CSTAM 2012-0282

超声速燃烧稳燃极限的理论研究

齐力，张泰昌，范学军

中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室

第五届高超声速科技学术会议
2012 年 11 月 12-14 日 广西·桂林

Copyright © 2007 版权所有 中国力学学会
地址: 北京市北四环西路 15 号 邮政编码:100190 Address: No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190

超声速燃烧稳燃极限的理论研究

齐力，张泰昌，范学军
（1 中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室，北京海淀区 100190）

摘　要：超声速燃烧稳燃极限是研究超声速稳燃机制的重要途径。我们实验发现，在来流马赫数 2 到 3 的实验条件下，上游横向喷射超临界煤油的贫油稳燃极限对应的总当量比随着总温的升高而升高，而且马赫数越大，上升趋势越明显。这与预混条件下以及凹腔内喷油条件下的稳燃极限当量比在变化趋势上正好相反。这说明燃料与来流的混合很可能影响稳燃极限。本文对超声速燃烧中凹腔上游横向喷注燃料的燃烧稳定极限进行了分析。穿透深度影响燃料和空气的混合程度，而燃烧时的穿透深度目前无适用公式求算，因此我们首先通过纹影拍摄，得到了燃烧时的穿透深度；因燃烧时穿透深度与喷油能量及波后背压相关我们在原有的穿透公式基础上进行了修改并与纹影实验测量结果相对比，验证了公式的可靠性。通过对凹腔前台阶穿透深度方向上局部当量比的分布作高斯近似，并借助穿透深度及剪切层的厚度求得凹腔剪切层内的平均当量比，力求通过穿透深度和剪切层内当量比对进入凹腔的油气量及其混合程度作进一步了解。另一方面，从理论上解释上游喷射稳燃极限随来流总温的变化，定性的解释了稳燃极限当量比随总温变化的趋势。通过建立凹腔上游喷射稳定燃烧的条件，为燃烧实验的参数设定及凹腔的优化设计提供理论依据与数值参考。

关键词：超燃，凹腔，火焰稳定性，横向喷射，剪切层

1. 引言

在较宽飞行马赫数范围内，超声速燃烧室的稳定工作问题是超燃冲压发动机技术能否进一步走向实用的关键性问题之一。然而，超声速燃烧过程中化学反应和湍流流动的相互作用给稳燃机理的认识造成了一定困难。要想很好的理解稳燃机理，一般需要清楚地认识火焰稳定模式、稳定燃烧参数极限、稳焰器附近流场结构、回流区与主流的质量交换规律等。其中，稳定燃烧极限的研究不仅有助于稳燃机理的认识，而且在实际应用层面上也有重要意义。

火焰稳定器有多种，其基本作用均为通过热量的逆向传播，防止点火关闭时熄火。凹腔稳定器稳焰能力强，用途广泛，基于凹腔的燃料喷注、点火、稳定、冷却一体化技术早在上世纪 90 年代就已展开[1]。1993 年俄罗斯中央航空发动机所(CIAM)首次公布了在超燃冲压发动机里采用凹腔作为火焰稳定器，后来美国空军开始对基于凹腔的燃料喷注/点火/火焰稳定/冷却一体化技术进行研究，这些研究成果证明了凹腔在超声速燃烧中应用的可能行，使得凹腔在超燃发动机研究领域被广泛的采用。

Driscoll 等人[5]对凹腔燃烧稳定机制做过较系统的研究，主要针对凹腔内喷注燃料的情况，如图 1 所示，通过 PLIF、纹影等实验手段，结合 Ozawa[7]对预混火焰稳定机制的研究成果，建立了描述凹腔内喷油燃烧稳定性问题的模型。

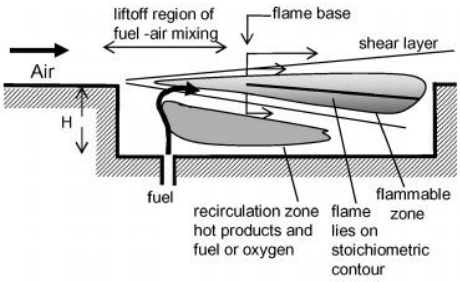

图 1. 凹腔内喷油结构示意图

凹腔上游喷射相对于凹腔内喷射有稳焰范围宽、来流总温要求低、混合充分、燃烧性能好能诸多优点，对其燃烧稳定性的研究对燃烧室的燃烧性能改进有重要的意义[10]。我们实验发现，对于凹腔内喷油，其稳燃极限在贫油状态下对应的当量比随着来流总温的升高而降低，这与 Driscoll 等人的结果是一致的；但是对于凹腔上游喷油，实验发现其贫油状态下对应的当量比是随着来流总温的升高而升高的，如图 2 所示，在来流马赫数 3 条件下，在凹腔上游喷射煤油，使其在凹腔中发生燃烧，我们发现凹腔的稳燃极限分布如图 2 所示。无论是贫油还是富油状态下稳燃极限对应的当量比都随着来流总温的升高而升高，而油气预混时的稳燃极限在贫油状态下是随着来流总温的升高而降低的[7]。

图 3a 和图 3b 展示了在超声速气流中燃料横向喷射混合的流场特征。由于来流的阻挡，在喷射出口处会形成一道弓形激波，而激波的存在使得原本的壁面边界层分离，在射流出口上游处形成了一个亚声速区，这个

区域对保持燃烧火焰的稳定能力有重要作用。另外，在流场下游边界会形成一些大尺度的涡结构，在这些涡结构内燃料和空气可进行分子层面的混合，因此在这些大尺度边界上可以认为油气的混合是充分的。

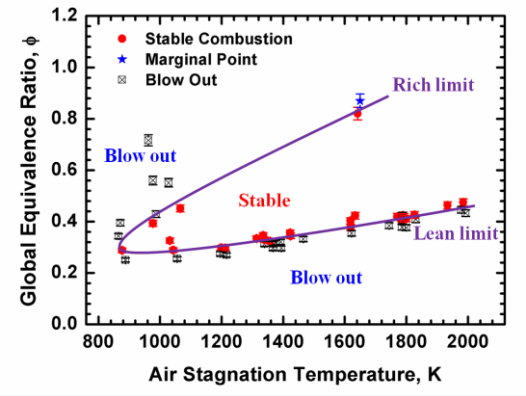

图 2. 凹腔上游喷射稳燃极限分布图

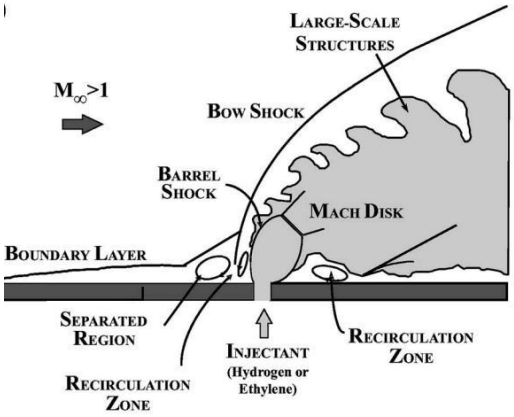

图 3(a). 超声速气流中横向喷射剖面示意图[4]

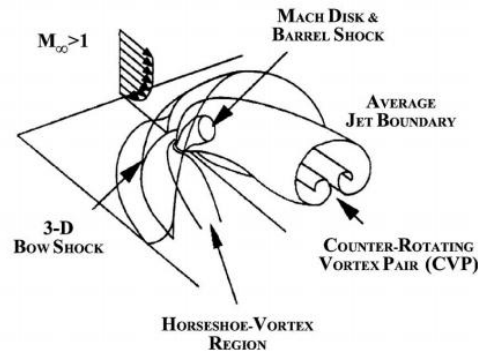

图 3(b). 超声速气流中横向喷射俯视示意图[4]

对于上游横向喷射，在燃料进入凹腔前能有充足的时间与来流空气混合，而且，在上游流动过程中，在燃料与空气接触边界上会产生一些类涡结构，进一步加强了燃料与空气的混合。上游喷射过程中穿透深度是最重要的特征量之一，在不同的穿透深度下进入剪切层内的燃料量是不同的，其大小对凹腔内的当量比有着最为直接的影响。本文在考虑燃烧的情况下对上游喷射的穿透深度进行计算，并以此估算凹腔剪切层内的当量比，从穿透深度和当量比上寻求稳定燃烧的规律，并建立一套分析凹腔上游喷射燃烧问题的处理方法与思路，探寻凹腔稳定燃烧的物理机制。

2. 分析方法

a） 穿透深度

（1）理论分析

Billig[2]，Gruber[3]，Hanson[4]等人对冷流场进行了理论分析与纹影实验拍摄，并结合实验数据给出了穿透深度的估算方法。 在冷流场中，穿透深度是燃料喷射的动压与来流动压比的函数，Gruber 等人根据实验测量提出了冷流场中的穿透深度公式：

$$\frac{y}{d\cdot J}=1.23\left(\frac{x}{d\cdot J}\right)^{0.33}$$

$$J=\frac{(\rho u^2)_i}{(\rho u^2)_f}$$

其中 y 为穿透深度，x 为离喷射口的距离，d 为喷射口直径，J 为射流与来流的动压比。

Rothstein 和 Wantuck[8]在其基础上稍微进行了修改，得到如下公式：

$$\frac{y}{d\cdot J}=\frac{2.173}{J^{0.443}}\left(\frac{x}{d\cdot J}\right)^{0.281}$$

Hanson 等人将公式与实验数据进行了对比，验证了在冷流场条件下，穿透深度可以用公式比较准确的描述。

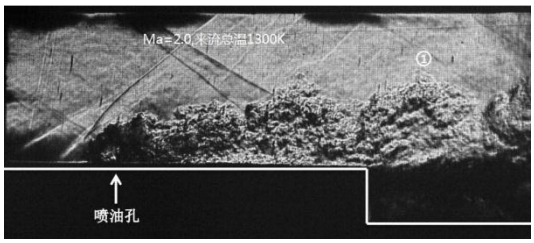

图 4a. 未燃穿透深度纹影图

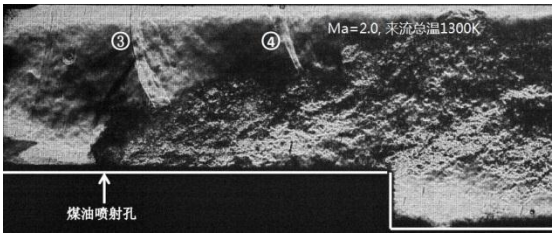

图 4b. 燃烧穿透深度纹影图

我们通过纹影实验发现，在燃烧的情况下，穿透深度是会有显著的提升的，如图 4a 和图 4b 所示[11]。因此，在燃烧的情况下，冷流场的穿透深度公式在燃烧情况下并不适用。公式不适用的原因是冷流场中穿透深度公式是燃料喷射动压与来流动压比的函数，而燃烧时来流动压不发生变化，故如若将上述公式用于燃烧情况，得到的穿透深度与冷流场是一样的，这与我们纹影拍摄的结果是矛盾的。考虑到燃烧只对斜激波后的压力有影响，因此我们采用燃料的出口总压与出口处气流的总压比来计算燃烧时的穿透深度，即：

$$\frac{y_j}{D} \propto \left(\frac{P_f}{P_{02}}\right)^{0.5}$$

其中 D 为出口直径，y_j为燃烧时的穿透深度。燃料出口总压P_f可通过实验测量，激波后总压P_{02}可通过以下方法求得。

在一维等截面直管中，不管前后两截面间是否存在间断面，动量方程可沿轴线投影并简化为：

$$\rho {u_1}^2 + P_1 = \rho {u_2}^2 + P_2$$

其中下标 1 表示斜激波前的参数，下标 2 表示斜激波后的参数。对于热完全气体，又有：

$$\rho {u_1}^2 = \gamma {M_1}^2 P_1$$
$$\rho {u_2}^2 = \gamma {M_2}^2 P_2$$

联立以上三式，可求得激波后的马赫数M_2，其为波前静压P_1和波后静压P_2的函数，二者均可以在实验中测得，故马赫数M_2可求。再利用等熵关系即可求出激波后的总压：

$$\frac{P_{02}}{P_2} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} {M_2}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

因此，总压比$\frac{P_f}{P_{02}}$可求，欲求无量纲穿透深度$\frac{y_j}{D}$只需求得其比例系数即可。由纹影实验可知，在压比一定时，穿透深度只随着离喷射口的距离变化而变化，离喷射口越远，穿透深度越大，故该系数是距喷射口距离的单值函数，即：

$$\frac{y}{D} = \mathrm{f}(\mathrm{x})\left(\frac{P_f}{P_{02}}\right)^{0.5}$$

通常，射流轨迹可由 x 的 n 次幂来近似：

$$\mathrm{f}(\mathrm{x}) = \alpha \left(\frac{\mathrm{x}}{D}\right)^{n}$$

表 1 列举了文献中 n 的取值情况，均在 1/3 左右，可作为参考。取 n=1/3，则欲求α可固定 x 后将纹影得到的穿透深度与通过上述推导计算的总压比进行拟合，进而得出常系数α约为 1.64。

图 5 给出了在不同马赫数下分别通过上述穿透深度公式和纹影拍摄测量得到的穿透深度数值对比，可以看出，在马赫数 2.0 至 3.0 范围内，燃烧穿透深度的公式估算值和实际测量值差别不大。图 5 也给出了采用 Billig[9]和 Gruber[3]未考虑燃烧的穿透深度公式得到的穿透深度数值，其数值明显小于燃烧时的穿透深度数值大小。

Researchers	*n*
Abramovich, 1963	0.392
Faucher et al., 1967	0.292
Schetz & Bllig, 1966	0.435
Rothstein & Wantuck, 2004	0.281

Gruber, 1995	0.333

表 1. 文献中指数 n 的取值情况

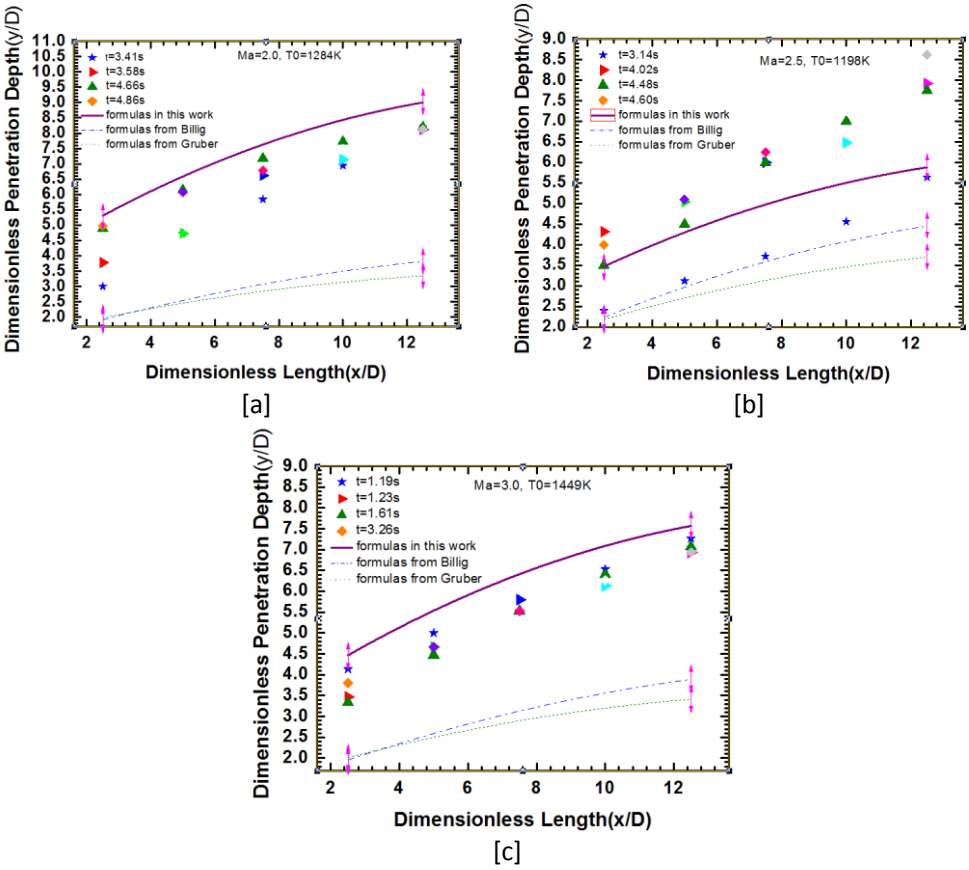

图 5. 不同马赫数下公式与测量穿透深度数值对比（a，b，c 分别对应马赫数 2.0,2.5,3.0）

(2) 参数测量

燃料喷射总压P_f和波前波后静压P_1、P_2可通过实验测得。如图 6 所示，在氮气罐的推动下煤油经过二级加热喷入燃烧室，在流量计前后各有一个测压测温点，流量计后面的测压点测得的压力即为煤油喷射的总压P_f。但我们实验中发现，油的总压P_f随着来流总温的变化有一个自动调节的过程，目前还未发现原因，这也是我们下一步需要探索的。静压选取的位置如图 7 所示，通过测量燃烧室中沿流线方向不同点的静压值，然后拟合，就可以近似得到任一点的静压值。图 7 中箭头所示的位置分别为 P_1 和 P_2 的选取位置。P_1 为波前来流的静压，在图中左边箭头位置进气处选取；P_2 为波后的静压，故在喷油口处即右边箭头位置选取。

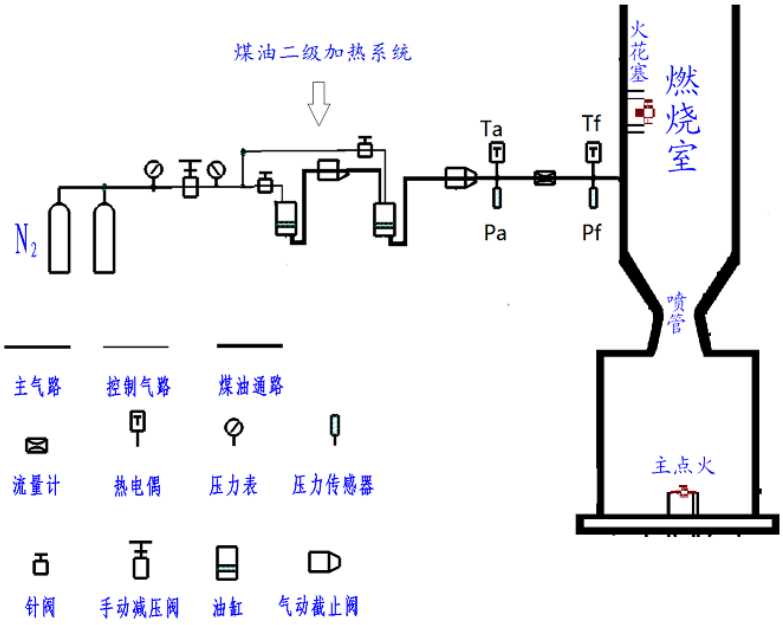

图 6. 煤油加热与压力测量示意图

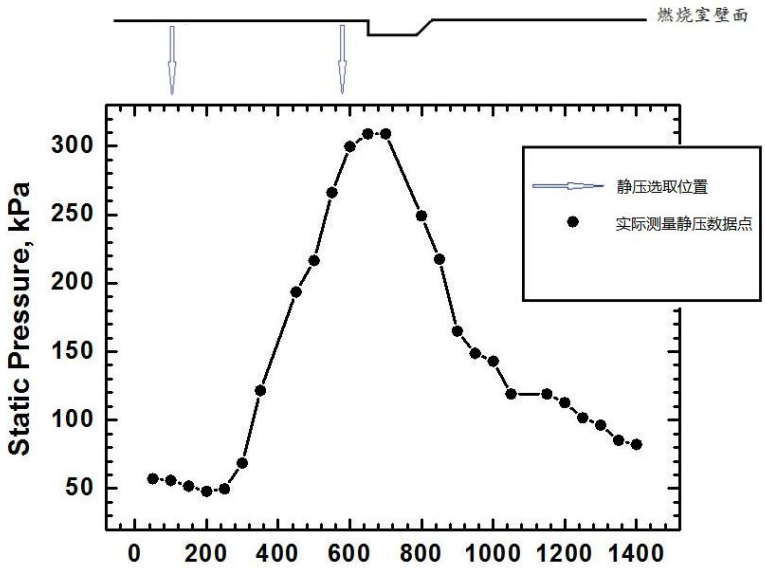

图 7. 静压选取位置示意图

3. 不同来流总温下燃烧时的穿透深度

无量纲穿透深度随来流总温的变化如图 8 所示。穿透深度随来流总温的上升而增大，这说明在燃烧情况下，穿透深度不再只受喷油动压与来流动压比的影响。来流总温影响燃烧的难易与剧烈程度，而燃烧同时又对穿透深度产生了影响。图 8 给出了不同总温下根据前述穿透深度公式算得的穿透深度值，其随来流总温的升高而变大，这也可以定性的说明来流总温越高，进入凹腔内的油越少，凹腔内的局部当量比越低。

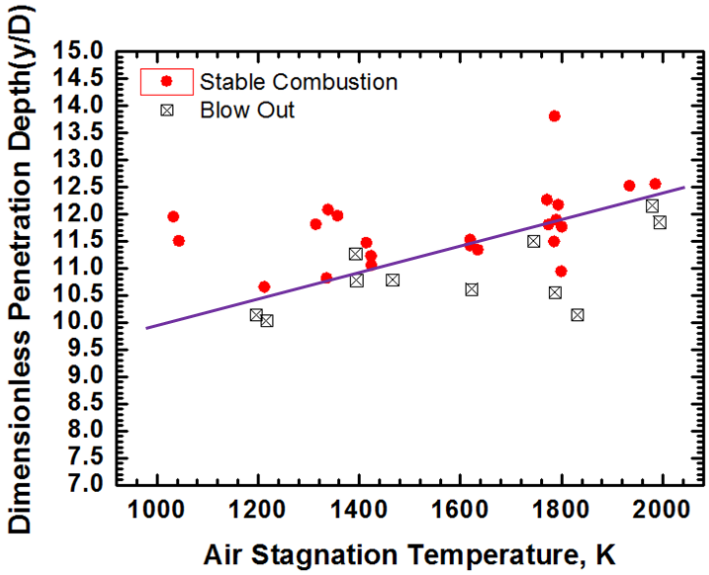

图 8. 无量纲穿透深度随来流总温的变化图线

b. 剪切层内平均当量比

在非预混状态下，燃料与空气在凹腔内混合并发生燃烧，燃烧时会形在凹腔内形成三个区域，如图 9 所示[5]：最外面是来流的自由区，两剪切层中间是燃烧区，最下面贴近凹腔底部的是回流区。

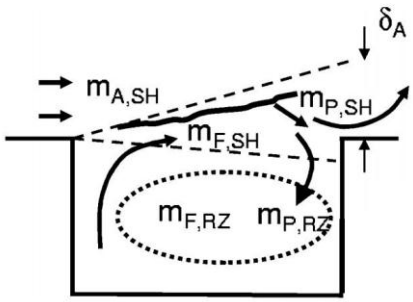

图 9. 剪切层示意图

Sleesor 等人[6]给出了剪切层厚度的近似表达式：

$$\frac{\delta}{x_{SH}} \approx C_\delta \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{2(1+\sqrt{s}r)}\left[1-\frac{(1-\sqrt{s})/(1+\sqrt{s})}{1+2.9(1+r)/(1-r)}\right]$$

其中 r 和 s 分别为剪切层上下两端的速度比和密度比，C_δ为常系数。

(1) 局部当量比在穿透深度方向均匀分布

这是最简单的一种情况，设凹腔外剪切层高度为δ_A，则进入剪切层内的平均当量比为：

$$\Phi_{SH} = \frac{m_{F,SH}}{m_{a,SH}\cdot r_s} = \frac{m_F\cdot\delta_A/y_1}{r_s\cdot m_a\cdot\delta_A/H} = \frac{m_F}{r_s\cdot m_a}\cdot\frac{H}{y_1} = \Phi_0\cdot\frac{H}{y_1}$$

其中 H 为燃烧室的高度，y_1为穿透深度，求得稳燃极限时剪切层内平均当量的分布如图 10 所示。

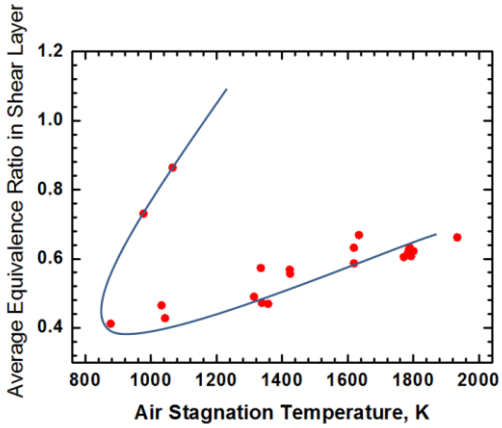

图10. 按当量比在穿透深度方向均匀分布求得的剪切层内平均当量比

(2) 局部当量比在穿透深度方向呈高斯分布且最高点在穿透深度的中央

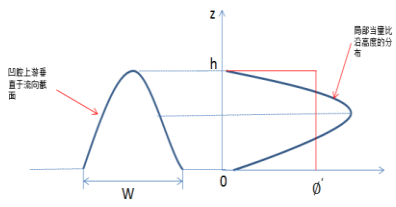

图 11. 局部当量比高斯分布示意图

首先我们假设在凹腔上游垂直于流向的剖面上射流的轮廓近似于抛物线，如图 11 所示，凹腔展度为 W，在凹腔前缘燃料的穿透高度为 h，在垂直流向截面内，我们假设局部当量比沿穿透高度方向的变化趋势近似高斯分布，欲求局部当量比Ø，可先求截面内平均当量比Ø'，然后通过Ø与Ø'在 z 轴上的积分（即投影面积）相等，进而求得Ø。设高斯分布的峰值$Ø_m$出现在中间，考虑到当量比在[0,h]区间内近乎封闭，故设其方差为 h/4。则：

$$Ø = Ø_m . e^{-\frac{(z-h/2)^2}{2(h/4)^2}}$$

根据Ø与Ø'在 z 轴上的积分（即投影面积）相等可求得$Ø_m$：

$$Ø' h = \int_0^h Ø(z)\, dz = \frac{\sqrt{2\pi} h}{4} Ø_m$$

$$Ø_m = \sqrt{\frac{8}{\pi}} Ø'$$

则：

$$Ø = \sqrt{\frac{8}{\pi}} Ø' e^{-\frac{(z-h/2)^2}{2(h/4)^2}}$$

综上可得穿透深度方向上局部当量比的表达式：

$$\begin{cases} Ø = \sqrt{\frac{8}{\pi}} Ø' e^{-\frac{\left(z-\frac{h}{2}\right)^2}{2\left(\frac{h}{4}\right)^2}} \\ Ø' = \frac{m_F/m_A}{r_s} = \frac{m_{F0}/m_{A0}}{r_s \cdot a} \\ a == \frac{2hW}{3A_0} \end{cases}$$

在高斯分布下利用穿透深度求得剪切层内平均当量比为：

$$\Phi_{SH} = \frac{\int_0^\delta \Phi dz}{\delta}$$

利用实验数据求得稳燃极限上其与总温的关系如图 12 所示。

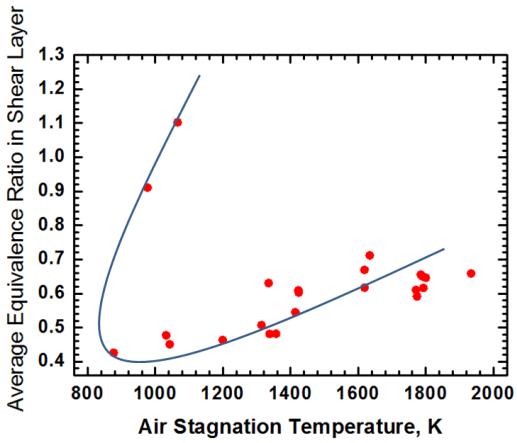

图 12. 局部当量比在穿透深度方向呈高斯分布且最高点穿透深度的中央时剪切层内平均当量比

(3) 以马赫盘中心高度h_m为当量比高斯分布的中心

Billig 等人给出了马赫盘中心高度h_m的近似式：

$$\frac{h_m}{D} \approx M_j^{1/4} (\frac{P_j}{P_{eb}})^{1/2}$$

其中M_j为射流马赫数，P_j为射流的静压，P_{eb}为出口有效背压。与第二种情况同理构造局部当量比的表达式为：

$$\Phi = \Phi_m e^{\frac{-(z-h_m)^2}{2(h-h_m)^2}}$$

$$\Phi_m = \frac{h}{\sqrt{2\pi}(h-h_m)} \frac{\Phi_0}{a}$$

$$a = \frac{A}{A_0} = \frac{\int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} z(y) dy}{A_0} = \frac{2hW}{3A_0}$$

则剪切层内平均当量比为：

$$\Phi_{SH} = \frac{\int_0^{\delta} \Phi dz}{\delta}$$

利用实验数据求得稳燃极限上其与总温的关系如图 13 所示。

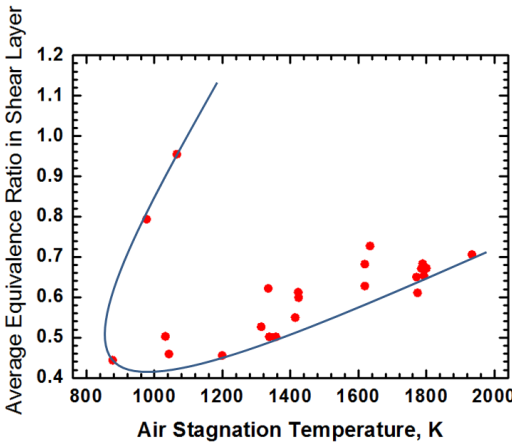

图 13. 以马赫盘中心高度为当量比高斯分布中心时剪切层内平均当量比

上述三种情况中，由 a 至 c 当量比的分布愈来愈接近于真实情况。在穿透深度方向上局部当量比的分布虽然是不均匀的，但并非毫无规律可言。如图 14 所示，燃烧时煤油的喷射和混合在马赫盘上下两侧是不对称的，上边界由于更多的接触空气，故混合效果较好，而下边界由于接触的空气较少，混合效果较差，故在马赫盘的中心线位置并不是当量比分布的中心。当量比分布的中心应随着射流边界的变化不断变化且会一直在马赫盘中心线下方，如图中红色实线所示。但是这条曲线是很难通过实验得到的。由于目前马赫盘中心线的位置可算得，故目前只能以马赫盘中心的位置定位当量比沿穿透深度方向分布的中心位置。

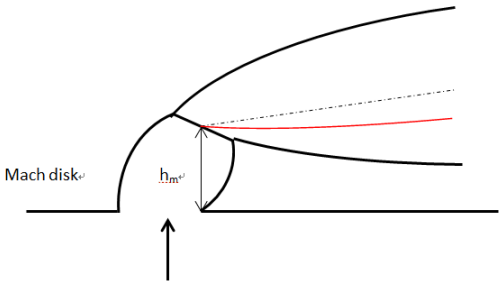

图 14. 马赫盘上下两侧射流边界不对称示意图

4. 小结与展望

本工作首先提出并验证了超燃条件下燃料喷注的穿透深度公式；然后通过对燃烧时的穿透深度以及剪切层内当量比与来流总温的关系进行定性分析，得到了上游喷射情况下凹腔内特征参数的变化规律，建立以一套分析上游喷射燃烧稳定性问题的处理方法，定性的解释了稳燃极限当量比的变化趋势。如何量化稳定燃烧的各参数并借此解释稳定燃烧的物理机制将是下一步研究的关键。

致谢

感谢魏雪松、孟令瑾、等同事在实验方面的帮助，感谢袁越明、杨猛等同事的有益讨论。本研究得到了国家自然基金重大研究计划重点支持项目（91016005）的资助，一并表示感谢

参考文献

1. M. R. Gruber, “Fundamental Investigations of an Integrated Fuel Injector/Flameholder”, *Concept for Supers onic Combustion*, 1998, [R]. AFRL-PR-WP-TR-1998-2111.
2. Billig, et, al, “A unified analysis of gaseous jet penetration”, *AIAA Journal*, 1971, Vol. 9, Page1048-1058.
3. M. R. Gruber, “Mixing and penetration studies of sonic jets in a Mach 2 freestream”, *Journal of Propulsion and Power*, 1995, Vol. 11, Page 315-323.
4. Ben-Yakar, R. K. Hanson, “Time evolution and mixing characteristics of hydrogen and ethelene transverse jets in supersonic crossflows”, *Physics of Fluids*, 2006, Vol. 18, 026101-1-026101-16.
5. J. F. Driscoll, “Correlation and analysis of blowout limits of flames in high-speed airflows”, *Journal of Propulsion and Power* ,2005, Vol. 21, Page 1035-1044.
6. M. D. Slessor, “Turbulent shear-layer mixing: growth-rate compressibility scaling”, *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, Vol. 414, Page 35-45 .
7. R.I. Ozawa, “Survey of Basic Data on Flame Stabilization and Propagation for High Speed Combustion Systems”, *U.S. Air Force, AFAPL Technical Rept*.

TR-70-81, Wright-Patterson AFB, OH, Jan, 1971.

8. A. D. Rothstein , P. J. Wantuck, “A study of normal injection of hydro-gen into a heated supersonic flow using planar laser-induced fluorescence,” *AIAA Paper*, 2004, No. 1992-3423.
9. J. A. Schetz, F. S. Billig, “Penetration of gaseous jets injected into a supersonic stream”, *Journal of Spacecraft*, 3(11): 1658-1665, 1966
10. Jing Wang, et, al, “Measurements of the Blowout Limits of Supercritical Aviation Kerosene in a Supersonic Combustor”, *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2011, San Diego, California.
11. 杨猛，硕士学位论文“高速脉冲纹影技术及其在超声速燃烧室流场显示中的应用”，中科院力学所，2012.