

高超声速尾流及其气动、 物理和化学性质(下)

中国科学院力学研究所 赵国英

七、尾流计算方法和湍流输运系数

有关高超声速尾流的理论分析工作,始于前述Feldman [16] 1961年的平衡层流尾流数值解。然而,除非飞行体在低空中以高超声速飞行,高熵的尾流总是处于化学非平衡之中,而在低空时,尾流又总是转换为湍流,所以Feldman的计算多少有点自相矛盾。

1962年, Lees和Hromas [41] 首先对圆球尾流的湍流扩散问题进行了分析,他们采用雷诺相似假设,即假定质量、动量和能量的湍流输运之间存在着相似关系,并根据Townsend低速实验结果进行外推来计算湍流动量和能量的扩散。尾流场中静焓对于无粘外流的差额则表示为轴向和径向这两个坐标的函数。但是,他们为了使流场的流体力学效应不致因为化学反应过程而变得复杂,所以仍采用气体局部热力学平衡的假设。后来,他们的工作又从圆球推广到了球头锥和尖锥的情况。

Lees和Hromas的结果在尾流增长律上与实验取得了良好的相符。但是,就尾流的热力学和化学性质而言,仍然存在着明显的矛盾。

1964年, Lees [33] 考虑了非平衡效应的影响,他在给定温度分布的基础上得到了流场电子密度的积分形式解。

1963年和1965年, Webb和Hromas [42],把Lees和Hromas的解法推广到化学非平衡的情况中去。这一工作保持了原先模型中的基本简化,假设尾流组元浓度与无粘外流之间的差额也可以表示为轴向和径向坐标的函数。跟静焓一样,他们假设各组元随着与热传导相类似的质量扩散而向无粘流中伸展,并把无粘流中的组分挟卷到湍流尾流之中。为了得到组元浓度沿轴线的变化以及浓度分布尺度参数沿下游距离的变化,他们把包括化学生成项的组元扩散方程沿尾流横截面积分,得到了各组元的两个一阶常微分方程。在化学模型上,他们也考虑到了分子和原子氧吸附电子的反应和电子交换反应。利用数值积分可以方便地得到结果。经比较后表明,他们的工作能给出与实验相符的电子密度和尾流增长律。

1963年, Bloom和Steiger [43] 从轴对称边界层方程出发,在一些假设的基础上采用积分法求解高超声速尾流。他们得到了一组在尾流轴线上精确满足的常微分方程组以及另一组在粘性尾流其余部分上平均满足的常微分方程组。根据初始条件选定有关

• 1980年12月16日收到。

速度、总焓和组分的分布以后，他们求得了化学非平衡情况下（层流和湍流）尾流解。

接着Lien等 [44] 把类似于Kármán-Pohlhausen的边界层动量积分方法应用于细长体尾流。在湍流情况下，他们利用修正的形状因子求解了尾流动量、能量和组元方程。对于层流，他们采用多条带法来求解。力学所牛家玉等 [45] 也曾采用这一方法求解过层流尾流场。

以上这些积分方法大都能同时处理湍流和层流尾流。两种情况下组元方程中的生成项都相同，所用的反应率常数也与均匀气体混合物相同，仅有的差别在于粘性系数不同。对于湍流来说，这种处理方法很难认为是合理的。我们知道，湍流尾流具有大尺度的不均匀性，因此，在任何体积内，化学上活泼的气体，其反应率是不均匀的，每个流体微团都是由原来在流场不同位置上来的化学组分的流体组成的，而反应率对流体化学组分的微观混合程度是很敏感的。因此，湍流尾流应该按照有关湍流运动和化学非平衡流场的松弛过程的相互作用来加以处理。

林绍基和Hayes [32] 从物理化学的角度首先处理了这个问题。他们忽略了湍流尾流边缘的不规则性，假定湍流边界沿轴线方向的发展服从由实验数据光滑化后的 $1/3$ 次幂规律增长：凡在边界外缘外的流动都是层流，以内的流动都是湍流，由此把湍流尾流的混合和化学反应看作是准一维定常管道流来加以处理。从边界进入湍流区的引射质量的热力学状态和组元则取具有化学反应的无粘尾流在相应位置上的值。为了确定所定义的准一维流动中的化学反应和流动参数，他们提出了两个极端的模型：

其一是无粘自由对流模型。这个模型假设湍流涡旋运动以任意的方式把湍流区原来具有大尺度非均匀性的流体简单加以搅动和重新分布，但不存在分子扩散和粘性耗散。这种模型，有人把它比喻为“大理石蛋糕”。按照这个模型，尾流中的平均属性可以简单地用与湍流尾流同样宽度上的等价的无粘尾流中相应的流动属性的算术平均值给出。同时，由这个模型还可求出各种流动属性及组元脉动的均方根值。

其二是均匀混合模型。这个模型假定经过湍流边界进入湍流区的新流体微团瞬时地完全与该截面上边界内的流体混合，这就是说，粘性耗散无限迅速，每个截面上的平均温度和该温度下的化学反应可用有引射的一维管道流的各守恒方程来确定。

林绍基和Hayes的方法已被广泛采用 [22, 25, 27, 46]。

以上属于积分方法，它们都是从平均的意义上使流动满足有关的守恒方程。但是，这些方法事先大都规定了流场的各种属性的分布，因此，颈部的初始条件很难满足，而且由于流场并不精确满足相似条件，合理地确定各种分布的参数也是受到了限制的。条带法虽然能克服这个缺点，但必须用大量的机时作为代价。

在这种情况下，有人便提出了差分法 [47, 26, 48]。这些工作都是以边界层方程为出发点，采用显式差分格式来进行的。这里的关键问题在于如何确定颈部的初始条件和湍流输运系数。

差分法中，Wen等 [26] 的计算最成功。他们的分析从边界层方程出发，既考虑了层流尾流，也考虑了湍流尾流，又把反应率有限的化学反应（20种组元和40个化学反应）包括了进去。层流时，他利用Wike公式计算混合气体的粘性系数，质量守恒方程中采用Fick定律计算扩散项。在湍流情况下，他们还提出了一个能很好计及转捩过程

的粘性系数模型。在计算方法上,则采用物理平面上的显式差分格式。至于颈部的初始条件,他们绕开当时底部流计算上的困难,根据有关的实验数据的恰当修正来确定。

关于湍流尾流的粘性系数,首先是Lees和Hromas [41] 在可压缩变换平面上采用Townsend低速流实验的推广

$$\epsilon_T = K \Delta u Y_T$$

其中, ϵ_T 为湍流粘性系数, K 是Townsend“普适雷诺数”的倒数, Δu 是尾流速度亏损, Y_T 是变换平面上湍流边缘的径向坐标。这个输运模型至少在靠近尾流轴线的地方是正确的,因为这里没有湍流那种大尺度的不规则性,所以他们的结果正确地反映了尾流宽度的增长。

1963年, Bloom和Steiger [43] 采用

$$\epsilon_T = \rho_{re} K \delta_m (u_e - u_c)$$

这种模型来计算粘性系数,其中 $K = 0.01$, $\delta_m = \int_0^\delta (\rho/\rho_\infty) r dr$, ρ_{re} 是参考密度, ρ 是尾流在坐标 r 处的密度, δ 为尾流半宽度。

1969年, Fox等 [45] 曾就 $\epsilon_{T1} = K_1 \rho_e u_c r_{1/2}$,

$$\epsilon_{T2} = K_2 (\rho_e u_e - \rho_c u_c) r_{1/2}, \quad \epsilon_{T2a} = K_{2a} \rho_e (u_e - u_c) r_{1/2}$$

这三种粘性系数进行了无化学反应高速尾流的理论计算,其中, K_1 , K_2 , K_{2a} 为常数, ρ_e , u_e 分别为尾流外缘的密度和速度, ρ_c , u_c 为这两个量在轴线上的值, $r_{1/2}$ 为参考长度。与实验的比较表明,这三种模型所预测的流动属性轴向衰减在一定范围内是相同的。因此,它们之间并无明显的差别。

1967年, Wen等 [26] 对锥体后电离成分迅速衰减的高超声速尾流的粘性系数作了实验和理论研究。他们最初采用的输运模型为

$$\epsilon_T = K \delta (\rho_e u_e - \rho_c u_c), \quad K = 0.02$$

在计算过程中,发现中等压力下层流从失稳到转换成湍流是一个逐步的过程,并针对着这个特点提出用下式代替上式中的常数 K :

$$K(x) = K_i + (K_T - K_i) (3x_T - x_i - 2x)(x - x_i) / (x_T - x_i)^2$$

这里,下标 i 表示失稳起始点,下标 T 表示流动完全发展为湍流的点, x 为尾流尾轴上的坐标。这个模型在 $x = x_i$ 处给出层流粘性系数,在 $x = x_T$ 处给出了前式中的 ϵ_T 。利用这个模型,他们得到了与实验完全一致的结果。

在各种计算方法中,大部分作者都比较注意林绍基和Hayes [32] 以及 Wen等 [26] 的方法。因为前者比较简单,在考验各种混合模型和计算有关电子密度等参数时十分经济。后者则可给出尾流场的详细知识,并且与实验数据比较符合;这个工作中提出的输运模型又能比较恰当地描述转换过程,因而对工程计算理论研究都比较有用。

八、湍流尾流脉动的理论模型和实验研究

在第九节中,我们将叙述尾流中各参数的湍流脉动及其相关和互相关函数对雷达散射截面的计算有着重要意义。这说明为了给再入体的识别提供可靠的数据,我们必须对湍流尾流的结构进行比较细致的研究 [50]。

高超声速尾流的实验观察表明,湍流尾流具有明显的不规则边缘,它把内尾流和外部无粘尾流分开。内尾流由范围变化大的涡旋组成。涡旋中包含着湍流脉动的能量,这些涡旋及其所包含的能量寿命很短,后者很快耗散为热能。大部分湍流脉动能量都包含在较大的涡旋之中。但湍流脉动的粘性耗散却主要由小涡旋引起的。最大的一些涡旋中不包含大量能量,但它们对湍流尾流表面形状的改变却起着重要的作用,至少在亚声速时是如此。涡量的扩散是由小涡旋引起的,因为它们代表着最大的速度梯度。伴随着这种扩散过程,湍流能向原来无湍流的无粘外流中输运,正是由于这种输运方式,湍流尾流便使原来无湍流的无粘外流中的流体产生了湍流。因此,湍流尾流的边缘代表着具有涡量和涡量脉动的流体与没有涡量及其脉动的流体的分界线。有人把它称为“层流外层”。不过,虽然在这一层中,涡量不断地经过小涡旋局部地向外流扩散,使外流获得涡量及涡量脉动,但是,外尾流进入内尾流的流体却没有获得大尺度的随机运动,因而,它们被挟卷进来以后仍趋于保持原来的运动轨道。这就是说,这些涡旋所带进来的流体并没有真正被混合,其中诱导出来的小尺度涡旋并不明显地有助于分子尺度的混合过程。

但是,湍流尾流还有一种由大尺度涡旋运动引起的大尺度运动,这种运动不但把湍流边缘的形状加以改变,从而增加了层流外层的面积,使挟卷量增加,而且还把流体从尾流的一处输运到另一处,把新挟卷进来的流体团大块地输运到内尾流的核心去。这时,小涡旋的剪切作用能把大流体团卷入所引起的非均匀性拉平,直到非均匀性被抹掉,从而使新卷入的流体在分子尺度上与核心的流体进行混合。

我们知道,高超声速尾流是由化学上活泼的成分组成的,当宏观上非均匀的流体被湍流混合输运到一起时,湍流运动会与化学反应发生强烈的相互作用。一方面,初始的大尺度非均匀性的崩裂和随后相邻化学组分的微观混合会对流体运动的轨迹和化学反应率起着重要的影响;另一方面,化学反应所释放和吸收的热量也会影响湍流运动。

因此,描述湍流尾流的基本困难不仅在于众所周知的湍流机理,而且还在于化学反应的分子性质要求有确定的尾流化学知识,即必须精确地计及流场温度和浓度的非均匀性,要考虑到尾流混合与化学反应之间的耦合。上节我们已提到林绍基和Hayes [32]关于自由扩散输运和均匀混合这两种模型,它们分别给出了湍流脉动的极大和极小值。自这一工作以后,不少作者又提出了各种湍流输运模型,并逐步获得了许多实验结果。

为了较现实地考虑湍流非均匀混合过程对反应率和脉动的影响,1965年Prou dian和Feldman [51]提出了一个比较简单的“滞后时间模型”(图29)。他们与林绍基和Hayes一样,把尾流看作准一维流动,把湍流内尾流内的流体看作是旧的、均匀的,并且可以用林绍基-Hayes的均匀混合模型来计算其中的化学组分。至于新进入湍流尾流的流体,则保持其原来在无粘尾流中的化学组分,直到经过了时间 t_L 或长度 L 后,才瞬时地完全与周围的“旧”流体混合。在这种混合模型中,流体属性的空间脉动可以看作是由旧流体及与其掺混在一起的新流体元之间的非均匀性引起的。Prou dian和Feldman根据有关的湍流理论给出了距离 L 的表达式,从而有可能对湍流尾流作出定量的计算。

1966年,林绍基 [52]提出了一个“双模式近似”的湍流混合模型(图30),它

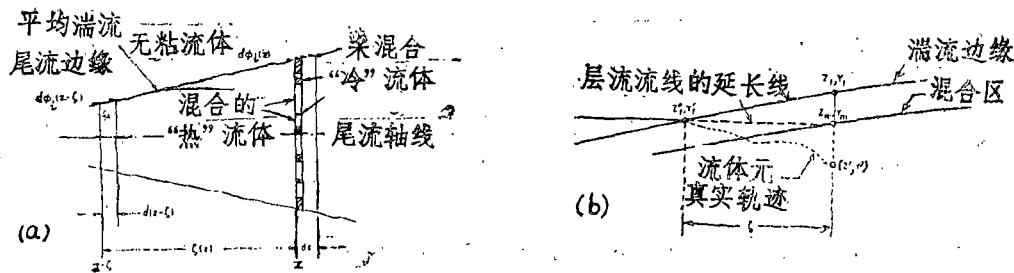


图29 滞后时间模型 [51]

- (a) 在 $z-\xi$ 处进入平均湍流边界的流体在与已在尾流核的流体进行分子尺度的混合前，已经经过了距离 ξ ，因此，距离 dz 上核流体的密度和温度完全为 $d(z-\xi)$ 上进入湍流边界的流体所控制。在滞后时间模型中，湍流核的组成包括均匀混合的部分和冷的尚未混合的部分
- (b) 有效混合边界在 Z'_m, Y'_m 进入湍流核的流体元经过了一段 ξ 的距离才有效地在 (Z_m, Y_m) 处混合，虽然它的实际位置可能在 (Z, Y')

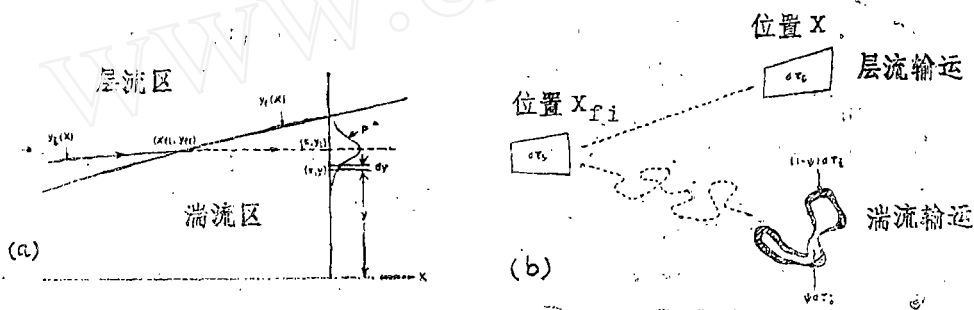


图30 双模式模型 [52]

- (a) 轴对称尾流场 $y_1(x)$ 为湍流尾流的边缘，它把流场分为层流和湍流两个区域。虚线表示整个流场保持层流时典型流线 $y_1(x)$ 的延伸线
- (b) 流体元体积 $d\tau_1$ 从 x_{f1} 点到 x 点的层流运输和湍流运输之间的本质区别。在足够高的雷诺数下，层流中流体元只受到小的剪切形变，近于绝热膨胀，湍流中流体元有横向运输，受到很大的剪切形变，此外，只在流体的 $(1-\psi)$ 中有强烈的粘性耗散和分子扩散

有点类似于上述滞后时间模型。他首先假设尾流的流体动力学问题可与化学问题分开来讨论，然后考虑一个位于无粘尾流中的任意形状的流体元 $d\tau$ ，这个流体元由于湍流尾流的挟卷而进入湍流边界后，可望它在横向作任意运动，并且经受强烈的剪切变形。实际上的剪切畸变是很厉害的，流体元甚至可能随时分裂为许多小块。此外，强烈的粘性耗散和分子扩散可以只在这种形变后的流体元的一部分中发生。在高雷诺数下，相邻流体元之间的分子扩散和热传导只在这些流体元的很狭小的那部分区域中才是重要的。这些区域正是流体元经过形变后浓度和温度梯度特别陡峭的那部分。在这些区域以外，流体可自由地变形和对流，不会与相邻流体有分子范围内的扩散和热传导存在。

在这样的湍流运动机理下，我们可以把无粘尾流分成许多化学组分上均匀的小单

元, 这些小单元进入湍流尾流后的不规则运动可以用系综平均的物理空间中物质湍流运输的Lagrange函数P来描述; 同时, 对每个流体元, 可以把它分成二部分, 在分数 ψ 那部分流体中不存在分子扩散效应。而在分数 $1 - \psi$ 那部分流体中存在着分子的扩散作用。函数P可以用湍流场的已知性质来描述, 而 ψ 则可以从局部组分的脉动和无反应流体的湍流混合理论给出。林绍基曾作了有关的计算, 给出了尾流电子密度脉动的计算结果。

1966年末, Gibson [53] 以Taylor湍流扩散理论为基础, 从连续方程和组元守恒方程的精确解出发, 提出了细长体湍流尾流的一种统计模型, 其中, 气体的速度和焓的脉动是用随机函数给出的。他最后得到了各组元和电子密度脉动及其均方根平均值。

1968年, Schapker [46] 在上述工作的基础上提出了计算尾流电子密度脉动的一个比较完整的理论, 他从电子密度脉动的一般守恒方程出发, 导出了适用于尾流电子密度平均值和它的脉动的均方根平均值的微分方程组, 在假定的速度、密度和温度的分布型下, 他把偏微分方程沿径向积分, 给出了相应的沿尾流轴线方向的常微分方程组, 其中的唯象湍流输运系数可由湍流尾流增长律的实验数据来确定。Schapker的结果与实验相符很好。

虽然Schapker的工作是针对圆球尾流的, 而且只考虑了离解中和反应, 但是, 他的工作是唯一与实验作了比较而且相符较好的公开资料, 因此, 可望它的推广和改进能准确地预测有关的尾流场。

前面已经提到过化学反应可能对尾流湍流脉动产生影响, 因此, 有些人曾对此作过研究。他们[20]的结论是, 由于尾流场的湍流马赫数和化学反应所释放的热量很小, 所以化学应对脉动的影响很小。

为了对高超声速尾流的湍流对流、混合和脉动以及脉动之间的相关获得深刻的理解, 以便有助于解决尾流问题, 人们曾作过许多实验工作。但必须指出, 由于技术上的困难, 大部分测量都是用间接测量的光学方法来进行的。只是到1968年前后才出现了直接测量的结果。

从1965到1968年, Clay等[54—56]在弹道靶上使用纹影仪照相的密度跟踪, 得到了圆球尾流中气体密度脉动的相关函数、频谱和方差以及尾流的其他一些统计性质。

1968年, Fox [57] 使用热线风速仪对弹丸后湍流尾流中的时间空间相关函数作了测量, 文中还对对流速度的时间空间尺度沿轴线方向的变化进行了实验研究。

同年, Gibson等[58]在水洞中用直接方法, 得到了圆球尾流中温度和速度的平均方差及其梯度协差, 以及尾流脉动能量的耗散率沿轴向的变化。

1969年, Sutton [59] 探讨了利用Langmuir探针对高超声速尾流电子密度测量的可能性。

1972年, Fox和Rungaldier [60] 在弹道靶中, 利用Langmuir静电探针对圆球尾流电子密度脉动作了第一次测量, 他们得到了电子密度脉动的均方根平均值和时间空间相关长度, 以及尾流湍流功率频谱特征。从结果可以看出, 在实验条件下, 电子密度脉动的均方根平均值是平均电子密度的0.6—1.0倍。

但是, 由于70年代中期以后, 湍流尾流研究工作有了很大的减少, 所以, 这些结果

并未为理论工作者所充分利用。

九、雷达散射截面及其计算

人们对高超声速尾流的雷达散射截面问题已经研究了很多年 [50, 61—66]，这些研究最初是从陨石的尾流开始的。这个问题的定量计算不仅需要对尾流场的化学和统计性质作出精确的描述，而且还要求有一个可应用于尾流场等离子体的电磁波散射理论。

目前的雷达散射截面积，是一个向接收方向散射的单位立体角内的矢量信号功率与向目标入射的功率密度之比所量度的散射相互作用的矢量特性。当目标离发射天线足够远从而使接收天线附近的入射波为平面波的这个假设有效时，雷达散射截面的定义便与目标的距离无关。在这种情况下，通常可以给出雷达散射截面的两种定义：实验定义和理论定义。我们这里只研究理论定义，它可由下式给出：

$$\sigma(\theta) = 4\pi R^2 \lim_{R \rightarrow \infty} \left| \frac{E_s}{E_0} \right|^2$$

式中， E_0 为入射电磁波电场分量的幅度， E_s 为由假设的观察者所测量到的散射电磁场电场分量的幅度， R 为目标到观察者的距离， θ 为入射波矢量与散射波矢量的夹角。

高超声速尾流实际上是一种等离子体介质。如果能够求出这种电介质对雷达波的电介常数，那么就能够求出这种电介质对雷达波的散射特性。对于亚密等离子体，这一问题已有比较成熟的理论，但对于过密和临界密度的等离子体，虽然已有了一些初步的近似，如金属柱法，级数展开法，但尚不成熟。所谓亚密即雷达波频率 ω 大于等离子体频率 $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e / (m_e e)}$ ，其中 n_e ， m_e 和 e 分别为等离子体中电子的密度，电子质量和电量。文献 [66] 从麦克斯韦波动方程出发，应用波恩近似，推出了熟知的表达亚密电离尾流雷达散射截面的 Booker 公式。

对于层流尾流，目前一般仅考虑电子密度引起的散射，计算比较简单，除了根据 Booker 公式对给定电子密度分布进行积分外，文献 [62] 假设电子密度分布的形式为 $n_e(\vec{r}) = N_0 e^{-\varepsilon x}$ ，而文献 [61] 则假设 $n_e(\vec{r}) = N_0 e^{-r^2} e^{-x}$ 。这两篇文章都给出了雷达散射截面的显式表达式。

湍流尾流的雷达散射截面由两项组成 [61]，一项由带电粒子的平均值引起，计算方法与层流相似，另一项由带电粒子和质量脉动的各种相关和自相关引起。通常，第二项的值远大于第一项的值，因此，在湍流时，忽略第一项的贡献。对于后一项，文献 [50] 作了详细的推导和分析。把湍流尾流作为等离子体时的电介常数代入 Booker 公式，我们会发现雷达散射截面与电介常数脉动的一些相关函数有关，这些相关函数包括：电子密度脉动的自相关函数，离子脉动的自相关函数，质量密度脉动的自相关函数，以及这三种脉动之间的互相关函数。因此，雷达散射截面为

$$\sigma(\theta) = \sigma_{ee}(\theta) + \sigma_{ei}(\theta) + \sigma_{e\rho}(\theta) + \sigma_{i\rho}(\theta) + \sigma_{ii}(\theta) + \sigma_{\rho\rho}(\theta)$$

式中，下标 e ， i ， ρ 分别代表电子、离子和密度。

虽然到目前为止，尚未有直接的实验测量，也没有预测性的理论能帮助我们确定任

何类型的湍流等离子体中不同热力学函数之间的这些相关函数的相对值。但是基本的理论考虑却指出，在典型的湍流尾流等离子体中电子密度和分子离子密度之间存在着强烈的空间相关，而且电子密度和质量密度之间也存在着强烈的空间反相关。利用流场计算结果对这些相关作出分析后，我们便可知道，仅用高超声速尾流电子密度脉动的自相关函数来表示电介常数的脉动是不够的。

根据尾流场的特点，我们可以把它分成两个区域：第一个区域中电子和离子的复合占主要地位，其中的电子和正离子模尔分数大致相等，都按照轴向距离的倒数衰减。第二个区域吸附占主要地位。电子的模尔分数按距离的负指数下降，而正负离子的模尔分数按距离的弱幂次律下降。这两个区域之间的转换对环境气体的密度、电子化学和湍流混合速率很敏感。在尾流场的不同区域应该考虑上式中的不同项。例如在复合反应占主要地位的区域中，电子密度脉动的自相关函数对雷达散射截面的贡献最大，其他相关项都是不重要的，而电子-质量密度相关与质量密度自相关项的相对值对入射电磁波的频率和电子密度模尔数非常敏感，因而 $\sigma_{e\rho} = \sigma_{ee}$ 的位置既可在复合区，也可在再附区。在远尾流中， σ_{ii} 和 σ_{pp} 项将占主要地位。在这个区域频谱函数的确定比较容易，因为化学反应率和温度脉动幅度下降了，并且降到了这样低的程度，以致现有的无源数量混合理论和实验结果可完全加以利用。

但是计算表明，离子占主要地位的区域绝对散射截面积一般比电子占主要地位区域的截面积要小许多倍。因为前者的散射性质很弱，所以纯离子密度脉动的实验观察是很难的，而且这种散射可能为不完全的湍流混合所引起的电子残存效应所掩盖。在再附很强烈的远尾流中残存的电子毫无疑问需要更细致地加以考察，以计及有关的电子和离子密度的相关效应，由于问题极其复杂，目前一般的计算中只考虑电子脉动的自相关所引起的雷达散射。至于电子脉动自相关函数的形式，也只是取指数形式 [62] 或者 $2/3$ 次幂律 [61]。

与雷达散射截面有关的一个有趣的物理现象是所谓雷达散射截面的突增现象。这个现象是由美国 50 年代以来发射的大量“先锋号 (Trailblazer)”再入体进行雷达回波特性测量时发现的 (图 31) [67—70]。从图 31 及其他一些结果可看出，约在 65 公里的高空，尾流对雷达各个波段的散射截面积开始出现突增，并在 50 公里处达到峰值。峰值时雷达散射截面为飞行体本体截面的 $10^2—10^4$ 倍。

雷达散射截面的突增，其原因在于尾流从层流向湍流的转换。层流尾流对雷达波散射有很强的方向性 (类似于镜面反射)，所以单站雷达收到的回波一般很少。湍流尾流对雷达的散射由于脉动量之间的相关和自相关而大大增加 (相当于漫反射)。因而尾流向湍流转换必然导致雷达散射截面的突增。同时，由于湍流有一定的特征尺度，它会对特定的入射波产生共振辐射。而尾流的特征尺寸与环境密度平方的倒数成正比，所以雷达波长不同时，雷达散射截面在不同高度上出现峰值，雷达散射截面的突增及其出现峰值的现象，可作为识别再入体的有效手段之一，因而美国有一个 Press 计划曾把这个课题作为重要项目研究过。

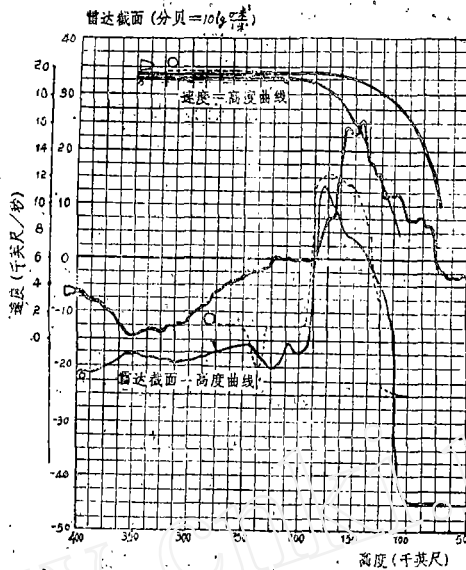


图3: UHF ($\lambda = 71.4\text{cm}$) 单站跟踪雷达测量结果

- Trailblazer I_f $D = 0.127\text{m}$, $W = 0.92\text{kg}$, $C_D = 1.33$, $\frac{W}{(C_D A)} = 54.7 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$
- Trailblazer I_k $D = 0.203\text{m}$
- ▷ Trailblazer II_a 底部 $D = 0.487\text{m}$, $W = 20.56\text{kg}$, $C_D = 0.40$, $\frac{W}{(C_D A)} = 659.59 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$

十、实验设备和测量仪器

由于高超声速尾流再入现象极其复杂,因此有组织地进行实验研究,无论是对理解所发生的物理现象,还是对流场分析提供正确的模型,都是十分重要的。

高超声速尾流的实验设备包括激波管、风洞、弹道靶和自由飞行实验。这四种设备中,弹道靶的用途最大。这是因为:(1)弹道靶技术已得到了充分的发展,典型的抛射体球和锥的自由飞实验可以在完全类似于真实流场的条件下进行;(2)弹道靶实验可以人为地控制有关参数,例如抛射体本身的稳定性、攻角以及大气污染都可得到保证;(3)测量项目除包括雷达散射截面和辐射强度外,还可直接测量流场的电子密度和温度等。

自由飞弹道靶实验中有两件事必须特别注意:(1)电子密度对弹道靶内空气中的水蒸汽或悬浮质点形成的污染是很敏感的,为了消除这些污染,炮膛里的气体,发射模型时由于各种原因所产生的碎片,必须用专用的高速关闭阀门装置加以阻滞。在捕捉室附近也应有防止碎片进入弹道靶的措施,靶内的气体必须用气瓶气体来充满,放炮后也应用气体来清洗;(2)防止靶洞壁面的存在对尾流电子密度测量的干扰。

弹道靶上采用的仪器是大量的,各式各样的,它们包括阴影仪、纹影仪、光谱仪、辐射仪、雷达散射仪、雷达、聚焦微波束、开式共振腔、Langmuir探针、干扰仪、自发光照相、电子束激光技术等等。限于篇幅,本文不对这些仪器的使用目的和方法作详

细评述。有兴趣的读者可参考本文一开始便提到的北大西洋集团高超声速尾流流体物理会议录及文献 [26, 6, 13] 等。

十一、讨 论

高超声速尾流作为流体力学的一个基本课题,在过去十多年中受到了相当广泛的重视,许多著名的力学工作者都对它的研究作出过贡献。现在其基本的气动、物理和化学现象和性质已经初步弄清。人们得到了有关高超声速尾流场清晰的流场结构,能够在2倍范围内正确地预测尾流转捩的位置,我们得到了与实验相符极好的尾流增长律;有关尾流化学问题,经过多年的研究后,不仅有了比较满意的反应率常数,而且还弄清了尾流非平衡化学的基本性质;还发展了积分和差分方法来计算流场各参数的平均值,这些方法与有关尾流化学的工作结合在一起,成功地算得了尾流的平均电子密度分布以及辐射强度;对于尾流的雷达散射特性和湍流脉动这两个问题及其相互关系,也作了大量实验研究,搞清了其中的一些主要性质,并提出了各种半经验的湍流脉动模型,发展了亚密等离子体雷达散射截面的理论。因此,对于工程计算来说,已有了一套比较切合实际的半经验计算方法,能够提供基本可用的数据,同时,也积累了大量可靠的实验资料,这些都为识别再入现象提供了有力的工具。

但是,必须注意这一课题还有许多尚未彻底解决的问题,有待进一步加以探讨。这些问题主要有:

1、自70年代初以来,作为工程问题的底部流问题的解法,无论是层流还是湍流都已有了许多进展 [71, 72],例如有人已详细地解出了层流底部流,还有人给出了比较好的湍流底部流近似解。这些本应为高超声速尾流提供较好的初始条件,但是,由于这段时间内国外对高超声速尾流问题的研究兴趣大减,因此,这进展未受到应有的重视。现在,我们至少可以说,Lykoudis 1966年评述中大加阐述的底部流问题的困难多少已减少了一点。

2、转换问题作为一个基本理论问题来说,至今尚未彻底解决。而且就Goldburg的工作来说,虽然他从实验数据的整理上给出了有关尾流转捩的判据,但也只是在2倍范围内与实验相符。

3、湍流尾流作为湍流理论的一部分来说,仍处于未解决的状态。而就高超声速尾流研究的主要目的而言,求雷达散射截面的关键问题是给出电子、离子、密度的脉动及其相关函数,虽然目前已有了一些半经验的理论,但它们的成功与否尚未得到实验的严格考验。特别是60年代末70年代初所取得的不少实验数据也未能完全得到理论工作者的应用。而现在比起十年以前来,已有了更好的实验设备与仪器,因此,对这些量的测量会更有把握些,从而可对第八节中所叙述的模型作出实验验证和改进。

4、尾流化学问题中,烧蚀影响尚未得到充分的研究。就作者所见,烧蚀影响的实验研究进行得很少。对于空气尾流化学,至今尚未有考虑各组元激发态对反应率的影响的工作;同时,湍流脉动对反应率的影响,其研究工作也处在初始阶段,这个问题有待于人们作进一步的探讨。

总之,高超声速尾流化学、物理和气动性质的确定是由各种复杂因素相互作用的结果,其中包括物体形状、非平衡化学动力学和层流到湍流的转换过程。虽然这些性质已得到了广泛的研究,但正如Lees [33] 曾经叙述过的那样,“高超声速尾流只有在我们现在关于流动机理、化学动力学过程和辐射机理的知识上的某些空白被填补的时候,才能得到完全满意的描述”。

本文在写作过程中,得到了崔季平、竺迺宜、颜坤志等的帮助,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] Lykoudis, P.S. (1966), Hypersonic wakes and trails, AIAA J., 4:577.
- [2] Agafonov, V.E., Vertushkin, V.K., Gladkov, A.A., Polyanskiy, O.Yu. (1976), Non-equilibrium physico-chemical processes in aerodynamics, NASA TTF-787.
- [3] Wilson, L.N. (1967), The far wake behavior of hypersonic spheres, AIAA J., 5:1238.
- [4] Goldberg, A. (1967), A summary of laboratory hypersonic wake fluid mechanics transition experiments, AIAA paper NO. 67-33.
- [5] Goldberg, A., Fay, J.A. (1962), Vortex loop in the trails behind hypervelocity pellets, ARS J., 32:1282.
- [5a] Fay, J.A., Goldberg, A. (1963), Unsteady hypersonic wake behind blunt bodies, AIAA J., 1:2264.
- [6] Wilson, L.N. (1967), The far wake behavior of hypersonic cones, AIAA J., 5:1393.
- [7] Behrens, W., Lees, L. (1965), Reply by authors to A. Goldberg, AIAA J., 3:991.
- [8] Zivanovic, S., Robillard, P.E., Primich, R.I. (1967), Radar investigation of the wakes of blunt & slender hypersonic velocity projectiles in the ballistic range, Fluid Physics of Hypersonic Wakes, Vol. 2.
- [9] Hidalgo, H., Taylor, R.L. (1962), Transition in the viscous wake of blunt bodies at hypersonic speeds, JAS, 29:1306.
- [10] Demetriades, A., Gold, H. (1962), Correlation of blunt-bluff

- body wake transition data, GALCIT Hypersonic Research Project Memo 12.
- [11] Levensteins, Z.J., Krumins, M.V. (1967), Aerodynamic characteristics of hypersonic wakes, AIAA J., 5:1596.
 - [12] Weiss, R.F., Weinbaum, S. (1966), Hypersonic boundary layer separation and the base flow problem, AIAA J., 4:1321.
 - [13] Leong, S.H. (1964), A survey of hypersonic range data on wakes, AD607166.
 - [14] Short, W.W., Dana, T.A. (1961), Experimental study of hypersonic turbulent wakes, Convair, San Diego Calif. Rept Zph-103.
 - [15] Hayami, R.A., Primich, R.I. (1967), Wake electron density measurements behind hypersonic spheres and cones, Fluid Physics of Hypersonic Wakes, Vol. 2.
 - [16] Feldman, S. (1961), On the trail of axi-symmetric hypersonic blunt bodies flying through the atmosphere, JAS, 28:433.
 - [17] Wray, K.L. (1962), Chemical kinetics of high temperature air, Hypersonic Flow Research, Academic Press.
 - [18] Dunn, M.G., Lordi, J.A. (1969), Measurement of electron temperature and number density in shock-tunnel flows, Part II: $\text{NO}^+ + e^-$ dissociative recombination rate in air, AIAA J., 7:2099.
 - [19] Fehsenfeld, F.C., et al. (1967), Laboratory measurements of Negative ion reactions of atmospheric interest, Planet and Space Sciences, Vol. 15:373
 - [20] Eschenroeder, A.Q. (1967), Kinetic process in hypersonic wakes, Fluid Physics of Hypersonic Wakes, Vol. 1.
 - [21] Wen, K.S., Chen, T., Lieu, B. (1968), A theoretical study of hypersonic sphere wakes in air and comparison with experiments, AIAA paper 68-703.
 - [22] Sutton, E.A. (1968), Chemistry of electrons in pure-air hypersonic wakes, AIAA J., 6:1873.
 - [23] Kornegay, W. M. (1965), Electron density decay in wakes, AIAA J., 5:1819.
 - [24] Hecklen, J. (1967), Gas-phase chemistry of reentry, AIAA J., 2:4.
 - [25] Eschenroeder, A.Q., Chen, T. (1966), Ionization behind a sphere in a hypersonic flight, Part I: Near wake theory, AIAA J., 4:

- [26] Wen, K. S., Chen, T, Hayami, R. A. (1967), An eddy diffusion model for predicting rapid wake ionization decay behind hypersonic cones, AIAA paper No.67-21.
- [27] Bortner, M. H. (1964), The chemical kinetics of sodium in re-entry, General Electric Co. Doc 645D810.
- [28] Creswell, J. D., Sarkos, C. P. (1967), Material effect of low temperature, ablator on hypersonic wake properties of slender bodies, Fluid Physics of Hypersonic Wake, Vol. 2.
- [29] Stephenson, J. D. (1967), Measured and predicted ablation-product radiation in the near wake, Fluid Physics of Hypersonic Wake, Vol. 2.
- [30] Eschenroeder, A. Q. (1964), Nonequilibrium scaling of high enthalpy flow, GMTR 64-62C.
- [31] Birkoff, G., Eckerman, J. (1962), Binary collision modeling, J. Math. Mech., 12:543.
- [32] Lin, S. C. (林绍基), Hayes, J. E. (1964), A quasi-one-dimensional treatment of chemical reactions in turbulent wake of hypersonic objects AIAA J., 2:1214.
- [33] Lees, L. (1964), Hypersonic wakes and trails, AIAA J., 2:417.
- [34] Hundley, R. O. (1964), Air radiation from the non-equilibrium wakes of blunt hypersonic vehicles, RAND Corp. RM-40TIAR-PA.
- [35] Reis, V. H. (1967), Chemiluminescent radiation from for wake of hypersonic spheres, AIAA J., 5:1928.
- [36] Fontijn, A., Meyer, C. B., Schiff, H. Z. (1964), Absolute quantum field measurement of the NO-O reaction and its use of a standard for chemiluminescent reaction, J. Chem. Phys., 40:64.
- [37] Schapker, R. L., Camac, M. (1969), NO₂ chemiluminescent wake radiation, AIAA J., 7:2254.
- [38] Hartunian, R. A., Thompson, W. P., Hewitt, E. W. (1966), Glow-discharge shock tube for studying chemiluminescent surface-catalytic and gas-phase reaction rates; temperature dependence of NO-O and CO-O chemiluminescence, J. Chem. Phys., 44:1765.
- [39] Clyne, M. A. A., Thrush, B. A. (1962), Mechanism of chemilu-

- minescent combination reactions involving oxygen atoms, Proc. Roy. Soc., **A269**, No.404.
- [40] Langhoff, P.W. (1970), Comment on "Chemistry of electrons in pure air hypersonic wakes", AIAA J., **8**:382.
- [41] Lees, L., Hromas, L.A. (1962), Turbulent diffusion in the wake of a blunt-nosed body at hypersonic speed, JAS, **29**:976.
- [42] Webb, W.H., Hromas, L.A. (1965), Turbulent diffusion of a reacting wake, AIAA J., **3**:826.
- [43] Bloom, M.H., Steiger, M.H. (1963), Diffusion and chemical relaxation in free mixing, IAS paper 63-67.
- [44] Lien, H., Erdos, J. I., Pallone, A. J. (1963), Non-equilibrium wakes with laminar and turbulent transport, AIAA paper 63-447.
- [45] 牛家玉、张斌(1978), 非平衡粘性尾流计算(未发表).
- [46] Schapker, R. L. (1963), Electron density fluctuations in hypersonic wakes with dissociative-neutralization chemistry, AIAA paper No 68-688.
- [47] Zeiberg, S.L., Bleich, G.D. (1964), Finite-difference calculation of hypersonic wakes, AIAA J., **2**:1396.
- [48] Khoroshko, K. S. (1969), Hypersonic wake behind blunt bodies, Izvestiya AN SSSR, ZMNG, No. 2.
- [49] Fox, H., Zakkay, V., Sinhe, R.A. (1969), A review of problems in the nonreacting turbulent for wake, Astronautica, Acta, **14**:215.
- [50] Lin, S. C. (林绍基) (1969), Spectral characterization of dielectric constant fluctuation in hypersonic wake problems, AIAA J., **7**:1853.
- [51] Proudian, A.P., Feldman, S.A. (1965), A new model for mixing and fluctuations in turbulent wake, AIAA J., **3**:602.
- [52] Lin, S.C. (林绍基) (1966), A bimodal approximation for reacting turbulent flow, AIAA J., **4**:202.
- [53] Gibson, W.E. (1966), Stochastic model for turbulent reacting wakes, AIAA J., **4**:2001.
- [54] Clay, W.G. (1965), Statical properties of turbulent wake behind hypersonic spheres, Phys.Fluids, **8**:1792.
- [55] Herrmann, J., Clay, W. G., Slattery, R. E., Richardson, R.E. (1967), Some statistical properties of turbulent wakes, Fluid Physics of Hypersonic Wakes, Vol. 2.

- [56] Herrmann, J., Clay, W.G., Slattery, R. E. (1968), Gas density fluctuation in the wakes from hypersonic spheres, Phys. Fluid, 11:954.
- [57] Fox, J. (1968), Space correlation measurements in fluctuating turbulent wake behind projectiles, AIAA J., 6:233.
- [58] Gibson, E.H., Chen, C.C., Lin, S.C. (林绍基) (1968), Measurements of turbulent velocity and temperature fluctuations in the wake of a sphere, AIAA J., 6:642.
- [59] Sutton, G.W. (1969), Use of Langmuir probes for hypersonic turbulent wakes, AIAA J., 7:193.
- [60] Fox, J., Rungaldier, H. (1972), Electron density fluctuation measurements in projectile wakes, AIAA J., 10:790.
- [61] 卢文强 (1979), 高速弹道再入体雷达截面突增现象用于识别真假弹头的分析 (未发表).
- [62] 亚密等离子体尾流的雷达散射截面 (私人通讯).
- [63] Lin, S.C. (林绍基) (1962), Radio echoes from a manned satellite during reentry, J. Geophys. Res., 67:3851.
- [64] Salpeter, E.E., et al. (1964), Back scattering of electron magnetic radiation from a turbulent plasma, J. Geophys. Res., 69:869.
- [65] Millman, P.M. (1959), Note on some observational characteristics of meteor radio echoes, J. Geophys. Res., 64:2192.
- [66] Booker, H.G. (1959), Radio scattering in the low ionosphere, J. Geophys. Res., 64:2164.
- [67] Wayne, L.D. (1966), Radar cross section and optical radiation from the trailblazer II, a 9° half-angle blunt nose cone during hypersonic reentry, NASA TN D-3214.
- [68] Reginald, G. N., et al. (1964), Description and performance of three trailblazer II reentry vehicle, NASA TN D-1866.
- [69] William, R.L., et al. (1964), Description of vehicle system and flight tests of trailblazer I reentry physics research vehicles, NASA TN D-2189.
- [70] Pippert, G.F. (1963), On the structure of wake turbulence deduced from field radar measurements, AIAA Paper 63-446.
- [71] Peters, E.E., Phares, W.T. (1976), Analytical model of supersonic, turbulent, near wake flow, AD/A 030015.
- [72] 卞荫贵、凌国灿、赵国英 (1977), 高超声速底部流, 空气动力学参考资料, 1977年第2—3期.
- [73] 魏叔如 (1980), 再入等离子体相似律与模拟 (未发表),