距喷管口的距离为 $5L$ 。激光束沿 z 轴垂直通过喷管外部流场。由于喷流是对称结构, 流场的计算区域为 $o-x-z$ 面内的 $A-C-D-E$ 。 $AE =$

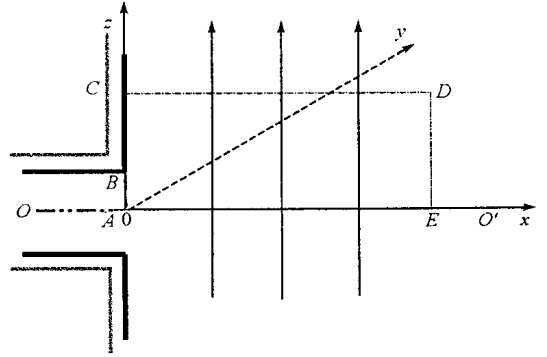


图 1 物理模型

Fig. 1 Physical mode

$10L$; $AC = 4L$ 。流场的边值条件: AB 为来流条件, 给出 $Ma_\infty, T = T_0, \rho = \rho_0$; BC 为固壁, 给速度无滑移、等温壁、压力梯度为零条件; CD 为外界大气条件; DE 边采用二阶外推数值边界条件; AE 边为对称条件。光场的计算域与 z 轴平行, 在 $o-x-y$ 面内的投影为 $10L \times 10L$ 的立方体区域。在边界上 $\phi(x, y, z) = 0$ 。

3.2 计算结果及分析

3.2.1 无辐射加热时流场对光场的影响

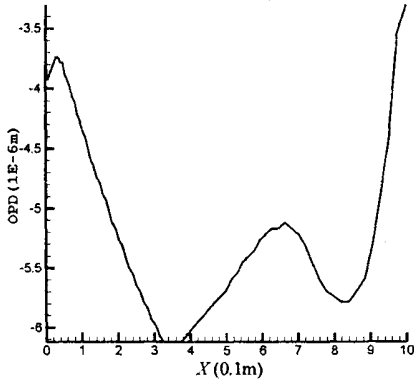
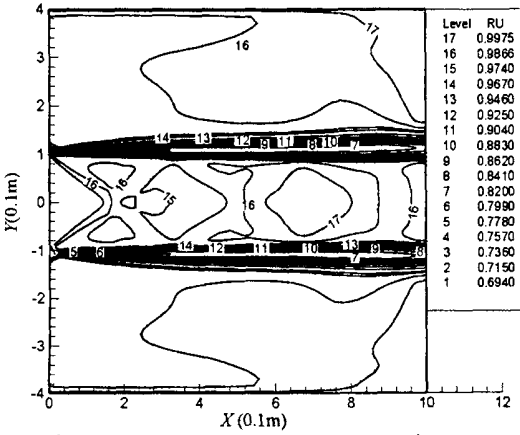
以激光束入口处的强度峰值 I_0 为无量纲参数, 把激光束的相对强度峰值 I_0 的强度计为 I 。激光束穿过超音速自由射流流场时, 由于密度场不均匀, 光束相位分布会产生扭曲, 扭曲经过远距离传播, 会使激光束强度的分布发生变化。在数值模拟过程中, 为了突出体现所考虑的流场对激光束强度分布的影响, 让激光束穿过超音速自由射流流场后, 再在标准大气中传播 2km 。

图 2、图 3 针对喷管出口处不同的马赫数, 计算得到了流场密度, 光程差以及光束远场强度分布。在计算的过程中没有考虑辐射加热对流场引起的影响。从图中可以看出, 计算的结果是符合物理规律的, 光束明显地向流场光程增大的方向偏折。密度场微小的变化会使激光束强度的分布产生明显的不同。计算了激光束在静止标准大气中自由传播 2km 时光束强度峰值 $I_{\max} = 0.894$ 。从上面的结果中可以发现, 在出口马赫数 $Ma = 2.0$ 时, 流场对光束强度峰值的影响还不大; 而当出口马赫数 $Ma = 2.5$ 时, 流场使激光束产生了较为明显散焦, 降低了激光束远场的强度分布。不同的流场结构会使光束的远场强度分布产生明显不同。在实际应用中, 如果充分研究利用这种小尺度流场, 可以预期光束的光学性能而加以控制改善。

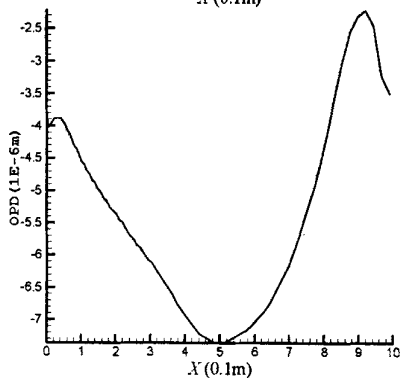
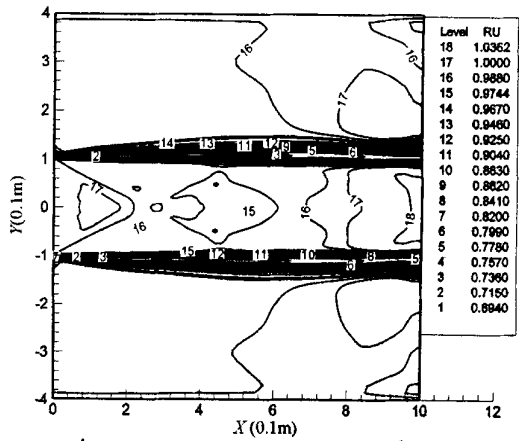
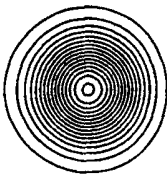
3.2.2 考虑辐射加热时流场与光场的相互影响

图 4 为考虑辐射加热时流场的密度分布和流场光程差分布, 在计算中取 $I_0 = 10^6\text{W}$ 。把计算的结果和图 2 对照可以看出, 辐射加热对流场分布没有产生明显的影响, 从而对光场的影响也不明显, 得到在辐射加热情况下光束的远场强度分布和没有辐射加热时光束的远场分布一致。实际上, 当 $I_0 \approx 10^6\text{W}$ 、 $\alpha_0 \approx 10^{-5} / \text{m}$ 时, 每秒钟注入到单位空间体积的能量 $q \approx 10\text{J}$ 。在超音速喷流中, 以 $Ma = 2.0$ 为例, 在标准大气参数情况下, 流体的流速 $v \approx 700\text{m/s}$, 那么单位时间内注入到单位体积流体的能量约为

0.0143J/s, 此能量不足以使流场产生明显变化, 而且注入的能量不断被高速流动的气体带走, 辐射加热不能在流场中形成积累效应。



$I_{max}=0.892$



$I_{max}=0.783$

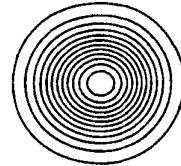


图 2 喷管出口处 $Ma=2.0, \rho_0=1.0, T_0=1.0$ 流场的密度分布, 光程差以及在 2km 处激光束的强度分布
Fig. 2 Contour map of density, Laser intensity at 2km and OPD of fluid field ($Ma=2.0, \rho_0=1.0, T_0=1.0$)

图 3 喷管出口处 $Ma=2.5, \rho_0=1.0, T_0=1.0$ 流场的密度分布, 光程差以及在 2km 处激光束的强度分布
Fig. 3 Contour map of density, Laser intensity at 2km and OPD of fluid field ($Ma=2.5, \rho_0=1.0, T_0=1.0$)

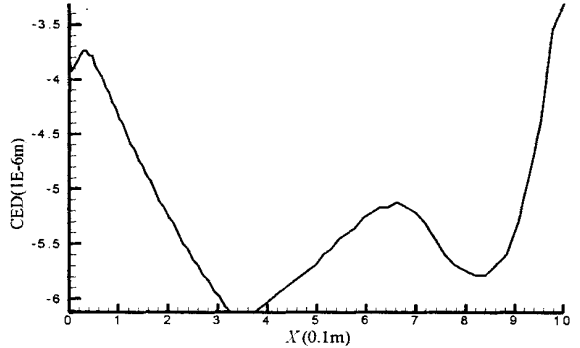
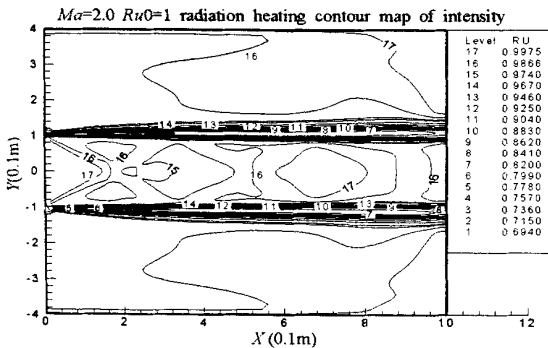


图 4 喷管出口 $Ma=2.0, \rho_0=1.0, T_0=1.0$ 考虑辐射加热流场的密度分布以及流场的光程差

Fig. 4 Contour map of density and OPD of fluid field ($Ma=2.0, \rho_0=1.0, T_0=1.0$ radiation heating)

由(16)式,最后得到

$$P\left[\left|X - \left(\mu - \frac{\sigma^2}{2}\right)(t-s) + \frac{\sqrt{n(t-s)}\sigma V}{x}\right| < \frac{3\sqrt{n(t-s)}\sigma}{x}\right] \approx 0.997 \quad (17)$$

如果将 $\frac{3\sqrt{n(t-s)}\sigma}{x}$ 改为 $\frac{2\sqrt{n(t-s)}\sigma}{x}$,则上述概率将小于0.95。注意(16)式中不再含有未知常数,而标准正态变量也可通过计算机模拟得到。

称 $\frac{2\sqrt{n(t-s)}\sigma}{x}$ 为第一警戒值,称 $\frac{3\sqrt{n(t-s)}\sigma}{x}$ 为第二警戒值。具体操作可以编写一个程序,以某时刻为 s ,计算

$$\left|X - \left(\mu - \frac{1}{2}\sigma^2\right)(t-s) + \frac{\sqrt{n(t-s)}\sigma V}{x}\right|$$

当它超过第一警戒值时,就要引起充分的警惕,有95%的把握认定大户的操作已经开始,表明看涨股票不久将可能回落,而看跌股票不久将要回升。若超过第二警戒值,则进一步肯定大户参与了抬高或打压,股票价格的反方向变化将要开始。具体的操作还要考虑到股票除权与分红对股票价格的影响,此外还可以针对看涨或看跌股票构造单边的警戒值,这会提高效果,在此不予叙述。

最后有必要指出,我们的依据是认为股票市场价格服从对数正态分布,也即有起伏的股票。如果某股票一段非常平稳,表明这个股票还没有成熟,如果用它的变化平稳的数据估计 σ^2 ,必然会很小,尔后的稍大的变化将被判为异常。所以应用时需考虑到这种情形,要用经验选择股票成熟期的数据,一般地对股票综合指数的判别会好些。

参考文献:

- [1] Hull J C. 期权、期货和生证券[M]. 张陶伟,译. 北京:华夏出版社,1997.

(上接第98页)

4 结论

(1) 激光束穿过超音速射流剪切层后,会使光束强度的远场分布产生变化。

(2) 研究强激光与超音速流场相互作用的过程中,对于非聚焦的强激光束,辐射加热对流场和光场不会造成明显的干扰。

进一步的工作,可以结合工程实际,数值模拟激光束通过实际的流场环境时光束强度的分布,为工程设计提供依据,更进一步的工作可以研究高速流场的实时脉动光学性能。

参考文献:

- [1] Strohbehn J W. Laser Beam Propagation in The Atmosphere [M]. Applied Physics. 1978, 25: 344- 422.
 [2] Fleck J A, Jr, Morris J R, Feit M D. Appl phys [J]. 1976, 10: 129- 160.
 [3] 陈栋全,等. 激光大气传输中热晕的数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 1993, 5(2): 243.
 [4] 刘君,等. 超声速主流中逆向喷流流场的数值模拟[J]. 空气动力学学报, 1994, 12(4): 383.