

# 测量与预测二维不可压湍流附面层分离

南京航空航天大学 尹军飞\*\*

**【摘要】** 采用激光多普勒技术测量了二维扩压器中可压湍流附面层分离流动,得到了时均速度和湍流量;表面摩擦系数沿程分布及时均速度分布与经验关系式做了比较。预测中应用准同时粘性/无粘流匹配模型,并比较了两种形状因子  $H_1 = H_1(H)$  的经验关系所得的预测结果。在最大反流以前,所预测的附面层特征与实验吻合。

关键词: 附面层 分离流 激光多普勒测速 粘性/无粘流匹配模型 湍流 计算

## 1 前言

为预测湍流附面层分离流动,已发展的许多方法<sup>[1,2]</sup>仍难以准确地预测出分离附面层的特征。其主要原因是,这些方法是将附着流的理论扩展到分离流中应用,因此无法正确地描述分离流的特征。为发展预测方法,必须获取大量可信的实验信息。近年来,分离流的实验研究采用了激光多普勒测速技术(LDV)。Simpson<sup>[3]</sup>应用 LDV 详细地研究了平板的湍流附面层分离;Patrick<sup>[4]</sup>测量了平板上的湍流分离再附流动。这些研究丰富了分离流的数据库。本文首先应用 LDV 获取二维扩压器中湍流附面层分离的实验结果,而后应用 Strawn 等人的准同时粘性/无粘流匹配模型<sup>[2]</sup>及积分法预测所测流场。

## 2 实验模型及测试手段

### 2.1 实验模型

所测流场如图 1 所示。它是二维非对称扩压器。上壁面为平板,下壁面为曲面。若定义曲面起点  $X = 0$ ,则下壁面坐标为:  $Y_w/H = +0.00917 - 0.3813(X/L) - 0.3241(X/L)^2$ ;其中  $H = 60\text{mm}$  为扩压器进口的高度,  $L = 142\text{mm}$  为曲面扩压器的长度。扩压器的面积比 1.73,展高比 5。测量坐标的  $Y$  轴垂直于上壁面,其原点位于各测量截面的下壁面。下壁面附面层经加厚处理后,于  $X = -100\text{mm}$  处形成  $1/7$  次幂的湍流附面层速度分布,此时附面层外缘的速度  $U_{ref} = 25.2\text{m/s}$ ,基于动量厚度的雷诺数为 4820。

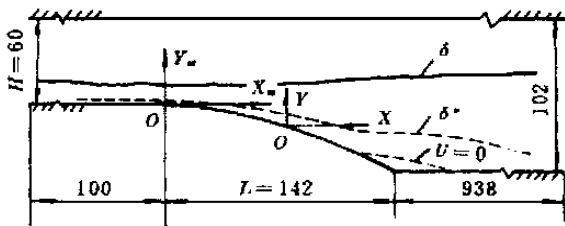


图 1 实验模型

## 2.2 测试技术

TSI-9100-7 双色四光束激光多普勒测速系统用于测量扩压器中心线上的流场。实测中 LDV 选用 CONT 模式, 周数为 8, 比较精度为 1%, 两通道数据的同时窗口宽度为  $30\mu\text{s}$ , 每一测点的样本数为 3820。

## 3 实验结果及其分析

图 2(a) 表示了附面层外缘的速度  $U_e$  及  $U_{ew}$  的分布。 $U_{ew}$  定义为  $U_{ew} = \sqrt{2(P_{ref}^* - P_w)/\rho}$ ,  $P_{ref}^*$  为  $X = -100\text{mm}$  处附面层外的滞止压强,  $P_w$  为壁面压强。图 2(a) 表明,  $X = 0$  附近,  $U_e$  存在“山峰”型分布。这说明  $X < 0$  时,  $U_e$  已有加速现象。 $X < 0$  时通道并无收敛, 这是由于  $X > 0$  时通道扩张后, 使  $X = 0$  处产生壁面曲率不连续, 但对流动而言, 其流线曲率应连续变化, 因此这种连续变化势必传递到  $X < 0$  的平行通道中; 由于此时下壁面为凸壁, 离心力的影响造成了加速现象。但随着向上游远离  $X = 0$ , 其影响逐渐减小, 约于  $X = -40\text{mm}$ ,  $U_e = U_{ew}$ 。当  $X > 0$  时, 通道截面迅速扩张, 形成较强的逆压梯度, 使  $U_e$  迅速下降。当出现分离后 ( $X = 100\text{mm}$ ),  $U_e$  下降的梯度明显减小。这是因分离后附面层位移厚度  $\delta^*$  迅速增长, 使主流减速扩压的效应受到抑制。

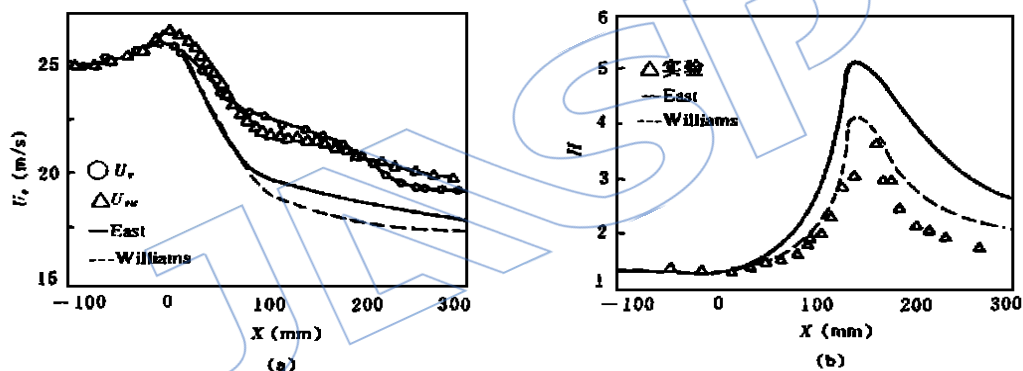


图2 附面层(a)外缘速度分布(b)形状因子  $H$  分布

图 3 表示壁面正反向间歇流动因子  $\gamma_{puo}$  的分布。 $\gamma_{puo}$  定义为近壁处向下游流动的时间与

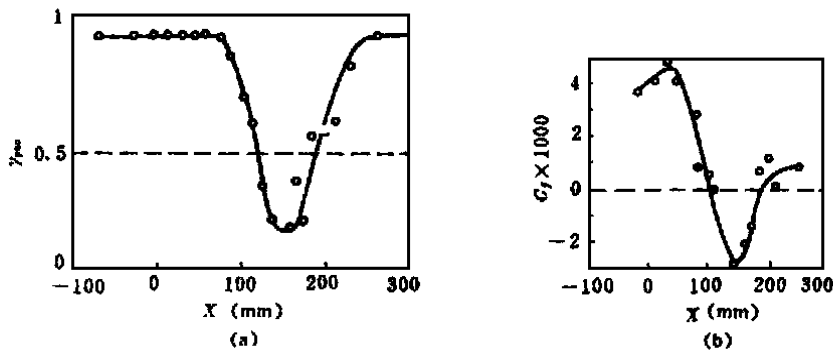


图3 (a)  $\gamma_{puo}$  (b) 壁面摩擦系数的分布

总时间之比。由 Simpson<sup>[3]</sup> 定义:  $\gamma_{puo} = 0.99$  为初始分离(ID), 位于  $X_{ID} = 80\text{mm}$ ;  $\gamma_{puo} = 0.8$  为间

歇瞬时分离点(ITD), 位于  $X_{ITD} = 100\text{mm}$ ;  $Y_{puo} = 0.5$  为瞬时分离点(TD), 位于  $X_{TD} = 120\text{mm}$ 。类似 Simpson 的分离过程定义, 再附过程可定义  $Y_{puo} = 0.5$  为初始再附点(IR),  $X_{IR} = 185\text{mm}$ ;  $Y_{puo} = 0.8$  为间歇瞬时再附点(ITR),  $X_{ITR} = 215\text{mm}$ ;  $Y_{puo} = 0.99$  为完全再附点(FR),  $X_{FR} = 245\text{mm}$ 。  $(X_{TD} - X_{ID}) : (X_{IR} - X_{TD}) : (X_{FR} - X_{IR}) = 40 : 70 : 60$ , 显然间歇再附区长度( $X_{FR} - X_{IR}$ )比间歇分离区长度( $X_{TD} - X_{ID}$ )大 50%, 这是由于本实验中的再附过程处于几乎为零的压强梯度下的缘故。

根据所测速度分布 (见图 4), 可求得附面层的积分参数, 如图 2 (b) 所示。于  $X < 60\text{mm}$ ,  $H$  增长十分缓慢。 $X > 80\text{mm}$  后附面层产生间歇反流,  $H$  增长梯度急剧增加。于 ID 点,  $H_{ID} = 1.64$ ; 在 ITD 点,  $H_{ITD} = 1.98$ ; 在 TD 点,  $H_{TD} = 2.51$ 。

图 3(b) 表示了壁面的摩擦系数  $C_f$ 。当  $X < 100\text{mm}$  和  $X > 215\text{mm}$ , 采用标准对数律拟合近壁速度, 求得  $C_f$ 。当  $100\text{mm} < X < 215\text{mm}$ , 出现间歇性反流, 对数律已不适用。此时, 于近壁处, 采用总应力  $[\mu \partial U / \partial x + (-\rho u'w)']$  线性外插到壁面, 以此可得  $C_f$ 。图 3 表明:  $C_f = 0$  对应于  $Y_{puo} = 0.5$  ( $X = 120\text{mm}$  和  $185\text{mm}$ )。在回流区中,  $C_f < 0$ , 且其最小值可达  $-3 \times 10^{-3}$ 。

于  $X = 138\text{mm}$  处, 出现最大反流速度  $> 0.15U_e$  (见图 4)。最大反流高度为当地附面层厚度的 15%。在  $Y/\delta = 0.15 \sim 0.20$  之间, 速度梯度达到最大。这时湍流生成最大, 雷诺应力也达到最大。图 4 还与 Bardina<sup>[5]</sup> 和 Cross<sup>[6]</sup> 的速度分布做了对比。其中 Bardina 速度关系:

$$U/U_e = 1 + V_T \ln(\eta) - V_B \cdot \cos^2(\pi\eta/2)$$
$$\delta^*/\delta = V_T + V_B/2, \quad \eta = Y/\delta, \quad C_f = 2K^2 V_T |V_T|, \quad K = 0.41$$

Cross 速度关系  $U/U_e = 1 + V_T \ln(\eta) - V_B \cdot [1 - \sin^B(\pi\eta/2)]$   
 $B = 2$  时 Cross 速度分布, 变为 Bardina 速度分布。因此, Cross 速度型对尾迹的形状做了修正。

图 4 表明, Bardina 速度可较好地描述 ITD 点之前和 ITR 后的实验速度分布, 但无法描述在 ITD 至 ITR 之间的实验结果。由于在这一区域中存在着明显的间歇性反流, 这时壁面对数律不成立。为此在 ITD 和 ITR 之间, 采用 Cross 速度型。图 4 表明, Cross 速度型可较好地表示本实验中的速度分布, 但  $B$  值在  $0.5 \sim 1.0$  之间变化, 明显地小于 Bardina 速度型所用  $B = 2$  的情况。随形状因子  $H$  的增长,  $B$  值随之增大。若由实验  $H_{sep} = 2.51$  和  $B_{sep} = 0.51$ , 可将实验中  $B$  与  $H$  的变化拟合为:  $B = B_{sep} + 0.3(H - H_{sep})$ 。这一关系与 Lock<sup>[7]</sup> 所给  $B$  与  $H$  的关系式比较:  $B = B_{sep} + 0.1(H - H_{sep})$ 。本实验结果具有较大的斜率, 原因是由于本实验的形状因子较小 ( $H = 2.5 \sim 3.9$ ), 而 Lock 所给关系具有较大的  $H$  值 ( $H \geq 4$ )。

#### 4 数值预测

采用 Strawn 等人发展的准同时粘性/无粘流匹配模型<sup>[2]</sup>。无粘流场的计算应用了复变函

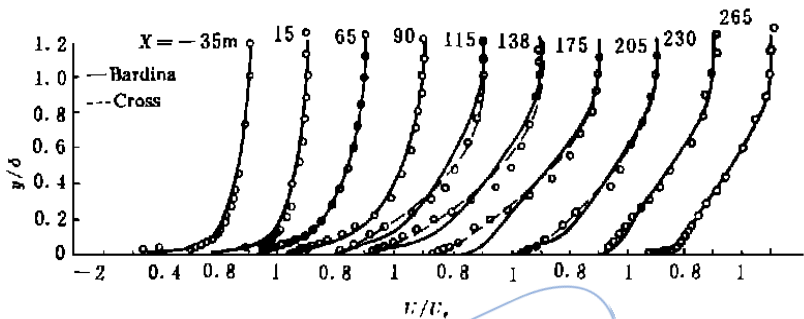


图 4 速度分布

数中的 plemelj 公式, 发展了一种新型边界元法, 计算公式为:

$$\sum_{j=1}^N A_{kj} f(z_j) = 0 \quad k = 1, 2, 3, \cdots, N-1, N$$

其中  $A_{kj}$  由无粘流场的有效几何边界决定。 $f(z) = \ln|U| - i\alpha U$  和  $\alpha$  分别为有效边界(位移厚度边界)上的流速及流动方向角。当  $\alpha_j (j = 1, 2, 3, \cdots, N-1, N)$  为已知时, 令  $U_1 = 1$ , 可求得  $U_2, U_3, \cdots, U_{N-1}, U_N$ , 将其称为无粘流场的速度  $U_i$ 。粘性流的计算采用动量积分方程、卷吸方程和 Strawn 等人发展的准同时粘性/无粘性流匹配方程, 将它们写成矩阵的形式:

$$\begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\delta_v^* / dX \\ dH / dX \\ dU_v / dX \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}$$

其中  $R_{ij}$  是形状因子  $H$ 、 $\delta_v^*$ 、 $U_v$  及通道高度的函数。式中  $\delta_v^*$  和  $U_v$  代表着由粘性流场所求结果。 $R_{ij}$  系数的具体形式参见文献 [8]。附加关系式采用了 East 和 Williams<sup>[1]</sup> 的  $H_1 = H_1(H)$  关系、Bardina<sup>[5]</sup> 的表面摩擦系数及 Cebeci & Bradshaw 的卷吸率关系。

Williams:  $H_1 = 2.5 [1.12 / (H - 1)]^{1.09} + 0.5 [(H - 1) / 1.12]^{1.09}, H \leq 4$

$$H_1 = (H + 8) / 3, H > 4$$

Bardina:

$$C_f = 2K^2 V_T |V_T|, K = 0.41, \delta^* / \delta = \Lambda$$

$$V_T = 0.44 [1 - 2\Lambda]^{0.885} (\Lambda / Re_\delta^*)^{0.115} \text{sign}(1 - 2\Lambda)$$

具体的计算过程参见文献 [8]。预测流场时, 从  $X = -100\text{mm}$  至  $X = 300\text{mm}$ , 将上下壁面各分为 25 点。迭代的收敛精度为 0.001, 松弛因子为 0.3。迭代 50 次, 可达到收敛精度, 且无明显的振荡现象。计算结果与实验值的对比见图 2(b) 所示。图中对比了采用不同的  $H_1 = H_1(H)$  关系所得结果。 $X < 120\text{mm}$  时, Williams 的  $H_1$  关系可得到与实验吻合的形状因子  $H$  分布, 但  $X > 120\text{mm}$  时, 预测值高于实验值。采用 East 的  $H_1$  关系, 所得  $H$  分布明显偏高。所预测的速度在  $X < 100\text{mm}$  时与实验基本一致。 $X > 100\text{mm}$  时预测值明显高于实验值。可见采用 Williams 的  $H_1 = H_1(H)$  可较好地预测出间歇瞬时分离点之前的流动特征。

## 参 考 文 献

- Williams B R. The Prediction of Separated Flow Using a Viscous-Inviscid Interaction Method. Aeronautical Journal, 1985, 2: 185
- Strawn R C, Kline S J, Ferziger J H. A New Technique for Computing Viscous-Inviscid Interactions in Internal Flow. ASME J. Fluids Engineering, 1984, 106(1)
- Simpson R L. The Structure of Separating Turbulent Boundary Layer. J. Fluid Mech., 1981, 113: 23-74
- Patrick W P. Flowfield Measurements in a Separated and Reattached Flat Plate Turbulent Boundary Layer. NASA CR-4052, 1987
- Bardina J, Kline S J, Feraiger J H. Computation of Straight Diffusers at Low Mach Number Incorporating an Improved Correlation for Turbulent Detachment and Reattachment. Dept. of Mech. Engrg., Stanford Univ., 1982, Rept. PD-22
- Cross A G T. Calculation of Compressible Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer with Particular Reference to Wings and Bodies. British Aerospace(Brough) Rep. YAD 3379, 1979
- Look P C. Velocity Profiles for Two-Dimensional Turbulent Separated Flows. Boundary Layer Separation Edited by F. T. Smith & S. N. Brown, Springer-Verlag, Heidelberg, 1987: 320~341
- 尹军飞. 快速求解二维内流湍流附面层分离. 中国工程热物理学会, 热机气动热力学学术会议, 1991, 编号 912030

(责任编辑 魏星禄)

## **AN OPTIMIZATION METHOD FOR STATISTICAL ASCERTAINMENT OF THE MOST PROBABLE PEAK TEMPERATURE AT COMBUSTOR EXIT**

**Ding Yisheng and Lin Xiurong**

*(Northwestern Polytechnical University)*

### **ABSTRACT**

With a limited number of exit temperature measurements of a gas turbine combustion chamber, it is most unlikely to take a measurement just at the correct position of the real hot-spot. On the other hand, numerical prediction of the hot-spot temperature so far is impracticable. In this paper, on the basis of principles of statistical analysis, a very simple and effective two-dimensional optimization method is employed to process the multi-measured temperature data taken at an annular combustion chamber exit under a specified operating condition. As expected, an optimum fitting Weibull equation is obtained, which can meet the preset accuracy requirement of evaluation by applying least square method, and then a calculation formula is derived, which can be used to ascertain the most probable exit peak temperature value with confidence. A numerical example shows that the most probable exit peak temperature (namely the real hot-spot temperature) is higher to a certain extent than the maximum value measured. Some other potential applications of this method are also mentioned very briefly.

## **A NUMERICAL STUDY OF PARTICLE DISPERSION IN MIXING LAYER WITH RANDOM VORTEX METHOD**

**Xu Chenggang, Yan Chuanjun, Wan Hongji**

*(Northwestern Polytechnical University)*

### **ABSTRACT**

Quasi-two-dimensional large scale vortex structure has a dominant effect on development of plane mixing layer. Crowe used Stuart's Vortices to simulate particle dispersion in free shear flows. The results of his simulation show that the experimental observations indicating particle dispersion rates greater than the fluid dispersion rates in free shear layer could be attributed to the effect of large scale vortex structure on particle dispersion. It is the incapability of Stuart's vortices of simulating development and merging process of these large scale vortex structure, that compromises the generality of his results. In this paper, we studied the particle dispersion in the mixing layer by using the random vortex method to simulate the creation, development and merging processes and the same results as Crowe's are obtained but in a more general sense.

## **MEASUREMENT AND PREDICTION OF INTERNAL 2-D TURBULENT BOUNDARY LAYER SEPARATION**

**Yin Junfei**

*(Nanjing Aeronautical Institute)*

### **ABSTRACT**

An incompressible turbulent boundary layer separation in a two-dimensional diffuser was surveyed using laser doppler velocimeter, and its time-averaged velocities and turbulence quantities were obtained. The time averaged velocity profiles were compared with several empirical relationships. Prediction was made by using a quasi-simultaneous viscous/inviscid interaction model and was compared with the experiment. The prediction with two empirical relationships of shape factor  $H_1 = H_1(H)$  was compared. The prediction is in agreement with the experiment before the strong reversing flow.