

高超声速发动机不同燃烧模式的性能比较——斜爆轰发动机性能评价*

袁 生 学

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

黄 志 澄

北京系统工程研究所, 北京(邮政编码 100101)

摘要 本文采用热力学分析方法, 从熵和焓的概念出发, 论证了理想情况下爆轰发动机的有效性, 并定量比较了在同样入口压缩条件下, 采用爆轰、等压、等 M 数等三种燃烧模式的发动机的性能, 证明 C-J 斜爆轰是最佳超声速燃烧模式。

关键词 斜爆轰波, 超声速燃烧, 吸气式发动机, 热力循环。

符 号

A 面积	q 单位质量的加热量
B $M_0 - M_b$	Q $Q = q/h_0$ 无量纲加热量
F 单位质量流率推力	Z $Z = \ln T_1$
I_{sp} 比冲(秒)	ψ 焓
\dot{m} 单位入口面积的质量流率	

下 标

0 来流或环境参数	a 扩张截面燃烧室
1 初始状态	b 等截面燃烧室
2 燃烧室入口	n 法向
3 燃烧室出口	s 等熵过程
4 发动机出口	t 总(滞止)或切向
5 膨胀到环境压力	

引 言

Builder^[1] 根据热力学循环分析提出了发动机的最佳压缩概念, 指出飞行速度不

* 国家自然科学基金资助项目。

本文于1993年5月25日收到, 1994年2月11日收到修改稿。

同, 入口气流最佳压缩量亦不同。在低速时, 除将来流滞止外还需进一步机械增压。随着飞行速度的提高, 最佳压缩量相应减少。在高超声速时, 来流气体经过压缩后进入燃烧室仍为超声速甚至超爆速流动状态, 也就要求燃烧在超声速流动条件下发生和进行, 即所谓的超声速燃烧(以下简称超燃)。

在超燃研究中通常选用扩张燃烧室, 这样既可以避免阻塞, 又可以获得附加推力-燃烧室推力, 然而扩张燃烧室对总推力增加并非一定有效。Ikawa^[2] 采用一维变截面模型, 引入参数 K_c , 假定如下关系: $dA/A = K_c dH/c_p T$ 计算了相同入口压缩条件下不同扩张程度的超声速燃烧室(即不同 K_c) 的流动参数。从计算结果可以看出, 等截面的燃烧室($K_c=0$) 能获得最大的总推力。Billig^[3] 利用 Crocco 的积分方法引入参数 ϵ 使 $PA^{\frac{1}{\epsilon-1}} = \text{常数}$, 研究了一维变截面扩张燃烧室。他是在面积扩张比确定的情况下对燃烧室形状进行优化, 并引入“熵限”概念, 得出熵限条件为最佳的结论。Armangand 主要从高温时出现离解而影响放热量的观点出发, 由等 M 燃烧时静温低、放热多, 提出采用等 M 数燃烧模式^[4]。然而燃烧不只是燃烧彻底的问题, 作为动力系统还需考虑放出的热量做功或转换成动能的能力问题。

爆轰用于发动机的设想由来已久, 爆轰发动机因功率密度高、燃烧室短、形状简单, 易于适应不同飞行速度而吸引人。最近有不少研究超燃和斜爆轰发动机(ODWE) 性能的报导, 有工程方法、一维分析以及数值模拟等, 都只是针对一些具体工况的计算, 来表明斜爆轰发动机的性能。Ostrander 按冻结流计算了动压 1000psf 时斜爆轰发动机的比冲, 并与 Billig 的结果进行了比较, 得出在高 M 时 ODWE 优于 Billig 的超燃发动机的结论^[5]。本文试图从理论上采用热力学分析方法, 从熵和焓的概念出发, 利用爆轰研究的成果, 略去一些非理想因素和化学反应过程以及具体实现的技术限制, 在理想情况下论证满足 C-J 条件的爆轰发动机的有效性, 并定量给出在同样入口压缩条件下, 采用 C-J 斜爆轰、等压、等 M 数等三种燃烧模式的理想发动机性能比较的结果。

一、二维斜爆轰概念

当预混可燃气的流速等于燃烧波的传播速度时, 可以观察到一相对静止的燃烧波。当流速高于燃烧速度时, 如果燃烧面上有一点能驻定, 燃烧波将向下游倾斜, 以便沿波法向的流动速度等于燃烧波的速度。如果此燃烧波是爆轰波, 于是形成的就是斜爆轰波。

按照 Adelman 的定义, 斜爆轰波为这样一种波, 其后燃烧压力场影响波自身^[6]。直观地说, 正爆轰波是燃烧与正激波的耦合, 因而斜爆轰可以认为是燃烧与斜激波的耦合。下面讨论这种激波耦合的斜爆轰情况。

考虑一个劈角为 α 的理想二维平面超声速流场。类似斜激波, 假定在拐角处形成一道角度为 β 的斜爆轰波。为了分析方便作如下简化: (1) 来流为预混未燃气体, 均匀、稳定; (2) 化学反应层很薄可看成波阵面; (3) 化学反应等效于放热, 放热量为 q ; (4) 波前后物性相同, 均为定比热理想气体; (5) 无粘绝热。其守恒方程式如下

$$\rho_0 u_{0n} = \rho u_n \quad (1)$$

$$u_{0t} = u_t \quad (2)$$

$$p_0 + \rho_0 u_{0n}^2 = p + \rho u_n^2 \quad (3)$$

$$c_p T_0 + q + u_{0n}^2/2 = c_p T + u_n^2/2 \quad (4)$$

状态方程:

$$p = \rho RT \quad (5)$$

及速度表达式:

$$u_{0n} = u_0 \sin \beta, \quad u_n = u \sin(\beta - \alpha) \quad (6)$$

$$u_{0t} = u_0 \cos \beta, \quad u_t = u \cos(\beta - \alpha) \quad (7)$$

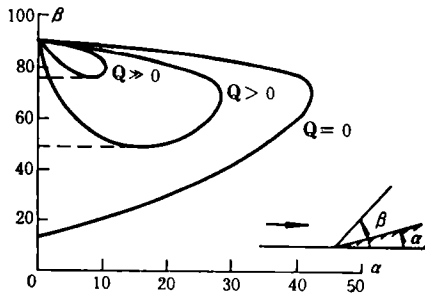


图1 平面二维斜爆轰波极线图
Fig.1 Planar oblique detonation wave
angle vs. flow turning angle

由此即可解出波后参数和角 β 与 α 的关系^[7], 如图1所示。

图中表示了如下特性:

(1) 当 $q=0$ 时, 为斜激波解。对于同一 α , 有两个 β 值。其中大的对应于强解, 小的对应于弱解。

(2) 当放热量增加时, 弱解 β 增大。对于一定来流速度 M , 有一极限加热量, 此时只有唯一的解 $\beta=90^\circ, \alpha=0$, 这就是 C-J 正爆轰情况, 此时,

$$Q_{\max} = \frac{(1-M^2)^2}{2(1+\gamma)M^2} \quad (8)$$

(3) 对于一定的来流速度, 一定的加热量, α 有一极大值 α_{\max} 。

当 $q_{\max} > q > 0$ 时, 弱解区 β 有一极值点, 其波后法向速度 $M_n=1$, 将此结果与爆轰的 Hugoniot 曲线对应, 此点为 C-J 点。本文称其为 C-J 斜爆轰。 $\alpha > \alpha_{ci}$ 为强爆轰区, 反之为弱爆轰区。一般认为自由传播的弱爆轰 ($M_n > 1$) 不存在, 然而在强迫流动的情况下则不同, 因而 Strehlow 称其为超声速燃烧^[8], 这正是我们感兴趣的问题。

设想在一定来流条件下, β_{ci} (对应一确定的角 α_{ci}) 已经建立, 然后将 α 减少, 相当于斜爆轰波后的均匀超声速流场叠加一个角膨胀波区。由于膨胀波不能够穿透声速线, 因此 β_{ci} 将保持不变。这一结果在图1中用虚线表示。这就是自持斜爆轰情况。这说明波后为均匀流场的弱爆轰解, 可能蜕化为激波诱导燃烧或自持爆轰波等非均匀流场的解。

二、C-J斜爆轰是最佳超声速燃烧模式

1. 假设和使用的方程

假设条件基本同前: (1) 一维、无粘、稳定超声速流; (2) 常比热理想气体; (3) 忽略添加燃料的质量、化学成分变化和传热; (4) 对于普通超燃模式, 加热过程连续无阻塞。其放热过程可用单位流体质量、单位长度加热率函数 \dot{q} 表示。

$$\text{单位流体质量总加热量} \quad q = \int \dot{q} dx = \int c_p dT;$$

对于爆轰波, 其加热函数为 $\dot{q}(X) = q_0 \delta(X - X_D)$

或 $T_i = QT_0 + T_{i0} \quad (X > X_D)$

于是, 在燃烧室内可以得到如下关系式^[9]

$$\frac{(M^2 - 1)}{1 + [(\gamma - 1)/2]M^2} \frac{dM}{M} = \frac{dA}{A} - \frac{\gamma M^2 + 1}{2} \frac{dT_i}{T_i} \quad (9)$$

$$\frac{dp_i}{p_i} = -\frac{\gamma M^2}{2} \frac{dT_i}{T_i} \quad (10)$$

对于 C-J 斜爆轰有

$$M_{c_j}^2 = 1 + (1 + \gamma)Q + \sqrt{[1 + (1 + \gamma)Q]^2 - 1} \quad (11)$$

2. 熵分析

(1) 等截面超燃室的总压损失小于扩张超燃室的

(9)式可以简化成

$$dM = f(M) \frac{dA}{A} - g(M) \frac{dT_i}{T_i} \quad (12)$$

其中

$$f(M) = \frac{1 + (\gamma - 1)M^2/2}{M^2 - 1} M$$

$$g(M) = f(M) \frac{\gamma M^2 + 1}{2}$$

令等截面时的 $M = M_i$, 扩张截面时的 $M = M_o$, 由(12)式和中值定理得

$$\frac{dB}{dZ} = f(M_o) \frac{d \ln A}{dZ} - g'(X_m) B \quad (13)$$

其中 $Z = \ln T_i$, $B = M_o - M_i$, $g'(X_m) B = g(M_o) - g(M_i)$

对于扩张燃烧室 $\frac{d \ln A}{dZ} > 0$ (14)

取其最小值为 ε ($\varepsilon > 0$), 当 $M > 1$ 时, $f(M) > 1$, g' 是增函数, 令 G 为有限区间内 $|g'|$ 的最大值。

于是由(13)式得

$$\frac{dB}{dZ} > \varepsilon - G|B| \quad (15)$$

当 $|B| > \frac{\varepsilon}{G}$ 时, 有

$$\frac{dB}{dZ} > 0 \quad (16)$$

这说明函数 B 在“0”值附近必为增函数, 由此断定 B 只能由负到正, 而不可能由正连续过渡到负。根据连续性假定, B 一旦大于 0, 就不可能再回到 0。

由于燃烧室入口条件相同, 此时 $B = 0$

由(15)式得

$$\frac{dB}{dZ} > \varepsilon \quad (17)$$

于是加热开始后 $B > 0$

所以在整个加热过程中 $M_0 > M_b$, 也就是说, 当超声速燃烧室入口条件、加热量相同时, 扩张截面的 M 数大于等截面的 M 。根据(10)式可知扩张燃烧室的总压损失大于等截面燃烧室的。

(2) 等截面超声速燃烧室产生的熵增 ΔS 小于扩张燃烧室的
根据常比热理想气体熵增的计算公式

$$\Delta S_{32} = S_3 - S_2 = c_p \ln \frac{T_{13}}{T_{12}} + R \ln \frac{p_{12}}{p_{13}} \quad (18)$$

加热量相同时, 总压损失大的熵增加也大, 所以

$$\Delta S_{32(dA=0)} < \Delta S_{32(dA>0)} \quad (19)$$

因此扩张燃烧室的熵增大于等截面的。

(3) C-J 斜爆轰是最小熵增超燃过程

前面论述了扩张截面超燃的熵增大于等截面的, 下面讨论等截面超燃的不同情况。燃烧室按等截面处理时, 可不考虑内部细节, 只注意燃烧室的入口和出口状态。假定无热损失和摩擦, 那么整个等截面燃烧室就相当于一个间断或波^[10], 可以略去燃烧室内的化学反应细节, 而突出其流体力学特性。根据守恒方程, 当燃烧前的状态和放热量一定时, 经过不同波速稳定燃烧的产物状态表示在 P 、 V 图上就是大家熟悉的 Hugoniot 曲线。沿 Hugoniot 曲线熵有两个极值点, 其中极小值点为 C-J 爆轰点^[11]。在超燃条件下, 燃烧室入口速度通常超过 C-J 斜爆轰波速, 对应的 Rayleigh 线与 Hugoniot 曲线有两个交点: 强爆轰点 U 和弱爆轰点 L , U 点对应在该状态下所能实现的稳定燃烧的最强模式——强爆轰模式, 而 L 对应着最弱爆轰模式, 即前述等截面无激波超声速燃烧模式, 在 U 和 L 之间的其它燃烧模式包括 C-J 模式, 则可以用改变波角以调整燃烧波的速度来实现。在所有这些燃烧模式中, 以 C-J 斜爆轰产物的熵增最小, 即

$$\Delta S_{c,j} < \Delta S_L$$

于是

$$\Delta S_{c,j} < \Delta S_{dA>0}$$

因此 C-J 斜爆轰是最小熵增超声速燃烧模式。

3. 焓比较

总压和熵增可以反映过程的有效性, 但不是介质作功能力的直接度量。热力学认为无序的热能不能全部转换成有序的动能来对外作功, 因此工质在给定状态下有其最大的作功能力。

焓是热力学状态参数, 表示工质的理想作功能力。吸气发动机可作为一个开口热力学系统, 工质的焓

$$\psi_i = (h_{i,i} - h_0) - T_0(S_i - S_0)$$

其中 $h_{i,i} = h_i + u_i^2/2$

经过燃烧室加热后, 工质的焓增加

$$\Delta \psi_{32} = (h_{i,3} - h_{i,2}) - T_0(S_3 - S_2)$$

在绝热情况下，可得

$$\Delta\psi_{3,2} = q - T_0(S_3 - S_0) \quad (20)$$

由此看出，超燃与亚燃一样加热导致的焓增加只与加热量和过程熵的增加有关。由于扩张燃烧室比等截面燃烧室在同样加热量下所造成的熵增大，因而工质的焓小。由于 C-J 斜爆轰熵增最小，工质获得的焓增加最大。根据不可逆过程热力学原理，C-J 爆轰也是热力学稳定的，是物理上可以实现的^[12]，即使会出现一些横向网状结构，但从宏观上考虑，其平均传播速度是稳定的。也就是说 C-J 斜爆轰是最佳、最有“用”的，而且是有可能实现的超燃模式。

三、几种超燃发动机的性能比较

1. 条件

假定基本同前，推力计算中忽略燃料添加， $\gamma=1.4$ ，入口空气分子量 28.96，飞行高度 36km ($T_0=250\text{K}$ ； $p_0=520.9\text{Pa}$)，理想平面二维三斜激波内压式进气道如图 2 所示，经过每道波气流偏转角度相同，前体角作为形状参量取常值，当高度确定后，其入口压缩量和压缩损失随 M 增加而增加，燃烧室和喷管按一维流动处理，喷管出口截面等于入口截面， $A_4=A_0$ ，攻角为 0，爆轰满足 C-J 条件，不考虑爆轰的形成和抑制技术。



图 2 三波内压式超燃发动机示意图
Fig.2 Schematic of the integrated SCRAMJET with a three-shock diffuser

2. 超燃发动机的热力循环分析及各状态点参数的确定

亚燃冲压喷气发动机的热力循环过程通常为两个绝热过程(压缩和膨胀)和两个等压

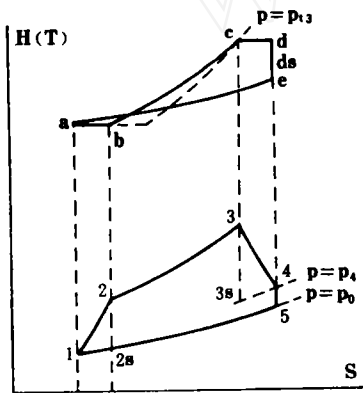


图 3 超燃发动机热力循环示意图
Fig.3 The schematic of the thermodynamic cycle processes of SCRAMJET

过程(加热、放热)称为布雷登(Brayton)循环^[13]。与此不同，超燃发动机燃烧室内流动为超声速，因此燃烧室内不一定为等压过程。另外，内部流动速度不能忽略。于是，超燃发动机的热力循环过程如图 3 所示。图中分别用静参数和滞止参数表示热力循环中的状态变化。过程 1-2(a-b)为绝热压缩过程，过程中总焓不变。过程 2-3(b-c)为燃烧加热过程，根据燃烧室的不同设计，其可以是等压、等 M 、爆轰或其它过程，参数由过程特征而定，过程终了总焓增加量等于放热量。3-4(c-d)为绝热膨胀过程。过程中，工质内能转变为动能，由于出口面积的限制，一般为欠膨胀(出口压

胀过程。过程中，工质内能转变为动能，由于出口面积的限制，一般为欠膨胀(出口压

力超过环境压力)过程中总焓不变。过程 d-ds 可以考虑成减速、静参数不变对外做功的过程, 出口速度超过入口速度的那部分动能转变为功, T_i 下降, 其中的有用部分为推进功 Fu_0 。4-5 (ds-e) 为等速、等熵体外膨胀过程。5-1 为等压、等速体外放热过程。整个循环过程中, 加热量为 Qh_0 , 获得动能为 $u_4^2/2 - u_1^2/2$ 。因 $A_4 = A_0$, 单位质量流率的推力

$$F = u_4 - u_0 + (p_4 - p_0) \quad (22)$$

$$\text{推进效率} \quad \eta_p = \frac{Fu_0}{Qh_0} \quad (23)$$

$$\text{比冲} \quad I_{sp} = \frac{FQ_f}{Qh_0 g} \quad (24)$$

其中 Q_f 为单位质量燃料的放热量

本计算中, 状态 4 由出口截面 A_4 (等于入口截面 A_0) 和膨胀加速效率 η_e 确定出口压力 p_4 、 u_4 和 T_4 ,

$$\eta_e = E/E_s \quad (25)$$

E_s 为单位工质等熵膨胀加速时的动能增量(包括在燃烧室中加速), E 为实际获得量。

对于等压和斜爆轰过程

$$E = h_3 - h_4$$

$$E_s = h_3 - h_{3s}$$

对于等 M 膨胀过程 $E \approx h_2 + Qh_0 - h_4$

$$E_s \approx h_2 + Qh_0 - h_{3s}$$

其中 h_{3s} 为等熵膨胀到出口压力时的静焓。

3. 性能比较结果

(1) 推进效率和比冲比较的结果示于图 4, 可以看出爆轰发动机的性能明显高于其它类型。推进效率可高出 40%。总压比较示于图 5, 爆轰可以比等压燃烧的总压高出一倍以上。

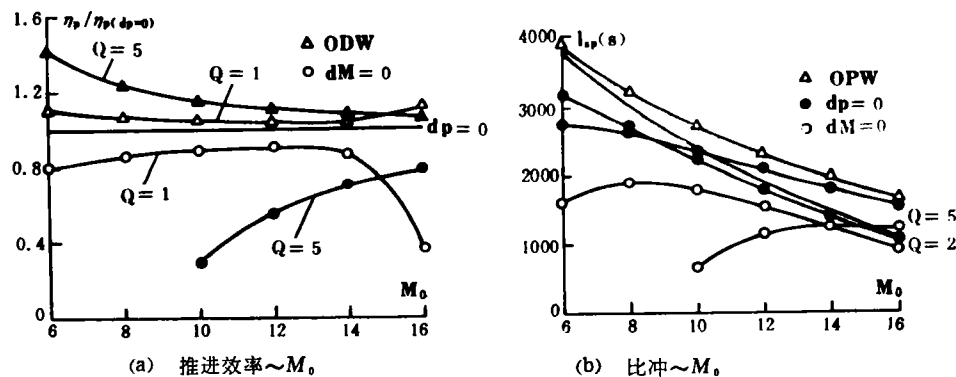


图 4 超燃发动机性能比较 ($\eta_c = 0.99$, $\theta = 8^\circ$, $T_0 = 250\text{K}$, $p_0 = 520\text{Pa}$)

Fig.4 Performance comparison of SCRAMJET ($\eta_c = 0.99$, $\theta = 8^\circ$, $T_0 = 250\text{K}$, $p_0 = 520\text{Pa}$)

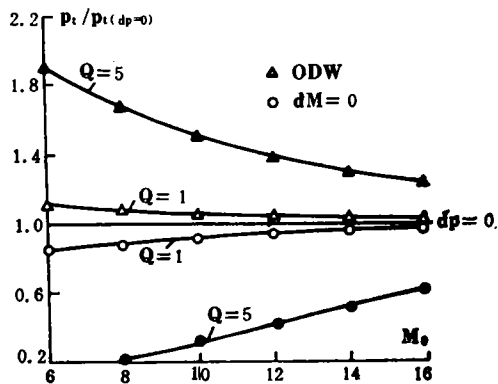


图 5 超燃发动机总压比较
($\theta = 8^\circ, T_0 = 250K, p_0 = 520Pa$)

Fig.5 The comparison of total pressure
($\theta = 8^\circ, T_0 = 250K, p_0 = 520Pa$)

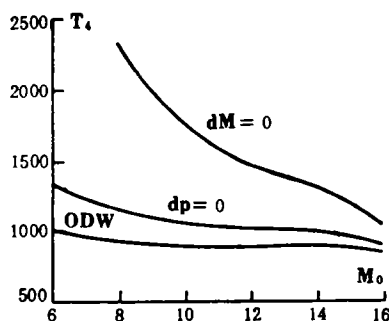


图 6 超燃发动机出口温度比较
($\eta_c = 0.99$)

Fig.6 The comparison of outlet temperature ($\eta_c = 0.99$)

(2) 发动机出口温度的比较结果示于图 6，可看出爆轰的出口温度最低。

(3) 在一定的范围内，爆轰发动机的性能随加热量的增加更显优越。如图 7 所示。

四、结束语

经过理想情况下的理论分析和具体实例的理论计算证明了爆轰发动机的有效性，说明爆轰发动机是很有潜力、很吸引人的一种高超声速发动机类型。

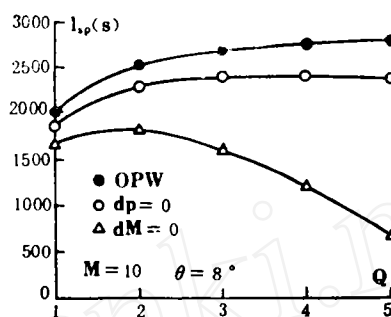


图 7 加热量对发动机性能的影响

Fig.7 The influence of heat addition on performance

参 考 文 献

- 1 Builder C H. On the Thermodynamic Spectrum of Airbreathing Propulsion. AIAA 64-243, 1964.
- 2 Ikawa H. Rapid Methodology for Design and Performance Prediction of Integrated SCRAM-JET/Hypersonic Vehicle. AIAA 89-2682, 1989.
- 3 Billig F S et al. The Interaction of Shock Waves and Heat Addition in the Design of Supersonic Combustors. 12th Symposium (International) on Combustion, 1968, 1125~1134
- 4 Armangalld F. One Dimensional Modeling of Hypersonic Flight Propulsion Engines. AIAA 89-2026, 1989.
- 5 Oslander M J et al. Standing Oblique Detonation Wave Engine Performance. AIAA 87-2002, 1987.
- 6 Adelman H G. Analytical and Experimental Validation of the Oblique Detonation Wave Engine Concept. AIAA 88-0097, 1988.
- 7 Pratt D I et al. Morphology of a Standing Oblique Detonation Wave. AIAA 87-1785, 1987
- 8 Strehlow R A. Combustion Fundamentals McGraw-Hill Book Company, 1984.

- 9 Manuel M-S Fundamentals of Hypersonic Airbreathing Propulsion, AIAA Professional Study Series, Proceeding the 24th Joint Propulsion Conference, 1988.
- 10 袁生学, 俞鸿儒, 激波管在高超声速发动机研究中的应用, 第六届全国激波管会议文集, 1992, 119~124
- 11 Kuo Kenneth K. Principles of Combustion, John Wiley & Sons, Inc. 1986.
- 12 管楚注. 关于C-J爆轰与定压爆燃的稳定性. 力学学报, 1989, 21(2): 225~227
- 13 Leonard C M. Fundamentals of Thermodynamics, Prentice-Hall, Inc. 1958.

Comparison of Hypersonic Airbreathing Engine Performance Among Different Combustion Modes —— Evaluation of C-J Oblique Detonation Wave Engines

Yuan Shengxue

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science)

Huang Zhicheng

(Beijing Institute of System Engineering)

Abstract This paper attempts to demonstrate universally that the C-J oblique detonation is the most efficient supersonic combustion modes among all non-convergent area supersonic combustion modes. The parameters compared here are the total pressure, entropy and Exergy (availability) at combustor outlets. Finally, as an example, the propulsive efficiency, specific impulse (hydrogen fuel) and the temperature at the nozzle outlet of an idealized, integrated and geometry fixed Scramjet are compared among C-J ODW, $dp=0$ and $dM=0$ supersonic combustion modes versus flight Mach numbers. The results show that the performance of C-J ODW modes is the best. The temperature of ODW modes at the nozzle outlet is the lowest.

Key words oblique detonation wave, supersonic combustion, airbreathing engine, thermodynamic cycle.