

航空科学技术文献译丛

关于高超音速流的几个问题

1980.12 北京

关于高超音速流的几个问题

(航空科学技术文献译丛)

* * *

出版者: 国际航空杂志社

发行者: 国际航空杂志社

印刷者: 四〇红专印刷厂

1960年12月第一版

北京1652号信箱

编号 100

高超音速流問題概述

R. J. 莫納漢

摘要：真实气体效应系高超音速流主要复杂现象之一。这可以用气流滞止时所获得的温度及压力的例子来说明。当分解一出现，这些效应在很大范围内决定于压缩的型式。

在作减轻气动力加热的設計时，有两种不同的情况。第一种情况是不受控制自由下落物体重新进入大气层，对这种情况，物体最好具有高压阻力形状。第二种情况是受支撑的飞行，对这种情况物体具有低压阻力形状是較好的，这时辐射对表皮温度起着主要的控制作用。

低压阻力是符合于气动力效率設計的，因此要开展对三元升力面形状的研究。关于这些問題本文作了一些討論，同时也对获得最大量分离流的原理作了討論。

最后，強調了实验研究的必要性，因为高超音速流場可能与依靠通常超音速試驗作外插所得的結果有相当大的差别。

1. 引言

“高超音速”这一名詞通常被用以表述M数大于5左右的飞行。在这一速度范围内，超音速的线性化方程已不再适用，增长的附面层厚度与繞細长体的流場有可观的相互作用，同时气动力加热在火箭与飞机的設計中佔着重要地位。

在M数8~9左右，存在着另外一个界限，当速度超过該值时，气流具有足够的动能使空气中的氧气分子部分地分解。这时，通过物体驻点前面的正激波后，空气組成的相当一部分将发生分解（及电离）。就是对具有名义

上的尖頂的物体或具有鋒銳前緣的机翼来说，該驻点也是永远存在的。

在远离頂部或前緣的位置上，該处的局部非粘性流可以是未分解的，但減速空气的附面层使接近物体表面的空气发生分解。

分解一旦出現，就不能再视为古典空气动力学中的“理想气体”，在理想气体中比热比 γ 是假设为常数的。这时我們必須討論由分子及原子（及离子）所組成的真实气体，它的浓度可以是随各点而不同的，同时新的成份如NO也可能出現。

萊特希耳教授的文章考虑了这些真实气体的物理性質。同时在气体永远处于化学平衡状态的假设下，通过研究驻点温度随飞行速度的变化，簡明地介紹了真实气体对空气动力现象的影响。

2. “驻点”温度的升高

图1表示在200,000呎高度上驻点温度(°K)随飞行速度(呎/秒)的变化关系曲线。

在低速时我們习惯于应用公式 $\left(\frac{V^2}{100}\right)$ 来计算驻点温度的升高，此处V系飞行速度。图1最上面的一条曲线就是根据这个公式計算出的結果。該結果給出在飞行速度为15,000呎/秒时驻点温度超过10,000°K。

事实上，这是驻点热焓的升高（不是温度的升高），它随飞行速度的平方而变。下一根曲线表示将空气看成为真实气体时的驻点温度。当速度超过3,000呎/秒时，真实气体的曲线与理想气体的曲线有显著的距离，这是由于分子中振动模态受激发而引起比热的增

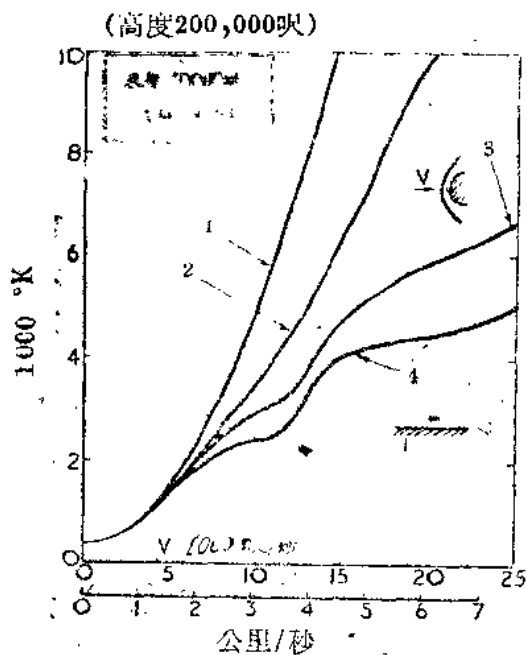


图1 駐点温度

1. 理想等熵压缩 $\gamma=1.4$ 2. 真实等熵压缩 3. 駐点 4. 平板

加所致。

当速度超过 6,000 呎/秒时，分解引起了更多的复杂现象。分解吸收了能量，因此减少了温度的升高。吸收能量的多寡与分解程度有关，在化学平衡情况下，分解的程度决定于密度与温度。

因此有必要确定压缩的型式。图 1 中讨论了几种压缩情况。从压力恢复的观点看来，等熵压缩是最有效的，相应的曲线指出等熵驻点温度在 15,000 呎/秒时约为 6,500°K，在 20,000 呎/秒时升高到 10,000°K。

有必要去考虑相应的驻点压力，因为该压力系普通风洞稳压段所能要求的压力。在 200,000 呎处的大气压力系 3.7×10^{-4} 大气压，飞行速度为 15,000 呎/秒时，理想气体的驻点压力将等于 60 个大气压，而真实气体的则约为 500 个大气压。真实气体效应所带来的驻点压力激增说明了风洞设计者如果要完全模拟高超音速飞行条件所将要遇到的困难，这也

表示由真实气体效应所引起的大尺度变化。

再下面一条曲线表示一絕緣物体在駐点处所能获得的温度（忽略辐射）。在这种情况下，空气通过正激波然后等熵压缩到駐点。由于通过激波的压力恢复较等熵压缩为低，较低压力说明有较多的分解，因此对一给定的热焓，温度亦较低。例如，在 15,000 呎/秒时，现在的温度约为 4,750°K，对应的压力为 0.075 大气压。压力的降低是惊人的。

最后，最下面一条曲线表示对应于大气压力为 3.7×10^{-4} 大气压的温度，这相当于无热交换，恢复因子为 1 且具有一理想尖削前缘的平板上的温度。在这种情况下，15,000 呎/秒时之温度恰等于 4,000°K。

这样我们就看到当分解出现时驻点温度是如何受到压力的制约。改变高度时将影响到这些驻点温度，在 100,000 呎处，速度范围上限处的驻点温度将约增大 1,000°C，对应于飞行速度为 15,000 呎/秒的等熵驻点压力亦将超过 10,000 大气压。伯尔德⁽¹⁾ (Bird) 的一篇文章给出了更多有关真实气体效应的影响的例子。

最后，平板的曲线很好地显示出了一个有趣的特点：该曲线上第一个屈折系在 10,000 呎/秒附近，这是由于氧气的分解的结果，第二个屈折系在 15,000~20,000 呎/秒附近，这是由于氮气分解所引起的，同时我们可以注意到在氮气分解之前氧气的分解已经根本完成。这可以使分析工作得到一些简化。在所考虑的整个速度范围内，电离对能量平衡的影响是可以忽略不计的。

3. 减少空气动力加热的設計

就高超音速飞行的设计来说，很明显这种驻点或无热交换温度是太高的。我们必须寻找办法使物体表皮所达到的温度能降低到最低程度。这牵涉到空气动力加热率的知識，克来布希里的文章将对这些问题作某些讨论。但

是在結束對圖1的討論之前，必須強調圖1上的溫度不代表所考慮各個情況在熱交換後的“强迫溫度”，當出現分歧時，能最易由於原子（帶著它們的分解能量）通過流線的阻礙以及正常的熱傳導而被傳達上，其結果是與其熱交換與全溫度有關不如熱交換與全熱焓有關。同時對一給定的飛行速度，全熱焓對圖1所考慮的所有情況都是一樣的。

就減輕空氣動力加熱的設計來說，有兩種不同的情況。第一種情況是自由下落，如經過彈道軌跡後，無控制地進入或重新進入地球大氣層的物體；第二種情況是在大氣中的受支撐飛行，它包括高超音速滑翔飛行器及從空間有控制地重新進入大氣層的飛行器。

關於自由落體的問題，艾倫(Allen)與埃格斯(Eggers)⁽²⁾以及其他作者已經作過詳細地討論，本文就不準備在這裡多談。艾倫與埃格斯所得到的重要結論是：如果物體較輕同時通過大氣層時減慢得很快，則具有高壓力阻力的鈍頭形狀將能使加速物體的全部熱量減少到最小程度。物體在重新進入大氣層時具有大量的動能，而當物體通過大氣層與空氣接觸并減慢時，該動能與殘余沖擊動能的差值將逸散為熱。因為空氣動力加熱只與反抗摩擦力所作

的功有關，而反抗壓力阻力所作的功僅在尾流中產生熱，所以有必要保持表皮摩擦力與壓力阻力的比值得最的小。這就是使用鈍頭體的原因。另外一方面，如果我們所考慮的是受支撐的飛行，則高阻力形狀似乎不能符合合理的升阻比的要求，因此需要新的方法。

根據受支撐飛行的定義，可知飛行時間能延長一些，這似乎有必要去了解輻射的作用。如果升力大到足夠允許在極高的高度上飛行，則在表皮溫度變得過高之前，減少了的空氣動力加熱率就可與輻射相平衡。

這可從圖2中看出。該圖表示各種物體能獲得平衡溫度為 1500°K 的飛行條件，假設物体表皮的輻射係數為0.9，該曲線系以每呎的雷諾數（根據大氣條件及飛行速度計算得出）與飛行速度（呎/秒）為縱橫座標而繪制的。在圖上也繪制了等高度綫。這些不同的物體系一個半球（代表高阻力形狀）、一個尖圓錐及一個理想平板（代表低阻力形狀）。溫度系關於一呎長的參考長度的平均溫度。附面层是層流或紊流，根據所計算得的雷諾數而定。

有趣的特點是：在一給定高度所可能得到的最大速度上，低阻力形狀變得較高阻力形狀為優。例如在120,000呎處，半球的速度局限於10,000呎/秒，但是理想平板的速度能超過17,000呎/秒。第二個特點，是雷諾數及速度均使流動的大部份在連續區域。如果允許溫度低於 $1,500^{\circ}\text{K}$ ，則工作高度將增加。

在最近的一篇文章⁽³⁾中尼科耳森(Nicholsen)在考慮再進入問題時得到一些類似的結論。因此，如果使用空氣動力的昇力使回地時間能從幾秒鐘延長至幾分鐘，則表皮在可忍受溫度下的輻射，能足夠平衡加進去的空氣動力的熱量。後面諾威勒的一篇文章將更進一步討論再進入問題。

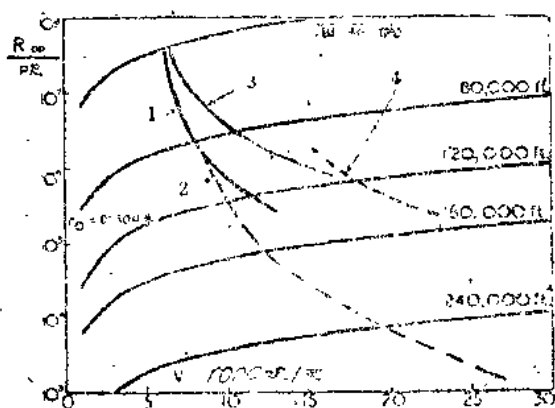


圖2 平均平衡溫度 1500°K

1. 15° 尖圓錐 $X=1$ 呎 2. 半球 $r_0=1$ 呎

3, 4. 理想平板 $X=1$ 呎

4. 空氣動力效率的設計

現在回過來討論空氣動力效率的設計以及

它与減輕空气动力加热的要求是否一致。从图2所得出的結果是有利的。但是，这是通过物体某一长度的平均温度，因此立刻发生一問題，即如何去保护前緣或翼尖，在这些地方加热率可能非常高。同时图2假設平板具有一尖銳的前緣及一附体的平面激波以及沿其长度无压力梯度存在。对圆锥亦作类似的假設。正如柯克斯的文章所指出的，实验表明这种乐观的事情在图2有意义的速度范围内是不存在的，在具有名义上尖銳前緣的平板上，前緣激波是脫体而且是弯曲的，同时沿平板长度有相当大的压力变化。弦向的压力变化范围与前緣厚度有关。但是，由于前緣效应无论如何要破坏空气动力，这似乎有必要了解細緻地設計鈍前緣將出現什么反应，該鈍前緣对空气动力加热問題非常适合。这样图2中“理想平板”的曲綫將向左移动，但是仍然比半球的好。

前緣效应是对高超音速流进行实验研究时所指出的一种新的特点的例子。这着重說明实验研究的必要性，并且指出，如果人們对高超音速的概念仅仅建立于普通超音速实验的外插上，就会引起的誤差。

后掠对减少阻力及前緣加热都有帮助，討論在超音速情况下一真实的三元升力面形状的作用是很有意义的。对于这种形状满足空

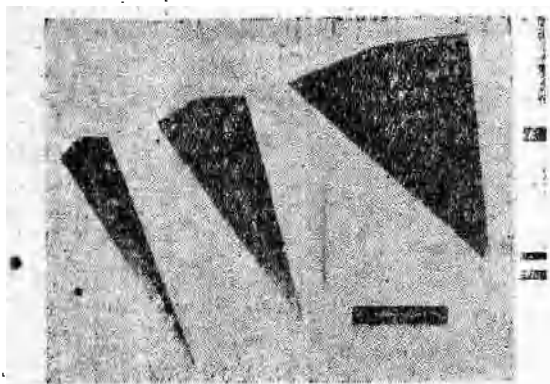


图3、皇家航空研究院高超音速风洞所用的箭头形模型

气动力細长体（該概念在低超音速时常用）的要求來說馬赫数一般是太高了，但是討論超音速流細长体的任一特性是否能在高超音速下实现則是有意義的。例如，大后掠三角形在有攻角情况下是否有可能从前緣处逸出渦量？如果有可能的話，則前緣处某些加热問題就可以消失。由于这些理由，在皇家航空研究院（R.A.E.）的高超音速风洞內对具有后掠角 70° 、 80° 及 85° 即包括超音速及亚音速前緣的箭头形（图3）作了一些实验。在高馬赫数时实际上不可能具有亚音速前緣，但是仍然可以研究超音速前緣在大攻角时所表現的状态。

第一次批实验时，箭头具有对称展向断面。显然，引入弯度可能是有益的；由此可以更广泛地討論高超音速时有利的其他形状变化。

● 5. 分离流与磁性气体动力学

如果我们处理設計問題是从尽量减少空气动力加热与寻求空气动力效率这两个不同的观点出发，則与获得最大量分离流的原理更有密切的关系。这里的例子就是大家所熟知的利用在鈍头体前面的长針所引起的气流分离，該分离使阻力减少。与之相反总热交换將要增加。如果轉捩到紊流是发生在沿分离流气泡的边界上，而在原来无长針的物体上附面层全部为层流，就会遇到这种现象。国家物理試驗室（N.P.L.）及皇家航空研究院最近的研究也指出在重新貼附区出現高的加热率（克萊布特里將要討論這一問題），所以分离流的原理并不象乍看起来那样簡單，分离流的气泡及渦旋型式都是很重要的。

在結束本題之前，必須指出在极高飞行速度情况下空气將产生电离的事实，这就有可能至少在附面层內利用电磁力进行一些控制。这是一門新的学科，希耳克利夫將在他的文章里討論該問題。

6. 結 語

这篇概述性文章的范围仅限于一些流体运动的問題，这些問題是空气动力学家在考虑高超音速飞行可能性时将要遇到的。有許多重要問題这里被略掉，例如沒有談到消融及蒸发冷却問題，在表面及附面层內可能发生的化学反应所引起的一些問題。关于性能及推进的問題，可以看文伦⁽⁴⁾最近发表的文章（文章后有98篇参考文献）。最后要指出：

（1）真实气体效应（显著分解）能对高超音速流場有显著的影响。这时不能再对工作介質的性質进行假設。

（2）空气动力效率与防止空气加热不一定是互相矛盾的。

（3）理論必須依靠实验验证，因为高超音速流場与从超音速实验通过外插所得的結果可能有相当大的差别。

尤其要強調需要进行验证式实验这一点。霍耳德的文章內討論了新设备及新的測量技术。

参 考 文 献

1. BIRD, G. A. (1958). Some Methods of Evaluating Imperfect Gas Effects in Aerodynamic Problems. A. R. C. Current Paper 397, 1958.
2. ALLEN, H. J. and EGGERS A. J. (1957). A Study of the Motion and Aerodynamic Heating of Missiles Entering the Earth's Atmosphere at High Supersonic Speeds. N. A. C. A. Tech. Note 4047, October 1957.
3. NICHOLSON, L. F. (1958). Aerodynamic Aspects of High Speed Flight. Paper Read Before Section G of the British Association, Glasgow, August 1958.
4. ALLEN J. E. (1953). From Aviation to Astronautics. Journal of the Royal Aeronautical Society, Vol. 62, No. 573, pp. 615-632, September 1958.

（杨岷生譯）

实 驗 設 备 与 測 量

D. W. 霍 耳 德

摘要：高超音速飞行时所产生的某些空气动力問題可以利用风洞进行实验研究，同时測量技术在原理上与研究超音速流所用的没有什么区别。但是如果要求模拟高超音速飞行时的极高温度，則通常需要使用加热器及异于寻常設計的且連續工作時間常常极为短促的风洞，或者要需以高速度发射或推进一模型来进行实验。

短的連續工作時間有时要求使用与普通风洞实用上相当不同的測量技术。因高温真实气体效应的出現，有时还需要測量附加的量以便确定气体的状态。本文对这些問題，及实验設備能产生全尺寸高超音速飞行条件的范围作一

簡短的評論。

1. 引 言

莫納汉在他的導論性文章中已經指出了高超音速飞行所引起的几种新的空气动力学問題。本文对实验研究这些問題的几种方法将作簡短的一般性叙述，其目的在于对討論时可能引起的細节問題提供一些要点。

符号 ρ 密度

V 速度

T 绝对温度

h 比热焓

K 气体常数

R 雷諾数

MM 数

l 典型的直线尺度

脚註:

O 海平面的大气条件

H 驻点条件

2. 重要的空气动力参数及它們的全尺寸值

当计划一次实验时必须估计到那些可能是重要的参数及这些参数将能提供所感兴趣的尺寸结果的范围。对一给定的实验气体, M 数、雷诺数、比热焓及密度可能是重要的空气动力参数, 虽然有些实验并不需要模拟所有这些量。例如, 对钝体驻点附近的测量, 可以认为雷诺数与 M 数是比较不重要的。另一方面; 如果分解与电离的速率没有快得使流动到处实际上都处于热平衡状态, 则必须考虑附加的参数*, 同时可以证明在一缩小尺寸的模型上完全模拟全尺寸的条件是不可能的。有一些证据可以说明这种不平衡的效应常常是比较不重要的。但是在对这一点或其他参数对不同物体外形的及不同飞行条件的重要性能作明确地说明之前需要作更多的工作。

下面考虑二种型式的高超音速飞行器(假

设高度对速度的关系以及大气的性质是已知的, 同时存在有平衡条件) 来作为在全尺寸条件下所遇到的相似参数的大小的范围例子。图1表示一射程为6,000哩的理想弹道火箭, 该火箭的再入大气层速度约为23,000呎/秒。速度随着高度的降低而减小, 约在100,000呎以下空气动力效应就变成最主要。 M 数亦相应地下降, R 数随着高度的降低而上升, 直至一较高值后才重新下降。驻点密度的变化趋向也是相似的。驻点温度是极高的, 开始约为7,000°K, 驻点比热焓也是如此。温度与热焓均列入了, 前者可能是更熟悉的量。

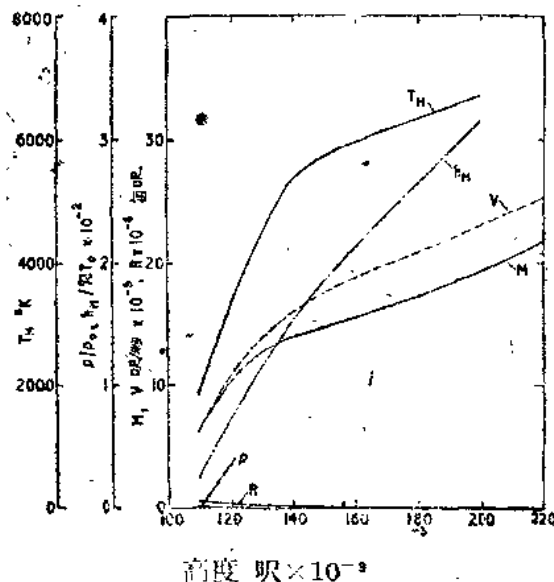


图2 滑翔飞行器的典型空气动力学条件

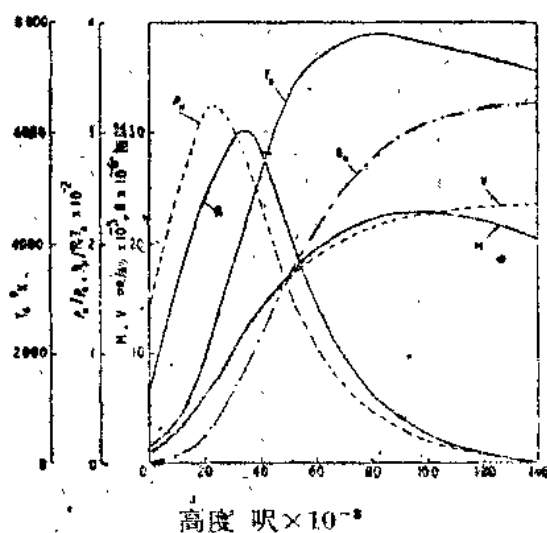


图1 弹道火箭的典型空气动力学条件

* 对分解来说, 合适的相似参数是 $\frac{\rho l}{V}$, 而对重新组合来说(假设系三物体的过程, 物体表面作为第三物体)则为 $\frac{\rho^2 l}{V}$ 的形式。这里 ρ 系密度, V 系流动的速度, l 系典型的物体尺寸。

• 7 •

心有一孔。实验用的气体输入电弧室，经电弧加热后通过阳极上的孔逸出。在大多数的装置中，气流在产生试验气流的喷管中膨胀之前先进入稳定段。这种设备的一个主要问题是（尤其是在大功率情况下工作，同时不用惰性气体而用空气作工作介质时）要减小电极（特别是阳极）的腐蚀及实验流的污染。电极通常系由碳、铜或水冷铜制成。一般借助于实验气体旋转地进入电弧室或借助于一外界磁场使电弧线相对于电极旋转的方法来进一步减小电极的腐蚀。

电功率的需要量系随着设备的尺寸及气体的密度而变，其范围大约是从供应一小的低密度风洞的50瓩到模拟再入大气层问题的1万瓩或更多。实验气流的均匀性、热平衡及成份等不够明确的问题尚有待解决。由于这个原因，电弧加热的射流在过去多用于表面融化及与其有关的结构问题的全面研究，而不用于进行细致的空气动力学问题的研究。无疑地，这些不明确的问题中的大多数在作进一步研究后将得到解决。根据作者的意見这种型的设备具有许多引人注意之处，对已经具备用于其它目的的强大电能供应设备的实验室来讲尤其如此。

3.2 短連續工作时间的设备

研究高温高超音速流的另一种设备与普通风洞相比其工作时间很短，借此来克服工程上的困难。在这方面的第一步是在空气进入风洞之前利用近乎绝热的压缩来加热空气，如布鲁克萊恩（Brooklyn）綜合技术学院所发展的设备就是此种型式的。

3.2.1. 砲式风洞

如图5所示，砲式风洞^(10, 11)采用了类似的原理。当第一个薄膜破裂时，高压气体突然作用于一铊的自由活塞的底部，使它沿着管子（通常系一砲筒）作超音速运动。激波在活塞的前方形成并从管子的起始闭端向活塞方向反射回来。这种反射过程在活塞面及闭端之间重复着。同时在该过程中实验气体受激波的压缩而加热。最后，由于实验气体的压力升高

使活塞静止，同时在活塞与喷管之间的空间内充满着相当均匀的高压高温气体。然后喷管薄膜破裂，热气体在喷管中膨胀并在工作段处形成一高M数气流。当气流向喷管膨胀时活塞向喷管进口处移动，根据简单理论，当所有热流经过喷管及活塞达到喷管进口处时，风洞的工作就将结束。实际上，容许的流动时间通常受喷管喉部融化的限制或受驻点温度降低的限制，驻点温度的降低系由于压缩气体热损失的结果。但是，在大约 $1/10$ 秒鐘的时间内能够获得真实气体驻点温度约为 $3,000^{\circ}\text{K}$ 的气流，而在較低的温度下获得較长的連續工作时间是有可能的。



图5 砲式风洞

1. 高压驱动气体 2. 第一薄膜 3. 低压试验气体 4. 膨胀喷管 5. 试验段 6. 真空室
7. 喷管薄膜 8. 活塞

3.2.2. 激波管

在激波管及激波风洞中是借激波加热来产生高温实验气体的。图6示出一激波管^(12, 13)。它系由一管子组成，该管子最初由一薄膜分成两部份。薄膜右面的一部份管子充满低压实验气体，而薄膜左面一部份管子则充满高压驱动气体。当薄膜破裂时，驱动气体的膨胀使一激波沿管内传播，而当实验气体通过激波时气体即被压缩及加热并迫使它沿激波方向运动。如果沿管长的激波速度不变，则在激波后面就有一均匀高温流动的区域，如果在管内固定一模型，则该区域即可用于进行实验。该均匀流动的末端系一所谓接触面，在接触面的后面系一温度較低的驱动气体。如果不考虑粘性效应，则激波与接触面之间的均

均匀流动时间随着管子长度的增加而不断增长，这是因为激波速度超过接触面速度之故，如图7所示。但是由于粘性的影响，随着接触面速度的增加常常会达到一个阶段，这时继续增加管子的长度只能稍许增加流动的时间。事实上均匀流动的时间经常是小于千分之一秒，但是在这一时间内能达到极高的热焓及密度。然而，在激波后的气体流动的M数则限制在3左右（考虑到真实气体的效应）。

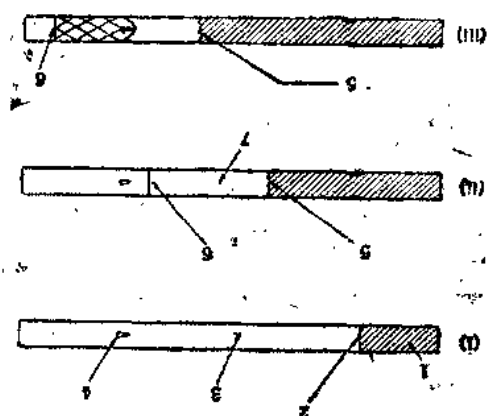


图6 激波工作的说明图

1. 高压驱动气体 2. 薄膜 3. 低压实验气体 4. 实验模型 5. 接触面 6. 激波 7. 均匀气流区域

(i) 起始情况, (ii) 薄膜破裂后
(iii) 在工作段中产生流动后

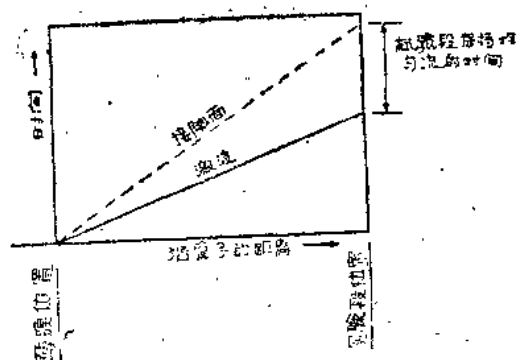


图7 激波管中激波与接触面的距离—时间图

右（考虑到真实气体的效应）。

为获得高的激波速度（或在砲式风洞中获得高的活塞速度），从而获得高的气流温度，可以采用一种轻的驱动气体，例如氮气或氦气。对驱动气体进行电加热或燃烧加热有时可以进一步提高激波的速度。在一给定的总压比下获得较快的激波速度的一种可行方法是采用双薄膜⁽¹⁴⁾技术，但此时气流工作时间缩短。这时激波首先传播到一中间气体，例如氢气，然后，当第二个薄膜破裂时激波就传播到实验气体中去。

3.2.3. 激波风洞

为了克服激波管中马赫数的限制，发展了激波风洞。这时，在激波管中激波后面高温气流在一喷管中膨胀到高马赫数。有二种可能的工作方法，图8及9分别说明了这两种工作方法。在“直通”法中，激波后的气流直接在喷管中膨胀。喷管的进口通常比激波管的直径为小，一方面使能具有大的喷管面积比以便在不太大的工作段情况下能获得高的马赫数，另一方面使驱动管壁面上的附面层能有分路。在激波到达喷管至起动激波系经过模型上游并造成均匀流经过模型之前必须经过一定的时间。在喷管端部之前安置一弱隔膜同时抽吸喷管及工作段使其压力降低可以减少该喷管的起动时间。虽然如此，起动时间与驱动管所供给的均匀热流时间相较还是佔着相当大的部份，在某种情况下这两种时间可能变成相等，这样，在膨胀的工作段就不能获得均匀流。

因此，可以看到当装有一膨胀喷管时实验段里的均匀流的时间大大地缩短，同时由于起动时间仅可能再稍许缩短*，因此研究增长驱动管所供给热气体的时间的方法是很有意义的。

* 在先前所述利用一喷管薄膜及工作段压力降低所可能缩短时间的范围以外。

图9所述的第二种工作方法⁽¹⁸⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾能做到这一点,在该法中驱动管中的第一个激波从喷管的进口处反射回来(仍然具有一弱的喷管薄膜以缩短喷管起动过程的时间),同时在喷

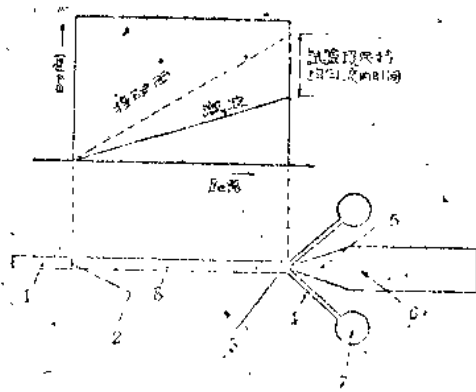


图8 “直通”高超音速激波风洞

1. 高压驱动气体 2. 第一薄膜 3. 喷管薄膜 4. 分管 5. 喷管 6. 试验段 7. 排气槽 8. 低压试验气体

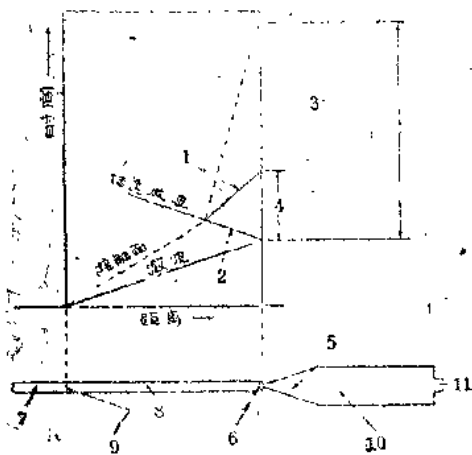


图9 “反射激波”高超音速风洞

1. 二次反射波 2. 一次反射波 3. 激波不在接触面上反射时进入喷管气流保持均匀的时间 4. 激波在接触面上反射时进入喷管气流保持均匀的时间 5. 喉管 6. 喷管薄膜 7. 高压驱动体 8. 低压试验气体 9. 第一薄膜 10. 试验段 11. 通排气槽

管进口处与反射激波之间形成一几乎系定常热气流区域,当反射激波遇到接触面时一般将形成一第二个反射激波及一传递激波,该反射激波向喷管进口处返回(见图9),接触面与第一个反射激波相互作用时,接触面的速度一般要大大降低,因此,受接触面到达喷管所限制的流动时间将显著地增加。但是,所增加时间的大部份仅在第二个反射激波所产生的扰动对进入喷管的均匀性无甚重要影响时才是有用的。根据理论,第二个反射激波可用⁽¹⁹⁾一所谓“单纯(tailored)”接触面来消除,这时管内的起始条件安排得使第一个反射激波与接触面相遇时能全部传走。对给定的驱动与实验气体及给定的起始温度,这条件仅在第一个激波 M 数等于某一值时(即实验气流的驻点比热焓在某一值时)才能达到,因此;如果实验气体的比热焓涉及一个范围,则驱动气体与驱动气体的温度也需要有一个范围。事实上这个限制通常是不严格的,一方面是由于在单纯的条件以下无加热的氢气及氦气作为驱动气体时,驻点热焓所可能达到之值系相当于我们感兴趣的全尺寸值。同时另一方面是由于第二个反射激波甚至在情况与“单纯”的情况有相当大出入时对流动时间也经常没有严重的影响。

“反射激波”式的激波风洞的工作在很多方面与3.2.1.节所述的砲式风洞相类似。前者能很简单地获得极高的实验热焓,因为它不需要去加速一活塞,同时由于仅通过二道激波就出现压缩代替了多反射过程,因此计算驻点情况亦较简单。另一方面,砲式风洞中存在有活塞,消除了3.2.2.节中所述的随着激波受接触面的加速所引起的流动时间缩短。

3.2.4 “热击”式风洞

另外一种型式是对输入气体的加热不是用激波压缩而是用一电火花进行的,在阿诺德工程发展中心所发展的“热击”式风洞就是用此种方法,如图10所示。这种风洞的实验气

体起初系装在一相当小的室中，该室借助一薄膜与膨胀管及工作段分开。气体在等容情况下为通过其中的两电极间的大量电能的释放而加热，这些电能系储藏在电容器组内、电感内或一发电机的飞轮内。阿诺德工程发展中心较小一个风洞的电路数据如图10所示，大型设备的详情可以参考文献20及21。当薄膜破裂时，高温、高压气体通过喷管膨胀进入工作段，这样在高温下就可以获得高M数的流动。这种设备的一个优点是它的工作时间比同尺寸的激波风洞长。另外一个优点是它的雷诺数及密度比较高。这种风洞主要的问题是最后流动的均匀性与成份以及驻点情况的确定。但是根据参考文献20及21来看似乎这些问题是不严重的。

3.2.5. 使用动模型的技术

另外一种用以研究高超音速流的技术是使用动模型。模型用火箭推动或用高速砲来发射。利用燃烧加热、激波压缩加热或电火花加热的轻气体作为推进剂有可能从砲中发射出速度高达15,000呎/秒的模型。如果将这种模型射入弹道靶场装置，则在静止的空气中可以达到的M数约为15。如果迎空气流发射（如在



图10 “热击”式风洞

1. 容纳试验气体的电弧室 2. 薄膜 3. 试验段 4. 电极 5. 膨胀管

自由飞行风洞中那样，见图11），则M数可以进一步提高。这种方法是艾姆斯研究中心所发展的。在这种方法中，模型从一位于风洞扩散段的砲内迎着风洞气流发射出去。这种型式的自由飞行技术提供了模拟全尺寸条件的有力方法，当然所能量测的数根是受限制的。

在探讨实验方法时，不可以忽视用自由飞行火箭推进模型的实验方法。这种实验似乎很费钱并且具有许多困难，但是无疑地这种实验，特别是在供给全尺寸条件下的数据以便与由实验室中所得到的详细的结果相比较时还是佔着重要的地位。

4. 实验设备能模拟全尺寸条件的范围

实验设备能模拟全尺寸条件的范围的全面叙述，超出了本文的范围，这里仅指出一些一般的特性。为着达到这种目的，将数据用图12的形式表示出来已经足够了。这里主要的空气动力参数均已考虑到。每一种设备在图12中的各应柱所表示的高度范围内，能模拟前面所考虑的全尺寸弹道火箭的参数值。

为着简便起见，对设备假设了某一固定的设计压力、温度及尺寸。这些代表性的数值均系已经达到的或不需要对现有知识进行较大的扩充就能达到的数值，这些数值如下：

(1) 使用氮气及加热空气的风洞中的驻点压力系100个绝对大气压。

(2) 氮气风洞中的驻点温度系288°K，而在加热空气的风洞中的驻点温度为1,000°K或避免液化所需的温度，看哪一个较小而定。

(3) 激波管及激波风洞系利用不加热的、

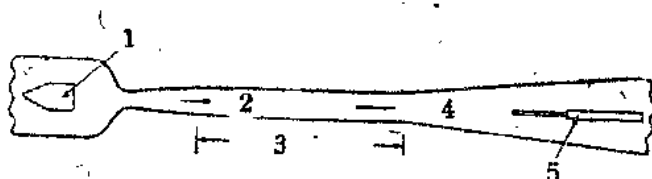


图11 自由飞行风洞

1. 模型接纳器 2. 风洞气流 3. 试验段 4. 模型飞行方向 5. 发射砲

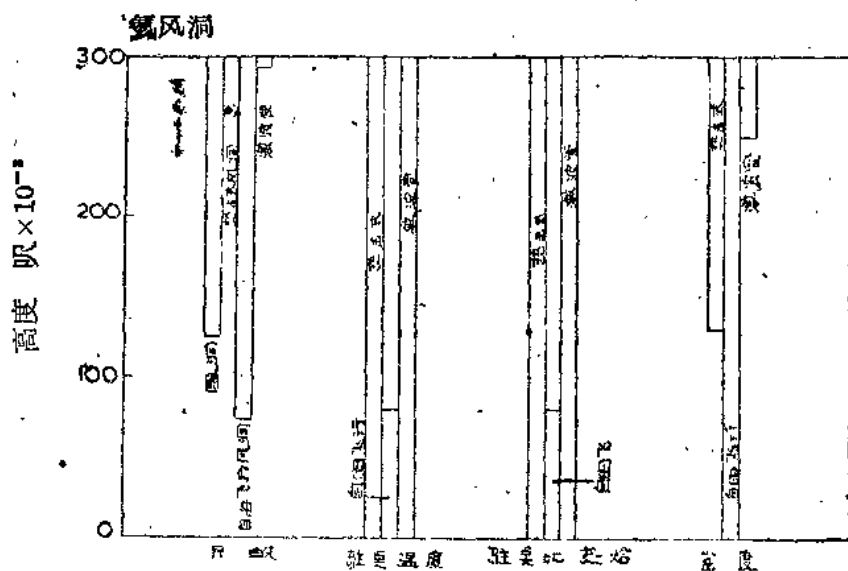


图12 利用在 $M=20$ 下工作的设备来模拟弹道火箭

压力高达1,000个绝对大气压的氦气来驱动。

(4) “热击”式风洞中电弧室的最高压力系1,000个绝对大气压，而最大的电能系16°焦耳。

(5) 在弹道靶装置及自由飞行风洞中的最大发射速度系15,000呎/秒。

(6) 在弹道靶装置中的最大压力及自由飞行风洞中的最大驻点压力系10个绝对大气压。

(7) 不动模型的比例系全尺寸的 $1/10$ ，运动模型的比例系全尺寸的 $1/100$ 。

图12说明如果需要研究一必须精确地产生马赫数高达 $M=20$ 的流动时的模拟条件。仅有四种设备能产生这种马赫数，当考虑到它们的性能时必须注意到对弹道火箭来说空气动力现象在100,000呎以下是很有意义的。

我们看到氦气风洞能给出一有用的雷诺数，而自由飞行风洞则更好。“热击”式风洞的雷诺数特别是激波风洞的雷诺数系太低的。

氦气风洞当然不可能产生全尺寸的驻点温度或热焓，因此在其余各项就没有考虑它。在“热击”式风洞及激波风洞中能获得全尺寸的温度及热焓，而自由飞行风洞也同样是很好的*。

自由飞行风洞及“热击”式风洞从密度来看系较激波风洞为优。这里宁可考虑气流密度而不考虑驻点密度，这是由于在研究需要十分精确马赫数相似的流动区域中，采用气流密度似乎是较合适的。

本文篇幅不允许再考虑滑翔飞行器的模拟条件，但是参阅图1及2可以看到在高度约为100,000及200,000呎间参数的全尺寸值均与弹道火箭的值很相似。所以可以较简单地模拟滑翔飞行器的条件，因为这不涉及弹道火箭在较低高度的高超音速飞行。

图13说明一种近似方法，有时可选择这种方法去减少图12所指出对模拟的限制。可以证明，对许多全尺寸的外形如果模型实验的 M 数很大则 M 数的精确模拟是不需要的。因此在图13中假定了设备系在 $M=7$ 情况下工作，并且重新考虑了对其他参数的模拟。现在必须考虑到使用加热空气的风洞及弹道靶装置而

* 必须注意到由于例如温度及热焓在120,000呎左右以上几乎系常数（见图1），因此图12~14的叙述对某些模拟的比较给出一个非理想的图象。

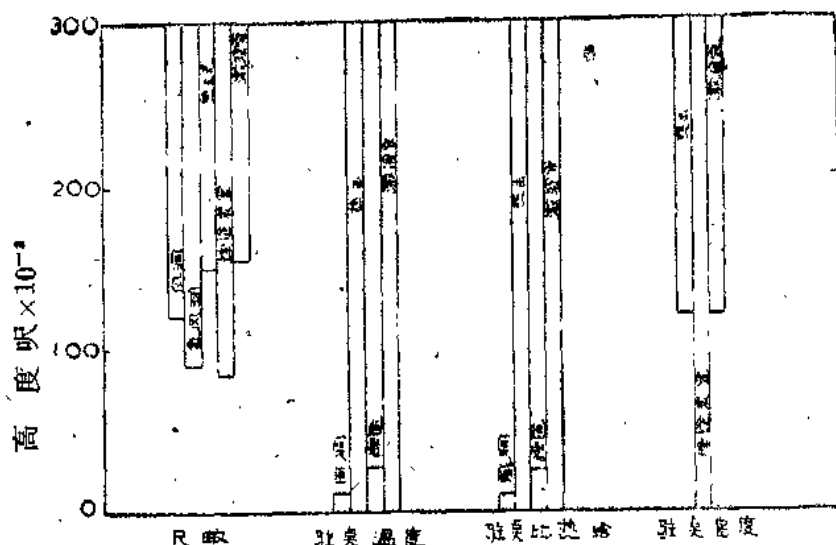


图13 利用在 $M=7$ 下工作的设备来模拟弹道火箭

不再考虑自由飞行风洞了，后者的数值上面已经指出过了。

在减小了的 M 数情况下，可以看到在“热击”式风洞中所获得的雷诺数及密度均系较逼真的。现在考虑驻点密度，因为在允许用非全尺寸 M 数的情况下该密度似乎是最有代表性的。氮气风洞所给出的雷诺数较使用加热空气的风洞为优，但是二者的雷诺数均较低。风洞、氮气风洞及弹道靶装置所给出的驻点温度及热焓值也很低。这个比较当然就给出一种不适宜使用弹道靶装置的概念。因为图13中的发射速度系限制在7000呎/秒左右以便获得 $M=7$ ，而发射速度事实上可以达到比它大两倍。如果使用这个较大的发射速度，则雷诺数、驻点温度、驻点热焓就接近于全尺寸值。

引伸上述的论证就可得到削减 M 数的结论，图14指出如果设备的工作 M 数减小到3时的模拟条件。这里可以证明如果系对平头物体接近驻点处的流动进行实验，则 M 数的模拟是不需要的。这时可考虑使用无膨胀的激波管，可以看到它能给出很好的模拟。

在这些例子中未曾考虑到砲式风洞，这是

因为当其性能趋于极限时，其实验条件与在激波管中的实验条件相同。

从对这种类型的研究可以得出如下的一般结论：如果采用较低的雷诺数及密度是可行的话，虽然“热击”式风洞及激波风洞能给出有用的性能，但是弹道靶装置与自由飞行风洞在高 M 数时可能系对流动的全部模拟的最好方法。滑翔式飞行器的模拟问题较弹道火箭为简单。

如果（作为基本理论工作）在研究高 M 数流动时不考虑高温效应，则氮气风洞将为一有价值的工具。对研究平头物体接近驻点处高超音速流动，似乎几种设备都可以用，其中激波管可能是最好的。

然而，可能值得注意的一点是各种型式的设备有可能使有关参数的有用范围能在实验室实验中实现，因此必须将研究工作引导到确定该重要的范围或是证明或是建立不需要全部模拟全尺寸条件的理想上去，这一点与普通风洞经常在校全尺寸值为低的雷诺数情况下工作很相似，但是在普通风洞中如果合成的尺寸效应能全部了解，则虽然雷诺数较低但仍可能得到

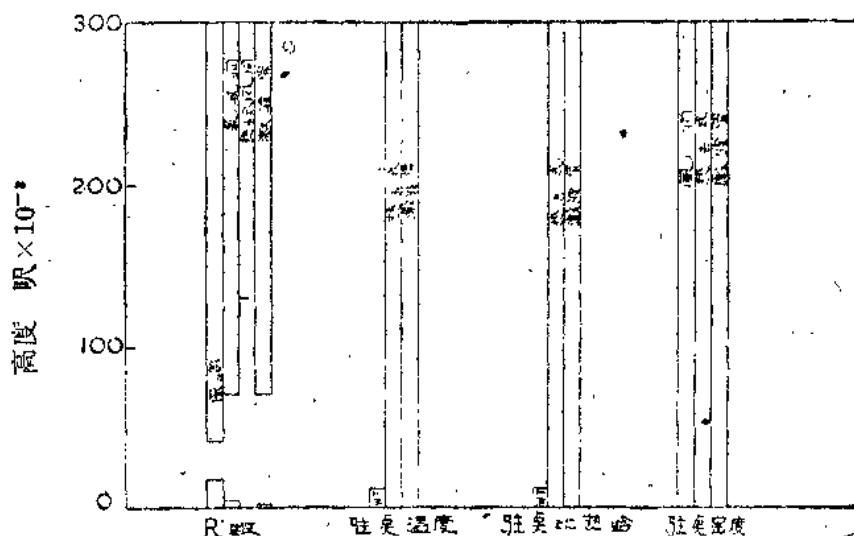


图14 利用在 $M=3$ 下工作的设备来模拟弹道火箭

简单的有价值的结果。

5. 实验气流的均匀性

除了考虑模拟条件之外，一种空气动力实验设备的价值还决定于它所产生的气流的均匀性。理想的实验气流必须是均匀未分解及未电离的空气，它以高速度相对于模型运动，气流的分解与电离（如自由飞行情况一样）仅是在模型本身的温度场及密度场的影响下才出现的。

加热空气风洞及氮气风洞在这方面不会出现新的问题，但是在其他一些设备中，实验气流在与模型相遇前就被加热到足够使气流发生分解与电离的温度。在某些情况下，如在激波管内，气流在极近于模型前方的温度非常高。其他如激波风洞气流在极近于模型前方处膨胀到很高的 M 数及很低的温度，当气流在一具有实用长度的喷管内膨胀冷却时，特别是如果工作压力很低，复合与消电离是不可能全部完成的。这样趋近模型的实验气流就不能与自由飞行条件下的情况相对应。复合效应还没有全部搞清楚有待于进一步观察，但是这种效应在一定情况下可能不是大的。

必须指出的是模型前方的自由气流的性质不能确定的问题，在弹道靶装置及自由飞行风洞中是不存在的。

6. 测量技术

实验设备的价值也取决于在其所供给的定常流动的时间内所能测量的性质及数量。该时间系等于设备所供给均匀流的时间减去建立流经实验模型定常流所需的时间。后者的时间目前还不清楚，可能要取决于模型的几何形状，但是一粗略的估计认为可以用50微秒作为该时间的标准。在一些设备中这一时间占工作时间中的相当大的一部份，因此余下观察流动的时间就大大地缩减。因此测量技术与使用仪器的问题在许多高超音速风洞中佔着很重要的地位。此外，在工作温度很高时还需要测量一些附加的量以便了解流动情况。例如，由于出现分解就需要测量三个量代替过去的二个量以便确定气体的状态，如果发生电离则需要测量的量还要增多。

在讨论测量技术时，不讨论对加热空气或氮气的高超音速风洞的需要，这是由于在这时选用普通风洞的技术通常是足够的。也不准备

討論彈道靶裝置方法及自由飛行風洞所用的技術，因為這些技術是特殊的，在參考文獻22及23內均有敘述。

無論是模型所承受的空氣動力載荷、各種力及熱傳導或者是对尤模型的實驗氣體進行觀察（其目的在於評定實驗氣流的均勻性及平均性質）均需要進行測量。

測力用的設計適當的應變式天平具有適用於砲式及“熱擊”⁽²⁰⁾式風洞所需的反應時間，對短的工作時間，例如一些激波風洞，在發展的初期系採用許多加速表天平。另外一種可採用的技術⁽²¹⁾系將模型削弱的金屬絲或棉線懸掛起來，當氣流撞擊到它們時就斷裂，然後模型所產生的加速度就可用高速照像機來觀察，這樣空氣動力就可推導得出。

對壓力的測量，有幾種傳感器^(10,11,25,26)的反應時間適用於“熱擊”式風洞，同時也具有激波管及激波風洞所需要的短反應時間^(27,28)。這種儀表通常是很小的，能按裝在一需要測量其表面壓力分布（具有合理尺寸）的模型體內。電壓傳感器的靈敏度通常系隨著其反應時間的縮短而降低，因此在工作時間極短的設備內，精確地測量低壓力有時是很困難的，有些傳感器對加速度是很靈敏的，所以必須按裝在模型內。

對熱傳導的測量，薄膜電阻溫度計^(29,30)是較現代化的，它的反應時間很短，適用於上述任何一種的設備。也有測量較薄膜法所能測量的熱傳導率為大的技術^(20,29,31)。

對流型的觀察，使用短時間單火花⁽³²⁾或多火花⁽³³⁾光源的紋影法起着主要的作用。在某些設備中因為密度過低會發生困難，普通的紋影系統的靈敏度變得不够，特別是對附面层及尾流的研究時，靈敏度更感不足。反相位紋影法的靈敏度較普通紋影法為高，但有是時還嫌其不足。在某些情況下需要一種靈敏度能較紋影系統高100倍的顯像技術，一種可能的方法是使用⁽³⁴⁾L. L. 馬倫(L. L. Marron)所建議的電

子光學紋影系統。在高熱焰的設備中，一種簡單及有用的技術系直接對接近模型處的高溫氣體所發出的可見輻射進行拍照。

有短工作時間、高熱焰的設備中，測量氣流溫度的一種有前途的方法是採用分光照像的技術。一種倒轉技術⁽³⁵⁾曾經很成功地應用於溫度約為3,000°K的條件。同時，幾種分光照像的技術正在發展應用於較高溫度的測量^(36,37,38)。光學干涉儀可用以測量密度⁽³⁹⁾對較低的密度可以用電子束⁽⁴⁰⁾或X射綫束⁽⁴¹⁾的吸收方法進行測量。對於電離的密度及其他有關的量可以借助於觀察⁽⁴²⁾熱氣體對微波的吸收及反射的方法進行確定，或借助於測量的直流導電率來進行確定。

這些技術及與其相關的技術除了在空氣動力研究中很有用處外，它與激波管一起目前廣泛地用以研究化學動力學及類似課題中許多問題。

實驗氣體的速度可以通過測量其他的量例如靜壓力與總壓力而推斷得出（在說明總壓力測量時，有時必須考慮由於接近總壓管口處當氣流滯止時所出現的真實氣體效應）。此外，有時希望能直接測量速度例如借助於照相⁽¹⁰⁾來尋求在氣流中放電所形成的火花在火花發生後某一規定時間時的位置。實驗氣流的M數也可以直接通過測量其他的量來推導得出，或者可以借助於測量一楔體或一圓錐的激波角（利用紋影法照片）來估算。

7. 結 論

希望這一篇簡短的評介能指出研究在高超音速飛行中所產生的空氣動力學問題所必須使用的實驗設備與測量技術的範圍的廣闊。在所有的情況下都是很需要作進一步的研究和發展工作以便探討所產生流動的均勻性及物理性質，以便設法延長工作的時間，以便估計測量技術的精確度與效能以及發展優良的測量技術。關於這些方面知識的大部份都能够用較小及較