

的预拉应力。

本文的理论分析结果与若干实测结果有基本的一致关系。留待解决的问题是工作状态下

薄内筒与绕带层以及绕带层之间的摩擦作用的分析及对强度的影响。

(本文于1983年3月14日收到)

光谱强度法测量激波管 反射激波后的流场特性

罗 军 李红德 李思文

(中国科学院力学研究所)

在激波管中，经反射激波再次压缩的⑤区气体，可以达到比入射激波后的④区更高的温度和压力。而且，气体相对于实验室坐标是静止的，很适合于对那些没有气动要求的高温气体物理化学性质进行测量。因此，除②区外，这是又一个可供实验的高温高压气体平衡区。

对于 $\phi 800\text{mm}$ 激波管的②区流场，竺乃宜等同志用金膜热探头和电探针等进行过测量^[1]，何宇中等也利用质谱计探测过实验时间和分界区现象^[2]。本文介绍用光谱强度法测量的该激波管⑤区流场特性。

一、实验装置

在 $\phi 800\text{mm}$ 激波管低压段末端，插入长 2.1 M，内径 577mm 的反射段(图 1)，使入射激

波遇端壁反射，紧靠端壁的反射激波后就形成了⑤区。

反射段端盖离膜片约 17 M。侧壁离端盖 35 mm 处有一对横向测量窗口，端盖中心开一个纵向测量窗，分别用来测量侧壁径向和端头沿轴线方向的辐射。测量是对某些单色波长进行的，用长春第一光学仪器厂生产的 WDF 型反射式单色仪分光。侧壁测量的是空气近红外带系的 1.04μ 和 1.21μ ，讯号由液氮致冷的 InSb 红外探测器接收。因目前尚无适合激波管红外辐射测量的低噪声、宽频带前置放大器，我们将常规带前放使用的 InSb 探测器去掉前放，改用加负偏压选择最佳工作点的方法，基本上满足了反射段的测量要求。轴向测量选用可见波长

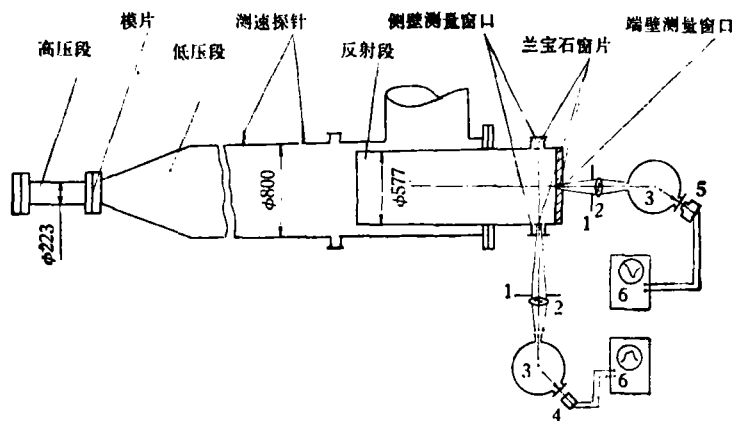


图 1 实验装置示意图

- 1 限制光栏 2 聚光透镜 3 单色仪 4 InSb 红外探测器
- 5 IP-28 型光电倍增管 6 SBR-1 示波器

6400 Å, 由 IP-28 型光电倍增管感受讯号。讯号与人射辐射能的线性关系经检验是良好的, 两种探测器响应时间均小于 1 微秒, 经探测器产生的电讯号输入 SBR-1 示波器拍照。

二、测量原理

设有一高温气体辐射场, 程长为 l 。综合发射和吸收两方面的贡献, 辐射亮度 $I_\lambda(T)$ 随程长的变化可写为

$$\frac{dI_\lambda}{dl} = \mu_\lambda(B_\lambda - I_\lambda) \quad (1)$$

式中 μ_λ 为吸收系数, B_λ 为同温度下的黑体辐射亮度。在无入射光束时, 边界条件是: $l=0$, $I_\lambda = 0$ 。积分(1)式, 得

$$I_\lambda(T) = B_\lambda(T)(1 - e^{-\mu_\lambda(T)l}) \quad (2)$$

在光学薄的辐射条件下, 即 $\mu_\lambda l \ll 1$ 时, 近似有:

$$I_\lambda(T) = \mu_\lambda(T)B_\lambda(T)l \quad (3)$$

在我们的测量中, $\mu_\lambda(T)$ 为 10^{-3} — 10^{-4} 量级, 是完全符合光学薄假设的。

实验测量的是垂直于测量方向气体小面积元 dA 。在立体角元 $d\Omega$ 和一定波长间隔 $\Delta\lambda$ 范围内的辐射, 只要这些因素取为固定的, 可将测到的辐射功率表示为

$$\begin{aligned} P_{\Delta\lambda} &= \left(\int_{\Delta\lambda} I_\lambda(T) d\lambda \right) dA d\Omega \\ &= \bar{\mu}_\lambda(T) B_\lambda(T) l dA d\Omega \Delta\lambda \\ &= C \bar{\mu}_\lambda(T) B_\lambda(T) l \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $\bar{\mu}_\lambda(T)$ 是在所测波长间隔 $\Delta\lambda$ 内的平均吸收系数, C 是由几何因素和波长间隔所决定的比例常数。

(4) 式表明, 在固定的波长下, 所测辐射能只是温度 T 的函数。如果辐射过程中气体厚度是变化的, 则辐射还与程长 l 线性相关。

根据理想激波管流动理论, ⑤区是平衡的, T 不变; ⑤区长度随反射激波的推进而均匀增加, 即 $l_s = u_s t_s$ (图 2)。按照图 1 的实验布序, 端头轴线方向的测量应得到随时间线性增长的直线讯号 (因测量的程长是正比于时间的⑤区长度), 直线的起点标志入射激波到达端壁并开始反射。侧壁径向辐射将在示波器上产生不变

的水平讯号 (这里测量的程长恒等于激波管直径), 讯号从反射激波扫过侧壁窗口开始, 滞后于端头讯号。直至反射激波与分界区相遇后, ⑤区平衡被破坏, 讯号会产生相应的转折, 出现积点, 这就是⑤区的结束。因此, 端头讯号线性段在示波器上持续的时间, 就直接标明了⑤区长度; 这些讯号线性的好坏, 及侧壁讯号水平稳定的情况, 也就反映了⑤区内平衡假设成立的程度。

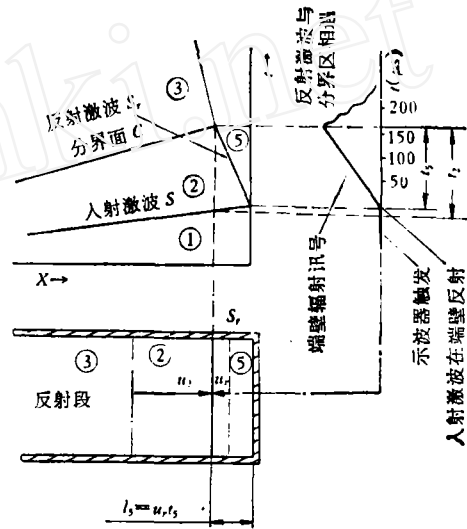


图 2 l_s 与端头辐射讯号的关系

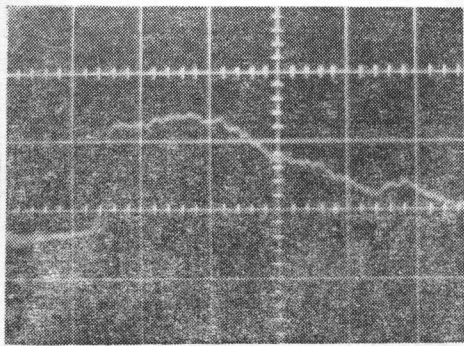
三、测量结果

1. ⑤区平衡特性

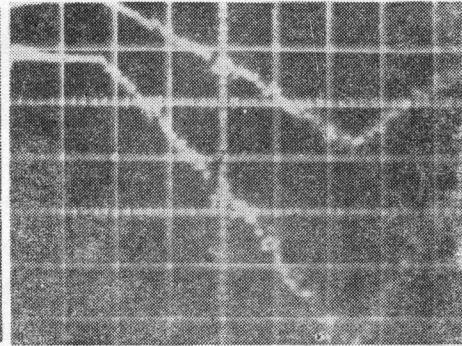
激波管实际流动往往比理想模型复杂得多, 因此, 用实验方法实际观测和了解各个区域真实的流动特性, 是很有必要的。

图 3 是不同 P_1 下, ⑤区高温气体两种典型辐射讯号的示波器照片。照片表明, 当 $P_1 > 0.1$ mmHg 时, 如平衡假设所预言的, 端壁讯号开始呈直线增长, 侧壁讯号很快趋向水平, 前者的线性和后者的水平稳定性都相当好。因此, 我们可以得出结论: 在 $P_1 > 0.1$ mmHg 的较高密度下, 本激波管⑤区平衡特性良好, 有利于进行高温气体平衡性质 (如辐射特性等) 的测量和研究。

然而, 当 P_1 降低到 0.1 mmHg 时, 侧壁讯号出现了明显的初始峰值。这种紧靠激波波面辐

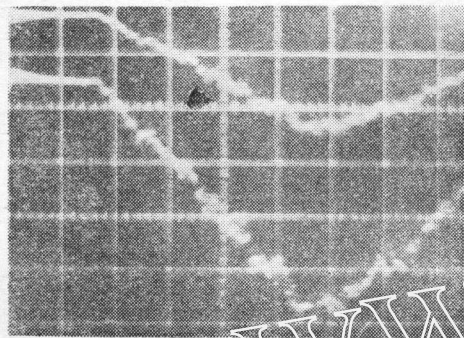


A-1 t→

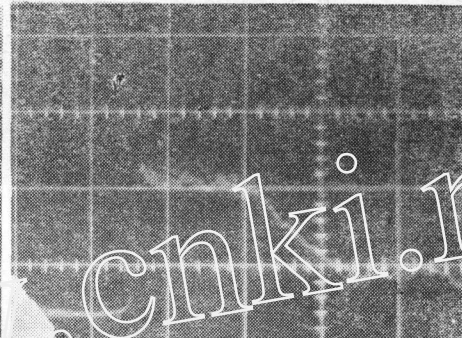


A-2 t→

$P_1 = 1 \text{ mmHg}$
 $V_s = 4.14 \text{ KM/sec}$
 时间扫描:
 侧壁: $100 \mu\text{s/格}$
 端壁: $50 \mu\text{s/格}$

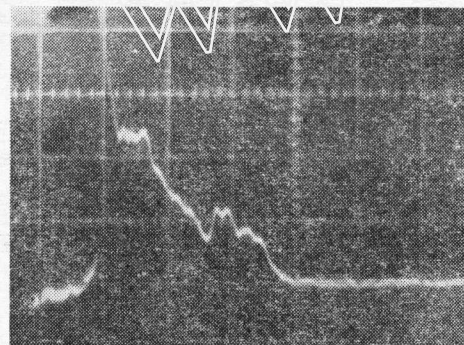


B-1 t→

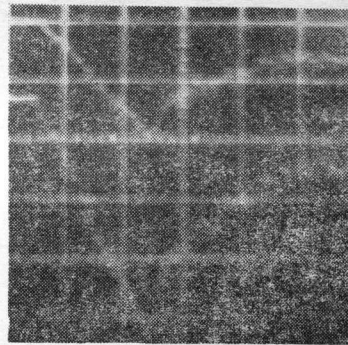


B-2 t→

$P_1 = 5 \times 10^{-1} \text{ mmHg}$
 $v_s = 4.72 \text{ KM/sec}$
 时间扫描:
 侧壁: $100 \mu\text{s/格}$
 端壁: $50 \mu\text{s/格}$

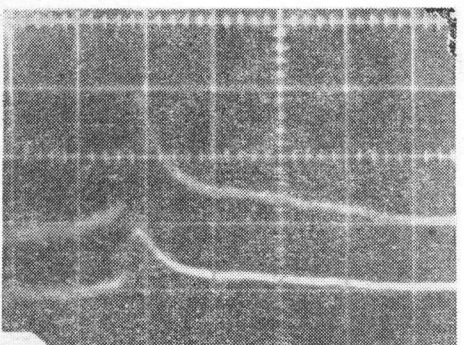


C-1 t→

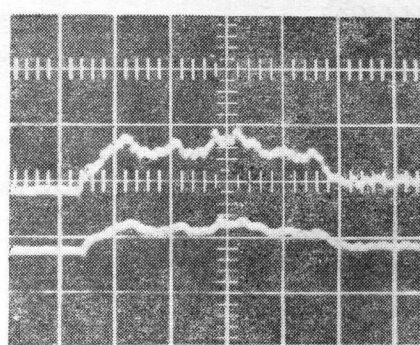


C-2 t→

$P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{ mmHg}$
 $v_s = 5.70 \text{ KM/sec}$
 时间扫描:
 侧壁: $100 \mu\text{s/格}$
 端壁: $50 \mu\text{s/格}$



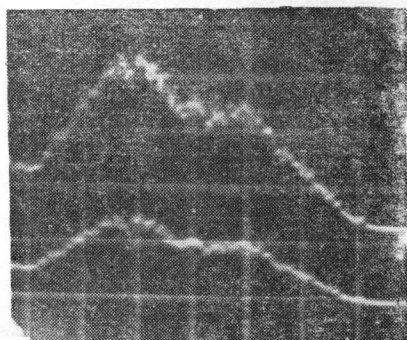
D-1 t→



D-2 t→

$P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{ mmHg}$
 $v_s = 5.62 \text{ KM/sec}$
 时间扫描:
 侧壁: $50 \mu\text{s/格}$
 端壁: $50 \mu\text{s/格}$

图3 不同 P_1 下,两类典型辐射讯号的示波器照片



E-2 t→

$P_1 = 1 \text{ mmHg}$
 $v_s = 4.20 \text{ KM/sec}$
 时间扫描:
 端壁: $50 \mu\text{s/格}$

射的陡峭升高,是由于激波刚通过时,气体粒子振动自由度和化学反应冻结,平动温度骤然升高,粒子碰撞加剧使高能态电子集结增多而造成的一种热非平衡辐射。这说明,当气体稀薄到一定程度之后,似入射激波后的松弛一样,反射激波后也会出现具有振动和化学非平衡速率过程的松弛区,使流场偏离平衡^[4]。我们不可忽视这种非平衡现象对平衡测量的影响(图4),且密度越低影响越明显。

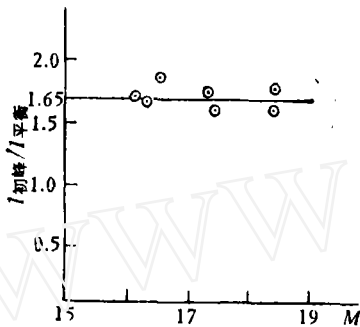


图4 $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$, 辐射初峰值与平衡值之比

2. ⑤区试验时间

如前所述,由端头辐射讯号线性段持续的时间,可以确定⑤区长度,即⑤区试验时间。和通常定义的激波管试验时间(②区长度)一样,⑤区长度也完全取决于入射激波后均匀流延伸的范围(图2)。因此,可以近似地把它当作激波管试验时间来看待。

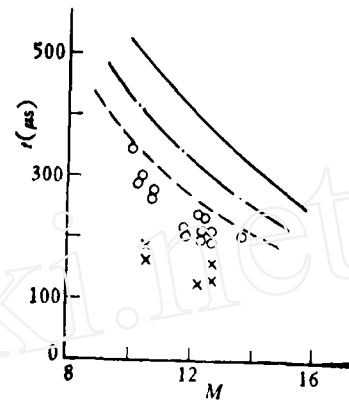
在实际激波管流动中,由于多种干扰的存在,使有效实验时间减少到远低于理想值。Mirels 分析了边界层引起的分界区扩展和②区长度缩短的问题。文献中还常提到非理想破膜和氢氧燃烧不稳定也会损失实验时间,但这类问题极其复杂,很难用理论分析来概括,尤其难于处理那些干扰严重的情况。目前,也缺少这方面的实验观测。

我们测量的端壁辐射讯号,按曲线随时间变化的不同,可以分为两类。两类讯号所确定的试验时间也各不相同。

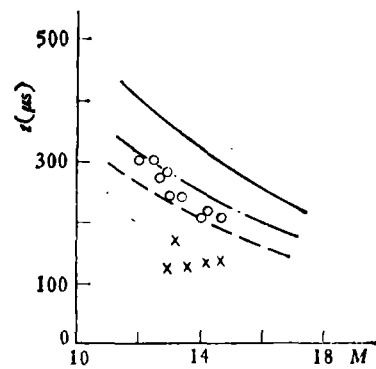
第 I 类讯号如图 3 示波器照片 A-2, B-2, C-2 所示。由这类讯号确定的⑤区试验时间,分布在 Mirels 边界层修正值的附近,并随着 P_1 由

高到低的变化,显示出一种从与湍流修正接近,过渡到与层流修正较为吻合的变化趋势,如图 5 所示。其结果总的说来与参考文献 [1] 比较一致。

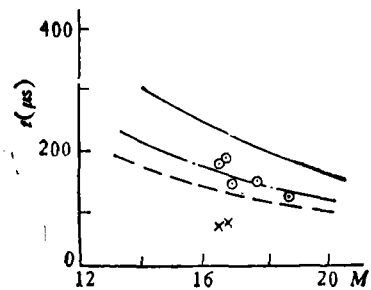
第 II 类讯号以照片 D-2 和照片 E-2 为代



(A) $P_1 = 1 \text{mmHg}$



(B) $P_1 = 5 \times 10^{-1} \text{mmHg}$



(C) $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$

- 理想的激波管试验时间
- - - Mirels 层流修正实验时间
- - - Mirels 湍流修正实验时间
- 第 I 类讯号确定的⑤区长度
- × 第 II 类讯号确定的⑤区长度

图 5 测量的⑤区试验时间与计算比较

表。这类讯号线性段延伸的时间,在所有压力下均低于湍流修正值,有的甚至只及湍流修正值的一半。我们将这些值同时画在图5中,以便与第I类讯号的结果比较。可见,这时均匀⑤区存在的时间进一步明显地缩短了。

在我们近百次的试验中,第I类讯号占三分之二以上。这类讯号的规则变化表明,这时分界区扩展比较均匀。从实验时间与Mirels的分析大体吻合看来,对绝大多数的激波管流态,用有效边界层引起的分界区扩展来综合各种实际因素对均匀流长度的影响,有一定的合理性。然而,从第II类讯号看出,还有另一类不同的流态存在,图3照片清楚地显示了这类讯号与前一类两个明显的不同点:(1)线性段缩短而转折后时间增长,标志着均匀流持续时间减少和分界区进一步扩展;(2)在反射激波与分界区相遇后,讯号无规则反复。这类讯号出现的机会是偶然的。综合这些因素分析,我们认为,这很可能是破膜不规则、或氢氧燃烧显著不稳定等随机性因素干扰流场,引起驱动和被驱动气体发生比前一类时更大范围的湍流混合,严重扰乱了分界区均匀性的结果。湍流混合的加剧不可避免地导致分界区进一步扩展,更多地

侵吞有效实验时间。从图3照片不难看出,侧壁讯号反映了相似的变化趋势。

我们采用从端壁中心沿轴线方向的观察方法,使测量限制在激波管中心附近的小范围内,容易排除激波波面弯曲,边界层及杂质等的干扰。另外,测量的是对⑤区气体厚度的积分讯号——随时间增长的直线,讯号在分界面的转折比侧壁测量的水平平衡讯号明显。这些,都有利于提高测量的准确度。但这种实验方法,对分界区的观测是间接的、推论性的,结果期待有其它更直接的测量加以确证。

本文编写中,得到竺乃宜同志帮助。李连祥、李淑琴等同志一起参加实验,作者向他们致谢。

参 考 文 献

- [1] 竺乃宜、李红德、邹惠良、李连祥,力学学报,3(1978),234.
- [2] 何字中、范秉诚,力学学报,3(1981),291.
- [3] Lin, S. C. and Fyfe, W.I., Phys. Fluids, 4(1961), 238.
- [4] Mirels, H., Phys. Fluids, 6(1963), 1201.
- [5] Mirels, H., AIAA J., 2(1964), 84.

(本文于1983年6月18日收到)

封闭空间自然对流数值计算

张 罡 柱

(河北建工学院)

本文研究矩形封闭空间二维层流自然对流非定常过程的计算方法,提出了稳定性较好而又节省计算时间及内存的计算方案,通过计算,得出了这一传热过程的初步规律,并与实验进行了定性的比较,二者的结果是基本一致的。

一、数值计算方法

1. 数学基本方程: 固体箱壁所围成的二维矩形封闭空间如图1所示,壁外四周为冷流体,温度 T_c 均匀不变,箱内为热流体,初始温度

T_c , 冷却过程是一个非定常自然对流传热过

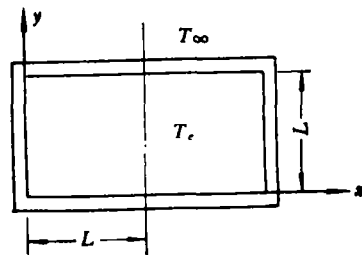


图1 二维封闭空间