

ノズルレスロケットモータの燃焼特性

奥原 元*

推進薬グレインのみにより、燃焼ガス流のチョーク条件を達成するノズルレスロケットモータの構想について、基礎的な理論解析を行うとともに燃焼試験を実施して、ノズルレスロケットモータの燃焼特性に関する検討を行った。その結果、ノズルレスロケットモータ内の燃焼ガス流および燃焼特性は、グレイン前端部圧力の関数として表わされることが明らかとなった。グレインポート内の静圧はグレインスロート側に近づくにつれて低下するが、侵食燃焼の影響により、静圧低下を考慮してもなお燃焼速度は増加する傾向にあると考えられる。このためノズルレスロケットモータは、ロケットモータとして現実的な寸法の範囲内で、チョーク条件を達成することが可能である。時間の経過とともに燃焼圧力は大きく低下するが、燃焼の進行にとれないグレインスロート面積も増加するため、推力の変動幅は比較的小さいと予想される。

1. はじめに

液体の燃料ロケットあるいは固体燃料ロケットのいずれのロケットモータにおいても、ノズル構造により燃焼ガス流をチョークさせ、高推力を得ることが基本的な作動原理となっている。しかしながら、固体ロケットモータにおいては、推進薬グレイン形状を工夫し、燃焼ガス発生量と燃焼ガス流路断面積を調整することによって、推進薬グレイン単独でチョーク条件を達成しノズル構造を省略することが原理的に可能である。ノズル構造は、その特性上、耐熱性、耐エロージョン性および強度特性に慎重な配慮が必要である。そのため、ノズル構造の省略は、性能、価格および重量などの面で大きな利点があるものと予想される。ノズル構造を省略したロケットモータ、すなわちノズルレスロケットモータは、インテグラルロケットラムエンジン等、作動状況により2種類の異なるノズルを必要とするようなシステムへ適用すると、構造の単純化、システムの信頼性向上を含めて最も大きな効果が期待できる¹⁾。本論文では、ノズルレスロケットモータの構想について理論的解析を行うとともに、ノズルレスロケットモータの燃焼試験を実施して、ノズルレスロケットモータの燃焼特性に関する検討を行った。

2. ノズルレスロケットモータの作動原理

従来のロケットモータでは、ノズルコンバージェント部により流路断面積を縮小させることによって燃焼

ガス流を音速とし、推進薬の燃焼生成ガス量とノズルスロートを通して排出されるガス量の平衡から高い燃焼室圧力を得て、高推力を発生することが基本的な作動原理となっている。したがって、液体燃料、固体燃料のいかなを問わず、ノズル構造はロケット燃焼器にとり不可欠な構成要素である。固体燃料ロケットモータでは推進薬充填率を向上させる目的から、内面燃焼方式を採用することが一般的である。直径に対する軸方向長さの比(以降 L/D と略記)の大きなロケットモータを内面燃焼方式により設計すると、固体推進薬より発生した燃焼生成ガスは、すべて断面積の小さな内孔内を通過してノズルより排出されるため、内孔内においてすでに相当な高流速となる。したがって、推進薬の L/D を大きくすることにより、グレイン内孔内において燃焼ガス流を音速まで加速することが可能となる。推進薬グレイン内においてチョークコンディションが達成できれば、推進薬グレインが前述のノズルの作用も代行していることになり、燃焼器にノズル構造を持たないロケットモータすなわちノズルレスロケットモータが原理的に可能となる。

ノズルレスロケットモータでは推進薬グレインがノズルの作用を代行しているため、燃焼の進行にともなう推進薬グレイン形状の変化につれて、ロケットモータの作動状況も変化することが予想される。グレイン内孔形状を円筒形としても、燃焼表面積は内孔半径に比例した増加しか示さないのに対し、内孔断面積は内孔半径の2乗に比例して増加する。すなわち、燃焼表面積と流路断面積の比で定義される外部制約係数 K_N が低下することから、ノズルレスロケットモータにお

昭和62年3月6日受理

*日産自動車(株)宇宙航空事業部
〒167 東京都杉並区桃井 3-5-1
TEL 03-390-1111

いては一般に燃焼の進行に伴う燃焼圧力の低下は避けがたい^{1) 2) 3)}。 K_N と燃焼圧力 P_c に従来のロケットモータと同様の関係式を仮定すると(1)式となる。

$$P_c = b K_N^m \quad (1)$$

但し、 b および m は定数、 K_N は燃焼面積 A_b とノズルスロート断面積 A_s との比 A_b/A_s により表わされる外部制約係数である。ロケットモータの発生推力 F は(2)式により表わされる。

$$F = C_F A_s P_c \quad (2)$$

但し、 C_F は推力係数である。(1)式および(2)式より推力 F は(3)式となる

$$F = C_F A_s b K_N^m \quad (3)$$

(3)式より燃焼の進行に伴い K_N が低下しても流路断面積 A_s が増加するため、推力の変動は比較的強く抑えることが可能であると考えられる^{1) 3) 4) 5)}。推進薬グレイン内孔内の圧力は燃焼ガス流速の増加とともに大きく低下するが、流速の増加に伴い侵食燃焼現象が顕著となるため、推進薬の燃焼速度はノズル側へ向けて低下することは少ない⁶⁾。以上述べた作動原理により、推進薬グレイン内においてチョークコンディションを達成するノズルレスロケットモータは、現実的なロケットモータ寸法内で可能であり、かつ作動中の推力変動も比較的強くおさえることが可能であると考えられる。

3. ノズルレスロケットモータの理論計算

理論計算に用いたノズルレスロケットモータのモデルをFig. 1に示す。推進薬グレインのポート形状は、ポート断面積変化のないストレートテーパとし、グレイン後端にはダイバージェント部を有する。ロケットモータ内部の軸方向位置 x は、グレイン前端部を原点として表わし、燃焼ガス流速が音速となるグレインポート部分とダイバージェント部の接点を t とし、以降この点をグレインスロート部と称するものとする。グレインポート内にFig. 1に示すような検査空間を定め一次元の燃焼ガス流を考える。検査空間より単位時間当り流出する質量 \dot{m}_e は(4)式で表わされる。

$$\dot{m}_e = \rho u A \quad (4)$$

但し、 ρ :燃焼ガス密度、 u :燃焼ガス流速、 A :流路断面積である。単位時間当り検査空間に流入する質量は検査空間内における燃焼ガス生成量 \dot{m}_g に等しく(5)式となる。

$$\dot{m}_g = \rho_p \int (r \cdot s) dx \quad (5)$$

但し、 ρ_p :推進薬密度、 r :燃焼速度、 S :ペリメータ長である。定常状態を考えると検査空間に流入する質量と流出する質量が等しくなることから、

$$\dot{m}_e = \dot{m}_g \quad (6)$$

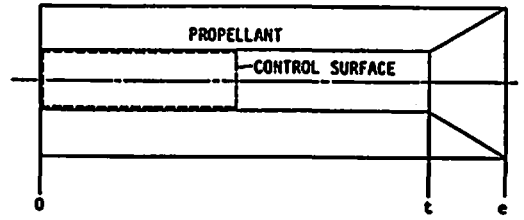


Fig. 1 Control Surface.

となる。

次に検査空間における運動量の保存を考慮する。Fig. 1に示すノズルレスロケットモータモデルのグレインポート内部では流路断面積は一定である。

$$A = A_0 \quad (7)$$

したがって、推進薬燃焼表面に生じる圧力は相互につり合い、検査空間の軸方向運動量に影響を与えない。そこで検査空間内の運動量に関して(8)式を得る。

$$P_0 A_0 = PA + \dot{m}_e u \quad (8)$$

但し、 P_0 :グレイン前端部圧力、 P :グレインポート内圧力である。(6)式を考慮して検査空間のエンタルピー保存則は(9)式となる。

$$C_p T_j = C_p T + 1/2 u^2 \quad (9)$$

但し、 C_p :燃焼ガスの定圧比熱、 T_j :断熱火炎温度、 T :燃焼ガス温度。グレイン前端における温度 T_0 は(9)式より

$$T_0 = T_j \quad (10)$$

となる。燃焼ガス流中の音速 a は、

$$a = (\kappa RT)^{1/2} \quad (11)$$

但し、 κ :燃焼ガス比熱比、 R :燃焼ガスの気体定数。マッハ数 M は、

$$M = u/a \quad (12)$$

グレインポート内圧力 P をグレイン前端における圧力 P_0 との比により表わすものとし、(4)、(8)、(11)、(12)式及び理想気体の状態方程式より、圧力比 P/P_0 とマッハ数の関係を求めると(13)式となる。

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{1 + \kappa M^2} \quad (13)$$

同様に、グレインポート内の燃焼ガス温度をグレイン前端における温度 T_0 すなわち断熱火炎温度 T_j との比 T/T_0 により表わし、マッハ数 M との関係を求めると(14)式を得る。

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2} \quad (14)$$

(13)、(14)式および理想気体の状態方程式より密度比 ρ/ρ_0 に関して(15)式が成立する。但し、 ρ_0 はグレイン前端部

における燃焼ガス密度である。

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}{1 + \kappa M^2} \quad (15)$$

(13), (14), (15)式は、いずれも推進薬グレインポート内における燃焼ガス流について求めたものである。従って上記3式におけるマッハ数 M の範囲は、

$$0 \leq M \leq 1 \quad (16)$$

となる。推進薬グレインポート部より供給される燃焼ガス量は、グレインダイバージェント部を形成する推進薬表面より発生する燃焼ガス量に比べ、はるかに多量である。従ってダイバージェント部の推進薬より発生する燃焼ガス量を無視し、ダイバージェント部より排出されるガス量はグレインスロート部より排出されるガス量に等しいとすると、ダイバージェント部を通過する燃焼ガス流を通常のロケットノズルにおける場合と同様に一次元の等エントロピー流として取扱うことが可能となる。従って(13), (14), (15)式に示すグレインポート内における各関係式と、一次元等エントロピー流れの関係式とから、ノズルレスロケットモータの、グレインダイバージェント部における燃焼ガス流に関して(17)~(20)式を得る。

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{M} \left\{ \frac{2}{\kappa+1} \left(1 + \frac{\kappa+1}{2} M^2 \right) \right\}^{\kappa+1/2(\kappa-1)} \quad (17)$$

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{\kappa+1} \left\{ \frac{\kappa+1}{2 + (\kappa-1)M^2} \right\}^{\kappa/\kappa-1} \quad (18)$$

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2} \quad (19)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\kappa+1}{2 + (\kappa-1)M^2} \right\}^{1/\kappa-1} \quad (20)$$

ただしマッハ数 M の範囲は、

$$1 \leq M \quad (21)$$

である。(17)~(20)式および(17)~(20)式により求めた、ノズルレスロケットモータポート部及びダイバージェント部の燃焼ガス流とマッハ数の関係をFig. 2に示す。ノズルレスロケットモータの成立条件、すなわちグレインポート内において燃焼ガス流がチヨークするための条件は、周囲圧力を P_0 、グレインスロート部における圧力を P_l とすると

$$P_l \geq P_0 \quad (22)$$

となる。 P_l は(18)式において $M=1$ とすることにより与えられるので、ノズルレスロケットモータが成立するための臨界圧力 $P_{0,cm}$ は

$$P_{0,cm} = P_0 (1 + \kappa) \quad (23)$$

となる。固体ロケットモータの燃焼生成ガスでは、比熱比 κ は約1.1~1.4程度である。この範囲では、グレインスロートにおける圧力 P_l はグレイン前端部圧力 P_0 の約45%程度にまで低下し、ノズルレスロケットモータ成立の臨界圧力 $P_{0,cm}$ は0.21~0.24 P_0 となる。グレインスロートを通過して単位時間当りに排出される燃焼ガス質量 $\dot{m}_{d,l}$ は(4)式より、

$$\dot{m}_{d,l} = u_l \rho_l A_l \quad (24)$$

となる。

但し、添字 l はグレインスロート部における値を示す。グレインスロート部では、常に音速であることから、

$$u_l = (\kappa R T_l)^{1/2} \quad (25)$$

となる。

さらに、理想気体の状態方程式と、(13)~(15)式に示すグレインポート部における関係式とから $\dot{m}_{d,l}$ は(26)式により表わされる。

$$\dot{m}_{d,l} = A_l P_0 \sqrt{\frac{\kappa}{2RT_l(\kappa+1)}} \quad (26)$$

ノズルレスロケットモータにおける排出係数を $C_{D,N}$ とし(27)式より定義する。

$$C_{D,N} = \frac{\dot{m}_{d,l}}{A_l P_0} \quad (27)$$

(27)式と(26)式よりノズルレスロケットモータの排出係数 $C_{D,N}$ は(28)式となる。

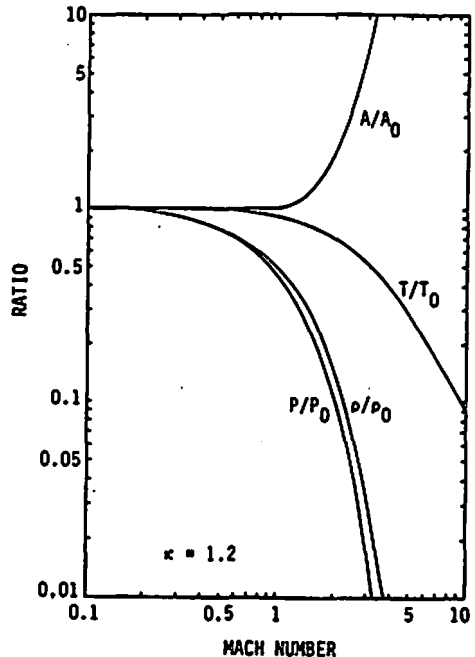


Fig. 2 Gas flow in a nozzleless rocket motor.

$$C_{D,N} = \sqrt{\frac{\kappa}{2RT_f(\kappa+1)}} \quad (28)$$

通常のロケットモータにおける排出係数 C_{D1} は(28)式により表わされる⁷⁾⁸⁾。

$$C_{D1} = \sqrt{\frac{\kappa}{RT_f}} \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{(\kappa+1)/2(\kappa-1)} \quad (29)$$

(28)式と(29)よりノズルレスロケットモータと通常のロケットモータの排出係数比 $C_{D,N}/C_{D1}$ を求めると(30)式となる。

$$\frac{C_{D,N}}{C_{D1}} = \left(\frac{\kappa+1}{2\kappa}\right)^{1/\kappa-1} \quad (30)$$

固体ロケットモータの燃焼生成ガスにおける比熱比は通常約1.1~1.4程度であり、この範囲では排出係数比 $C_{D,N}/C_{D1}$ は約0.8となる。 ↗

$$F = A_t P_o \frac{\kappa}{\kappa+1} \sqrt{\frac{1}{\kappa-1} \left[\kappa+1 - 2 \left\{ \frac{P_t}{P_o} (\kappa+1) \right\}^{\kappa-1/\kappa} \right]} + (P_t - P_o) A_e \quad (34)$$

ノズルレスロケットモータの推進係数 $C_{F,N}$ を(34)式により定義する。

$$C_{F,N} = \frac{F}{P_o A_t} \quad (35) \quad ↗$$

$$C_{F,N} = \frac{\kappa}{\kappa+1} \sqrt{\frac{1}{\kappa-1} \left[\kappa+1 - 2 \left\{ \frac{P_t}{P_o} (\kappa+1) \right\}^{\kappa-1/\kappa} \right]} + \frac{P_t - P_o}{P_o} \epsilon \quad (36)$$

Fig. 3に(36)式より求めたノズルレスロケットモータにおける推力係数 C_F と開口比 ϵ との関係を示す。グレイン前端部圧力 P_o を基準とした場合、ノズルレスロケットモータの排出係数 $C_{D,N}$ は、通常のロケットモータの排出係数の約80%となる。すなわち同一圧力、同一スロート断面積の場合、ノズルレスロケットモータの単位時間当りの排出ガス量は、通常のロケットモータの約80%となる。従ってノズルレスロケットモータの推力 F も、同一圧力、同一スロート面積の場合、通常のロケットモータの約80%の値となり、それに伴って推力係数 $C_{F,N}$ も低下する。Fig. 3に示すノズルレスロケットモータの推力係数 $C_{F,N}$ が通常のロケットモータの推力係数 C_F ⁷⁾⁸⁾に比べ小さいのは、このためである。

ロケットモータの比推力 I_{sp} は、単位推進薬質量当り発生する推力の力積で定義される。単位時間内における瞬間的な比推力を考えると、単位時間内の推進薬消

すなわち、ノズルレスロケットモータ前端部圧力 P_o を基準とした場合、ノズルレスロケットモータの排出係数は通常のロケットモータの約80%となる。ノズルレスロケットモータの推力は運動量の保存則を考慮して(31)式により表わされる。

$$F = \dot{M}_d u_e + (P_t - P_o) A_e \quad (31)$$

但し、添字 e はグレインダイバージェント部出口における値を、 P_o は周囲圧力を示す。ダイバージェント部を形成する推進薬からの発生ガス量を無視することから、

$$\dot{m}_{d,e} = \dot{m}_{d,i} \quad (32)$$

となる。

さらにダイバージェント部におけるマッハ数 M により u_e は、

$$u_e = M \sqrt{\kappa R T_f} \quad (33)$$

(32)(33)式およびグレインダイバージェント部における関係式(17)~(19)式を用いると、推力 F は、(34)式により表わされる。

(34)、(35)式より、ノズルレスロケットモータの推力係数 $C_{F,N}$ は、(36)式により表わされる。

費量は燃焼ガス排出量 \dot{m}_d と等しいとおけるので(37)式を得る。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_d} \quad (37)$$

さらに、推力係数 C_F と排出係数 C_{D1} を用いると比推力 I_{sp} は(38)式となる。

$$I_{sp} = \frac{C_F}{C_{D1}} \quad (38)$$

(38)式よりノズルレスロケットモータにおける比推力 $I_{sp,N}$ は、(39)式により与えられる。

$$I_{sp,N} = \frac{C_{F,N}}{C_{D,N}} \quad (39)$$

(38)式および(39)式より、ノズルレスロケットモータの比推力と通常のロケットモータの比推力の比 $I_{sp,N}/I_{sp}$ を求めると(40)式となる。

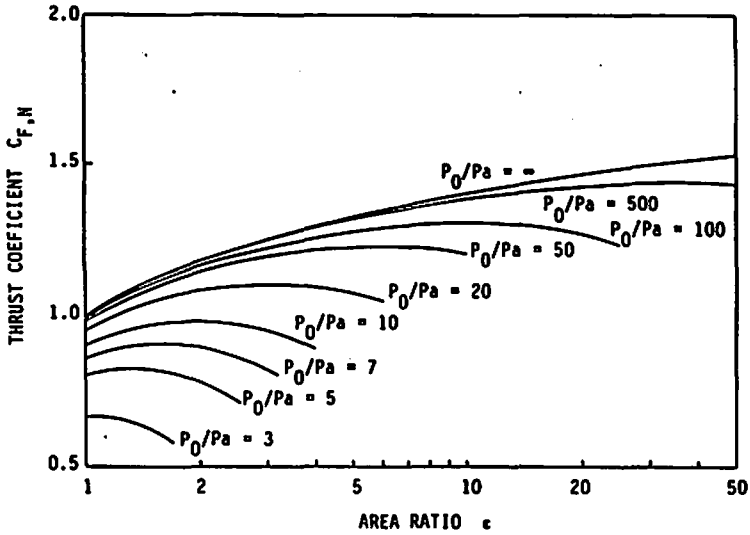


Fig. 3 Nozzleless rocket motor thrust coefficient $C_{F,N}$ versus area ratio ϵ for $\kappa=1.20$.

$$\frac{I_{sp,N}}{I_{sp}} = \left(\frac{C_{F,N}}{C_F} \right) \left(\frac{C_{D,N}}{C_D} \right) \quad (40)$$

ノズルレスロケットモータでは、燃焼の進行に伴って内孔断面積、すなわちスロート断面積 A_t が拡大するため、通常のロケットモータと異なり、燃焼の進行とともに開口比が変化し $C_{F,N}$ が変化する。この影響を除外して比推力比較を行うために、ダイバージェント部を取り除いたロケットモータを考え、その推力係数を求めると(41)式となる。

$$\frac{C_{F,N}}{C_F} = \frac{1 - \frac{P_a}{P_o}}{\left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} \right)^{1/\kappa-1} - \frac{P_a}{P_o}} \quad (41)$$

(40)、(41)および(41)式より比推力比 $I_{sp,N}/I_{sp}$ は(42)式により表わされる。

$$\frac{I_{sp,N}}{I_{sp}} = \frac{1 - \frac{P_a}{P_o}}{\left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} \right)^{1/\kappa-1} - \frac{P_a}{P_o}} \left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} \right)^{1/\kappa-1} \quad (42)$$

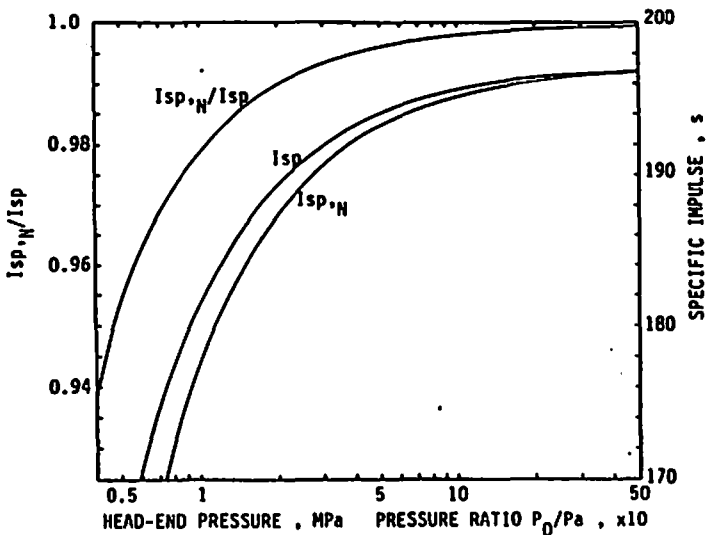


Fig. 4 Effect of head-end pressure and pressure ratio P_0/P_a on specific impulse and specific impulse ratio.

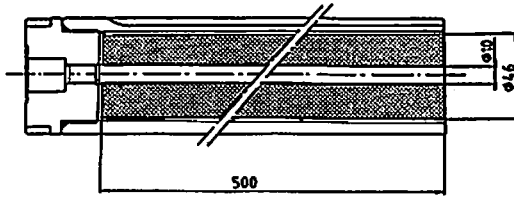


Fig. 5 Nozzleless rocket motor grain.

Table 1 Composition of propellant tested in this study

HTPB	AP	Al
14	68	18
wt %		

Fig. 4に圧力比 P_0/P_c と比推力比 $I_{sp,N}/I_{sp}$ の関係、およびコンポジット推進薬について求めた通常のロケットモータの比推力、ノズルレスロケットモータの比推力と圧力の関係を示す。ノズルレスロケットモータと通常のロケットモータの比推力差は、圧力比の上昇に伴って縮小し、 P_0/P_c が20以上では1%以下となる。

4. ノズルレスロケットモータの燃焼試験

3項の検討をもとに、ノズルレスロケットモータの燃焼特性を調査するため小型ノズルレスロケットモータの燃焼試験を実施した。

4.1 供試ロケットモータ及び試験方法

試験に使用した小型ノズルレスロケットモータをFig. 5に示す。ロケットモータの推進薬長 L は50cm、グレイン形状はダイバージェント部のないストレートテーパの円筒形で内孔直径は10mm、推進薬外径は46mm

である。使用した推進薬はAP-HTPBコンポジット推進薬でTable. 1にその組成を示す。ロケットモータの点火は、フォワードキャップに装着したイグナイタモータと内孔内に置いた少量の黒色火薬によって行った。計測は推進薬グレイン前端圧力のみとし、フォワードキャップの導圧孔を介して、ストレインゲージ型圧力ピックアップにより測定した。

4.2 燃焼試験結果および考察

Fig. 6に燃焼試験結果により得られたグレイン前端圧力 P_0 の時間変化を示す。 P_0 は、点火後70msにおいて最大圧力8.2MPaを示した後、指数関係的に低下する。点火後1.6sで P_0 は、約0.5MPaまで低下し、低周波数の圧力振動を生じた後に大気圧となり、以降チャフピングを生じて点火後15秒で燃焼終了した。Fig. 7は点火後からチャフピングを生ずるまでの圧力波形を拡大したものである。点火直後の鋭い圧力ピークは、点火の補助に用いた黒色火薬の燃焼により、また点火後約0.3秒後の圧力低下は、イグナイタモータの燃焼終了によって生じたものと考えられる。

ノズルレスロケットモータのグレイン前端における燃焼室圧力 P_0 は、(6)式の質量保存を考慮することにより求められる。ノズルレスロケットモータの理論計算に用いたのと同様の仮定を行えば、ノズルレスロケットモータの排出ガス量は \dot{m}_d は(8)式により求められる。Fig. 2に示すように、ノズルレスロケットモータのグレインボート内部では、グレインノズル側へ向けて著しい圧力降下が生じている。燃焼ガスの流速および質量流量は、ノズル側へ向けて増大するため、推進薬の燃焼速度は圧力降下と侵食燃焼双方の影響を強く受ける。グレインスロート部では流速が音速となるため、侵食

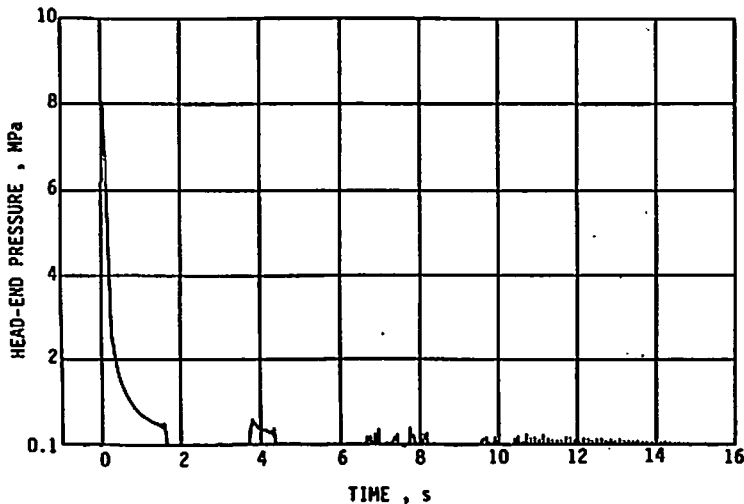


Fig. 6 Head-end pressure history.

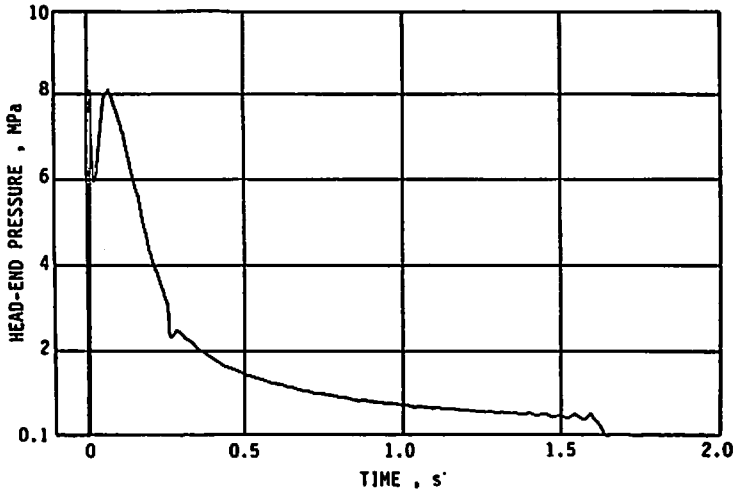


Fig. 7 Head-end pressure history of initial impulse.

燃焼の影響が特に著しいと予想される。しかし、現状では音速にまでおよぶ高流速域における侵食燃焼の正確な予測はほとんど不可能であるため、ノズルズロケットモータの推進薬グレイン全体にわたる燃焼速度分布を予測することは極めて困難である。そこで、ノズルズロケットモータの推進薬燃焼表面全体にわたる平均燃焼速度 \bar{r} を考える。本試験に用いたノズルズロケットモータのグレイン形状を考慮すると、単位時間当たり発生する燃焼ガス量は \dot{m}_d は(4)式により表わされる。

$$\dot{m}_d = \bar{r} \pi L D \rho_p \quad (4)$$

ただし、 L はグレイン前端よりグレインスロートまでの長さにより定義されるグレイン全長、 D は内孔直径である。(4)式と(3)式よりグレイン形状を考慮すると、ノズルズロケットモータのグレイン前端圧力 P_0 は(4)式により求められる。

$$P_0 = \frac{4\bar{r}\rho_p}{C_{D,N}} \frac{L}{D} \quad (4)$$

ただし、 $C_{D,N}$ は(4)式に示すノズルズロケットモータの排出係数である。(4)式により P_0 から平均燃焼速度 \bar{r} が算出でき、さらにグレイン形状の初期値から L/D および推力の変化が求められる。Fig. 8に L/D 及び推力 F の計算結果を示す。圧力の著しい変化と比較して推力の変動は少ないことから、燃焼進行にともなうグレイン内孔径拡大の効果が明らかである。ノズルズロケットモータにおける推進薬の燃焼速度は、侵食燃焼の影響を考慮すると、流れの静圧、温度、マッハ数、質量流量、流速の関数になると考えられる。(6)式から(4)式に示すノズルズロケットポート内における燃焼ガス流の関係式を用いて、静圧と質量流量の関係を求める。静圧 P とグレイン前端の圧力 P_0 の比 $\nu_p = P/P_0$ 、および質量流量 G により無次元化した質量流量比 $\nu_G =$

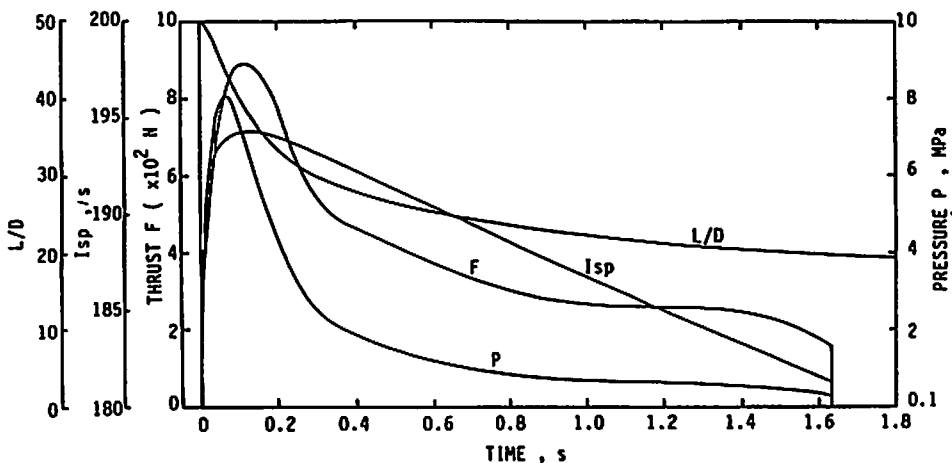


Fig. 8 Head-end pressure and calculated thrust, specific impulse and L/D history.

G_c を用いると v_p と v_G の関係は(4)式となる。

$$(\kappa+1)v_p - 1 = \kappa\sqrt{1-v_G^2} \quad (45)$$

同様に、グレインロートにおける流速 u_r により無次元化した流速比 $v_u = u/u_l$ と圧力比 v_p の関係は(4)式となる。

$$\frac{\kappa+1}{v_u^2} = \frac{2\kappa v_p}{1-v_p} + \kappa - 1 \quad (46)$$

(45), (46)式および(4), (46)式により、グレインポート内における燃焼ガス流の状態は、比熱比あるいは断熱火炎温度等の燃焼ガスの物性値と圧力比 v_p およびグレイン前端部あるいはグレインスロート部における基準量により求めることができることがわかる。燃焼ガスの物性値が与えられれば、グレイン前端部あるいはグレインスロート部の状態は、グレイン前端圧力 P_0 の関数として求めることができる。したがって、ノズルレスロケットモータの燃焼特性は、グレイン前端圧力 P_0 の関数となる。グレイン前端圧力 P_0 は、質量保存を考慮することにより(4)式により求められる。以上の検討の結果、ノズルレスロケットモータでは推進薬の燃焼速度を決定する要因がグレイン前端圧力 P_0 の関数として表わされることから、(4)式中の平均燃焼速度 \bar{r} もグレイン前端圧力 P_0 の関数となる。従って(4)式よりストレートテーパの円筒形グレインを持つノズルレスロケットモータでは、グレイン前端圧力 P_0 はグレイン内孔の L/D のみの関数となる。Fig. 8に示す P_0 の時間変化より求めた、グレイン L/D と P_0 の関係をFig. 9に示す。(4)式の平均燃焼速度 \bar{r} を P_0 の関数 $\bar{r}(P_0)$ として表わすと(4)式となる。

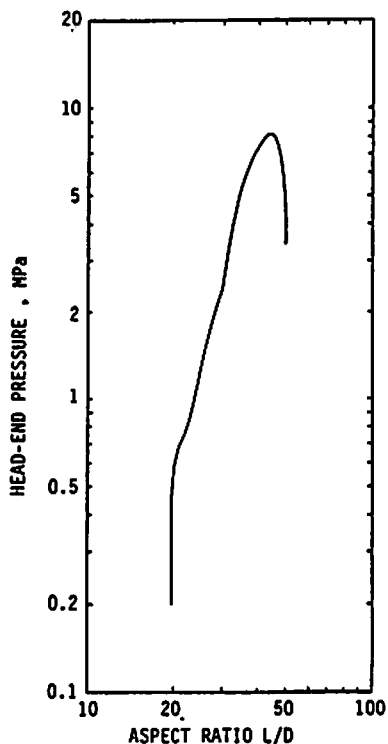


Fig. 9 Head-end pressure versus aspect ratio.

$$P_0 = \frac{4\rho_p}{C_{D,N}} \bar{r}(P_0) \frac{L}{D}$$

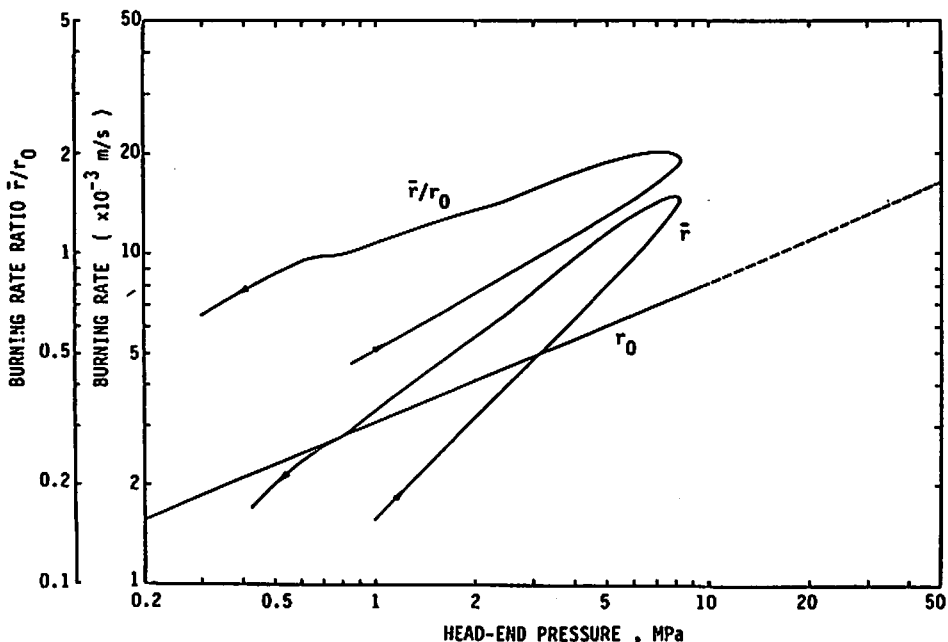


Fig. 10 Burning rate and burning rate ratio as functions of head end pressure.

(4)式より、 P_0 と L/D の関係は、平均燃焼速度 \bar{r} が P_0 のどのような関数として表わされるかにより定まる。Fig. 8に示す結果より求めたグレイン前端圧力 P_0 と平均燃焼速度 \bar{r} 、ストランド燃焼器によって測定した平行流のない状態における燃焼速度 r_0 、および両者の比 \bar{r}/r_0 の関係をFig. 10に示す。点火後最大圧力を示した後の \bar{r} は、 P_0 に対して両対数グラフ上ではほぼ直線的に降下し、 \bar{r} と P_0 に関して一般の燃焼速度と燃焼圧力における場合と同様の(4)式に示す関係が成立するものと考えられる。

$$\bar{r} = aP_0^b \quad (4)$$

Fig. 10より約 $0.8MP_0$ 以上の圧力においては、グレイン全体の平均燃焼速度 \bar{r} は、グレイン前端における燃焼速度 r_0 より大きいことがわかる。すなわちノズルレスロケットモータのオーバーオールな燃焼速度は、Fig. 2に示すグレインポート内の静圧低下の影響よりも、侵食燃焼による燃焼速度増加の影響を強く受ける。従って、 $1MP_0$ 以下の低いグレイン前端圧力の場合を除いて、グレイン前端における燃焼速度よりもグレインスロット側における燃焼速度の方が、早くなると予想される。

5. 結 論

ノズルレスロケットモータの理論的検討および燃焼試験により得られた結論を以下に示す。

- (1) ノズルレスロケットモータのグレインポート内ではグレインスロット側へ向けて著しい圧力低下があり、スロット部の圧力はグレイン前端部の圧力の約45%程度になると予想される。
- (2) グレイン前端部における圧力を基準として通常のロケットモータとの比較を行うと、ノズルレ

スロケットモータでは排出係数、推力係数ともに80%程度の値となる。

- (3) ダイバージェント部の効果を除外して非推力の比較を行った結果、周囲圧力と燃焼圧力の比が20%以上の領域では、ノズルレスロケットモータと通常のロケットモータの非推力差は1%以下にとどまる。
- (4) 円筒形グレインを持つノズルレスロケットモータでは、燃焼室内の代表圧力はグレイン内孔の L/D の関数として表わすことができる。
- (5) 燃焼試験の結果 $P_0 < 0.5MP_0$ 以下の低圧においてチャッピングが生じた。
- (6) 試験に使用したコンボジット推進薬では、内孔内の圧力低下の影響より、侵食燃焼による燃焼速度増加の効果の方が大きく、グレイン全体のオーバーオールな燃焼速度はグレイン前端における燃焼速度より大きな値となった。
- (7) 燃焼時間の経過とともに圧力は大きく低下するが、推力の変動は比較的小さいと予想される。

文 献

- 1) I. M. Procinsky and W. R. Smith : AIAA-80-1277
- 2) R. L. Glick and C. E. Orr : AIAA-80-1137
- 3) C. D. Mikkelsen and G. P. Roys : AIAA-82-1146
- 4) C. E. Coats, L. Dang, G. R. Nickerson : AIAA-82-1199
- 5) S. Nahon : AIAA-84-1312
- 6) J. C. Traineau and P. Kuentzmann : AIAA-84-1469
- 7) 久保田浪之介:ロケット工学概論, 防衛技術協会
- 8) G. P. Sutton and D. M. Ross: Rocket Propulsion Elements, 4th edition

Combustion Characteristics of Nozzleless Rocket Motors

by Hajime Okuhara*

A fundamental concept and theoretical analysis of nozzleless rocket motors were presented in this study. The internal flow in a tubular propellant grain reaches its choked condition at the aft-end of the grain. The flow and combustion conditions are determined as a function of the static pressure at the head-end of the propellant grain. The static pressure decreases with approaching the aft-end of the grain, and thus the effect of the erosive burning increases also with approaching the aft-end of the grain. Therefore, the overall burning rate of the propellant grain increases due to the internal flow. Experimental results done by a microrocket motor indicate that the choked condition is obtained by a practical rocket motor size. Though the chamber pressure decreases rapidly after the ignition, the burning surface area increases rapidly, and the rate of thrust decrease with time appears insignificant.

(*Nissan Motor Co. Ltd., Suginami, Tokyo 167, Japan.)
