

论超声速燃烧^{*}

袁生学

(中国科学院力学研究所高温气体动力学开放研究实验室, 北京 100080)

摘要 论述了超声速燃烧概念, 提出了对超声速燃烧的两种不同理解, 论述了超声速燃烧与亚声速燃烧的不同, 指出了超声速燃烧传播机制的特点和等截面超声速燃烧加热量的限制. 通过超声速流动中的燃烧分析, 表明定常爆燃产物的熵增和总压损失随燃烧速度的增加而减少. 还论述了在欠驱动弱斜爆轰条件下, 波角不受斜劈角控制, 只决定于燃烧速度, 因此此解可能变成常波角的自持斜爆轰.

关键词 超声速燃烧 斜爆轰 燃烧 爆轰 冲压喷气发动机

1 概论

天地往返飞行器的速度范围很宽, 如果仅在低速范围利用空气, 会因所需增加的无用入轨质量而得不偿失. 因而希望在高速范围也能利用空气, 关注的是在超声速范围工作的, 采用超声速燃烧方式的冲压发动机. 于是目前谈论超声速燃烧问题, 几乎都与超声速燃烧冲压发动机相连^[1~3]. 然而发动机关系到进气道, 燃料注入部位和方式(增强混合), 燃烧室(包括点火、火焰传播、驻定和产物), 喷管, 材料结构, 冷却和能量管理等诸多方面, 涉及到超声速气体动力学、燃烧学、实验设备和测量装置, 是一个工程性很强的复杂问题. 单就发动机的燃烧室而言, 也不是一个孤立的燃烧问题, 所关心的是与进气道配合, 在实际工作条件下所能达到的总效率, 比冲和推力. 这样就容易使本来就复杂的超声速燃烧问题变得更加复杂化, 不利于对超声速燃烧现象本身规律的认识.

严格说来, 燃烧是剧烈的, 分子间的化学反应过程, 同时伴随着复杂的声、光、电等效应和有序、无序的运动过程(气动力学和热力学过程). 超声速燃烧除以上微观尺度的分子碰撞、反应和能量传递, 以及细观和宏观尺度的扩散、对流、湍流和辐射等质量和能量输运及相互影响过程外, 还有高速运动与燃烧相互耦合的过程, 有时分子所具有的有序动能甚至高于其化学反应所释放的无序热能. 另外, 由于基元化学反应的速率与温度和压力呈非线性关系, 不能随意外推. 加上这些基元化学反应很难隔离, 所获得的化学反应速率常数有很大的不确定性, 尤其是三体复合反应^[4]. 因此对于这样的过程, 完全数值模拟几乎不可能, 需要从现象观察中总

1997-12-03 收稿, 1998-03-20 收修改稿

^{*} 国家自然科学基金资助项目(批准号: 19482010, 59686005)

结规律,进行适当简化,建立合理的模型,进行理论计算和数值模拟。

本文打算从宏观的角度探讨超声燃烧的一些基本概念和规律,指出超声速燃烧的特性和传播机制与亚声速燃烧之间的不同,以及等截面超声速燃烧室加热量的限制。

1.1 超声速燃烧问题的提出及其概念

Builder^[5]根据等压燃烧的 Brayton 热力循环分析,提出了吸气发动机的“最佳压缩”概念,指出在一定的压缩和膨胀效率的条件下,进入发动机的空气有一最佳压缩量,使得发动机的效率最高。燃料的热值和过程的效率愈高,其最佳压缩量愈高。低于或超过此压缩量发动机的效率都会降低。根据此种认识,在飞行速度低时,入口空气的动能全部用来增压还不够,需要进一步增压,以达到比较高的效率。例如,涡轮喷气发动机就使用了涡轮继续增压。当飞行超过一定速度后,入口空气按最佳压缩量压缩时,进入燃烧室的流动仍为超声速。如果继续减速增压,以致变成亚声速,由于巨大的总压损失和熵增,即使耐温允许,发动机也很难产生推力。因此,只能部分减速增压,燃烧过程不得不在超声速流动的条件下进行。这种在高超声速条件下工作的吸气式发动机称为超声速燃烧冲压发动机。这里使用了“超声速燃烧”(supersonic combustion)一词。因此就发动机而言,超声速燃烧是指超声速流动(相对燃烧室)中的燃烧。然而,超声速燃烧现象不只出现于发动机中。因此有必要明确超声速燃烧概念,以利于对超声速燃烧现象的认识,也利于超声速燃烧发动机的研制。

什么是超声速燃烧?字面上超声速燃烧可以理解为超声速流动中的燃烧或燃烧速度为超声速的燃烧。按照前者,不管燃烧过程是超声速的还是亚声速的,只要流动是超声速的就是超声速燃烧。那么与此种理解相对应,亚声速燃烧应是指亚声速流动乃至静止介质中的燃烧。显然这种理解没有突出燃烧过程的物理实质。因为运动的相对性,流动速度可以因参照物的不同。然而对于同一物理化学过程来说,不应由于坐标系选取的不同而变化。后种理解考虑了速度的相对性,突出了燃烧过程的物理实质。前种理解重点在流动和燃烧室,是指一种特定对象中的燃烧现象,有其特定的研究内容。

从燃烧学的角度理解,超声速燃烧应当是后者:未燃物相对燃烧区以超声速流入燃烧区的燃烧过程是超声速燃烧,或者超声速燃烧是指燃烧区相对未燃物的速度超过未燃物声速(指法向速度)。于是,亚声速和超声速燃烧也就与爆燃和爆轰相对应。所不同的是,爆燃和爆轰概念是针对波燃烧,而亚声速燃烧和超声速燃烧不仅包含波燃烧,而且包含区域燃烧。按照此种理解,在爆轰研究中积累的一些知识可以在超声速燃烧研究中借鉴。

为了区分对超声速燃烧的两种不同理解,对前者专门称“超声速流动中燃烧”,后者称超声速燃烧,简称超燃。

注 1 燃烧速度是指相对未燃物的速度。

1.2 超声速燃烧的传播机制

由于扰动的传播不能超过当地声速,因此超燃的传播机制必然与亚燃的不同。超燃时,燃烧发生的原因必须持续存在于燃烧区的上游。超燃本质上是一个自燃过程,不能直接由燃烧自身通过传热与传质作用向前推进。即使是真正自持爆轰波,燃烧也是靠上游持续存在的激波引起。激波可由燃烧形成,也可存在于流场中。也就是说,要实现超燃必须使得在燃烧前即达到燃烧条件,或升温,或注入自由基或催化剂,或改变成分,使放热化学反应得以进行。例如温度压力足够的燃料和氧化剂两股超声速气流交汇的燃烧,或激波诱导燃烧。这也是进行超

燃实验研究, 需要高焓条件的原因. 形象地说, 超燃是被拉着前进.

亚燃时, 燃烧可以由燃烧自身通过扩散来维持, 也可以由上游的原因引起. 形象地说, 亚燃可以被拉着(引导)或被燃烧自身推着前进.

2 一维燃烧的基本规律

2.1 一维定常变截面流动中燃烧的特性

此部分内容比较经典, 是一个简化的理论模型, 有很多文献论及, 这里只列举有关结果. 参数间的基本关系如下^[9]:

$$\frac{(M^2-1)}{\gamma M^2} \frac{dP}{P} = - \frac{dA}{A} + \frac{dT_t}{T},$$

(1)

$$(M^2-1) \frac{dM}{M} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right] \frac{dA}{A} - \frac{\gamma M^2 + 1}{2} \frac{dT_t}{T},$$

(2)

$$\frac{dP_t}{P_t} = - \frac{\gamma}{2} M^2 \frac{dT_t}{T_t},$$

(3)

其中 A , P , T , P_t 和 T_t 分别为面积, 压力, 温度, 总压和总温.

$$T_t = T \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right], \quad P_t = P \cdot T_t^{[\gamma/(\gamma-1)]}.$$

$dT_t = dQ / c_p$, Q 为单位质量累计加热量.

以上方程中出现因子 (M^2-1) , 可以明显区分超燃和亚燃: $M > 1$ 为超燃, $M < 1$ 为亚燃. 由于面积是独立变量, 以上方程很难普遍积分. 只能对几种特殊截面变化类型积分, 如等压($dP=0$)、或等截面($dA=0$)、或等 M 数过程($dM=0$). 但从以上关系不难看出超燃与亚燃的相同与不相同之处:

- (i) 等压燃烧($dP=0$), 必然要求面积增加.
- (ii) 等截面燃烧($dA=0$), 必然使得 M 趋向于 1, 都有壅塞问题.
- (iii) Mach 数愈接近 1, 加热引起 Mach 数的变化愈大.

2.2 超燃与亚燃的不同

由以上方程可以明显看出超燃与亚燃的不同, 如表 1 所示.

表 1 超声速燃烧与亚声速燃烧的不同

	燃烧传播机制	压力	产物离开燃烧区速度	增加面积	总压损失
超声速燃烧	拉进	升高	M 减小, 极限为 1	M 增加	大
亚声速燃烧	拉进或推进	降低	M 增加, 极限为 1	M 减小	小

超声速燃烧, 产物的压力增加, Mach 数向极限 1 降低, Mach 数随面积的增加而增加. 对于亚声速燃烧, 则上述变化情况刚好相反, Mach 数向极限 1 增加. 由于加热造成的总压损失与 Mach 数平方的指数函数成正比, 所以单就燃烧而论, 超燃本身的总压损失要比亚燃大得多.

2.3 等截面超声速燃烧

假设两股可相互反应的超声速气流, 平行相汇在一起, 进入等截面管道内. 如果温度和压

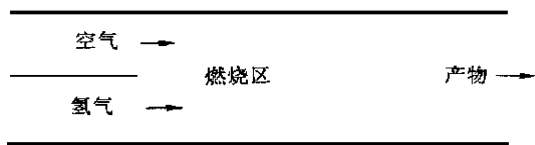


图 1 混合控制的等截面超声速燃烧

力合适, 两股气流在混合中发生放热化学反应, 经过一段距离后反应完毕, 如图 1 所示。

此种情况按一维处理时, 各截面的参数取其平均值。燃烧受混合控制将逐渐发生。在无激波和壅塞时, 参数连续, 上面的方程可以积分。如果出现激波, 参数间断, 积分较复杂。

这时可采用积分方程求解, 不去研究内部流动细节, 每个截面处的平均参数都应满足质量、动量和能量方程。只要将燃烧前两股气流相汇截面的平均值作为初始参数, 忽略壁面效应, 可由经典燃烧波理论获得两个燃烧后的解。其无激波解对应弱爆轰解, 燃烧完成后仍为超声速, 流动不受下游的影响。因此, Strehlow 认为弱爆轰是超燃^[7]。其有激波解对应强爆轰, 燃烧后为亚声速, 流动受下游条件控制。

应当指出, 在等截面超声速燃烧室中, 由稳定解条件可知, 允许的加热量受到入口 Mach 数的限制。入口 Mach 数愈高, 允许的加热量愈大。也就是说, 当 Mach 数低时, 允许的加热量少, 很难提高当量比。

当放热量(即当量比)一定时, 最佳燃烧过程为 C-J 爆轰。此燃烧过程的熵增最小, 总压损失也最小, 发动机的效率最高^[8]。等截面燃烧条件下, 有激波和无激波超燃都可接近 C-J 爆轰条件, 也就接近最佳燃烧条件。

对于变截面情况还无普遍性的论述。Billig^[9] 针对一类扩张截面燃烧室研究得出的结论是, 有激波燃烧的总压损失要比无激波的小。因此激波损失并不可怕。

注 2 C-J 爆轰波是指满足 Chapman-Jouguet 条件的爆轰波, 有时称自持爆轰波, 或爆轰波。

3 超声速流动中的简单燃烧流场

3.1 超声速流动中的亚燃

设想预混可燃气体以恒定超声速流过一理想斜劈。该斜劈起点燃可燃气体的作用, 假定在尖角处形成一道理想的亚声速燃烧波。由于斜劈壁面对燃烧产物的压缩作用, 必然在燃烧波前形成一道斜激波, 如图 2 所示。

这是一个理想化的二维超声速流动中的亚声速燃烧问题。燃烧在激波压缩后的 2 区中进行。燃前的温度和压力会有所增高, 但暂不考虑激波点火。由于燃烧速度决定于可燃物的理化特性和状态(包括成分、温度、压力和湍流), 与放热量并无必然关系。因此可将燃烧波速度作为参变量, 研究燃烧速度对产物流动状态的影响和自身的发展趋势。

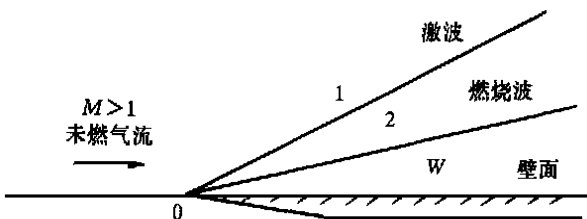


图 2 理想平面二维亚声速燃烧流场

当来流状态、放热量、斜劈角和燃烧速度确定后, 该流场可解。为了简化计算, 仍采用一维燃烧时的简化假定:

(i) 定常、无粘, 忽略传热作用。斜劈只起点燃和控制流向作用。

- (ii) 燃烧前后物性相同, 均为定比热理想气体.
- (iii) 燃烧等效于给气体加热.
- (iv) 忽略沿波切向的动量变化, 法向作间断处理.

由图 2 可以看出两个间断连接了三个区域. 斜激波角由燃烧产物的流向与壁面平行条件确定. 暂不研究斜劈角的影响, 其值可设定为 0. 放热量和求解参数分别以未扰动来流的静焓和对应参数无量纲化.

$$q = Q/c_p T_1, P = P_w/P_1, M_f = u_f/a_2, v = \rho_1/\rho_2, q_f = qT_1/T_2,$$

其中 u_f 为燃烧速度.

激波定常条件: $\beta \leq 90^\circ$; 亚燃的求解条件:

$$M_f^2 \leq 1 + q_f + \gamma q_f - \sqrt{(1 + \gamma)q_f(2 + q_f + \gamma q_f)},$$

上式右边是 q_f 的递减函数, q_f 愈大, M_f 的最大值愈小.

如 $q_f = 5$ 时, $M_{f \max} \cong 0.196$.

图 3, 图 4 为计算结果. 其中斜激波和燃烧波全部取弱解, 斜劈角取 0.

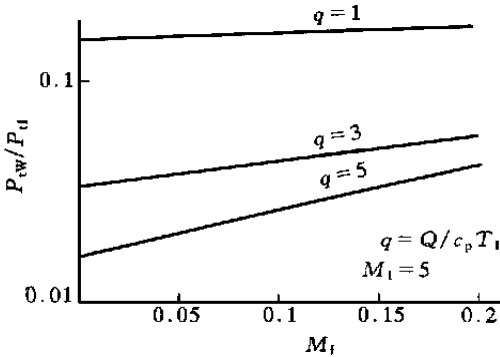


图 3 总压与燃烧速度的关系

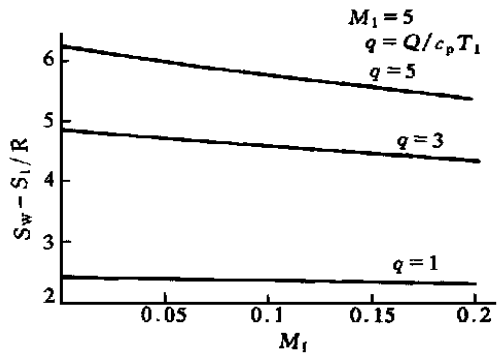


图 4 熵增与燃烧速度的关系

从图可以看出总压和熵的变化规律: 在壁面约束条件下, 燃烧产物的总压损失和熵增随加热量的增加而增加, 随燃烧速度的增加而减小. 后一结论似乎与一维理论有矛盾. 其实不然, 原因在于亚燃前的激波有时是不能忽略的.

根据以上结论和不可逆热力学自发过程熵产生最小的原理, 可以得到自发传播的爆燃波, 在壁面约束时, 将尽可能加速, 使得熵产生最小. 这就是管内火焰加速的热力学依据.

3.2 超声速流动中的超燃

对于以上流场, 当燃烧速度 $M_f > 1$ 时, 即超声速燃烧, 燃烧波将追上前置激波, 流场结构将发生变化. 上节中的 2 区消失, 于是 $M_f = u_f/a_1$. 由于超声速燃烧本身的压缩作用, 产物的流向已偏离开壁面. 对于小斜劈角, 根据壁面流向条件, 产物还必须经过一扇 P - M 膨胀波才能达到与壁面平行. 由于膨胀波按等熵过程处理, 总压不变. 因此下面主要针对燃烧波求解.

定常燃烧条件: $M_f^2 \geq 1 + q + \gamma q + \sqrt{(1 + \gamma)q(2 + q + \gamma q)}$ 和 $\beta \leq 90^\circ$, 对于给定的 q , M_f 有一最小值 M_{cj} .

由燃烧学可知, $M_f > M_{cj}$ 时, 可有两组解:

弱解. 无激波, 燃烧波后法向流速为超声速, 膨胀波波头位于燃烧波下游, 如图 5 所示. 由

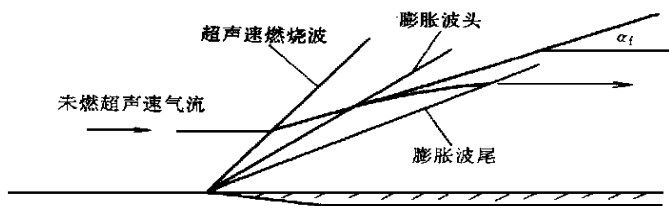


图 5 无激波超声速燃烧瞬时流场结构

于此膨胀波自适应壁面, 燃烧速度可以在一定范围内自由变化, 不受约束。

强解, 耦合激波, 燃烧后法向流速为亚声速, 燃烧波将受壁面控制, 成为下节介绍的斜爆轰波。

在爆轰支, 无论强解还是弱解, 产物的熵增都随燃烧速度的增加而增加^[10]。因此对于失去约束自发传播的超声速燃烧波, 将会自动减速到 C-J 爆轰波速。

3.3 斜爆轰概念

平面斜爆轰波是指在均匀超声速可燃气流中, 由斜劈所形成的定常超声速燃烧波。其限定或假定条件是波后流向与壁面平行。于是斜劈角与斜爆轰波角的关系可以确定。已有很多关于平面斜爆轰波的论述, 解得的理想斜爆轰波形态如图 6 所示^[1, 11]。其中问题比较大的是欠驱动弱解支 (图中虚线所示)。由燃烧理论可知, 此支对应弱爆轰支。波角增加表示燃烧速度增加。对此支而言, 燃速增加使得产物的压缩量减小, 于是燃烧后产物的流向偏转角减小。然而正如上节所述, 斜劈角并不一定等于流向偏转角。小的斜劈角不一定能控制流向偏转角。因此此支曲线并不一定表示燃烧波角与斜劈角之间的关系, 而反映的只是燃烧速度或波角与流向偏转角之间的关系。

能自持并以恒定速度稳定传播的超声速燃烧波为 C-J 爆轰波, 对应的流向偏角为 α_{cj} 。欠驱动弱解条件下的斜劈角 $\alpha < \alpha_{cj}$, 此爆轰波角不受斜劈角控制。因此实际可能的欠驱动弱斜爆轰应当成为常波角的 C-J 斜爆轰, 如图 6 中的水平实线所示。此时膨胀波头正好与 C-J 斜爆轰波平行。

过驱动弱解条件下, 燃烧波后的法向速度为亚声速, 因此波角可以受到斜劈角的制约, 成为可以实现的稳定解。

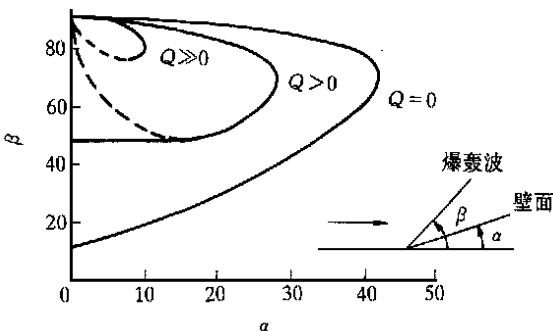


图 6 斜爆轰波角与斜劈角的关系

4 结束语

超燃冲压发动机作为一个工程问题, 为了获得正确的设计思想和解释实验中可能出现的现象, 以及优化超燃烧发动机的性能。需要了解超燃的物理机理, 掌握超声速燃烧的一些基本概念和规律。

通过理想化的燃烧流场分析得到了一些基本的流动中燃烧的规律。超燃与亚燃之间差别

很大, 不能轻易将亚燃概念用于超燃。

由于实验条件的限制, 人们对于高超声速流动条件下燃烧的一些物理和化学现象认识还很不够, 需要获得感性和理性认识, 有的还需要概念更新或深化, 甚至建立新的概念。因此, 超燃不仅是技术问题, 也是学科中缺少研究的一类特殊的高超声速流动和燃烧问题, 有很多未知的东西。超燃研究难度很大, 面临挑战。应当从简单的模式和基本的超燃现象着手, 开展有关超燃的实验和理论研究工作, 以便认识和掌握超燃的规律。

参 考 文 献

- 1 Heiser W H, Pratt D T. Hypersonic Airbreathing Propulsion. Washington, DC: AIAA Inc. 1994
- 2 Lee B H, Jr. Supersonic combustion status and issues. In: Hussaini M Y, ed. Major Research Topics in Combustion. New York: Springer-Verlag Inc. 1993. 1 ~ 15
- 3 刘 陵. 超音速燃烧与超音速燃烧冲压发动机. 西安: 西北工业大学出版社, 1993
- 4 Walker R W. Position paper on chemical kinetics of combustion processes. In: Hussaini M Y, ed. Major Research Topics in Combustion. New York: Springer-Verlag Inc. 1993. 277 ~ 308
- 5 Builder C H. On the Thermodynamic Spectrum of Airbreathing Propulsion. AIAA Paper, 64-243, 1964
- 6 Manuel Mavtinez-Sanchez. Fundamentals of Hypersonic Airbreathing Propulsion. AIAA Professional Study Series. Proceedings of the 24th Joint Propulsion Conference in Boston, July 9 ~ 10, 1988
- 7 Strehlow R A. Combustion Fundamentals. New York: McGraw-Hill Book Company, 1984
- 8 袁生学, 黄志澄. 高超声速发动机不同燃烧模式比较. 空气动力学学报, 1995, 13 (1): 48 ~ 56
- 9 Billig F S, Dugger G L. The interaction of shock waves and heat addition in the design of supersonic combustors. 12th Symposium (International) on Combustion, pp. Poitiers France, July 1968, 1 125 ~ 1 134
- 10 Kuo Kenneth K. Principles of Combustion. New York: John Wiley & Sons Inc. 1986
- 11 Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. Morphology of a Standing Oblique Detonation Wave. AIAA Paper, 87-1785, 1987