

Springer-Verlag.

- [64] Peyret, R. and Viviand, H. (1975), AGARDograph, No 212.
- [65] Carter, J. E. (1972), NASA TR R-385.
- [66] Hung, C. M. and MacCormack R. W. (1975), AIAA Paper 75-2.
- [67] Shang, J. S. and Hankey, W.L. (1977), AIAA J., 15, 11.
- [68] Hung, C. M. and MacCormack, R. W. (1977), AIAA Paper 77-694.
- [69] Mehta, U. (1977), AGARD Fluid Dynamics Panel Symposium
Ottawa, Paper No 23.
- [70] Davis, R. T. (1970), AIAA J., 8, 5.
- [71] Srivastava, B. N., Werle, M. J. and Davis, R. T. (1978), AIAA J.,
16, 2.
- [72] Lubard, S. C. and Helliwell, W. S. (1974), AIAA J., 12, 7.
- [73] Murray, A. L. and Lewis, C. H. (1978), AIAA Paper 78-259.
- [74] 马延文、董常铨 (1978), 计算数学会议报告.
- [75] 马延文、董常铨 (1978), 计算数学会议报告.
- [76] 付德薰 (1978), 北京空气动力研究所报告.
- [77] 付德薰 (1979), 中国力学学会第二届全国流体力学学术会议报告.
- [78] 付德薰、陈英文 (1979), 广州计算数学会议报告.
- [79] Wilcox, D. C. (1973), AIAA J., 11, 11.
- [80] Wilcox, D. C. (1974), AIAA Paper 74-584.
- [81] Hung, C. M. and MacCormack, R. W. (1977), AIAA J., 15, 3.
- [82] Holst, T. L. (1977), AIAA Paper 77-224.
- [83] Pulliam, T. H. and Lomax, H. (1979), AIAA Paper 79-0206.
- [84] Horstman, C. C. and Hung, C. M. (1979), AIAA Paper 79-0002.
- [85] Kreiss, H., Oliger, J. (1973), GARP Publications Series No 10.

高超声速湍流边界层研究现状*

中国科学技术大学 蔡树棠 麻柏坤

一、高超声速湍流边界层研究的重要性

随着再入导弹武器从惯性弹道导弹发展到可作机动飞行的多弹头分导弹道导弹, 以及航天飞机的出现, 高超声速再入飞行器的气动外形变得更复杂了。由于出现了多个激波的相互干扰, 激波与边界层的相互影响, 以及边界层的分离(入射激波和后台阶产生

• 1989年11月24日收到

的逆压梯度所引起)等气动问题,要正确地进行气动力与气动热的设计和计算就变得不容易了。只有把这些问题加以解决,才能正确地估算飞行器再入飞行中的气动力特性、热流特性等等,为再入飞行器的设计和使用提供可靠的依据。所有这些问题都与边界层有关,而在高超声速再入飞行条件下,除了驻点附近以外绝大部分流动是湍流流动。所以研究高超声速湍流边界层以及由于后置压缩拐角和激波干扰引起的湍流边界层分离,即所谓“分离流”问题,是十多年来重要的研究课题。湍流边界层则是该问题的一个重要方面。

在高超声速流动条件下,利用边界层内可压缩剪切湍流的特性,建立一个合适的湍流模型,对于解决这些问题的工程计算和数值解都是非常有意义的。

目前湍流的模型种类繁多,从最简单的混合长度模型到所谓的一方程、二方程模型,甚至更多方程(最多达28个方程)的模型。但是到目前为止,还没有适合于高超声速湍流边界层的模型。从实际的需要来看,却必须研究高超声速时候的湍流边界层。因此本文重点介绍高超声速湍流边界层的研究情况。顺便也提一下不可压缩和低超声速湍流边界层的研究概况。

二、湍流边界层研究简况

首先简单提一下不可压缩和低超声速湍流边界层的研究概况。50年代国外开始大量进行湍流边界层研究工作,到60年代在不可压缩湍流边界层的实验和计算两方面都取得了相当好的成果,得到了一系列的实验资料,并有一些计算方法可以满足工程应用的要求。代表性的著作可见专题文集〔1〕。

对于可压缩湍流边界层,由于有了密度和温度变化,问题比不可压缩时复杂得多,实验测量和理论分析都相当困难,所以虽然花了不少气力,但研究进展比较缓慢。NASA 1968年10月在Langley研究中心召开了“可压缩湍流边界层”技术会议,会后出了专题文集〔2〕,内有实验的、理论计算的、评述性的文章21篇。计算方法大多是不可压缩湍流边界层问题的延伸,在原来不可压缩的基础上作一些压缩性修正得到的。例如通过像Dorodnitsyn变换那样把可压缩的问题变换到相应的不可压缩问题求解。实验资料多数是在低超声速情况下得到的,只有少数是高超声速的,而且测量的大多是平均速度 u 的分布和壁面摩擦力,湍流量的直接测量资料不多。该文集中的一些方法可以用来解决低超声速情况一些较简单的湍流边界层问题。但对于高超声速或复杂的流动,如激波与湍流边界层相互作用和湍流边界层分离等问题,这些方法就不适用。

关于高超声速湍流边界层,由于边界层中各种量(ρ , u , T , P 等)变化大,梯度也大,而且这些量的涨落值(ρ' , u' , T' , p' 等)也比较大,这些涨落量之间的交叉关联也较密切,问题就更加复杂。实验设备和测量技术也更加困难。由于武器系统和航天飞行的需要,多年来各国都很重视此问题的研究,投入了大量人力和物力,但是进展并不大。

要解决湍流边界层问题,其中一个重要的方法是找一个合适的湍流模型,使湍流边界层方程组封闭,然后设法求解方程组。关于湍流模型,自Prandtl的混合长度模型以后,从简单到复杂有着很多模型。例如文献〔3〕就介绍了20多种湍流模型。一般说来各种模型都有一定的特点,各有一定的适用范围。就连混合长度模型,现在仍然有人

把它加以延伸和修改后用来计算激波与湍流边界层相互作用及分离问题，例如文献〔4—6〕。

国外近来多采用湍流模型与边界层方程组相结合，用电子计算机数值计算来解决一些工程应用问题。目前使用得比较普遍的湍流模型仍然是混合长度模型的改进，也就是所谓代数模型（又叫零方程模型）。它是根据实验结果，把整个边界层分成几个区域，各个区域中的混合长度用不同的代数式表示，代数式中还据实验数据引进一些经验常数。一方程和二方程湍流模型也用得比较多。由于这些方法都是由低速不可压缩湍流边界层延伸来的，一般只适用于低超声速（到 $M = 5$ 左右）情况。还有一种所谓“大尺度涡旋理论”，它把涡旋分成大小不同的级，对不同尺度的涡旋分别用不同的方法来处理。这种办法需要快速大容量的计算机才行。需用亿次机才能得到湍谱。有人估计要用100亿次机才可以达到实际应用。

三、高超声速湍流边界层的一些湍流特性

根据文献〔7—11〕对高超声速湍流边界层（非绝热壁）所做实验研究得到的湍流特性，可以分述如下。

1. 平均速度剖面不同于低速情况 在高超声速湍流边界层中，压缩性和壁面热流等因素的影响，使平均速度剖面明显地不同于低速湍流边界层，尤其在壁面附近，平均速度随与壁面垂直距离 y 的增加而增长的速率比低速条件下快得多。据文献〔7〕的实验结果，当 $y/\delta = 0.03$ 时， u/u_0 就达到0.54，而且粘性次层中的线性关系 $u^+ = y^+$ 也完全不对了，代替它的是更大得多的 u^+ 值。

图1中给出了文献〔7〕的实验结果，同时也给出了低速湍流边界层通用的速度分布律即次层的线性分布 $u^+ = y^+$ ，和近壁区的对数律 $u^+ = 2.41 \ln y^+ + 5.0$ 。从图1可见，高超声速湍流边界层中的速度分布与低速情况的差别相当大，尤其是在壁面附近。

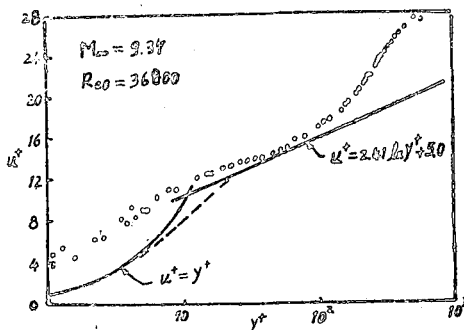


图 1

2. 质量流量涨落 $(\rho u)'$ 大 由热线的测量原理所决定，当密度 ρ 的变化不可忽略时，用热线不能单独直接测量速度涨落 u' ，而只能直接测量流量涨落 $(\rho u)'$ 。必须再引进其他假定后才能从 $(\rho u)'$ 的数据推算出 ρ' 和 u' 。

图2给出了湍流边界层中质量流涨落 $(\rho u)'$ 的一些实验结果，从图中可以看出， $\langle (\rho u)' \rangle / (\rho u)$ 在大部分地方为0.10左右，最大值达0.15。当 M 数较低时质量流涨落有随 M 数增大而增加的趋势。但是当达到 $M \approx 5$ 以后就不再增大，好象与 M 数没有多大关系。另外在激波与湍流边界层干扰的相互作用区内，无论是否发生分离， $\langle (\rho u)' \rangle / (\rho u)$ 值都比其上游非干扰区大得多，可以高达0.50以上。

3. 密度涨落 ρ' 用热线技术不能直接测量密度涨落 ρ' 。只有作了某些假定下才能推算出 ρ' 的数值。通常是假定 $\rho' = 0$ ，然后从 $(\rho u)'$ 和 T' 的数值推算出 ρ' 。从得到的结果看来， $\langle \rho' \rangle / \rho$ 与 $\langle (\rho u)' \rangle / (\rho u)$ 无论在量的大小和变化趋势上两者都很

相近。图 3 给出了一些 $\langle \rho' \rangle / \rho$ 的实验结果，图 3 中的符号与图 2 相同。

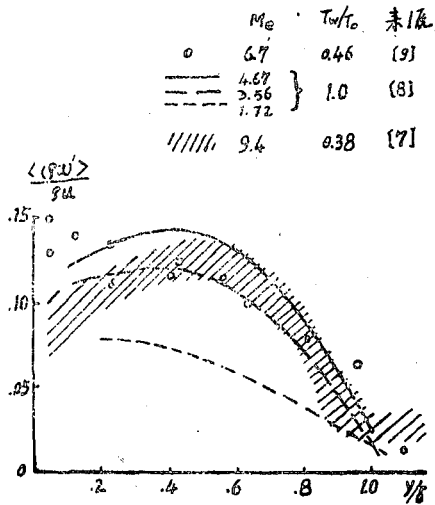


图 2

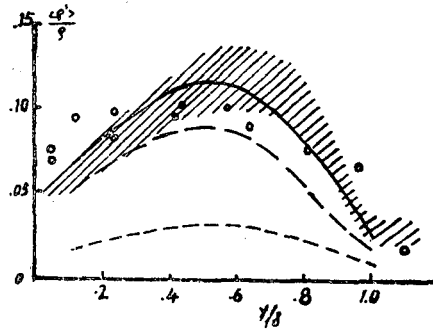


图 3

另外也有一些直接测量密度涨落的技术。如文献 [11] 就报告了一种电子束荧光技术测量密度和密度涨落的方法及测量结果。从其测量结果看来，与假设 $p' = 0$ 时的热线测量结果相差不多。但这方面的资料看到的还不多。

4. 总温涨落 T_0' 图 4 给出了湍流边界层中总温涨落的一些实验结果。图中符号的意义与图 2 相同。从这些实验结果可以看出， $\langle T_0' \rangle / T_0$ 一般在 5% 以下。在非绝热壁的情况下，随着 M 数增大， $\langle T_0' \rangle / T_0$ 有减小的趋势。原因是 M 数增大时非绝热壁面的冷却加强，可以说明壁面冷却降低了温度涨落 T_0' 。在激波与湍流边界层干扰的相互作用区内， $\langle T_0' \rangle / T_0$ 与其上游非干扰区对比没有明显的差别，都是从壁面附近的最大值相当平缓地随着 y/δ 的增大而降低，在边界层的外缘处达到最小值。

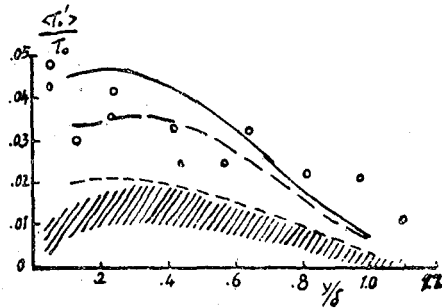


图 4

5. 质量流与总温的关联 $R(\rho_u, T_0)$ 质量流与总温的关联系数 $R(\rho_u, T_0)$ 的一些测量结果如图 5 所示，图中符号的含义与图 1 相同。从这些实验结果可以看到，高 M 数时 $R(\rho_u, T_0)$ 与较低 M 数情况下的分布和趋势有明显的不同。在低超声速时 $R(\rho_u, T_0)$ 在壁面附近为最大值，随着 y/δ 的增加，它降低得比较快，同时整个边界层内的 $R(\rho_u, T_0)$ 值随着 M 数增加而增大。但是在高 M 数条件下，

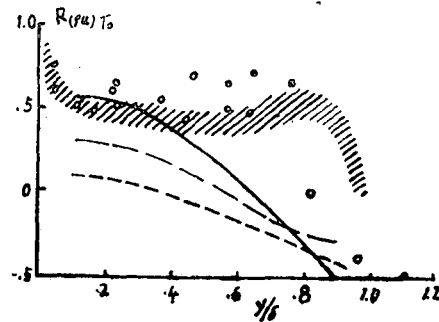


图 5

$R, \rho u, T_0$ 的分布不同了。除了紧靠壁面和外缘部分以外, 其余大部分区域内 $R, \rho u, T_0$ 的值都保持在 0.5 左右。在壁面附近明显地增大, 而在外缘区 ($y/\delta > 0.8$) 却迅速下降。而且看来当 M 数大到一定程度以后 (如 $M > 5$), 这种特性便与 M 数的大小关系不大。

6. $(\rho u)'$ 和 T_0' 的频谱 在近壁区 ($y/\delta < 0.1$), $(\rho u)'$ 和 T_0' 的能谱都不是 Gauss 分布, 都偏向低能部分, 而且 $(\rho u)'$ 偏离得比 T_0' 大得多。这说明这两项涨落主要来自壁面, 因低温和不动的壁面上温度和速度都很低。

在中心区, 两种能谱都是对称的 Gauss 分布。在外缘区, $(\rho u)'$ 的能谱明显地偏向高能部分。这反映了从外流引入高能流体。这种引入的高能流体一直进入到 $y/\delta \approx 0.6$ 附近。相反, 在这区域中 T_0' 的能谱与对称的 Gauss 分布没有什么差别。

四、结论和讨论

根据目前国内外情况, 我们认为: 1. 把现有工程方法进一步改进后用到高超声速湍流边界层中恐怕不太好办, 因为它们都是从低速不可压缩湍流边界层延伸来的, 只能用于压缩性影响较小的低 ρ' 情况 (即较低 M 数情况)。而在再入飞行的高超声速条件下, ρ', u', T' 等都比较, 且互相关联, 估计此路甚难, 结果也不见得会太好。

2. 国内计算机发展与国外相比落后较多, 目前不允许我们应用“大尺度涡旋理论”或直接数值解 $N-S$ 方程来处理工程问题。因此还要用湍流模型的方法来解决工程实际中的湍流问题。

3. 我们认为, 应该直接从高超声速湍流边界层的实验结果下手, 根据高超声速条件下各物理量的变化范围和变化特性以及它们之间的相互关系, 再与湍流理论挂钩, 提出一个有一定适用范围, 合乎工程实际要求的湍流模型, 供解决高超声速湍流边界层的工程实际问题应用。最好能抓住 ρ' 的特点, 直接从 ρ' [或 $(\rho u)'$] 的实验结果着手, 选一个与实验吻合的分布, 然后对其他的湍流量根据物理分析及一部分实验结果的趋势作适当的假定, 提出一个适用的湍流模型来。

参 考 文 献

- [1] Computation of Turbulent Boundary Layers—1968, Stanford, 1968.
- [2] Compressible Turbulent Boundary Layer, NASA SP-216, 1968.
- [3] Launder, B. E. and Spalding, D. B., Mathematical Models of Turbulence, 1972.
- [4] Baldwin, B.S. and MacCormack, R.W., AIAA Paper 76-350, 1976.
- [5] Adams, J.C., et al, AIAA Paper 77-682, 1977.
- [6] Glowacki, AIAA Paper 78-202, 1978.
- [7] Laderman, A.J. and Demetriades, A., AIAA Paper 72-73, 1972.
- [8] Kister, A.L. (1959), Physics of Fluid, 2, 3 : 290—296.
- [9] Owen, F.K. and Horstman, C.C., AIAA Paper 74-93, 1974.
- [10] Mikulla, V. and Horstman, C.C., AIAA Paper 76-162, 1976.
- [11] McRonald, A.D., NASA N75-33347, 1975.
- [12] Rose, William C., AIAA Paper 73-167, 1973.