

燃烧空气动力学

J.M.Beér

本章评述燃烧空气动力学的理论和实验研究。为了预估火焰内速度、浓度、温度的分布和边界面上的当地热流分布，需要确定作为当地流体状态函数的湍流输运特性。在解数学问题的同时，需要详细测量等温流动和火焰中的脉动特性，以便发展满意的有效粘性假设。实验研究方面的进展包括：对高湍流度流场中热线风速计讯号的解释；光散射的方法；对应于湍流度横向分量的静压降的测量。利用了火焰中来自反应区的自由基发射，流体元的电离，以及用探针测得的总压和静压，并且用速度和浓度的脉动分量来解释所得讯号。

燃烧学方面的工程师对具有能导致强回流的逆压梯度的流动特别感到兴趣。对钝头体尾流的等温流中湍流特性的测量数据表明，涡旋扩散和湍流尺度有急剧的空间变化。对于旋转流动，有两种明显不同的流型：在中心区具有回流（其中产生很大的湍流切应力）的旋转射流；射流不旋转，而周围介质旋转，其结果是湍流急剧衰减，火焰伸长。本章还讨论了今后的可能研究方向，特别是讨论了需要把有关火焰的特性的时均值及脉动分量二者的空间分布的详细实验工作与数学计算方法结合起来。

I、引言

在有流动的火焰发展过程中，空气动力效应是显著的。这是因为流体的流动，无论是层流还是湍流，都有助于传热传质和动量传递，而在火焰的发展过程中，象点火、传播、稳定等每一重要的阶段，很大程度上都取决于传热传质和动量传递。由于在湍流状态下输运率有相当大的增加，所以空气动力效应更显著，当燃料和氧化剂在点火前未预混时（湍流扩散火焰的情况），空气动力就成为输运率的决定因素。这就是说，仅仅考虑流体的流动，就可以确定湍流扩散火焰的一些最重要的特性，如火焰中浓度和温度的空间分布，火焰的物理量纲。

湍流扩散火焰理论上和工程上的早期发展是如下的事实促成的：所有的湍流射流都可以看成是相似性的。换句话说，为了计算重要的参数，如火焰长度、速度分布和浓度分布等，只需知道喷嘴尺寸、射流初始速度和燃料的种类就够了。由于这种虽然简单但很有力的概括只适合于自由轴向等密度湍流射流，因而曾致力于将这些简单的射流定律推广到更复杂的非等密度化合物系统或者推广到封闭射流，等等。可以将复杂的因素用“等效喷嘴直径”来表示，这样又使问题回到自由等密度湍流射流了。

模拟研究和测量火焰的时均特性（速度、静压浓度等），使我们能用流动图案和流线分布来描述火焰。回流对火焰稳定性和对燃烧强度的重要性已变得明显，兴趣已转向在流动中由于逆压梯度而产生回流（封闭射流、钝头体后的尾流和旋转流动）的实验方法。

最初，对这些回流系统有用的实验资料，也是以流体图案、静压分布以及火焰特性的时

均值的空间分布等形式来表示的。最近, 用来计算边界层型流动内速度场和浓度场的计算技术的发展, 以及湍流特性测量方法的改进, 对燃烧空气动力学研究已指出了新的方向。

II、理 论

用速度、浓度、温度等的空间分布来描述流场, 必需以质量、动量和能量的守恒为依据。对于轴对称定常不可压缩流动的情形, 如果采用柱坐标(以 r, ϕ 和 x 分别表示径向、角向和轴向坐标, 以 v, w 和 u 表示径向、切向和轴向速度分量), 则连续方程可写为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0 \quad (1)$$

根据作用在体积元上的力的平衡, 可得(纳维-斯托克斯方程)

$$\rho \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right] \quad (2)$$

$$\rho \left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right] = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v^2}{r} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right] \quad (3)$$

引进符号 $u = \bar{u} + u'$ 和 $v = \bar{v} + v'$, 此处瞬时速度是时均速度和脉动速度之和。并且假设射流和尾流是边界层型流动, 也就是说, 流动性质沿流动方向的变化比径向梯度小得多, 即 $\partial/\partial r \gg \partial/\partial x$ 。这时速度方程变为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{r} = 0 \quad (1a)$$

方程(2)变为

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \epsilon \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right] \quad (2a)$$

式中湍流切应力项 $u'v'$ 已用涡粘性系数和轴向速度的径向梯度二者的乘积代替。

可以证明(Schlichting, 1968), 径向动量方程[方程(3)]可以非常近似地化为

$$\bar{p} - p_0 = -\rho v'^2 \quad (3a)$$

为了处理湍流问题, 可以把它们看成是完整的复杂的事物, 这需要解时间相关运动的偏微分方程; 也可以把它们当成输运性质的值从一地到另一地有变化的定常层流来处理。

对于合适的边界条件, 解这些微分方程可得到详细的速度分布。虽然这些方程描述了湍流, 但在其中只有时均值。然而, 因为是湍流状态, 有效粘性系数即湍流粘性系数 ϵ 并不是流体的性质, 它将随空间而变化。因此, 为了使微分方程能正确表示湍流运动的正确物理描述, 必需将有效粘性系数与当地流体状态联系起来。

Spalding及其同事的近期著作指出, 有一些计算方法可以用来求出这些微分方程的近似解。然而, 计算的成功很大程度上取决于有效粘性系数假设的选择。Clauser(1954)通过切应力的测量, 假设有效粘性系数跟气流速度和位移厚度的乘积成正比。位移厚度定义为

$$\delta = \int_{r=0}^{r=\infty} [1 - (u/u_\infty)] dr$$

Prandtl (1925) 的混合长理论以分子运动和湍流运动之间的比拟为依据, 并假设混合长跟边界层厚度成正比。按照Kolmogorov (1942) 和Prandtl (1945) 假设, 有效粘性系数跟当地湍流动能的平方根成正比; 而Townsend (1961) 和Bradshaw *et al* (1967) 则假设湍流动能跟有效粘性系数成正比。一般地说, 这些假设中没有一个是有效的: 例如, 当速度分布有极大值时, 位移厚度假设不适用; 在网格产生的湍流中没有速度梯度的流动区域内, 混合长假设失效。在有关计算方法的更近的一些著作中 (Gossman *et al*, 1968), Kolmogorov-Prandtl 假设对于回流的宽广区域好象已满足了条件。在Kolmogorov (1942) 和Prandtl (1945) 之后, Spalding 和他的研究组 (Gossmon *et al*, 1969) 假设湍流的特性可以用两个量, 即湍流动能 k 和湍流长度尺度 l 来描述, 于是有效粘性系数可由下式给出:

$$\mu_{\text{eff}} = C_* \rho k^{\frac{1}{2}} l \quad (4)$$

式中 C_* 是取决于当地湍流雷诺数 Re_t 的常数, 而

$$Re_t = \rho k^{\frac{1}{2}} l / \mu \quad (5)$$

在充分发展的湍流中, C_* 的值为 1。当 $Re_t \rightarrow 0$ 时, 流体的总粘性系数 $\mu + \mu_{\text{eff}}$ 趋于 μ 。 l 和 k 从平衡方程算得, 并且假设 l 和 k 以正比于它们各自的梯度的扩散率扩散。类似于有效粘性系数的概念的表述, 也可以确定出有效Prandtl数和Schmidt数。根据上述思路, 当 Re_t 很大时, 可以想到这些“有效”输运系数的值趋于常数值。关于有效Schmidt数和Prandtl数的值有相当大的不确定性和矛盾, 关于湍流动能 k 和湍流长度尺度 l 的输运系数值更是如此。把当地流体状态和湍流输运系数结合起来的假设的进一步发展, 要求把计算结果和宽广的输入条件范围的详细测量数据相比较。

III、湍流特性的测量

火焰时均特性的测量已有文献广泛地作了介绍: 对于小实验室尺度火焰, Fristrom and Westenberg (1965) 发展了显微取样和光学方法; Weinberg (1963) 报道了光学测量法, 在最近的一篇论文中报道了利用激光方法 (Schwar and Weinberg, 1969)。在国际火焰研究基金会 (International Flame Research Foundation) 的几种出版物 (Kissel, 1960; Thring and Beer, 1962; Pengelly, 1962) 上发表了光学和探针的测量技术在工业尺寸火焰上的应用。

在本章我们打算讨论湍流流动中时间相关特性的测量, 特别是脉动速度、温度和压力的测量。

测量的困难, 部分地是由于高湍流度, 特别是在尾流和回流中, 同时也由于火焰的高温。

在等温等密度流动条件下, 最常采用的研究工具是热线风速计。基本的测量值是从热丝到燃气气流的热损失率。根据King (1914) 导出的传热关系, 可用下式给出桥 (其中热丝保持等温) 中所得电讯号的解释:

$$E^2 = A + B(U_c)^n \quad (6)$$

式中 E 是计示热丝电压, U_c 是总有效冷却速度, A 和 B 是常数。

最近Siddall and Davies (排印中) 发展了一种新的分析方法, 它以垂直置于层流流动中的热丝定常传热关系的改进形式为依据。所推荐的热丝电压与有效速度之间的关系为

$$E^2 = A + BU_0^{\frac{1}{2}} + CU_0 \quad (6a)$$

此关系式已经过实验的检验。在湍流度小于20%的湍流区域, 它和King公式的计算结果很符合。然而, 在高湍流区域, 通常的分析方法得出的湍流度远高于用新的分析方法所得出的结果。虽然很清楚, 根据推导新方法时的限制性假设, 较少有可能指望得出较通常公式更为满意的结果, 但为了全面评价这一结果, 必需对照不受环境干扰的湍流特性的测量值来检验, 最好采用光学的测量方法。

Becker, et al (1963, 1965, 1967) 在一系列著作中报道了将光散射方法用于冷管射流系统中确定浓度的间歇现象和喷咀流体浓度脉动。用喷入油雾的方法将喷咀流体加上标记。在横向透过射流的锥形光束的垂直方向拾取散射光。在散射光检测系统中的光电倍增管上产生一电压讯号, 此讯号跟观察到的1—2mm直径小体积内油雾的空间平均瞬时浓度成正比。Townsend(1949)将湍流射流边界上某点在湍流流体内部所经历的时间的分数称为“间歇因子”。在没有回流的射流中, 此间歇因子是射流边界径向位置概率分布函数的余数, 表示为

$$\beta = 1 - F(r) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{(r - \bar{R})}{(\sigma\sqrt{2})} \right] \right\} \quad (7)$$

式中 r 是径向距离, \bar{R} 是射流边界的平均位置, σ 是 R 的标准偏差。

因为 σ 是射流边界上平均尺寸的涡旋的一种度量, 所以湍流尺度可以根据间歇因子的测量值来确定 (Townsend, 1949)。Becker et al (1965) 发现, 对于自由等温射流, $\bar{R} = 1.57R_{1/2}$ 及 $\sigma = 0.177\bar{R}$, 式中 $R_{1/2}$ 是浓度为射流轴上浓度的1/2处的半径。图1是用同样技术测得的浓度脉动的归一化分布。此处 γ' 是喷咀流体浓度脉动部分的均方根值, γ'_0 是在射流轴上及归一化射流半径处的均方根值, $R_{\gamma', 1/2}$ 是 $\gamma' = \gamma'_0/2$ 处的半径。

光散射技术也使我们能够在同一光束上用同时观察两点的方法来确定关联系数 (Becker et al, 1967)。

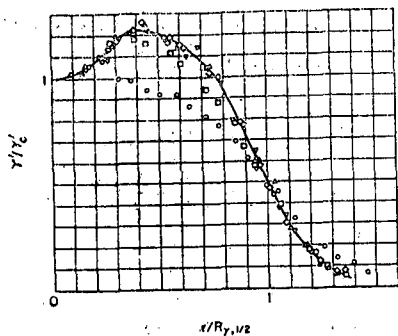


图1 浓度脉动的归一化分布图
[Becker et al(1967)]

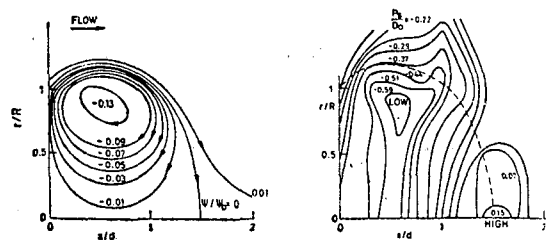


图2 圆盘尾流函数和静压空间分布
[Davies and Beér (1973)]

采用分析高湍流度流动中热线风速计讯号的改进方法, Davies (1969) 对等温环形尾流进行了广泛的研究, Davies and Beér (1971) 报道了前半部几何形状和堵塞比可变的钝头

稳定器的尾流中时间平均及湍流特性的测量。

对环形流动中的圆盘，按 $\psi = \int_0^{\infty} \bar{u} r dr$ 进行计算得到的平均流函数的空间分布示于图2。

图3是湍流度 $(\overline{u'^2})^{1/2} / \bar{u}$ 的空间分布，图4是湍流当地的动能 $K = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / \bar{u}^2$ 的分布。图5是圆盘尾流中的归一化切应力分布 $\overline{u'v'} / \bar{u}_0^2$ 。

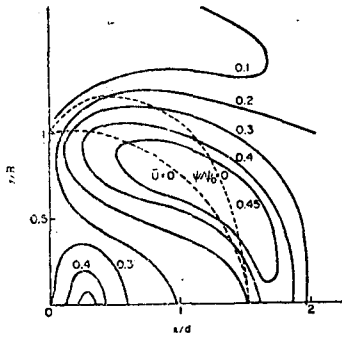


图3 圆盘尾流中 $(\overline{u'^2})^{1/2} / \bar{u}$ 的空间分布 [Davies and Beér (1973)]

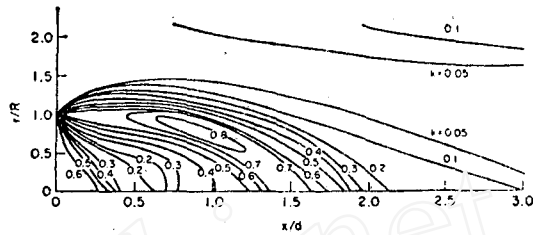


图4 圆盘尾流中湍流当地动能 (k) 的空间分布 [Davies and Beér (1973)]

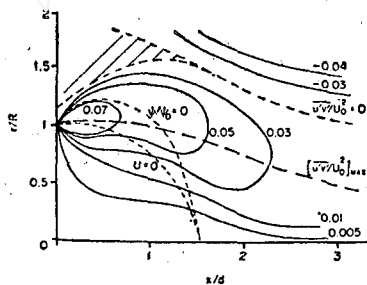


图5 圆盘尾流中 $(\overline{u'v'}) / \bar{u}^2$ 的空间分布 [Davies and Beér (1973)]

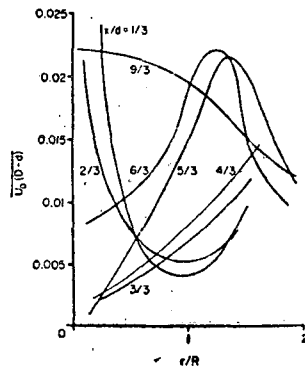


图6 圆盘尾流中Boussinesq涡粘性系数的径向分布 [Davies and Beér (1973)]

平均流动和湍流特性之间的关系被用来导出关于各种湍流混合假设的结论，图6和图7分别表示Boussinesq涡粘性系数的变化和Prandtl混合长的变化，它们分别定义为 $-\overline{\rho u'v'} = \epsilon (d\bar{u}/dr)$ 和 $l = (\overline{u'v'})^{1/2} (du'/dr)$ 。

Runchal (Gossman et al, 1968) 利用Spalding基于Prandtl和Kolmogorov理论所得的新的湍流模型，对管子内部突然扩大的情况，计算了流函数和当地湍流动能之间的关系。所算得的这些关系连同圆盘-喷咀系统的实验结果，一起表示在图8中。虽然这两个系统在几何形状上有些不同，但是从计算和测量所得流函数和湍流动能分布之间定性上的一致来看，将这种湍流模型用于计算是很有希望的。另一方面，图6和图7都表明简单的湍流模型用于计算圆盘后的中间区则是不合适的

A. 火焰中湍流特性的测量

最近在Karlsruhe大学进行了一系列湍流反应系统的实验研究 (Kremer, 1964; Günther and Simon, 1969; Eickhoff, (1969), 由Günther作了报道, Karlsruhe大学研究的探针的示意图见图9, 有关使用的某些基本知识见表1。

涉及反应区自由基发射测量的解释时, Günther(1969)告诫说, 所得结果不是清楚明确的: 即使假设火焰面与富燃料及富空气的流体微团的边界位置一致时, 以及假设反应局限于流体微团或涡流的表面时, 也不能认为每一流体微团都在参与反应。射流出口区附近的微团可能都是富燃料的, 围绕射流边缘的微团可能都是富空气的, 靠近火焰端部的微团则可能是完全燃烧后的产物。因此, 发射量的测量给出的是反应区的图形而不是流场的图形。

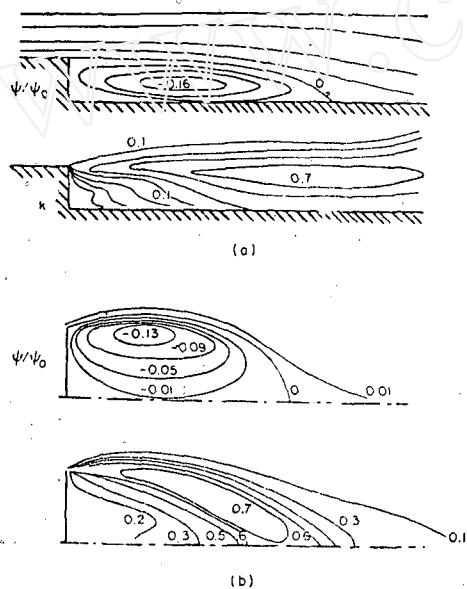


图8 (a) 突然扩大的管子下游计算所得流函数和当地湍流动能场之间的关系 [Davies and Beér (1971, 1973)] (b) 圆盘喷咀下游测得的流函数和当地湍流动能场之间的关系 [Davies and Beér (1971)]

运动方程的近似分析给出动量方程径向分量的下列关系:

$$\overline{p - p_0} = -\rho \overline{v'^2} \quad (3a)$$

此关系表示射流中存在着静压亏损, 这又可能与横向速度脉动有关。Becker and Brown (1969) 已用静压测量确定了自由射流中以及自由丙烷-空气扩散火焰中雷诺应力的分布。

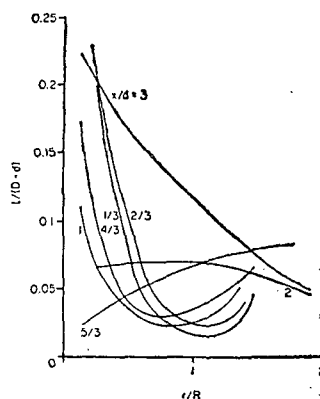


图7 圆盘尾流中Prandtl混合长的径向分布 [Davies and Beér (1973)]

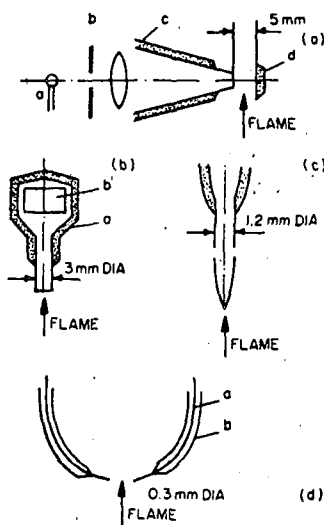


图9 用于测量火焰中湍流特性的探针的示意图 [Günther (1969)]

表1 Karlsruhe 大学的湍流测量方法(引自Gunther,1969)

方 法	图9中示意图	测 量 值	所观察体积的尺寸 (mm直径)	对火焰 影 响
发 射 探 测 器 (光电二极管)	a	自由基的发射 300—1200mm	5	显著
无线电传声探测器	b	给出轴向速度脉动 (u')的滞止压力值	2—3	显著
静 压 探 针	c	给出横向速度脉动 (v')的静压值	2	小
电 离 探 针	d	给出离子浓度的电 流值	很小	很小

他们发现,在扩散火焰中, $\rho v'^2$ 和 $\rho w'^2$ 的分布图和空气射流中的十分相似,只是湍流速度低50%,这一情况跟Gunther and Simon (1969)用自由基发射方法并从火焰获得谱密度分布所得到的某些结果在定性上是一致的。而从火焰获得的谱密度分布则与等温射流中测得的脉动速度和浓度的谱密度分布相当。他们指出,在频率大于3000Hz以上时,火焰中湍流速度比等温射流中衰减得更快,其原因是火焰燃烧的粘性高。Gunther and Simon曾根据他们对谱密度函数的测量结果计算了湍流的纵向欧拉尺度。这些结果和Eickhoff (1969)测得的湍流速度一起,反映了火焰中宏观湍流的特征。图10是Eickhoff用静压测量方法在湍流扩散火焰中得到的湍流度的轴向分布 $(v'^2)^{1/2}/\bar{u}$ 与等温射流中的分布的比较。城市煤气脱体火焰中由于喷咀流体密度较低,起初湍流度增加,但在反应区迅速下降,随后又沿着射流火焰稳定地增加;可是一般情况其湍流度比等温射流中的低。

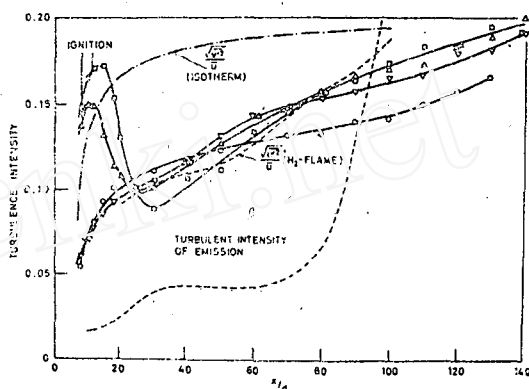


图10 湍流扩散火焰中的湍流度轴向分布
等温火焰以实线和点划线表示,其他
火焰以虚线表示
脱体火焰 $\square Re_0 = 7.14 \times 10^4$,
 $\triangle Re_0 = 5.05 \times 10^4$
附着火焰 $\nabla Re_0 = 5.05 \times 10^4$
 $\circ Re_0 = 3.2 \times 10^4$
[Eickhoff(1968)]

IV. 旋转流动中的火焰

尽管对燃烧来说旋流燃烧器不是新事物,但只是近来才集中力量去更好地了解,旋转流动如何,以及为什么对火焰的燃烧强度和稳定性有这么重要的影响。

我们所感兴趣的物理系统可以分成三类:第一类,带有弱旋流的湍流旋转射流扩散火焰;第二类,带有环状回流涡旋的强旋转射流火焰;第三类,在旋转流动的周围介质中浮升的或湍流的射流扩散火焰。

对于第一类情况,感兴趣的区域是射流边界层的位于射流边缘和周围静止介质之间的部

分,其中角动量从射流边缘附近处的最大值降低到周围介质中的零值。这里边界层极不稳定,湍流度高,这就加强了纯扩散火焰中燃料和氧化剂的混合率并缩短了火焰长度。在这个区域中角动量的径向传递率高,对预混合火焰也有影响,高湍流度有增加火焰速度的作用,因而增加了燃烧强度,但是,这种情况下的这些影响不如纯扩散火焰中那样显著。

Chigier and Cherrinsky (1967)曾指出,湍流动量方程加上合适的边界条件,积分后可以化为线动量和角动量的轴向通量的守恒表达式。进一步假设速度、密度和温度分布的相似性,就可以描述轴向速度、旋流速度和温度的最大值的衰减情况。这些表达式和描述这些性质的径向传播的半经验表达式一起,可以用来详细描述具有弱旋流的射流中的速度分布和空气温度分布。

实用意义大的是有回流的旋流。在I.F.R.F.的某些报告和出版物(Beer and Chigier, 1963; Chigier and Beer, 1964; Chedaille et al, 1966; Leuckel, 1967; Fricker and Leuckel, 1969)中给出了这些流动的详细叙述。在这种情况下对流动理论描述和实验都更困难,其部分原因是最感兴趣的区域非靠常近喷咀,速度分布不能看成是相似性的,在逆向流动区域里湍流度非常高,因此给实验工作造成相当大的困难。

根据对旋流的研究,关于火焰稳定性和燃烧强度方面可以得到两个简单的但颇有意义的推广已证明回流涡旋的强度和位置对火焰的稳定性有显著的影响。此外,根据 Ijmuiden 的研究可以假设,如果对未预混的火焰把燃料和空气流调整到使得在速度梯度大的区域内(即湍流度最高的区域内)有高的燃料浓度,那就可以得到高的燃烧强度,对于有回流的旋转射流的情形,这一区域就在回流的涡旋流动和喷咀流体流动之间。

近来, Johanssen (1967)在Trondheim大学对旋流燃烧进行了详细的实验研究。在他的实验中,测量了冷旋转射流中的湍流应力和湍流度,随后将油雾喷到旋转空气射流中,测量了燃料相对于空气射流的空间分布有变化时的火焰燃烧特性。他的结论是:上述高强度燃烧准则是正确的。在湍流应力为最大值的流动区内有高浓度油雾时就可以得到最高的燃烧强度。

A. 喷咀几何形状的影响

Ijmuiden对旋流火焰的研究也表明,喷咀几何形状对决定回流涡旋的强度和位置有显著的影响。图11和12分别对有同样旋流程度但有不同喷咀出口几何形状两种射流,示出了射

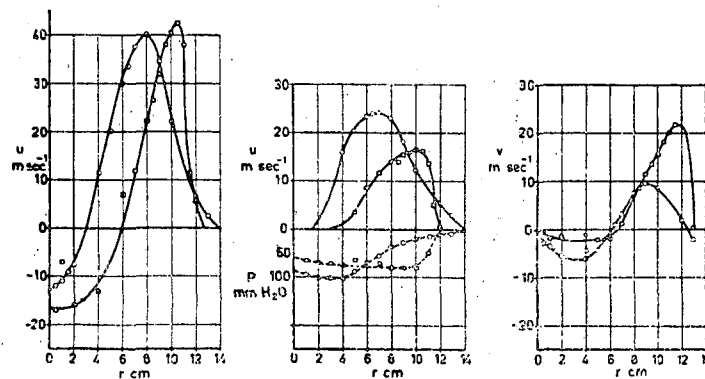


图11 强旋流射流中轴向、切向和径向速度分量的径向分布
 ○收缩扩喷咀 □收缩扩喷咀 (Beer and Chigier (1963))

流中速度的轴向、切向和径向分量的径向分布及逆流区的位置。由于在喷咀中流动的附壁射流特性,采用扩张喷咀,可以得到使轴向和切向速度峰值之间分离的径向距离增加,以及使喷咀流动和回流涡旋之间湍流度和卷吸量增加的综合效应。Batchelor (1967) 曾对管子横截面的变化对旋转流体流动的影响给出了一种数学处理办法。由于流动的横截面的膨胀,轴向速度分量 u 和切向速度分量 w 的性质上的变化可以用涡线的形状来解释: 由于线动量和角动量的守恒,当涡线的一端穿进转扩区并且在扩张喷咀中向外运动时,在涡线上微团的速度将按 $wr = \text{常数}$ 的规律变化。这就引起负的涡量梯度,后者又引起轴向速度的正的径向梯度 du/dr , 因此,横截面的膨胀在轴上产生轴向速度的最小值。多环孔喷咀燃烧器是高燃烧强度准则的实际应用,在这种喷燃器中产生类似于夹心面包卷形状的高剪切层 (Beér, 1965)。这种排列形式能使扩张段边界层里的速度分布得到较好的控制,也能在扩张喷咀内获得非常高的燃烧强度。图13是这种喷燃器的示意图,图14是燃烧强度约为 $7 \times 10^6 \text{ Btu/ft}^3 \cdot \text{hr}$ 的燃烧室的运行情况,其中的燃料是雾化非常不好的重油。

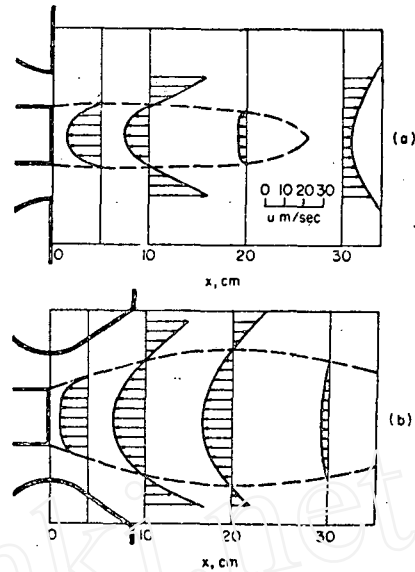


图12 扩张喷咀对强旋转射流回流位置和尺寸的影响
(a) 无扩张喷咀
(b) 有扩张喷咀 [Beér and Chigier (1963)]

B. 在旋转流动的周围介质中的浮升射流或湍流射流扩散火焰

这种火焰类型的典型系统由旋转着的周围介质所包围的浮升气柱所组成。几乎没有例外,上述研究旋转射流火焰所得的结果对现在这种情况都是不适用的, Emmons and Ying (1967) 研究了在旋转网筒中心处从液体燃料池上形成的火轮,对这种类型流动给出了清晰的描述。产生这种火轮现象的集中机理,是由于将涡量带进旋转系统的涡核之中。对火焰的情况来说,集中过程是浮升气柱中燃气的上升。除此之外,火焰和周围空气之间的边界是稳

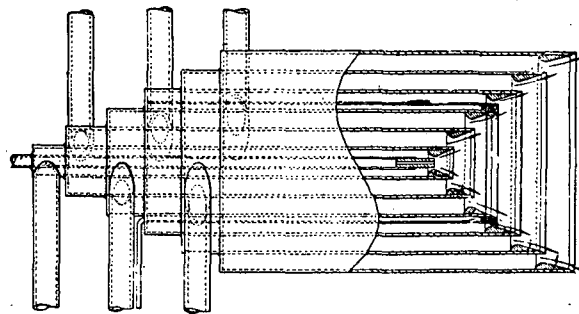


图13 多环孔扩张喷咀燃烧器示意图 [Beér (1965)]

定的,这是因为只要上升气柱一离开其底座平面,离心力便阻止卷吸的空气进入升起的气

柱。涡量被集中到涡核，在该处，如Rayleigh (1916)所指出的（如果 $\rho\omega r$ 随 r 的增加而增加，则旋转流体是稳定的），就流体的径向交换来说，流体仍是稳定的。由于流体的旋转变慢，以及由此引起的离心力和压力之间的不平衡，底座上壁面边界层也就起着显著的作用；由于有径向压力梯度，所以流动在底座平面上产生一径向速度分量。在纯扩散火焰（这时火轮的中心只有燃料）的情形，这种径向速度分量是极重要的，因为空气的径向进入速率决定着燃料的燃烧速率。作为Emmons研究的发展，在Sheffield (Chigier et al, 1970) 曾经在另一系统上进行了一个实验研究，在此系统中，用湍流射流代替了旋转网筒中心的燃烧池，实验设备示于图15，一直径2ft，高4ft的圆柱形的金属丝网筒由变速马达带动，可在4—40rpm的转速下旋转，燃烧器在中心固定，以使射流流体沿着网筒的轴线引入。

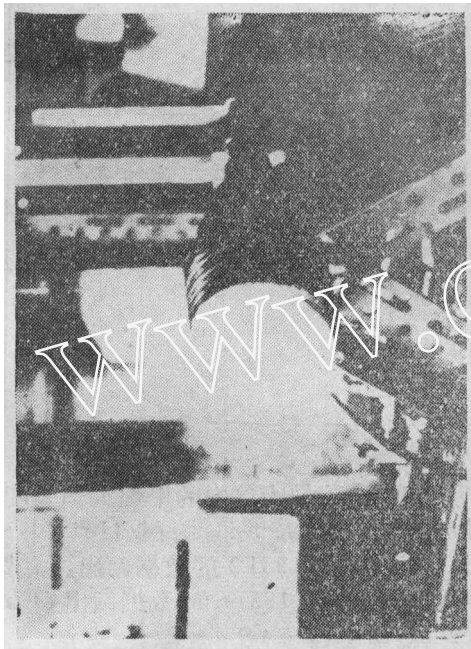


图14 多环孔扩张喷咀燃烧器燃烧重油时的照片

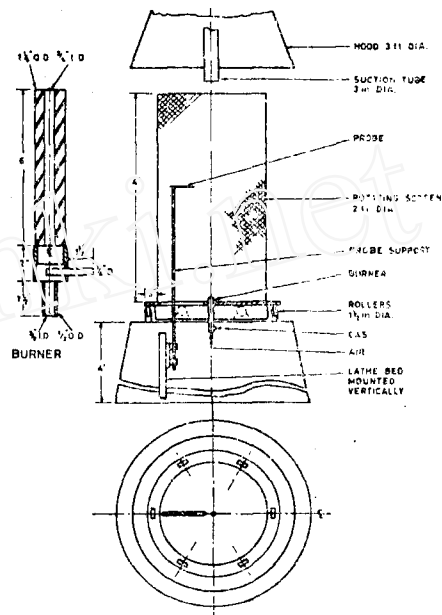


图15 旋转网筒设备[Chigier et al(1970)]

1. 火焰长度 雷诺数在400—500范围内的甲烷扩散火焰的长度示于图16，喷燃器出口直径 $d = 3.17\text{mm}$ ，此处火焰长度与喷咀直径之比，是作为喷咀出口处条件下的雷诺数的函数而画在图上的。零环量的火焰长度测量值在Hottel and Hawthorne (1951)的经验公式和Wohl et al (1951)的经验公式的计算值之间。靠近喷咀出口处的火焰开始段，是层流火焰，接着是刷状湍流火焰。火焰长度的增加，主要是由于旋转对湍流刷状火焰的影响所致。

Hottel and Hawthorne (1951)对层流火焰射流的燃烧和扩散作了分析，对于火焰长度提出如下的关系：

$$L = A \log(Q - \theta_f) + B \quad (8)$$

式中 L 是火焰长度； A 和 B 是只依赖于燃料气体和初始空气-燃料比的常数， θ_f 是折合时间，定义为

$$\theta_f = 4D_o t_f / d^2 \quad (9)$$

式中 t_f 是燃料气体从喷嘴流动到火焰顶部的时间， D_0 是分子扩散系数， d 是喷嘴直径；或定义为

$$\theta_f = 1 - 4 \ln(1 - C_f)$$

式中 C_f 是火焰顶部未完全燃烧部分浓度的变化，对于甲烷， $C_f = 0.095$ ， $\theta_f = 2.7$ 。

方程(8)可化为无量纲形式

$$L/d = a \log(\text{Re}\theta_f) + b \quad (8a)$$

式中 Re 是基于喷嘴出口处状态的雷诺数。

图16上的结果，对 $\Gamma = 0$ 时的火焰长度在形式上跟Hottel and Hawthorne在层流区所得结果符合，只是常数 a 和 b 有小小的差异。在较高的雷诺数值时($\text{Re} > 4000$)，结果和Hawthorne *et al* (1951)的理想配比湍流火焰长度一致。可以指出，火焰长度随着流量的增加而不断增加，直至达到湍流火焰长度时才停止。Hottel and Hawthorne发现的城市煤气在转接区火焰长度减短的现象，在Chigier, *et al* (1970)的实验中未被发现，方程(8a)中常数 a, b 的值列于表2。

曾经发现，当环量增加时，火焰长度也增加，直至达到最大值为止。进一步增加转速，将导致稳定性降低，最后导致火焰长度减短。在高雷诺数区，火焰长度增加1倍(图16)。火焰长度的这些增加值，比Emmons and Ying (1967)报道的结果要小。

在扩散火焰中，火焰长度主要取决于燃料和空气的混合。卷入涡核的空气量减少，并且因为燃料的引进并保留在涡核内，从而使混合延迟而增加了火焰长度。

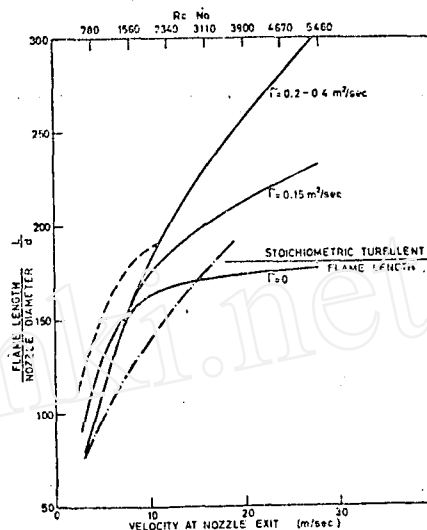


图16 在旋转大气中的甲烷火焰长度
喷嘴直径 $d = 3.17\text{mm}$ ，虚线据Hottel and Hawthorne (1951)的数据画出，点划线据Wohl *et al* (1951)的数据画出〔Chigier *et al* (1970)〕

表2 方程 $L/d = a \log(\text{Re}\theta_f) + b$ 中 a, b 的值
(Hottel and Hawthorne, 1951)

燃气	m^2/sec	a	b	燃气	m^2/sec	a	b
甲烷	0	100	-225	甲烷	1.5	470	-1575
甲烷	1.0	315	-950	甲烷	0	170	-337

2. 火焰稳定性 使燃料流量保持一定值，将网筒旋转到所需转速，待涡旋稳定后增加空气流量直到发生吹熄，用这样的办法来测量火焰的稳定性。图17对不同的环量示出甲烷-空气火焰吹熄速度随喷燃器中燃料浓度的变化。可以看出，旋转导致吹熄速度有很大的增加，吹熄曲线几乎垂直地上升。吹熄速度随着环量 Γ 从0增加到 $0.2\text{m}^2/\text{sec}$ 而累进地增加。例如，燃料浓度0.35时，吹熄速度从15m/sec增加到70m/sec。对于网筒旋转时的脱体火焰，

可以发现当降低网筒转速时, 火焰将被吹熄。相反对于网筒固定时的脱体火焰, 却可能因网筒的旋转仍回到喷燃器轮缘上。当网筒旋转时, 随着喷燃器出口速度在相当大范围内的变化, 火焰可以维持脱体位置的状况。

在涡核和自由涡的交界面上, 应当考虑边界层的稳定性条件, 因为这个交界面是圆柱火焰的边界。离心力场和气流中径向密度梯度的耦合会引起分层, 并使边界变得更加稳定。这可以用图18中的纹影照片来说明。

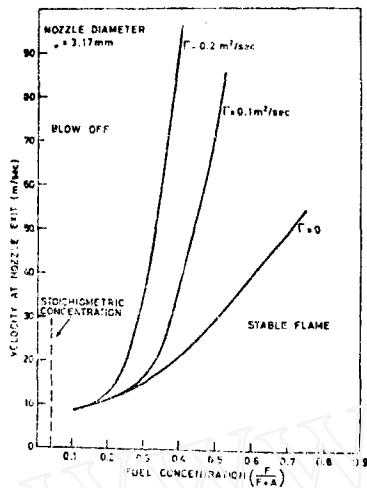


图17 丙烷-空气湍流扩散火焰稳定性图
〔Chigier et al (1970)〕

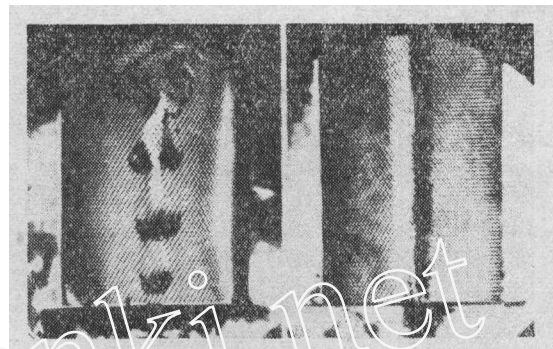


图18 甲烷-空气湍流火焰的纹影照片
(a) 网筒固定不动
(b) 网筒旋转〔Chigier et al(1970)〕

湍流的效应之一是使流体所具有的一切性质分布得更均匀。如果流体密度向着中心减小, 则湍流将使其趋向于更均匀分布。使密度向中心输运, 需要用湍流的动能做功, 以克服旋转流动中的离心力。

湍流对单位流体质量所作的功率, 跟湍流对单位密度梯度的密度输运率(用热或密度的涡量输运系数 ϵ_p 表示), 径向密度梯度, 单位质量的离心力三者的乘积相等。这可写为单位质量的功率

$$\epsilon_p (1/\rho) (\partial\rho/\partial r) (w^2/r) \quad (10)$$

火轮-射流系统中的湍流源, 当然是射流和旋转流场的涡核。如果 ϵ 是湍流动量输运系数, 则应力为

$$\tau = \epsilon (\partial U/\partial r) \quad (11)$$

对于速度 U 是垂直的且只有径向变化的情形, 这是单位面积上的力。

克服这种应力时单位质量所作的功率, 是应力乘以速度梯度, 即单位质量的功率 $\epsilon (\frac{\partial U}{\partial r})^2$ 。克服这些应力所作的功转化成湍流能量, 并且如果此功超过克服离心力所作的功, 则湍流能量可能增加。

因此, 如果

$$\epsilon_p \frac{1}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial r} \frac{w^2}{r} < \epsilon \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2$$

则湍流将占优势；否则力场将占优势，随之湍流衰减。所以，对于火轮的情况，可由下式给出修改过的Richardson数：

$$Ri^* = [(1/\rho)(\partial\rho/\partial r)(w^2/r)]/(\partial U/\partial r)^2$$

V. 今后的动向

最近十年间，燃烧学科学家和工程师日益转向计算燃烧室内火焰性能的问题，以及根据输入的设计变数研究燃烧炉的性能。在解数学问题方面的进展十分显著，但是这种进展也使缺少计算涉及湍流流动系统所必需的物理化学输入数据的问题更加突出。为了预言燃烧炉的性能和预言燃烧系统中污染物质的形成和排出，都需要详细知道火焰中流动和热释放情况的模型，包括速度比、浓度和温度的脉动分量，因此，确定它们的方法，无论对于热流分布或对于污染物排出情况的计算，都是非常重要的。目前，为了工程设计计算的目的，把基于从燃烧系统的控制微分方程导出的无量纲数组的数学模型和物理模型结合起来，似乎提供了一条最经济的途径。

实验研究之所以需要，部分是为了进一步发展湍流假设，这种假设把湍流流体的性质和当地流动状态联系起来；同时也是为了确定反应的化学动力学数据，即使在湍流扩散火焰中，这种反应速率也不能认为是“无限大”的。在能够深信无疑地使用它们之前，需要对这些计算方法进行细心、严格的实验。国际火焰研究基金会已经在这一方向上采取了重要的步骤，他们决定用他们的一部分研究力量致力于在Ijmuiden的实验工业炉上进行数学模型的试验工作。

符 号 表

- A, B ——方程(6)和(8)中的常数
 C ——方程(6b)中的常数
 D_0 ——分子扩散系数
 d ——喷咀直径
 E ——热线风速计的计示热丝电压
 erf ——误差函数
 $F(r)$ ——射流边界层径向位置的概率分布函数
 k ——湍流动能 = $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / u^2$
 L ——火焰长度
 l ——Prandtl混合长，湍流尺度
 \overline{p} ——脉动压力 p 的时均值
 \overline{R} ——射流边界的平均径向位置
 Re_l ——湍流雷诺数 = $\rho k^{1/2} l / \mu$
 r ——径向空间坐标
 t ——燃气从喷咀流到火焰某点的时间
 t_f ——燃气从喷咀流到火焰顶部的时间
 U ——轴向速度分量
 u —— $= \overline{u} + u'$ ，湍流流动的时均值加脉动速度分量（雷诺的记号）

- u_{∞} ——远离壁面的气流速度
 u' ——湍流的轴向速度脉动分量
 $(\overline{u'^2})^{1/2}$ ——湍流脉动速度分量的均方根值
 v ——横向速度分量; $v = \overline{v} + v'$
 w ——切向速度分量; $w = \overline{w} + w'$
 x ——轴向空间坐标
 β ——间歇因子
 Γ ——环量, $2\pi rw$
 γ' ——喷咀流体浓度的均方根值
 δ ——位移厚度
 ε ——湍流粘性系数或涡粘性系数
 ε_p ——热或质量的涡扩散系数
 μ_{eff} ——有效粘性系数或湍流粘性系数
 ϕ ——方位角空间坐标
 ψ —— $\int_0^{\infty} U r dr$, 流函数
 ρ ——密度
 σ —— R 的标准偏差
 θ ——折合时间, $\theta = 4D_v t/d$

参 考 文 献

- Batchelor, G. (1967). "An Introduction to Fluid Dynamics." Cambridge Univ. Press, London and New York.
 Becker, H.A., and Brown, P.G. (1969). *Int. Symp. Combust.* 12th, p. 1059. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
 Becker, H.A., Hottel, H.C., and Williams, G.C. (1963). *Int. Symp. Combust.*, 9th, p. 7. Academic Press, New York.
 Becker, H.A., Hottel, H.C., and Williams, G.C. (1965). *Int. Symp. Combust.*, 10th, p. 1253. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
 Becker, H.A., Hottel, H.C., and Williams, G.C. (1967). *Int. Symp. Combust.*, 11th, p. 791. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
 Beér, J.M. (1965). British Patent No. 45652/65.
 Beér, J.M., and Chigier, N. A. (1963). 5e *Journee d'Etudes sur les Flammes*. Int. French Flame Res. Foundation French Committee, Paris.
 Bradshaw, P., Ferris, D.H., and Atwell, N.P. (1967). *J. Fluid Mech.* 28, 593.
 Chedaille, J., Leuckel, W., and Chesters, A.K. (1966). *J. Inst. Fuel* 39, 506.

- Chigier, N.A., and Beér, J.M. (1964). *Trans. ASME Ser. D: J. Basic Eng.* 86, 788.
- Chigier, N.A., and Chervinsky, A. (1967). *Int. Symp. Combust.*, 11th, p. 489. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
- Chigier, N.A., Beér, J.M., Grecov, D., and Bassindale, K. (1970). *Combust. Flame* 14, 171.
- Clauser, F.H. (1954). *J. Aeron. Sci.* 21, 91.
- Davies, T.W. (1969). Ph.D. Thesis. Sheffield Univ., Sheffield, England.
- Davies, T.W., and Beér, J.M. (1971). *Int. Symp. Combust.*, 13th, p. 631. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
- Davies, T.M., and Beér, J.M. (1973). *Int. Seminar Heat Mass Transfer, Herceg Novi*, 1969. Int. Center Heat and Mass Transfer, Belgrade, Yugoslavia (in press).
- Eickhoff, H. (1968). Doctoral Dissertation. Univ. of Karlsruhe, Germany.
- Emmons, H.W., and Ying, S.-J. (1967). *Int. Symp. Combust.*, 11th, p. 475. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
- Fricker, N., and Leuckel, W. (1969). Doc. No. G. 02/a/18, Int. Flame Res. Found., Ijmuiden, Holland.
- Fristrom, R.M., and Westenberg, A.A. (1965). "Flame Structure." McGraw-Hill, New York.
- Gossman, A.D., Launder, B.E., Pun, W.M., Runchal, A.K., Spalding, D.B., Taylor, R.G. and Wolfstein, W. (1968). Heat Transfer Sect. Res. Reps. Dept. of Mech. Eng., Imperial College, London.
- Gossman, A.D., Pun, W.M., Runchal, A.K., Spalding, D.B., and Wolfstein, M. (1969). "Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows." Academic Press, New York and London.
- Günther, R. (1969). *Chem.-Ing.-Tech.* 41, 315.
- Günther, R. and Simon, H. (1969). *Int. Symp. Combust.*, 12th, p. 1069. Combust. Inst., Pittsburgh, Pennsylvania.
- Hawthorne, W.R., Weddell, D.S. and Hottel, H.C. (1951). *Int. Symp. Combust.*, 3rd, p. 266. Williams & Wilkins, Baltimore, Maryland.
- Hottel, H.C., and Hawthorne, W.R. (1951). *Int. Symp. Combust.*, 3rd, p. 254. Williams & Wilkins, Baltimore, Maryland.
- Johanssen, J. (1967). Doctoral Thesis. Univ. of Trondheim, Norway.
- King, L.V. (1914). *Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A* 214, 373.
- Kissel, R.R. (1960). *Brennstoff-Warme-Kraft* 12, 340.
- Kolmogorov, A.N. (1942). *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* 33, 1-2.
- Kremer, H. (1964). Doctoral Dissertation. Univ. of Karlsruhe, Germany.

第五届全苏连续介质力学模型会议

第五届全苏连续介质力学模型会议于1979年7月7—16日在里加举行。

从47个单位来的192位代表参加了会议工作，其中有4位苏联科学院院士，1位通讯院士，26位科学博士和101位副博士，会上听取了28个综述报告和62个首次发表的以下迫切力学方向的报告：

液体和气体湍流运动的模型；不稳定性发展的非线性理论；多组分和多相介质；稀薄气体模型；相互作用的基本作用模型；状态方程模型；包括位错产生和发展问题的介质可变形状态模型；磁流体力学流动模型；非平衡系统的热力学模型。

会议过程中进行了热烈的讨论，并组织了有益的情报交流。组织了湍流问题的圆桌讨论。会议的题目是迫切的，参加单位数量和人数的增长，问题范围的扩大都证明了这点。

Leuckel, W. (1967). Doc. No. G.02/a/16. Int. Flame Res. Found., IJmuiden, Holland.

Pengelly, E.S. (1962). *J. Inst. Fuel* 35, 210.

Prandtl, L. (1925). *Z. Angew. Math. Mech.* 5, 136.

Prandtl, L. (1945). *Nachr. Akad. Wiss.*, Göttingen, *Math-Phys. Kl. II* 6.

Rayleigh, Lord (1916). *Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A* 93, 148.

Schlichting, H. (1968). "Boundary Layer Theory." McGraw-Hill, New York.

Schwarz, M.J.R., and Weinberg, F.J. (1969). *Combust. Flame* 13, 335.

Siddall, R.G., and Davies, T.W. (1973). Communication to *Int. Seminar Heat Mass Transfer, Herceg Novi*, 1969. Int. Center Heat and Mass Transfer, Belgrade, Yugoslavia. (in press).

Thring, M.W., and Beér, J.M. (1962). *Symp. Temp. Measurement*, p. 3. Inst. Mech. Eng., London.

Townsend, A.A. (1949). *Aust. J. Sci. Res. Ser. A* 2, 451.

Townsend, A.A. (1961). *J. Fluid Mech.* 11, 97.

Weinberg, F.J. (1963). "Optics of Flames." Butterworths, London.

Wohl, K., Gazley, C., and Kapp, N. (1951). *Int. Symp. Combust.*, 3rd, p. 288. Williams & Wilkins, Baltimore, Maryland.

译自：J. M. Beér, *Combustion aerodynamics*, [in *Combustion Technology: Some Modern Developments*, eds., H.B. Palmer and J.M. Beér, Academic Press, New York and London (1974), 61—89.

(许慧已译 吴文东 董务民校)