

$$H_1 = H_2 = 1 - D \quad (31)$$

(A) 按应力等效性假设,将(30)式或(31)式代入(23)式,得

$$H_1 = 0, H_2 = 1$$

再代入(21)式,最后代入(20)式,有

$$\dot{E}_{ijmn} = H \cdot E_{ijmn} \quad (32)$$

或

$$E_{ijmn} = (1 - D)E_{ijmn} \quad (33)$$

按应变等效性假设也有类似结果。

(B) 按弹性能密度等效性假设,将(30)式或(31)式代入(26)式,得

$$\left. \begin{aligned} H_1 = 0 \text{ 或 } -\frac{2}{3}H^{1/2} \\ H_2 = 0 \end{aligned} \right\}$$

再代入(21)式,最后代入(20)式,同样得到(32)式或(33)式。

(32)式或(33)式可用于通过测量材料弹性系数的变化来确定损伤度  $D$  或连续性  $H$ 。若用工程弹性系数  $E$ 、 $\mu$  以及  $\nu$  表示损伤,则(32)式可写为

$$\frac{\dot{E}}{E} = \frac{\dot{\mu}}{\mu} = H \text{ 和 } \dot{\nu} = \nu \quad (34)$$

而(33)式可写为

$$1 - \frac{\dot{E}}{E} = 1 - \frac{\dot{\mu}}{\mu} = D \text{ 和 } \dot{\nu} = \nu \quad (35)$$

可见,用单一标量  $H$ (或  $D$ )表示各向同性材料的各向同性损伤,需要受损材料满足(34)式或(35)式所表示的苛刻条件。如果实验表明材料损伤不满足这些条件,则可以采用两标量表示的各向同性连续性或损伤度。再若不满足则需要把损伤看作是各向异性的。

### 参 考 文 献

- [1] Lemaitre J. Formulation and identification of damage Kinetic constitutive equations, continuum damage mechanics theory and applications. eds. Krajacinovic D. and Lemaitre J. CISM Courses and Lectures, 295, 1987, 37-89.
- [2] Simo J.C. et al. strain-and stress-based continuum damage models-I. Formulation. Int. J. solids structures, 23, 1987, 821-840.
- [3] Cordebois J.P. et al., Damage induced elastic anisotropy. Mechanical Behavior of Anisotropic solid. Proc. EUROMCH Colloque 115, Martinus Nijhoff, The Netherlands 1982, 761-774.
- [4] 沈 为, 损伤力学(上), 华中理工大学研究生讲义1990, 12-19.
- [5] 沈 为, 弹脆性材料的损伤本构关系及应用. 力学学报, 23(1991), 374-377.

(本文于1992年1月3日收到修改稿)

## 混合气流中光束远场强度分布的测量

刘 文 杰 杨 仕 润

(中国科学院力学研究所, 北京, 100080)

**提要** 本文测量了激光束穿过混合流场远场强度的分布和远场 Strehl 比  $S_r$ , 并将直接测量的  $S_r$  值与通过近场位相畸变测量计算所得的  $S_r$  值作了比较, 结果吻合得很好。

**关键词** 远场强度, Strehl 比

### 1. 引言

激光束远场强度分布在激光测距、制导和激光加工、通讯等应用中具有重要的意义, 对于高功率的流动激光器, 远场强度的分布更为重要。评价激光光束质量的远场 Strehl 比  $S_r$  定

义为: 输出孔径处有任意位相畸变的远场峰值强度与输出孔径处位相、振幅均匀的远场峰值强度之比<sup>[1]</sup>。在关于光束质量的研究中, 主要是通过测量光束在近场的波阵面位相分布, 由 Fresnel-Kirchhoff 衍射积分公式或其近似公式计算光束的  $S_r$  值<sup>[2,3]</sup>。远场测量可以直接得到远场强度的分布和  $S_r$  值, 避免了由近场计算简化假设产生的误差, 并可以由直接测量的  $S_r$  值验证近场计算的结果<sup>[1]</sup>。

本文主要研究激光束穿过流动激光器混合流场时光束远场强度的测量。用 CCD 摄像机

接收远场图样, 计算机图像处理系统分析处理数据, 并将测量所得的Sr值与近场计算的Sr值作了比较<sup>[4]</sup>.

## 2. 实验原理

由光学原理可知, 有限孔径输出光束的衍射分近场 Fresnel 衍射和远场 Fraunhofer 衍射. 当满足条件:  $z \gg D^2/\lambda$  时, 为 Fraunhofer 衍射. 当  $D = 4\text{cm}$ 、 $0.05\text{cm}$ ,  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$  时, 分别有  $z \gg 2.5 \times 10^5\text{cm}$ ,  $z \gg 40\text{cm}$ . 因此, 在实验室条件下, 观察输出孔径  $D = 4\text{cm}$  的激光束的远场衍射是困难的, 但是把光束孔径缩小到  $0.05\text{cm}$  时, 远场衍射图样很容易观察到. 所以, 用聚焦透镜和显微物镜组成的望远镜系统将大孔径的激光束缩小成小孔径的细光束, 可实现实验室条件下远场衍射光强的测量.

## 3. 实验装置及方法

如图 1 为远场强度分布测量装置示意图. 用单模稳频稳功率 He-Ne 激光器输出光束作光源, 经扩束镜、空间滤波器 M 和纹影仪消色差准直系统获得平行光, 强度由偏振片  $P_1$ 、 $P_2$  控制, 探测光束的大小由光阑控制, 探测光束穿过试验段, 由透镜 L 聚焦和显微物镜扩束得到细光束, 形成的衍射图样由 CCD 摄像机接收, 记录在录像机的磁带上或计算机的硬盘上.

根据测量区域的大小和位置, 调节光阑的大小和位置. 调节透镜 L 和显微物镜的位置直到观察到远场衍射图样, 再调节偏振片  $P_1$  和  $P_2$  使衍射图样光强分布适当(不饱和), 由计算

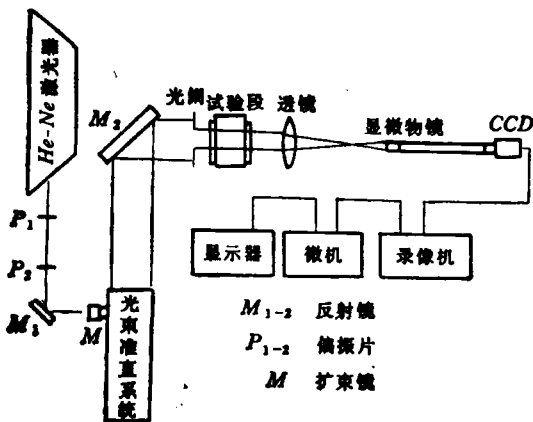


图 1 远场强度分布测量装置示意图

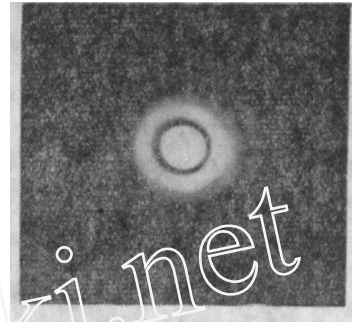


图 2 远场衍射光斑

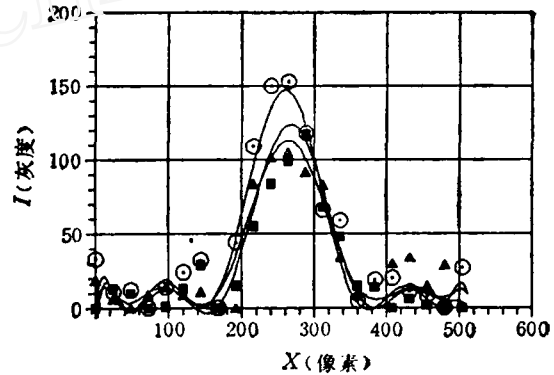


图 3 远场强度分布 ( $D = 4.0\text{cm}$ ,  $z = 2.9\text{cm}$ ),  
○无气流扰动, ■、▲有气流扰动

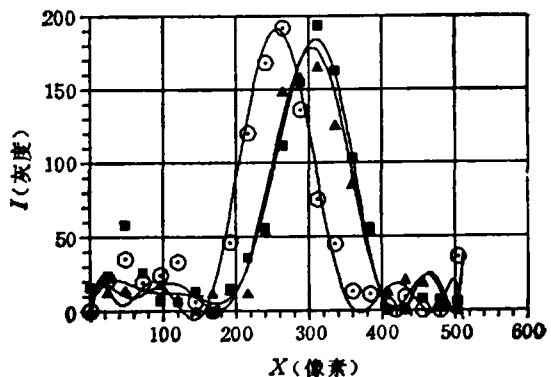


图 4 远场强度分布 ( $D = 4.0\text{cm}$ ,  $z = 7.0\text{cm}$ ),  
○无气流扰动, ■、▲有气流扰动

机图像处理系统对所得的图样进行分析处理.

## 4. 结果与讨论

图 2 给出了实验测得的远场衍射光斑(由 Polaroid 像机成像). 为了观察边瓣强度, 使主瓣光强饱和.

图 3、图 4 是当激光束平行于射流叶片穿过混合流场时<sup>[4]</sup>, 光束远场峰值剖面的强度分布曲线, 图 3 对应于光束孔径  $D = 4\text{cm}$ , 孔径

表 1

孔径大小、位置	Sr <sub>远场测量</sub>		Sr <sub>近场计算</sub>
D = 4.0cm x = 2.9cm	0.76	0.84	0.78
D = 4.0cm x = 7.0cm	0.93	0.96	0.91

中心位置位于叶片出口下游中心线  $x = 2.9\text{cm}$  处,图 4 对应于光束孔径  $D = 4\text{cm}$ , 孔径中心位置位于叶片出口下游中心线  $x = 7\text{cm}$  处.其中(a)为无气流扰动,(b)、(c)为有气流扰动。 $\Delta$ 、 $\square$ 、 $\diamond$ 代表实验测量点,光滑曲线是用 10 次多项式曲线拟合测量点所得。

由于理想平面波的远场衍射图样在实验室条件下无法测量。我们假定无气流扰动时测得的远场强度值近似等于理想平面波圆孔衍射的理论计算值,由文献[1],由此近似假设所产生的误差约为 1%。所以,由图 3、图 4 中(b)、(c)情况下的远场强度分布的峰值与(a)的峰值之比可以求得 Sr 值。表 1 给出了两种情况下的 Sr

值和近场计算的 Sr 值<sup>[4]</sup>。从表中可以看出,在射流出口下游 2.9cm 处测得 Sr 为 0.76、0.84,平均值为 0.80,误差 5%,近场计算的 Sr 为 0.78;在射流出口下游 7.0cm 处测得 Sr 为 0.93、0.96,平均值为 0.94,误差 2%,近场计算值 Sr 为 0.91。由此可见远场直接测量的结果与近场计算的结果是一致的。

作者感谢邬传保、吴宝根同志的指导和支持,感谢张越、李双燕同志在实验中的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] Knight C. J., Sutton G. W. & Berggren R. SPIE 293, 2 (1981).
- [2] Bogdanoff D. W. & Insuik R. J., Appl. Opt., 21 (5), 893 (1982).
- [3] Vu, B. T., Sutton G. W., et al. AIAA paper No. 80-1414 (1980).
- [4] Yu Gong, Li Jian-guo, Liu Wen-jie, Yang Shi-run, Optical Property Experimental Studies for a Medium of 2-D Source Jet Mixing Flow CLEO' 91 Conference On Lasers and Electro-Optics, Baltimore, USA, May (1991).

(本文于 1991 年 6 月 9 日收到)

## Blasius 边界层的二次稳定性\*

赵耕夫 孟庆国 王东耀  
(天津大学, 300072)

**摘要** 采用人为中性方法使二维基本流达到有限幅值的平衡态,用小参数展开法求解二次稳定性方程。同时按 Floquet 理论研究了空间模式三维亚谱扰动的二次稳定性及幅值沿流向的演化。数值结果与实验结果一致。

**关键词** 二次稳定性,小参数展开,空间模式

### 1. 引言

近些年来用二次稳定性理论研究边界层的过渡问题取得重要进展。Herbert 把 Floquet 理论应用于二次稳定性问题<sup>[1]</sup>,并按时间模式计算了三维亚谱扰动的稳定性。Floquet 理论要求二维基本流为有限幅值的平衡态。但实际

过渡问题是非临界情况。二维 TS 波的幅值  $A$  是随时间变化的。因此,[2]中只能假定  $A$  为局部常数,并采用保形假设。为使二次稳定性理论适用于二维 TS 波的幅值随时间变化的情况。本文利用 [3] 中提出的人为中性方法求得非临界情况下的二维平衡态解,用小参数展开法直接求解二次稳定性方程。考虑到边界层下游条件的变化,为了正确地和实验比较,也按 Floquet 形式的二次稳定性理论研究了空间模式三维亚谱扰动的二次稳定性,并探讨了两种模式的关系。

\* 国家自然科学基金资助课题。