

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-684

液体酸素ケロシンロケットの高周波振動燃焼
(熱伝達促進について)

若松 義男 ・ 田村 洋 ・ 鈴木 昭夫
小野 文衛 ・ 豊川 光雄

1981年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

記 号	1
1. まえがき	3
2. 理論解析	4
2.1 Dent のモデル	4
2.2 Hanby のモデル	5
2.3 軸方向圧力分布の推定	6
3. 実験方法および計測	9
3.1 実験装置および方法	9
3.2 燃焼器	10
3.3 計 測	10
3.3.1 時間平均静圧の測定	11
3.3.2 振動圧力の測定	12
3.3.3 熱流束の測定	13
4. 実験結果および考察	14
4.1 定常燃焼特性	14
4.2 振動燃焼パターン	15
4.3 振動燃焼モード	15
4.4 変動圧力振幅の分布	17
4.5 平均静圧の分布	17
4.5 熱流束の分布	18
4.7 混合比, 圧力振幅, 静圧低下, 熱流束と基本振動数の相関	19
4.8 燃焼ガス温度について	20
4.9 熱流束と圧力振幅との相関について	22
5. 結 論	27
付録 A 平均圧力の測定	30
付録 B 実験データ	33

液体酸素ケロシンロケットの高周波振動燃焼 (熱伝達促進について)*

若松 義男** 田村 洋** 鈴木 昭夫**
小野 文衛** 豊川 光雄**

High Frequency Instability in a Lox-Kerosene Rocket Combustor (Effects on Heat Transfer Augmentation)

Yoshio WAKAMATSU, Hiroshi TAMURA, Akio SUZUKI,
Fumiei ONO and Mitsuo TOYOKAWA

ABSTRACT

The high frequency instability of a JP-4 fuel and liquid oxygen rocket combustor, especially the effects of this instability on heat transfer augmentation to the chamber wall, was studied. The FOF triplet type injector element and two chambers with different lengths were used in the experiments. Both chambers delivered a 10kN thrust at a 3.5MPa chamber pressure.

The pressure oscillation generated spontaneously was identified as being a longitudinal first mode. The ratio of rms pressure amplitude to average chamber pressure observed in unstable combustion was 0.23 at most. In order to obtain stable combustion or weak unstable combustion, a damping device based on Crocco's theory of longitudinal high frequency instability was designed and used successfully.

The heat flux to the wall increased six to seven times at most due to the instability. It was shown that the increase of the bulk heat transfer coefficient was proportional to the square root of rms pressure amplitude when the effective temperature, based on the frequency of oscillation, was used. Various considerations, including the effect of solid carbon particles, suggests that Dent's model of convective heat transfer augmentation is more reasonably consistent with the experimental results than is Hanby's model.

The time average static pressure along the chamber axis increased downstream after it had first decreased. Theoretical analysis of the periodically oscillating one-dimensional flow showed reasonable agreement with the experimental results.

記号

A : 無次元振幅または熱抵抗比 ($= R_g/R_T$)
 a : 音速 (m/s) または定数
 B : 熱流束比 ($= q_r/q_T$)

b : 無次元変動速度 ($= u'_{max}/\bar{u}$)
 C : 比例係数
 C^* : 特性速度 (m/s)
 C_d : 流量係数
 C_p : 定圧比熱 (J/kg·K)
 C_v : 熱抵抗比 ($= R_{c,o}/R_{c,v}$)
 c : 定数

* 昭和56年9月28日受付

** 角田支所

v : 振動あり
w : 壁面

1. まえがき

液体ロケットエンジンにおいて高周波振動燃焼が発生すると、燃焼ガスから燃焼器への熱伝達が促進されるために燃焼器の焼損や破壊をひきおこす事から、この現象は極めて有害なものとされている。従って液体ロケットエンジンの高周波振動燃焼に関する研究努力は、もっぱら振動燃焼の発生および維持機構の解明や抑止方法に集中する結果となり、これらについては現在ではかなり良く究明されてきている¹⁾。しかし一方では、このような振動に伴う熱伝達促進や物質伝達促進の現象を産業において積極的に利用しようとするなら極めて有効な手段となり得る側面を持っており、化学工業の分野においては、物質輸送を促進させる方法として取入れられている。

このような輸送促進の現象に関する研究は、低い圧力の微小振動場については実験的にも理論的にもかなり行われているが、液体ロケット燃焼器のように高い圧力で有限振幅という条件の下では、振動燃焼のあまりの破壊力のために殆ど進んでいない。しかし、近年はエネルギー有効利用の見地から、この熱伝達促進現象を利用したパルス燃焼熱交換器に関心が高まるにつれて、^{3), 4)}有限振幅の条件の下での研究の必要性が高くなってきた。すなわち、このタイプの熱交換器の設計に当っては、有限振幅の振動燃焼の発生による熱流束の増加割合、この増加を支配するパラメータの種類、燃焼室内の圧力分布や温度分布などの知識が必要である。そしてこのような知識は、液体ロケット燃焼器の設計を行う上でも役立つ資料となる。

一般に液体ロケットエンジンの燃焼器に発生する高周波振動燃焼は、燃焼によって燃焼室の音響的固有振動が熱的に駆動される現象であるとされ、⁵⁾その振動は燃焼室を円筒管と見なす際の音響的共鳴振動に対応しており、接線方向、半径方向、長手方向の各モードおよびこれらの合成モードが存在する。液体ロケット燃焼器において接線方向または半径方向モードの振動燃焼が発生すると、噴射器近傍の熱流束の増加割合が特に著しく、噴射器面や噴射器近くの燃焼室壁

の焼損をひきおこす。しかし、長手方向モードの振動燃焼が発生した場合は、燃焼室中央部付近の熱流束が増加するが、その増加割合は横方向モードほどではなく焼損の可能性が少ない⁶⁾事が知られている。このような事から液体ロケット燃焼器の高周波振動燃焼による熱伝達促進現象を実験的に調べるには長手方向モードが適しており、またロケット燃焼器の熱交換器への応用といった面を考えると、長手方向モードの振動を利用するのが有利であると言えよう。

長手方向モードの振動燃焼機構に関する従来の研究の内、その主なものを挙げてみると、まず Crocco^{7), 8)}らは燃焼圧力変化に伴い変化する燃焼時間遅れの概念を導入して駆動機構を解析し、燃焼室長さや混合比変化に対する安定限界を得ている。Sirignano-Crocco⁹⁾は化学反応に基礎をおく駆動機構を解析し、安定限界および振動波形を得ている。Bowman¹⁰⁾や Takeno^{11)~13)}らは予混合ガスを用いたロケット模型燃焼器を使って、燃焼室長さや混合比に対する安定限界を実験的に求めている。また Takeno は振動燃焼中のシュリーレン写真から、高温ガス中に投入された未燃焼推進剤が周期的に着火し燃焼する事によって振動が駆動されている事を明らかにした。¹³⁾

振動燃焼に伴う熱伝達促進現象の研究にあっては、液体ロケット燃焼器を使用して高圧かつ有限振幅の振動場で実験を行ったものは、著者らの知る限りでは見当たらない。しかし他の条件で行われた研究としては次のようなものがある。Horton¹⁴⁾はTバーナを用いた実験から2000Hz程度の振動燃焼が熱伝達促進に最も効果があるという結果を得ており、Perry¹⁵⁾は同様にTバーナを用いた実験から、熱伝達係数が圧力振幅の1/2乗と振動数の1/4乗に比例するという結果を得ている。Zartman¹⁶⁾はプロパン、空気の予混合ガスを用いたラム・ジェット型燃焼器の実験から、熱伝達係数が圧力振幅に比例して増加するという結果を得ている。

振動燃焼による熱伝達促進現象の説明を試みた例としては次のものが挙げられよう。Dent¹⁷⁾は Dankwerts¹⁸⁾の熱伝達に関する表面更新説(surface renewal theory)を用いて定常の管内乱流熱伝達の関係式(2.1-4式)を求め、さらにこの式の中に現

れる摩擦速度として、定常の摩擦エネルギーに音響振動エネルギーを付加して求めた補正摩擦速度を使用する事により、熱流束が圧力振幅の1/2乗にほぼ比例して増加するという結果を得ている。これに対してHanby¹⁹⁾は定常の管内乱流熱伝達に関するMcAdams²⁰⁾の関係式⁶⁾が各瞬間にそのまま成立するとする準定常の考え方から、熱伝達係数が圧力振幅にほぼ比例して増加するという結果を得ている。

以上に述べたように、有限振幅の振動燃焼に伴う熱伝達促進現象を説明する機構やそれを支配するパラメータなどについては、実験的にも理論的にもまだ定説がない状態である。そこで本研究においては、液体酸素・ケロシン・ロケット燃焼器に関する研究の一環として、先に燃焼性能に関して報告した燃焼器⁶⁾を使用し、自発的に発生した長手方向モードの高周波振動燃焼について、熱流束、平均圧力振幅の分布を測定し、それらの結果を簡単な理論解析と比較する事により、これまでは良く研究されていない液体ロケット燃焼器の高周波振動燃焼による熱伝達促進現象について検討を加えた結果について述べる。

2. 理論解析

液体ロケット燃焼器の高周波振動燃焼により生ずる熱伝達促進現象を解析するためには、振動流と物理化学的過程を伴う燃焼反応との間の相互作用や振動流と乱流境界層との間の相互作用などが明らかにされなければならない。しかし、これらの相互作用は非常に複雑であるため、その理論的取扱いにおいては現象を簡便化した適当なモデルを導入する事が便利である。このようなモデルの例としては、まえがきにも触れたように、Dentの音響振動エネルギー付加モデル¹⁷⁾やHanbyの準定常モデル¹⁹⁾を挙げる事ができる。これらのモデルの基本的な考え方は、音響振動により誘起される振動的な粒子速度が乱流境界層に影響をおよぼし、その結果として熱伝達が促進されるというものである。彼らのモデルはそれぞれに引用された実験値とは良い一致を示すが、まえがきにおいて触れたように、熱伝達促進に対して異なる圧力振幅の依存性を示している。ところでこれらの知識は第4章の“実験結果および考察”における議論の基礎を与える事にもなるので、第2.1節と第

2.2節で少し詳しく紹介する事にする。

DentやHanbyのモデルにおいては、燃焼反応について言及されておらず、従ってそれに関連する燃焼器内の圧力分布および温度分布についても検討がなされていない。しかし、第4章の“実験結果”に述べるように、振動燃焼中の燃焼器の軸方向に沿う圧力分布は、熱流束分布とあわせて、圧力振幅の程度によりかなりの特徴的变化を示している。このような圧力分布の変化に関する知識は、液体ロケット燃焼器の熱伝達促進現象の理解や燃焼性能の考察のためにはもちろん、更にはパルス燃焼熱交換器の設計上も役に立つと考えられる。そこで第2.3節においては、管内乱流に音響振動が重畳されるというDentやHanbyと同様の考えに基づいて圧力分布の推定を試みた。推定された圧力分布と実験値との比較検討は第4章においてなされる。

2.1 Dentのモデル¹⁷⁾

Dentは乱流熱伝達係数 h を評価するのにDankwertsの表面更新説(surface renewal theory)¹⁸⁾を用いている。すなわち、乱流熱伝達においては、粘性低層にある流体塊が外部の流体塊によって不規則にかつ高周波で置換され、壁と流体との熱交換が非定常状態で行われるというものであり、熱伝達係数 h を次式により与える。

$$h = (\lambda \rho C_p S)^{1/2} \quad (2.1-1)$$

ここで、混合係数 S ($m^2/m^2 \cdot sec$)は壁面における単位面積の内、単位時間に更新される面積を示し、壁面における流体運動の観察や測定を通して決められる数値である。しかし、それが困難な場合には実測に合うように S の値を求めて、その現象に関する目安の一つとする²¹⁾。Toor-Marchello²²⁾はこの考えに従い管内乱流における S の値として次の関係を求めた。

$$S_0 \propto \frac{u}{D} R_e^{0.8} \quad (2.1-2)$$

乱流運動の特性速度である摩擦速度 v^* は乱流渦の強さや速度変動による運動量交換の尺度を与えるものであり、壁面剪断応力 τ_{w0} を用いて次式で定義される²³⁾。

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_{w0}}{\rho}} \quad (2.1-3)$$

一般に v^* は平均速度 u に比例するので、(2.1-2) 式の u を v^* で置換えて (2.1-1) 式に代入すると、振動のない時の熱伝達係数 h_0 として次式を得る。

$$h_0 = \sqrt{\lambda \rho C_p \beta v^* R_e^{0.8}} / D \quad \star \quad (2.1-4)$$

次に平均流に音響振動が重畳されている場合を考える。振動により誘起される粒子速度を u' とすると、単位体積中の音響振動エネルギーは $\rho u'^2_{rms}$ で表わされる。この音響エネルギーが壁面摩擦エネルギー ρv^{*2} に重畳されると考えると、振動がある時の壁面応力 τ_{wv} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \tau_{wv} &= \rho v^{*2} \\ &= \rho (v^{*2} + u'^2_{rms}) \end{aligned} \quad (2.1-5)$$

前と同様に振動がある時の混合係数 S_v を (2.1-6) 式で表わすと、これを (2.1-1) に代入する事により、振動がある時の熱伝達係数 h_v が次式により与えられる。

$$S_v = \frac{\beta v^{*2}}{D} R_e^{0.8} \quad (2.1-6)$$

$$h_v = \sqrt{\lambda \rho C_p \beta v^{*2} R_e^{0.8}} / D \quad (2.1-7)$$

(2.1-4) 式と (2.1-7) 式とから h_v/h_0 の比が次のように与えられる。

$$\frac{h_v}{h_0} = \sqrt{\frac{v^{*2}}{v^*}} = \left(1 + \left(\frac{u'_{rms}}{v^*}\right)^2\right)^{1/4} \quad (2.1-8)$$

音響振動理論から得られる圧力振幅と速度振幅との関係 (2.1-9) 式を (2.1-8) 式に代入し、熱伝達増加率を圧力振幅の項で表すと次式を得る。

$$u'_{rms} = \frac{P'_{rms}}{\rho a} \quad (2.1-9)$$

$$\frac{h_v}{h_0} = \left(1 + \left(\frac{P'_{rms}}{\rho a v^*}\right)^2\right)^{1/4} \quad (2.1-10)$$

2.2 Hanby のモデル¹⁹⁾

振動流れの管内乱流熱伝達において、Hanby は定常流に対する熱伝達の関係式が各瞬間に成立つという、いわゆる準定常過程を仮定した。

定常流に対する管内乱流熱伝達の関係式は McAdams の式を含めて一般に次式によって記述される。

$$\frac{hD}{\lambda} = C \left(\frac{uD}{\nu}\right)^m \left(\frac{C_p \mu}{\lambda}\right)^n \quad (2.2-1)$$

通常、 $m = 0.8$ 、 $n = 0.3 \sim 0.4$ の値が取られる。²⁴⁾ ところで各瞬間の速度 u は、平均速度 \bar{u} と音響振動により誘起される粒子速度との和として表わせる。

$$\tilde{u} = \bar{u} (1 + b \cos \omega t) \quad (2.2-2)$$

ここで b は無次元変動速度で $b = u'_{max} / \bar{u}$ となる。(2.2-2) 式を (2.2-1) 式に代入し、 $b > 1$ で逆流が起こる ($\tilde{u} < 0$) ような場合にも熱伝達係数が正である事を考慮して次式を得る。

$$h = \frac{C \lambda}{D} \left(\frac{C_p \mu}{\lambda}\right)^n \left(\frac{D}{\nu}\right)^m (\bar{u} |1 + b \cos \omega t|)^m \quad (2.2-3)$$

(2.2-3) 式を一周期について平均をとる事によって、振動流れの時間平均熱伝達係数 h_v が得られる。

$$\begin{aligned} h_v &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h d(\omega t) \\ &= \frac{C \lambda}{2\pi D} \left(\frac{C_p \mu}{\lambda}\right)^n \left(\frac{\bar{u} D}{\nu}\right)^m \int_0^{2\pi} (|1 + b \cos \omega t|)^m \cdot \\ &\quad d(\omega t) \end{aligned} \quad (2.2-4)$$

定常流に対する熱伝達係数の比をとると次式が得られる。

$$\frac{h_v}{h_0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (|1 + b \cos \omega t|)^{0.8} d(\omega t) \quad (2.2-5)$$

(脚注)

☆ 管内乱流の壁面摩擦に Blasius の実験公式を使うと摩擦速度 v^* は次式により与えられる。²³⁾

$$v^{*2} = 0.0396 u^{7/4} \nu^{1/4} D^{-1/4}$$

この v^* を (2.1-4) 式に代入し整理すると次の関係が得られる。

$$\frac{h_0 D}{\lambda} = C R_e^{0.838} P_r^{0.5}$$

ここで $C = 0.0162$ 、 $P_r = 0.73$ とおくと $10^4 < R_e < 1.2 \times 10^5$ の範囲で McAdams の関係式と 6% 以内の精度で一致する。

$b < 1$ の範囲でこの式は次のように展開できる。

$$\frac{h_v}{h_0} = 1 - 0.04b^2 - 6.6 \times 10^{-3}b^4 \quad (b < 1) \quad (2.2-6)$$

$1 < b < 5$ の範囲について数値積分を実行し、これを近似式で表わすと次式を得る。

$$\frac{h_v}{h_0} = 0.45 + 0.41b \quad (1 < b < 5) \quad (2.2-7)$$

Hanby の関係式の特徴は $b = 1$ の付近で h_v/h_0 が最小値をとる事である。ところで b は無次元変動速度であるが、これを音響理論によって圧力振幅の項で表せば次のようになる。

$$b = \frac{\sqrt{2} P'_{rms}}{\rho a \bar{u}} \quad (2.2-8)$$

すなわち、 b が 1 より大きい領域では (2.2-7) 式より h_v/h_0 が圧力振幅に比例して増加するという結論になる。

2.3 軸方向圧力分布の推定

燃焼室内の流れを一次元圧縮性非定常乱流と考え、連続式、運動量式およびエネルギー式は次のように表わされる。

$$S \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{p} \tilde{u} S) = 0 \quad (2.3-1)$$

$$\tilde{p} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \tilde{p} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} = - \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} + \frac{1}{S} \frac{\partial \tilde{F}}{\partial x} \quad (2.3-2)$$

$$\tilde{p} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{p} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} \quad (2.3-3)$$

ただし、せき止めエンタルピ \tilde{T} は次のように定義される。

$$\tilde{T} = \tilde{i} + \frac{1}{2} \tilde{u} \tilde{u} \quad (2.3-4)$$

$$di = C_p dT \quad (2.3-5)$$

運動量式右边第二項は壁面摩擦による寄与を、エネルギー式右边第二項は燃焼等による発熱を示す項である。これらに状態方程式を加える事により流れ場を記述できる。

$$\tilde{P} = \tilde{p} R \tilde{T} \quad (2.3-6)$$

ここで $\tilde{\sim}$ を添えた量は瞬時値を示し、時間的に変化

しない定常項と時間的に変動する非定常項とから成立つと考えられる。

今、解かれるべき変量は \tilde{P} , \tilde{p} , \tilde{T} および \tilde{u} であるが、これらを $\bar{\sim}$ をつけた瞬間平均値と $'$ をつけた変動成分とに分解する。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{P} &= \bar{P} + P' \\ \tilde{p} &= \bar{p} + p' \\ \tilde{T} &= \bar{T} + T' \\ \tilde{u} &= \bar{u} + u' \end{aligned} \right\} \quad (2.3-7)$$

時間平均の操作は次のように行われる。

$$\bar{X} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t \tilde{X} dt \quad (2.3-8)$$

従って、この定義から次の関係が示される。

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}' &= 0 \\ \bar{p}' &= 0 \\ \bar{T}' &= 0 \\ \bar{u}' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.3-9)$$

エンタルピ i について同様の操作を行うと、次の関係を得る。

$$\left. \begin{aligned} \bar{i} &= \bar{i} + i' \\ \bar{i}' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.3-10)$$

せき止めエンタルピ \tilde{T} と非定常項 I' とに分解すると、それぞれ次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{T} &= \bar{i} + \frac{1}{2} \bar{u}^2 \\ I' &= i' + \bar{u} u' + \frac{1}{2} u'^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.3-11)$$

従って、せき止めエンタルピの非定常項の時間平均値 \bar{I}' は 0 にはならない事がわかる。

(2.3-1) ~ (2.3-3) および (2.3-6) 式について時間平均の操作を行なうと次の式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} [(\bar{\rho} \bar{u} + \overline{\rho' u'}) S] = 0 \quad (2.3-12)$$

$$\begin{aligned} & \overline{\rho' \frac{\partial u'}{\partial t}} + (\bar{\rho} \bar{u} + \overline{\rho' u'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \\ & \overline{\bar{\rho} u' \frac{\partial u'}{\partial t}} + \bar{u} \overline{\rho' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{\rho' u' \frac{\partial u'}{\partial x}} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{S} \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.3-13)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \bar{I}'}{\partial t} + \overline{\rho' \frac{\partial I'}{\partial t}} + (\bar{\rho} \bar{u} + \overline{\rho' u'}) \frac{\partial \bar{I}}{\partial x} + \overline{(\bar{\rho} \bar{u} + \bar{u} \rho' + \bar{\rho} u' + \rho' u')} \frac{\partial I'}{\partial x} = \frac{1}{S} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} \quad (2.3-14)$$

$$\bar{P} = R(\bar{\rho} \bar{T} + \overline{\rho' T'}) \quad (2.3-15)$$

ところで変動成分の取扱いであるが、一般に液体ロケット燃焼器の高周波振動燃焼の際の圧力波の波形観測から、振幅が大きくなると線形の音響振動ではなくなり衝撃波の伝播になる事が知られている⁵⁾。本研究の実験においてもその傾向が確認されている。従って、振動成分を厳密に求めようとするなら、大振幅振動の波動方程式を解かねばならないであろう。しかし、液体ロケット燃焼器のような流れ場にこのような方法を採用すると、取扱いが煩雑になりかつ解を求めるのも容易ではない。また、衝撃波があまり強くないならば、音響振動の取扱いをしても結果に大きな差異を生じないという報告もある^{11),12),13)}。そこで、本研究においては簡便的な取扱いとして、長手方向一次モードの等エントロピ音響振動の解を振動成分に適用する事にする。

等エントロピ音響振動の長手方向一次モードの解は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} P' &= P_o \cos\left(\frac{\pi}{L} x\right) \cos(\omega t) \\ \rho' &= \rho_o \cos\left(\frac{\pi}{L} x\right) \cos(\omega t) \\ h' &= C_p T' = h_o \cos\left(\frac{\pi}{L} x\right) \cos(\omega t) \\ u' &= u_o \sin\left(\frac{\pi}{L} x\right) \sin(\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (2.3-16)$$

ただしそれぞれの振幅は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} P_o &= \gamma \bar{P} A \\ \rho_o &= \bar{\rho} A \\ h_o &= a_o^2 A \\ u_o &= a_o A \end{aligned} \right\} \quad (2.3-17)$$

ここで

$$a_o^2 = \gamma R \bar{T}$$

ところで、 \bar{P} 、 $\bar{\rho}$ 、 \bar{T} は燃焼器内で長手方向に変化しているが、元々が簡便計算法として音響理論を引用したのであり、 P_o 、 ρ_o 、 h_o 、 u_o などを x の関数とおく事はあまり意味がないように思われる。そこで(2.3-17)式を次のように置き換える事にする。

$$\left. \begin{aligned} P_o &= \gamma \bar{P}_i A \\ \rho_o &= \rho_{\text{eff}} A \\ h_o &= a_o^2 A \\ u_o &= a_o A \end{aligned} \right\} \quad (2.3-18)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} a_o^2 &= \gamma R T_{\text{eff}} \\ \rho_{\text{eff}} &= \bar{P}_i / (R T_{\text{eff}}) \\ \omega &= \pi a_o / L \\ T_{\text{eff}} &= \frac{(2 L f)^2}{\gamma R} \end{aligned} \right\} \quad (2.3-19)$$

すなわち、平均圧力の代表値として噴射器端の平均静圧を使い、振動の周波数から燃焼ガスのある仮想的な代表温度を求め、更に仮想的な代表密度を求めて、これらを基にして振幅を定めている。

(2.3-18)、(2.3-19)の関係を(2.3-12)~(2.3-14)式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{d}{dx} (\bar{\rho} \bar{u} S) = 0 \quad (2.3-20)$$

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} = -\frac{d\bar{P}}{dx} + \frac{1}{S} \frac{d\bar{F}}{dx} - \frac{\pi a_o^2 A^2}{4L} (\rho_{\text{eff}} + \bar{\rho}) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \quad (2.3-21)$$

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{d}{dx} \left(\bar{i} + \frac{1}{2} \bar{u}^2 \right) = \frac{1}{S} \frac{d\bar{q}}{dx} - \frac{\pi \bar{\rho} \bar{u} a_o^2 A^2}{4L} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right) - \frac{\bar{\rho} a_o^2 A^2}{2} \frac{d\bar{u}}{dx} \sin^2\left(\frac{\pi}{L} x\right) \quad (2.3-22)$$

また(2.3-15)式は次のようになる。

$$\frac{\bar{P}}{\bar{\rho} R \bar{T}} \left[1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\bar{P}_i}{\bar{P}} A^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{L} x\right) \right] = 1$$

ここで左辺第二項のオーダは実験値を考慮すると次のようになる。

$$1 \gg \frac{\gamma - 2}{2} \frac{\bar{P}_i}{\bar{P}} A^2$$

従って (2.3-15) 式は近似的に次のようにおける。

$$\bar{P} = \bar{\rho} R \bar{T} \quad (2.3-23)$$

(2.3-21) 式の右辺第三項は、非定常項と振動成分の対流項とによる寄与である。(2.3-22) 式の右辺第二項および第三項は振動成分の対流による寄与である。

運動量式の壁面摩擦項は定常状態では、 ζ に Blasius の公式を用いて次式で与えられる。

$$\frac{1}{S} \frac{d\bar{F}}{dx} = -\frac{\zeta}{D} \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \frac{1}{\cos\theta} \quad (2.3-24)$$

この関係が振動のある場合にも適用できると仮定すると次式のように表わせる。

$$\frac{1}{S} \frac{d\bar{F}}{dx} = -\frac{\zeta}{D} \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \frac{1}{\cos\theta} \quad (2.3-25)$$

右辺に (2.3-7) の関係を代入し時間平均をとると次式を得る。

$$\frac{1}{S} \frac{d\bar{F}}{dx} = -\frac{\zeta}{D} \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \frac{1}{\cos\theta} - \frac{\zeta}{D} \frac{\bar{\rho} a_0^2 A^2}{4} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{L}\right)}{\cos\theta} \quad (2.3-26)$$

(2.3-26) 式の右辺第二項は (2.3-21) 式の右辺第三項に比較して無視できるオーダーである。

エネルギー式の燃焼による発熱項も他と同様に定常項と非定常項とに分けられる。

$$\bar{q} = \bar{q} + q' \quad (2.3-27)$$

ところで、本研究のような液体酸素・ケロシンの組合せでは噴霧燃焼が行なわれるが、現在の流れ場の取扱いは一次元单相流である。すなわち、現実の燃焼プロファイルは噴霧流の蒸発燃焼であるにも拘らず、現在の取扱いの中では推進剤の流れを何らかの手段による発熱を伴った単純なガス流れに置換えている。従って、ガス流速などを蒸発速度に反映させて発熱項を求めるという方法を取れないので、ここでは \bar{q} の分布として三通りのプロファイルを設定して与え、 q' は 0 とおく簡単化を行なった。 \bar{q} のプロファイルはガスの初期温度と関連を持つが、この初期温度は非振動時の運動量圧力損失が実験値と等し

くなるようにおいて定めた。仮定した \bar{q} の三種類のプロファイルを図 1 に示す。圧力の腹においてエネルギーを供給されると振動が活性化されるという観点にたてば、プロファイルは図中の曲線 A が妥当であるかも知れない。

解くべき式は (2.3-20) ~ (2.3-23) 式である。解法には Runge - Kutta 法を用いた。計算の条件としては、混合比は $O/F = 2.3$ の場合のみを取扱い、噴射器端の圧力を 3.5 MPa (約 35ata) とした。燃焼ガスのせき止め温度には、安定燃焼における C^* 効率 96% を考慮し、ガス流量はスロートのチョーク条件から決定した。未燃ガスの初期温度を与える際には、安定燃焼の時の運動量圧力損失が実験値に合うように定めた。これらの条件を表 1 に示した。計算の結果、図 2 および図 3 を得た。この両図から、振動燃焼の平均静圧分布に顕著な特徴は、燃焼器の中央に近い位置で最小値となり、下流では再び回復する事である。このような静圧の分布は、振動により誘起された変動速度に起因していると解釈される。図 2 には $P'_{\text{rms}}/\bar{P}_i = 0.21$ ($P'_{\text{rms}} = 7.5 \times 10^5 \text{ Pa}$) の振動燃焼時と $P'_{\text{rms}} = 0$ の安定燃焼時の静圧の変化に対する燃焼プロファイルの影響が示されている。この図より、安定燃焼の時には燃焼プロファイルの違いによって静圧に相対的な分布の変化が見られるが、振動燃焼の時にはそのような顕著な

表 1 圧力分布計算の条件

O/F (-)	$T_{0,th}$ (K)	m (kg/kmol)	γ (-)	$\Delta P_M/P_i$ (-)	T_i (K)
2.3	3495	22.1	1.22	0.006	1521

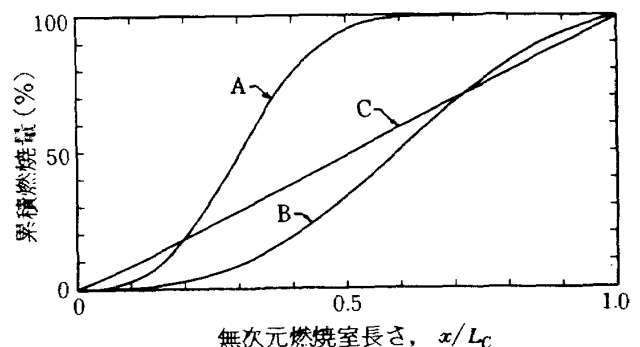


図 1 静圧計算で考慮した三種類の燃焼プロファイル

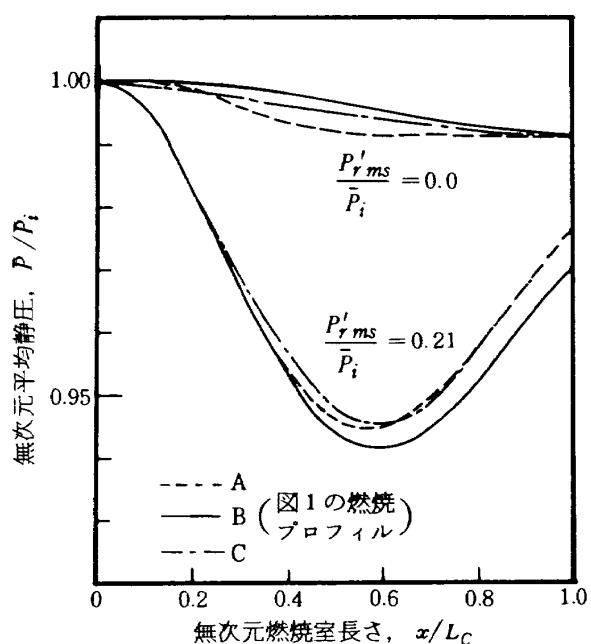


図2 静圧分布におよぼす燃焼プロファイルの影響

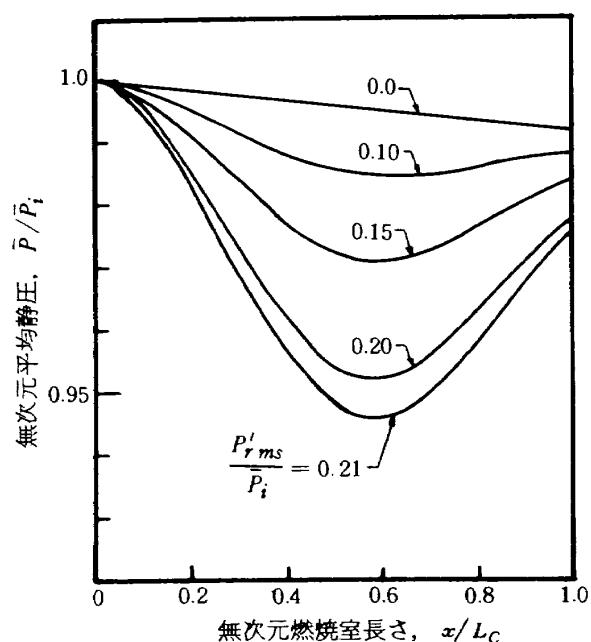


図3 静圧分布におよぼす振幅の影響 (燃焼プロファイル…図1のc)

違いが出ている事がわかる。図3には燃焼プロファイルとして図1の曲線Bを仮定した時の振幅の影響が示されている。この図からは、振幅が小さくなるにつれて、平均静圧最小点の値が大きくなり、同時にその位置が下流側に僅かに移動してゆく事がわかる。参考までに、安定燃焼時の燃焼器円筒部における圧力損失の内、摩擦によるものは約3%であった。また次の式によってスロートの時間平均せき止

め圧を定義すると、最も振幅を大きくとった $P'_{rms}/\bar{P}_i = 0.21$ の場合に、 $\bar{P}_{o,*}$ は \bar{P}_i の約98.5%であった。

$$\bar{P}_{o,*} = \bar{P}_i \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.3-28)$$

3. 実験方法および計測

3.1 実験装置および方法

本研究における燃焼実験は、航空宙技術研究所角田支所に設置されている液体ロケット燃焼試験設備の予備燃焼テストスタンドで行われた。このスタンドは横型の形式で、最高燃焼圧7 MP_a、最大推力荷重15 kNの能力を有する液体酸素・ケロシン用のもので図4に示すシステムの構成から成立っている。酸化剤・燃料ともにフィルタ、流量計、主弁を経て燃焼器に導かれ、酸化剤側配管は流量計測の誤差に悪影響のあることを防ぐために、液体窒素の二重ジャケットによって冷却されている。着火は点火プラグの連続スパークにより行なった。

燃焼試験における混合比の設定はランタンクの圧力を調整する事によってなされた。燃焼圧力は噴射器端の静圧で約3.5 MP_aに保たれた。混合比の設定は1.5～3.0の範囲とした。

本研究の実験は振動燃焼の際の諸量の測定に重点があるが、基準値としての安定燃焼時のデータも必要である。ところで、本実験に使用した燃焼器では、自発的に振動燃焼が発生しているので、この目的のためには何らかの方法で安定化しなければならない。液体酸素・液体水素ロケット燃焼器においては、水素温度が振動燃焼の誘起パラメータの一つである事が知られており²⁵⁾、同様の類推から断熱の施されていない液体酸素ランタンクの加圧後の放置時間を増して、酸素温度を最大120Kまで上昇させてみたが、燃焼の安定化に効果は見られなかった。高周波の振動燃焼に対する強制的な安定化法として、ヘルムホルツ共鳴器や音響キャビティの利用なども考えられるが、本実験においては長手方向モードの高周波振動燃焼に関するCroccoの理論⁷⁾を応用して、ノズル亜音速部の形状を変える事にした。

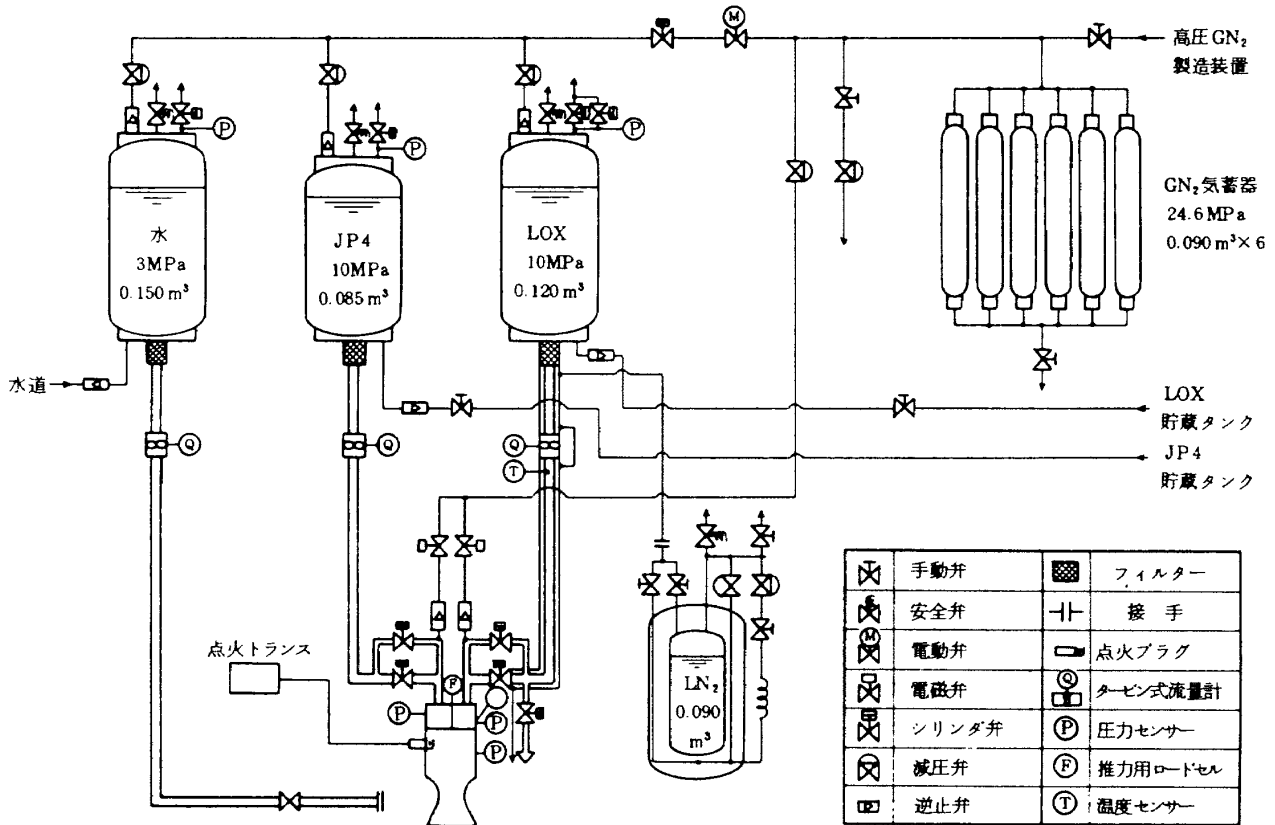


図4 燃焼試験装置

3.2 燃焼器

供試燃焼器として、図5に示すようなステンレス製三噴流衝突型噴射器と銅製の熱吸収型燃焼室を使用した。噴射要素は燃料 - 酸化剤 - 燃料の配列 (F OF型) を有しており安定燃焼の時の熱流束が小さいという特徴をもっている。燃焼室は図6に示すようにセグメント分割型で、実験は二種類の燃焼室長 (噴射器端からノズルスロートまでの長さ; S型 - 0.437m, L型 - 0.537m) を使用して行われた。燃焼器の設計燃焼圧は 3.5 MPa, 推力は 9.8 kN である。軸方向モード音響振動の基本共振周波数の実験条件における予測値は、S型で約 1400Hz, L型で約 1100Hz である。

同じ長さの燃焼器を使い燃焼を安定させた条件でデータを取得するために、Croccoの理論⁷⁾を応用した振動減衰用のダンパーを使用した。軸方向モードの高周波振動燃焼に関するCroccoの理論によれば、系の安定度を増す方法は、一つには系の圧力指数 $n (X \propto P^n)$ を減少させる事であり、もう一つは系の安定化に要求される n の最小値をできるだけ大

きくして安定な領域を増す事である。この後者の条件を実現する方法として、ノズル収縮部の長さを増す事が示されている。そこでこの方法に従い、本実験においては図6に示すような減衰ダンパーを使用して燃焼の安定化を図った。

3.3 計測

主要な計測項目は、推進剤流量、タンク配管類の圧力および温度、それに燃焼器の平均静圧、振動圧力、熱流束および加速度である。流量の計測にはタービン式流量計、温度の計測には鉄-コンスタantanおよびクロメル-アルメル熱電対を使用した。振動圧力の計測には半導体ゲージ型の圧力ピックアップを使い、これ以外の圧力と加速度の計測にはストレインゲージ型のピックアップを使用した。計測信号の内、定常データとして処理するものは、アンプ等による前処理の後にローパス・フィルタ、マルチプレクサ、A-D変換器を介して磁気テープに収録を行った。非定常データは、アナログ・データレコーダに収録の後、リアルタイムのフーリエ・アナライザ

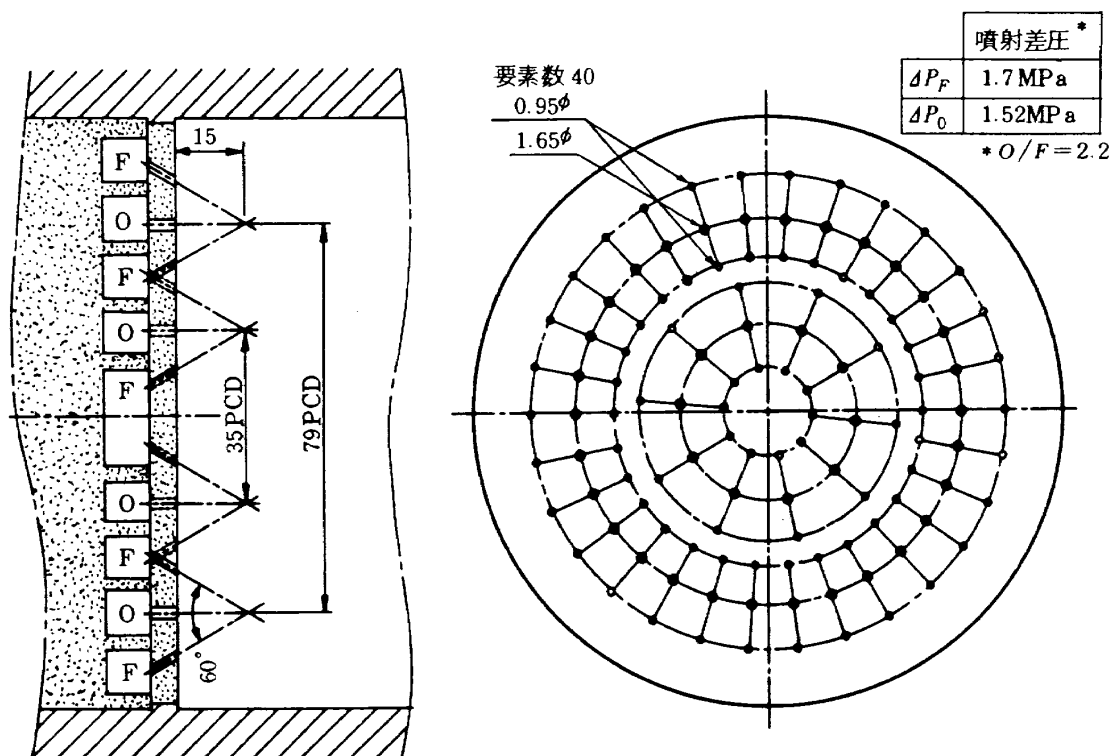
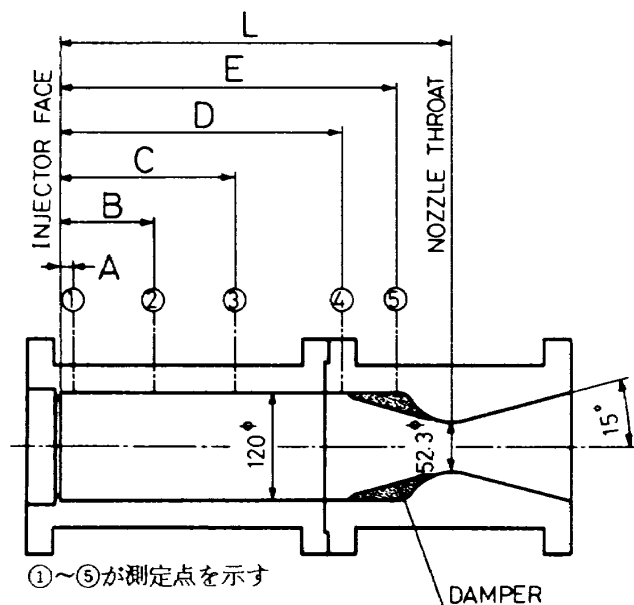


図5 噴射器詳細図

	SHORT*	LONG**
A	15.0 (mm)	15.0 (mm)
B	105.5	130.5
C	196.0	246.0
D	317.0	417.0
E	377.5	477.5
L	437.0	537.0

* S型と略称 ** L型と略称



①～⑤が測定点を示す

図6 燃焼室

を使い処理を行った。振動の周波数や振幅などはこの方法で求めたものである。

燃焼器の軸方向に5ヶ所の位置を選び、その位置において時間平均静圧、振動圧力および熱流束を測定した。この位置は図6に示してある。これら三種類の測定は本実験において大切な役割を持っているので、次に若干の解説を加える。

3.3.1 時間平均静圧の測定

振動している圧力の時間平均静圧を正確に求めるためには、原理的には燃焼室壁にフラッシュマウントした高周波応答の圧力変換器による測定値を時間平均すれば良い。しかし後に述べるように、本実験に用いた高周波応答の圧力計による精度の高い平均静圧の測定は困難である。従って本実験では、一般に工業用として管内圧力の測定に用いられている高精度の歪ゲージ式圧力変換器（共和電業製 PG-50 KU型）を使用した。この場合、燃焼室壁表面の静圧孔と圧力変換器は導管によって接続されるが、圧力変換器の熱的な保護と測定の応答性向上の目的から、変換器のダイヤフラム部の空隙および導管の一部に水を満たした（図7参照）。

このような測定系で、変動している圧力を測

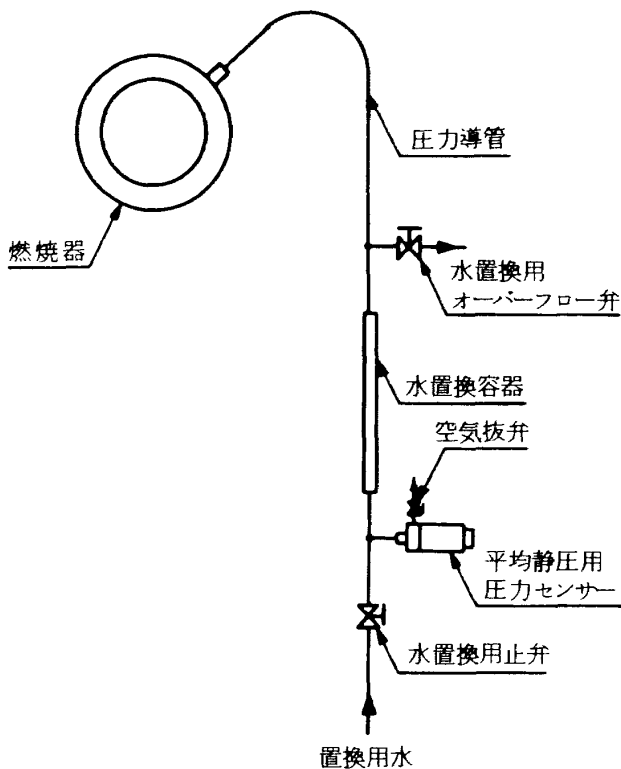


図7 平均静圧測定系

定する場合には、導管内の流れの粘性による減衰やダイヤフラムの変形による体積変化および気体の圧縮性による蓄積効果のために周波数応答の低下が生ずる。導管が長く管径が小さい程、またダイヤフラム部空隙の体積が大きい程この傾向は著しい。このような周波数応答の低下と共に、オルガンパイプ共振および水の慣性とダイヤフラムのバネ系に起因するサージング現象が現れる。従ってこのような測定系で変動圧力を測定する事は不適當であるが、測定の目的を平均圧力の測定という点に限定すると、系の応答を支配する動特性が線形であるか否かが、測定上の重要な問題点になってくる。すなわち、応答が線形であるならば測定の平均値と変動圧力の平均値との間に差は生じないが、非線形である場合には、圧力振幅と関係する平均値にずれが生ずる可能性がある。従って、平均静圧を測定しようとする場合には、圧力測定系の動特性を支配する方程式を検討する必要があるが、本実験の測定系については付録Aで検討したように、生ずる平均値のずれは無視できる程度と推定された。

3.3.2 振動圧力の測定

高周波振動の圧力測定用として使われる変換器の

形式には、歪ゲージ・タイプ、容量可変タイプ、ピエゾ圧電タイプそしてピエゾ抵抗（半導体ゲージ）タイプがあるが、応答性と電気出力などの点から、ピエゾ・タイプが一般的に使われている。ピエゾ圧電タイプはチャージ・アンプを必要とするが、非常に広い測定周波数レンジ（共振周波数が約400kHz）を有している。しかし直流成分を測定できないので、精度の高い静的な較正ができないという欠点を持っている。また、ロケット燃焼器に使用する場合には、アブレーション材でダイヤフラムをコーティングするか、水冷却アダプターを使用しなければならないが、後者においては共振周波数が40kHzに低下してしまう。ピエゾ抵抗タイプにあっては、圧電タイプに次いで共振周波数が高く（約100kHz）、直流成分の測定も可能となっている。このため、ピエゾ抵抗タイプでは静的な較正が可能となり、精度の高いエンド・ツー・エンドの実荷重較正を行う事ができる。¹⁾

本実験においては、電気出力が大きい事、共振周波数が高い事、実荷重較正ができる事、特殊なアダプターなしに水冷却が可能なロケット用モデルが用意されているなどの理由からダイナサイエンス社（旧フォトコン社）のピエゾ抵抗タイプ・モデル5307を使用した。同モデルの仕様を表2に示す。実装に際しては、周波数応答の点からフラッシュ・マウントにしたが、振動燃焼の時には燃焼器の加速度が大きくなるので、変換器の機械的振動に対する感度に留意する必要がある。このモデルでは0.001%/Gの感度であるが、振動燃焼中の燃焼器が被る加速度は約100G程度であったので、計測に悪い影響は出ていない。また同時にダミーのピックアップを装着してこの点について確認を行なった。モデル5307では、水冷却の効率と周波数応答を両立させるために、ピンで結合された二重ダイヤフラムの間を冷却水が流れる構造を採用している。従って、冷却水の圧力と温度の変化に対して、直流的な指示値はかなり敏感に影響を受ける。そのために、このモデルの静的な圧力測定能力は専ら実荷重較正のためにのみ利用する事とし、計測に当っては変動圧力が最大のゲインで測定できるように、ハイパス・フィルタを使用した。

表 2 高周波振動圧力測定用ピックアップの仕様

Model	5307
Rated Full Scale Pressure Range	2,000 psig
Maximum Pressure without Calibration Shift or Damage	150%
Output-Full Scale	375 Millivolts \pm 20%
Linearity	\pm 1% of Full Scale Output
Hysteresis	\pm 0.5% of Full Scale Output
Frequency Response	0 to 10,000 Hz
Transient Response	15 Microseconds for 250 psig
Ambient Temperature Range	-65°F to 450°F With Water Cooling
Gas Medium Temperature Range	-300°F to 6,000°F With Water Cooling
Zero Shift with Ambient Temperature Variations	10 Millivolts Maximum(0°F to 200°F)
Recommended Cooling Water Flow for Nominal Applications	0.60 Gallons per Minute
Vibration Sensitivity	0.001%/G for Rated Pressure
Acoustic Noise	No Measurable Error at 160 db
Diaphragm Resonant Frequency	43,000 Hz

3.3.3 熱流束の測定

セグメント分割構造の熱吸収型ロケット燃焼器においては、セグメントの温度上昇を測定する事によりセグメント単位の時間平均熱流束を求める事ができる。しかし、長手モードの振動燃焼が発生した時の軸方向の局所的な熱流束の分布を知るためには、このような方法では無理がある。局所的な熱流束を測定するために、従来、一次元非定常熱伝導を応用した熱流束計が使われてきた。^{26), 27), 28)} このタイプの熱流束計で問題になるのは、高温高圧ガスに対する測定用銅プラグと燃焼室壁との間のシール方法、一次元性の確保、熱的変形に抗して銅プラグ先端をフラッシュ・マウントする装着方法、データ処理の方法などである。

シール方法の内、従来良く使われているやり方は、図 8 に示されるものであった。A の方法は銅プラグの先端を面取りして圧着するものであるが、この方法ではプラグの両端を固定する事になり、実験を繰返すと熱膨張と塑性変形によってやがてプラグ先端が壁面から突出ようになってくる。こうなると、もはや正確な測定は期待できない。B の方法は不活性ガスでシールするものであるが、静圧が軸方向に

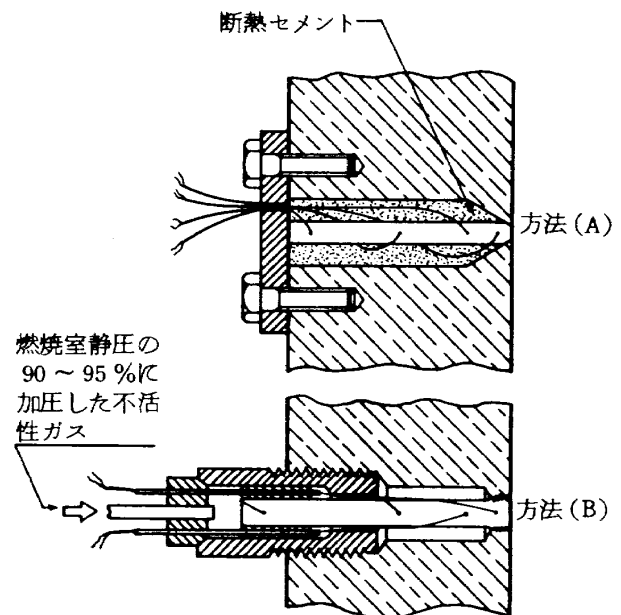


図 8 従来、使われた非定常熱伝導熱流束計の形式

変化する燃焼器の熱伝達測定の場合に、測定点毎に最適なシール圧力の調整を行うのは容易ではない。これらの点を考慮して本実験のために製作した熱流束計においては、図 9 に示すように、直径 5 mm の銅プラグを受熱面側で固定し反対側を自由にした。

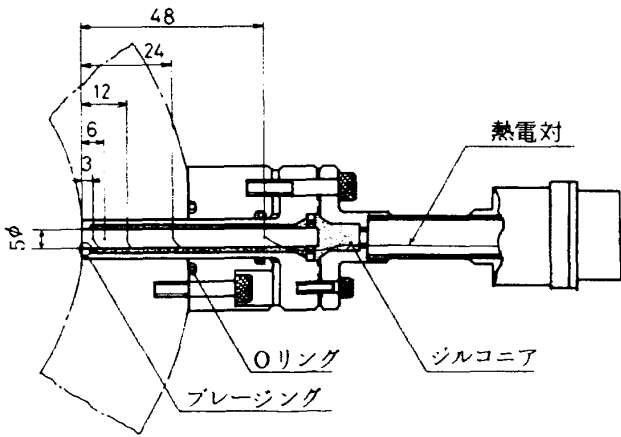


図9 改良型熱流束計

そして燃焼ガスとのシールにはOリングを使用した。このような構造的な配慮によって熱流束計のフラッシュ・マウントが容易にしかも確実にできるようになった。測定用銅プラグの熱的一次元性を保ち、同時にプラグ先端固定部の口一付箇所が損傷を受けても安全性を確保する目的で、プラグ周囲の隙間にジルコニア・セメントを充填した。温度測定には直径0.5 mmのCAシース熱電対を使い、プラグの軸に沿い5ヶ所にかしめて取付け、更に口一付を行って固定した。

一次元非定常熱伝導の温度計測に基礎をおくデータ処理法として、積分法、一定 h 法、片対数法など種々の方法が使われてきている。本実験のようにプラグの軸に沿った温度分布が実測されている場合には、積分法が最も直接的で精度的に問題の少ない方法と考えられたので、熱流束を求めるのには次の積分法が使われた。

$$q = \left[\int_0^l (\rho C_p T)_{t=t_2} dx - \int_0^l (\rho C_p T)_{t=t_1} dx \right] / (t_2 - t_1) + \lambda \left[\left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=l} \right]_{t = \frac{t_1+t_2}{2}} \quad (3.3-1)$$

本実験のデータ処理においては、立上りと立下りの過渡期を除いた状態での熱流束のデータを取得する事を目的に、 t_2, t_1 として燃焼停止から0.4~0.5秒前の値を選んだ。積分を行う際に温度の分布関数が必要である。この関数は受熱側から反対側に向って単調に減少すべきものであるが、これに不注意に

多項式近似を利用するとプラグの中間部に温度の極小点が生じてしまう。そこで本研究においては、ピーク数が大きい場合でも近似に問題の生じないように指数関数を用いた。

$$T = a \exp(-bx) + c \quad (3.3-2)$$

4. 実験結果および考察

4.1 定常燃焼特性

燃焼が安定に持続する時の燃焼特性を知る事は、振動燃焼の際の燃焼特性を類推する上で重要である。図10に燃焼器の長さを変えた時の特性速度(C^*)効率の変化する様子を示した。同図で $L = 0.22$ mと0.34 mの実験曲線は他の機会に得たデータに基づいている。また同図における今回の実験の安定燃焼のデータは、第3.2節に説明した振動減衰用のダンパーを使用する事によって得たものである。従って厳密に言えば、燃焼器のノズル収縮部の形状が違っているため性能にも影響が出る事が考えられるが、実際には燃焼器円筒部の長さが十分に取ってあるので、この影響は小さいものと考えて良いように思われる。

図10より、本実験の燃焼器すなわち $L = 0.44$ mと0.54 mにおいては、安定燃焼の燃焼性能すなわち C^* 効率はほぼ漸近値に近い値に上昇している事がわかる。振動燃焼の時は後に述べるように圧力振幅が平均静圧の分布に影響を与えるために、ノズルスロートのせき止め圧力を見積る事ができないので、正しい C^* 効率を得る事ができなかった。しかしな

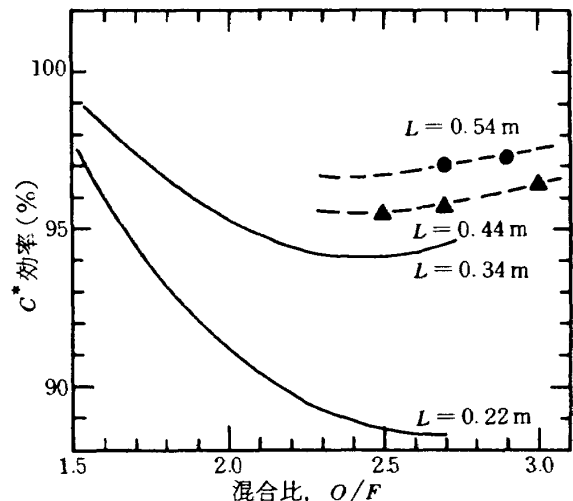


図10 定常燃焼性能

から、大きな圧力振幅を伴う振動燃焼においては、燃焼室内を伝播する衝撃波状の圧力波のために噴霧が二次シャッターリングを起こす可能性、圧力振動により誘起される速度振動によって液滴の蒸発が促進される可能性を指摘できる。従って、定常燃焼性能がすでに上限に近い事と考えあわせると、振動燃焼における燃焼性能は安定燃焼の場合とあまり変らないと推定される。

4.2 振動燃焼パターン

振動減衰用ダンパーを使用しない実験を通して三種類の振動燃焼パターンが観察された。変動圧力信号にハイパス・フィルターをかけ振動波形のみを取出して、その代表的な三種類の振動燃焼パターンを図11に示した。すなわちAのように最初0.2秒位は安定燃焼が続きその後に振動燃焼に遷移するもの、Bのように最初から振動燃焼が発生するもの、そしてCのように安定燃焼と振動燃焼とを繰り返すものである。ここではこれらをそれぞれ、遷移形、完全形、

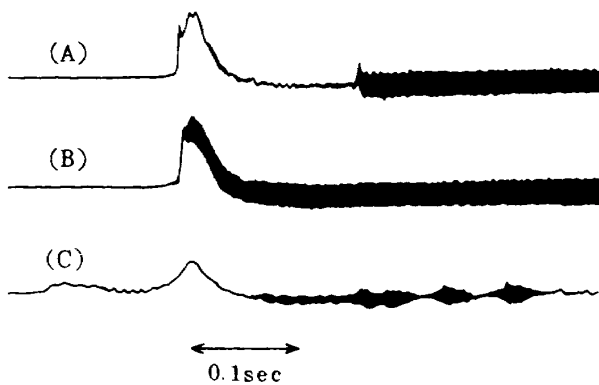


図11 観測された振動燃焼の代表的なパターン

臨界形と呼ぶ事にした。臨界形は混合比が1.5の近傍でのみ現れた。

次に圧力振動の波形および振動減衰ダンパーによる振動抑制の効果について述べる。図12は噴射器に最も近い位置における振動圧力の波形を示したものである。ここでAはダンパーを使用しない時の遷移形および完全形の振動燃焼の後半に観察される鋸歯状の振動波形であり、Bはダンパーを使用した時に観察される正弦波状の振動波形、そしてCはダンパーによって高周波振動が抑制された場合である。これらを以下の考察においては、強振動燃焼、弱振動燃焼、および安定燃焼と呼んで分類する。

4.3 振動燃焼モード

まえがきにも述べたように、高周波振動燃焼には長手、接線、半径およびこれらの合成モードがある。通常これらの周波数は、燃焼器をオルガン・パイプと見なす事により、音響理論を適用して計算が行なわれる。本実験に用いた燃焼器に対してこの計算を適用すると、それぞれのモードについて表3に示すような振動数が予測される。これに対して実験的に観察された周波数は付録Bの実験結果データ表に示すように混合比や圧力振幅により多少の変動があるものの、長手一次モードの周波数予測値に極めて近い事が明らかである。しかし、この事だけから本実験で生じた高周波振動燃焼が長手一次モードであったと断定するのは危険であり、更に波形や位相の面からも検討が加えられなければならない。強振動燃焼の場合の燃焼室長手方向の各測定位置における波形と位相の関係について調べた例が図13に示され

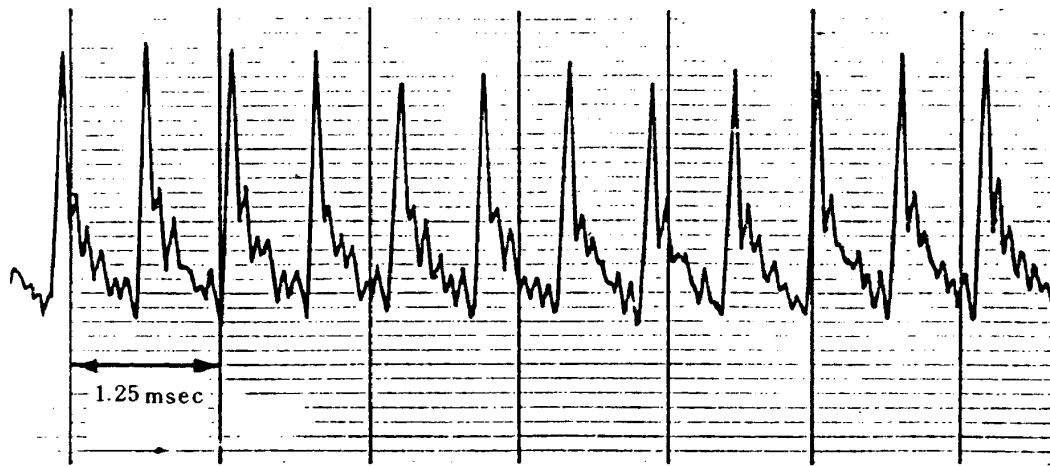
表3 使用燃焼器の音響振動周波数

Mode of Oscillation	Equation	Frequency(Hz)
Longitudinal 1st.	$f_{1L} = a/2L$	1,141(L), 1,402(S)*
Longitudinal 2nd.	$f_{2L} = a/L$	2,282(L), 2,804(S)
Tangential 1st.	$f_{1T} = 1.84a/\pi D$	5,980
Tangential 2nd.	$f_{2T} = 3.05a/\pi D$	9,913
Radial 1st.	$f_{1R} = 3.83a/\pi D$	12,448

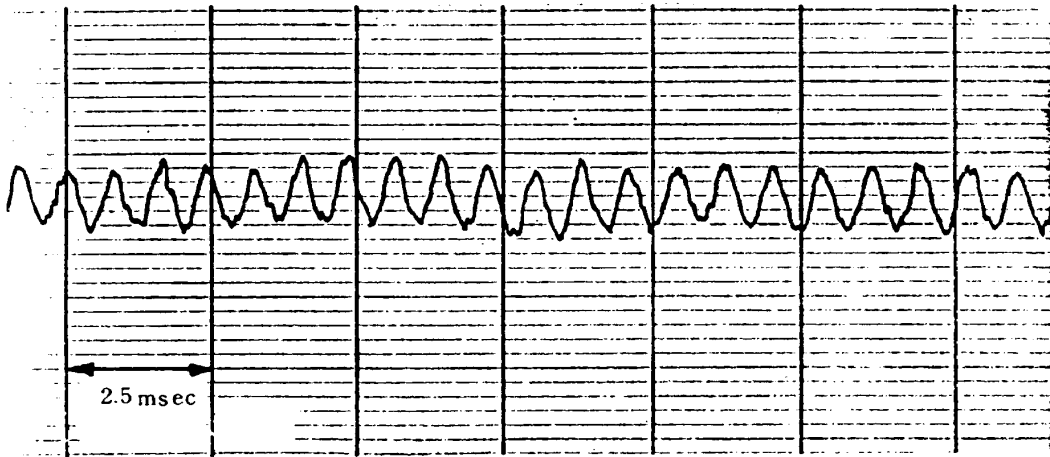
$P_c = 3.5 \times 10^6$ Pa, $O/F = 2.3$

* S ; Chamber Length=0.437 m

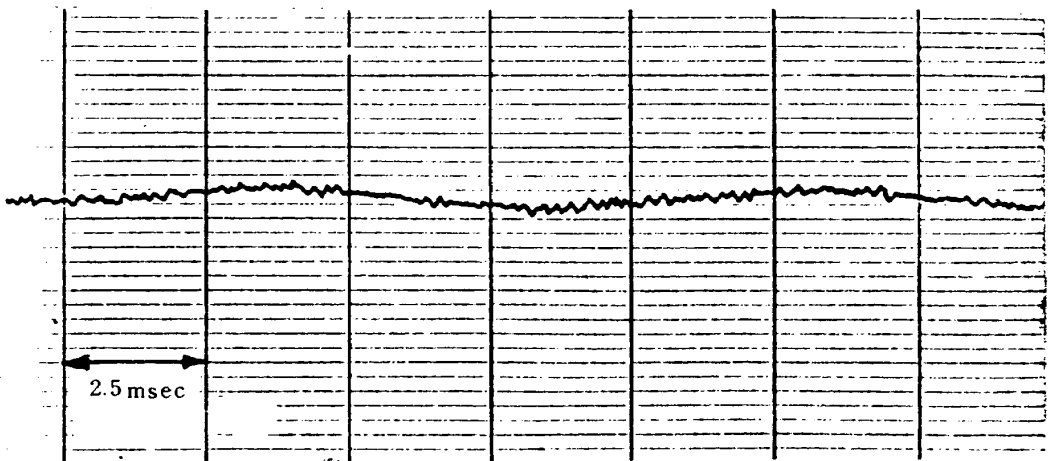
L ; Chamber Length=0.537 m



(A) $P'_{rms,1} = 7.46 \times 10^5 \text{ Pa}$, $O/F = 3.0$, $f = 1425 \text{ Hz}$
(ダンパー無)



(B) $P'_{rms,1} = 1.25 \times 10^5 \text{ Pa}$, $O/F = 1.82$, $f = 1260 \text{ Hz}$
(ダンパー有)



(C) $P'_{rms,1} = 0.18 \times 10^5 \text{ Pa}$, $O/F = 2.96$, $f = 117 \text{ Hz}$
(ダンパー有)

図 12 ダンパーによる振動燃焼の抑制効果

る。この図から、強振動燃焼の場合には、デトネーション状の圧力波が燃焼器内を長手方向に往復する長手一次モードの高周波振動燃焼が発生している事がわかる。弱振動燃焼の場合にも同様の波形と位相線図を作る事によって、音響振動に近い長手一次モードの高周波振動燃焼である事がわかる。なお、図14に示したのは変動圧力の周波数スペクトラムの一例であり、このような周波数解析を基にして基本振動数が求められた。

4.4 変動圧力振幅の分布

高速フーリエ解析機を用いて求めた変動圧力の自乗平均振幅 (rms 値) の燃焼室長手方向の変化の様子を図15に示す。本図は全長の短いS型燃焼器に対するものであるが、長いL型燃焼器についても類似の図が得られる。本図で白丸はダンパーのない強振動燃焼の場合を、黒丸はダンパーのある弱振動燃焼の場合を、そして黒四角はダンパーのある安定燃焼の場合を示す。振動燃焼の時には噴射器側とノズル

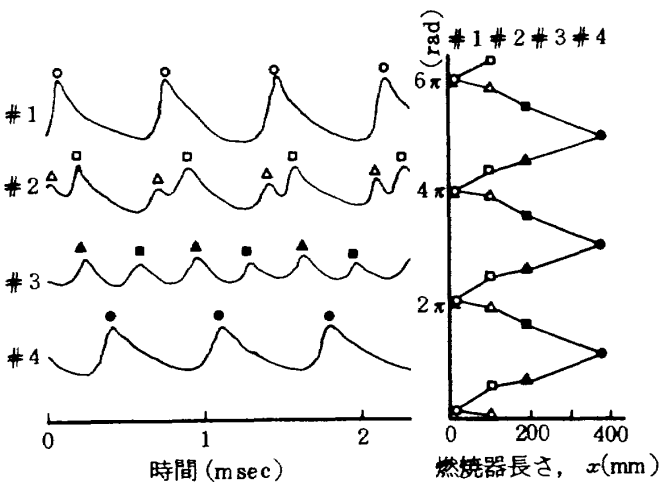


図13 振動モードの判定

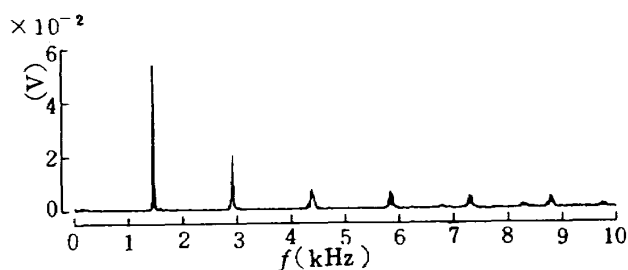


図14 高速フーリエ解析機による電圧スペクトラムの一例

ル・スロート側において圧力振幅が大きく、燃焼器中央付近で最小になる。一般に振幅の小さな正弦波に近い音響振動のような場合には、中央部において往復する波が打消し合う事によりこの付近の平均振幅は0に近くなる。しかし振幅の大きな圧力波の伝播においては、波の先端が切立った形状となり、中央部においても往復する波が打消し合わないためにこの付近の平均振幅はそれ程小さくならないと言える。本実験における圧力振幅の分布も定性的にはこの傾向を反映したものと考える事ができよう。

4.5 平均静圧の分布

短いS型燃焼器の長手方向の平均静圧分布を図16に示す。長いL型燃焼器の場合もほぼ同様の分布が得られる。図16から、安定燃焼および弱振動燃焼の場合には、噴射器面からノズル・スロートに向って平均静圧は単調かつ緩やかに減少するが、強振動燃焼の場合には、平均静圧は急激に減少し、その後ノズルに近づくにつれて回復している。さらに強振動燃焼においては、平均圧力振幅が大きいほど平均静圧の低下が著しく、平均静圧が最小となる位

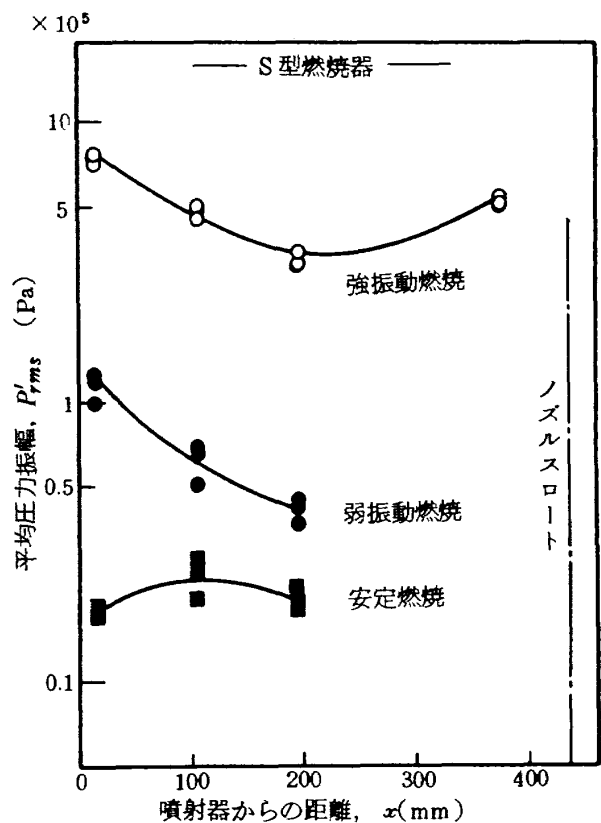


図15 圧力振幅の長手方向分布

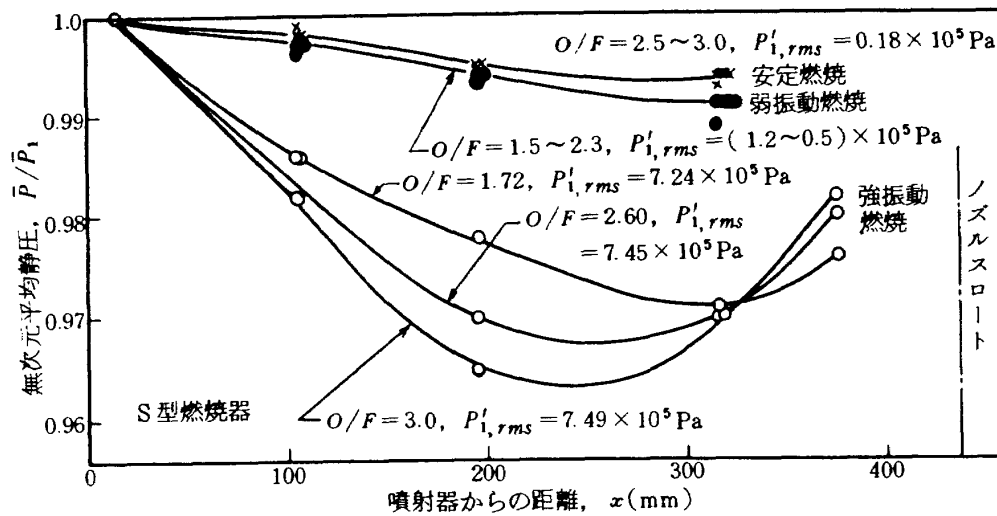


図 16 平均静圧の長手方向分布

置が燃焼器中央付近に移動する傾向がある。

円筒管内の亜音速流の静圧分布に影響をおよぼす因子を定常流の観点から考えるならば、加熱による加速、質量流束の変化そして壁面摩擦などを挙げる事ができる。通常、安定燃焼の場合には、燃焼によるガスの生成および加熱によって静圧降下の殆んどが引起こされ、壁面摩擦による寄与は僅かである。そして燃焼によるガスの生成および加熱の総量は振動燃焼の場合にも変わらないので、この分による静圧の変化は振動燃焼においても同じオーダーであると考えられる。本実験では振動燃焼の場合には、圧力振幅の増加とともに静圧の低下が著しくなり、圧力振幅が大きい強振動燃焼では静圧の回復が起こる。もし振動燃焼が壁面摩擦を増加させて静圧の低下を著しくさせると考えると、強振動燃焼の際の圧力回復を合理的に説明できない。振動燃焼による壁面への熱伝達の増加は燃焼ガスの減速を通して静圧の増加に寄与するが、もともと燃焼による発熱量に比較して壁への熱損失が占める割合は極めて小さいので、実際に静圧回復の効果は殆んど期待できない。

以上のように、振動燃焼の際の平均静圧の変化の様子を振動による直接的な効果を考慮に入れる事なしに合理的に解釈する事はできない。そこで第 2.3 節に述べたような振動を考慮に入れた解析に基く長手方向の平均静圧分布の推定結果(図 3)と実験結果(図 16)との比較を行なうと、定性的にもオーダー的にもほぼ一致した結果が得られている事がわか

る。すなわち、安定燃焼の場合には、平均静圧の平均流の加速による運動量圧力損失の影響を主に受けて単調に減少する。しかし、振動燃焼の場合には、これに振動の影響が加わるために、粒子速度の振動が著しい燃焼器中央付近において平均静圧の局所的な低下が見られる。また圧力振幅が大きいほど粒子速度の振動が大きいので、平均静圧の低下も著しくなる。

4.6 熱流束の分布

図 17 には S 型燃焼器の壁面への長手方向の熱流束分布を示す。L 型燃焼器の場合もほぼ同様の図が得られる。図中で黒丸はダンパーをつけた場合を白丸はダンパーを外した強振動燃焼の場合を示す。本実験に用いた噴射器は文献 6 で報告された FOF 型の三噴流衝突型噴射器と同一であり、その燃焼圧 2MPa における安定燃焼の熱流束が同文献に示されている。それによれば、噴射器近傍における熱流束は再循環ガスの影響を強く受ける事が述べられている。すなわち、噴射運動量の小さな推進剤の方がより多く再循環ガスに取り込まれるために、むしろ噴射混合比が小さいほど再循環ガスの局所温度も高くなり熱流束が増加するというものである。さらに同文献によれば、燃焼器下流においてはガスは壁に沿って流れており、しかも燃焼が進行しているためにガスの温度は噴射混合比に相当する断熱火炎温度に近づくので、噴射混合比が大きいほど熱流束が高く

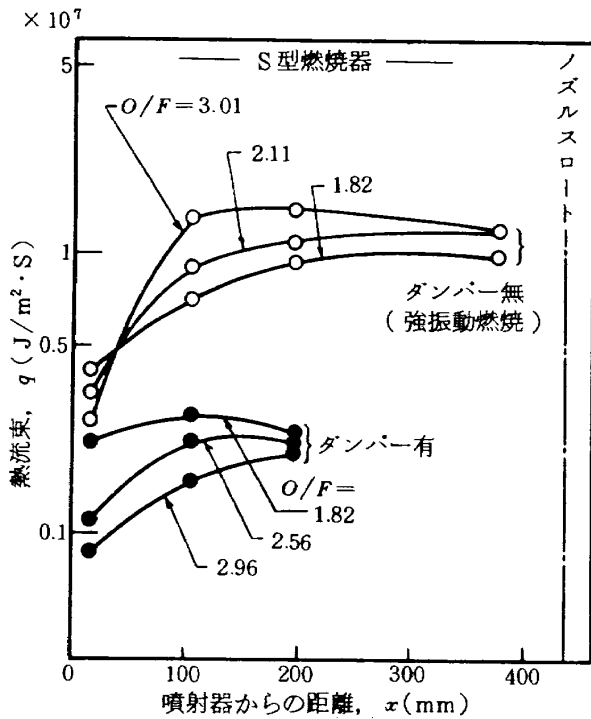


図 17 熱流束の長手方向分布

なるとされる。

図 17 でダンパーにより振動が抑圧された場合を取り上げると、ダンパーの挿入によって下流部の測定がなされていないが、混合比に関する熱流束の傾向は先に述べた安定燃焼の場合と同じである事がわかる。さらに強振動燃焼の場合にも、まえがきに述べたように、燃焼器中央部付近の熱流束増加が激しくなっているが、噴射器近傍と下流におけるそれぞれの混合比に関する定性的な傾向が、安定燃焼の際の性質を残している事がわかる。

振動燃焼の際の圧力振幅と熱流束増加割合の関係については次節以降で議論するが、ここでは単に、強振動燃焼時の熱流束は安定燃焼の場合に比較して 6 ~ 7 倍に増加する事を述べるにとどめる。

4.7 混合比, 圧力振幅, 静圧低下, 熱流束と基本振動数の相関

混合比を横軸にして、平均圧力振幅、平均静圧の降下および熱流束の相互の関連を表わしたものを図 18 ~ 図 21 に示した。ここでは、平均圧力振幅には噴射器に最も近い測定点①における値 $P'_{1,rms}$ をとり、平均静圧の降下には測定点①から測定点③までの圧力降下 $\Delta \bar{P} = \bar{P}_1 - \bar{P}_3$ を \bar{P}_1 で無次元化した $\Delta \bar{P} / \bar{P}_1$

\bar{P}_1 をとり、熱流束には測定点③における値 q_3 をとった。ただし、弱振動燃焼に限っては、平均静圧の降下 $\Delta \bar{P}$ として測定点①から測定点④までの圧力降下 $\bar{P}_1 - \bar{P}_4$ をとった。そしてこれらの図には同時に

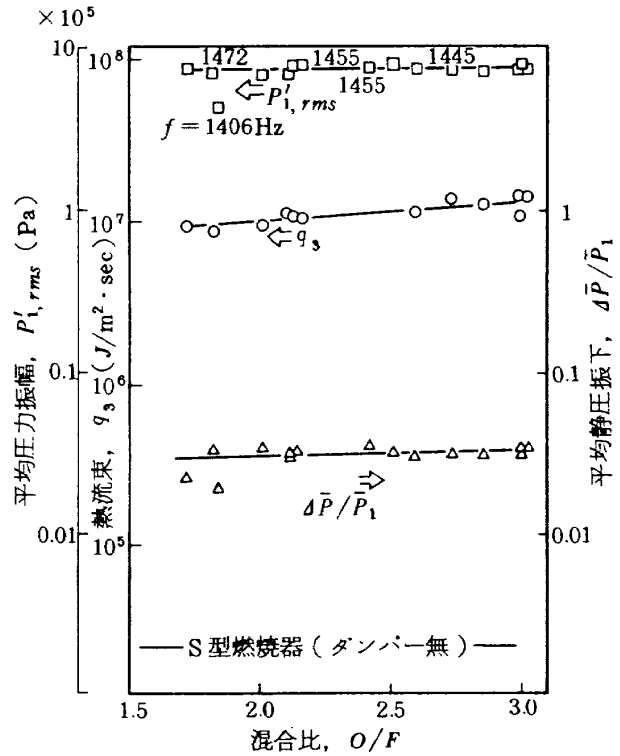


図 18 振動燃焼の際の圧力振幅, 熱流束, 平均静圧降下の関係 (その 1)

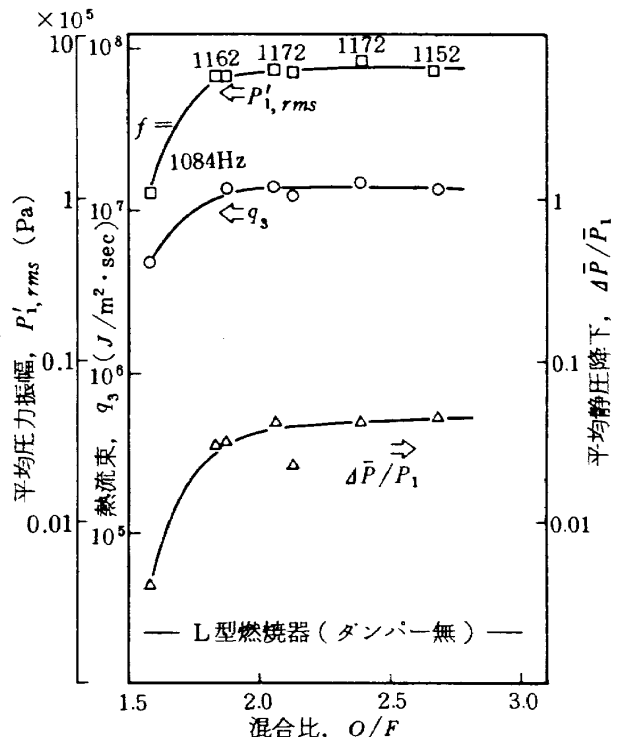


図 19 振動燃焼の際の圧力振幅, 熱流束, 平均静圧降下の関係 (その 2)

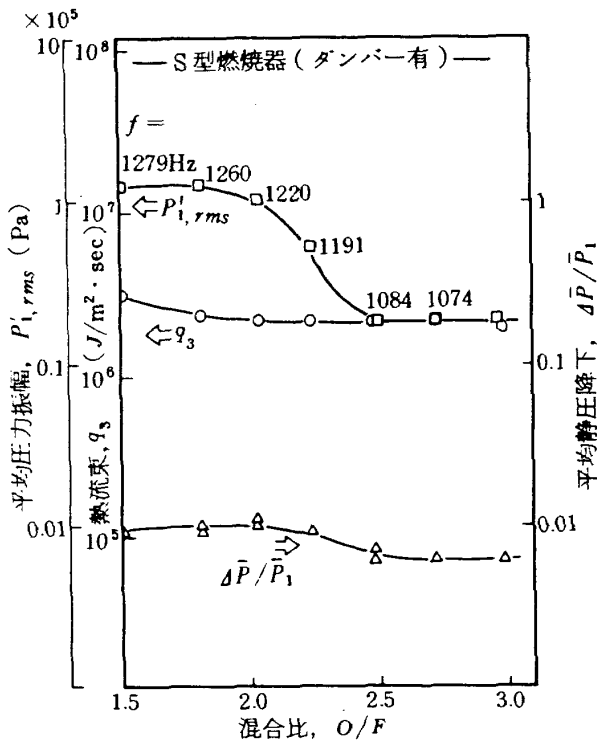


図 20 振動燃焼の際の圧力振幅，熱流束，平均静圧降下の関係（その 3）

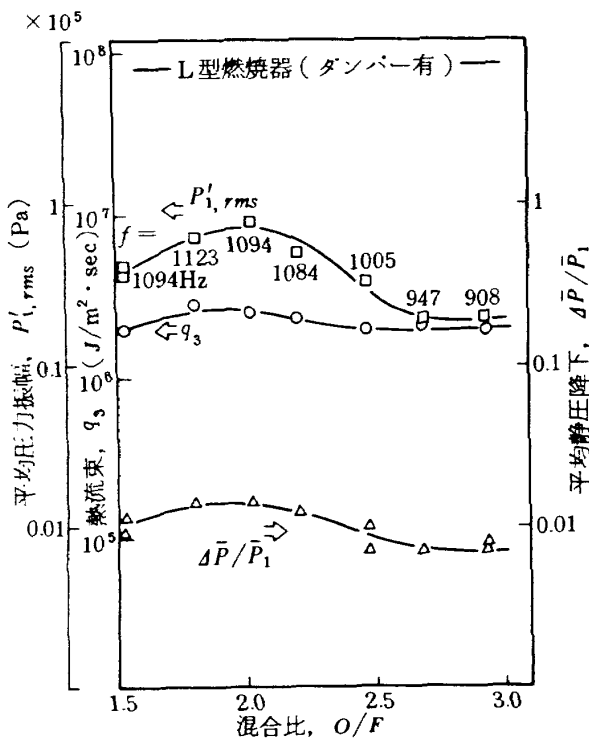


図 21 振動燃焼の際の圧力振幅，熱流束，平均静圧降下の関係（その 4）

測定された基本振動数も記入したが，圧力振幅と基本振動数との関連をより明らかにするために，図 22 にその関係を示した。

これらの図から，圧力振幅の増加とともに熱流束

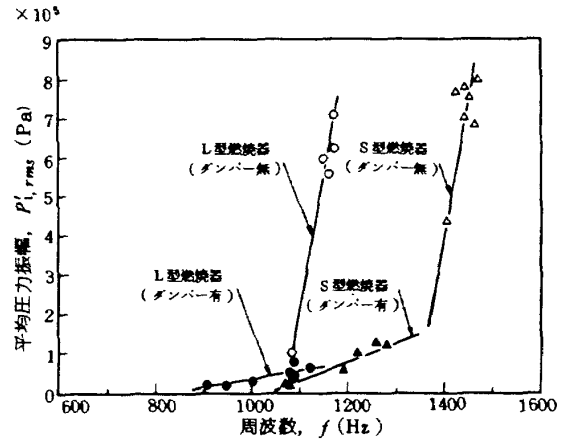


図 22 振動燃焼における圧力振幅と周波数の関係

の増加および平均静圧の降下が著しくなる事，熱流束におよぼす混合比の影響が殆んどない事，そして基本振動数は圧力振幅の増加とともに高くなる事などがわかる。圧力振幅と平均静圧の降下との関連については既に第 4.5 節で考察した。圧力振幅と基本振動数や熱流束との関連については，ここでは実験結果の記述のみに止め，次節以降でその考察を行なう事にする。

4.8 燃焼ガス温度について

圧力振幅と基本振動数との相関を理解するために，安定燃焼の場合と振動燃焼の場合に燃焼器内のガス温度分布がどの様に異なるかという点に検討を加える事が必要である。またこの事は振動燃焼と流れ場との相互作用を理解する上にも，熱伝達促進の現象を理解する上にも役立つ。

通常のロケット・エンジンの燃焼ガス温度は 2500 ~ 3500K に達するので，実験上この温度を熱電対などによって直接に測定する事は不可能である。そこで，Takeno^{11),12),13)}らは推進剤に都市ガス・空気の子混合ガスを用いた低圧 (0.1 ~ 0.3 MPa) の模型燃焼器を使用する事によって，長手モードの高周波振動燃焼が発生している場合としない場合の燃焼ガス温度分布の違いを熱電対を用いて直接測定する事によって次の結果を得た。

- 1) 第 4.3 節で述べた本実験の結果と同様に，圧力波の振幅が大きくなると衝撃波状の圧力波の伝播が観測される。しかし，観測された衝撃波の強さの範

囲内（衝撃波前後の圧力比で 1.1 ~ 1.5）では、伝播速度は燃焼ガスの温度によって支配され、衝撃波の強さには殆んど依存しない。

2) 燃焼ガス温度の分布は衝撃波の強さに依存しない。すなわち、振動燃焼が発生している場合とない場合の燃焼ガス温度の分布の違いは存在しない。従って燃焼ガス温度の分布は混合比の影響のみを受ける。☆

3) 長手モードの基本振動数を与える式を温度 T について解いた次式定義される温度 T_{eff} は、燃焼器内の温度を代表するある種の平均温度である。

$$T_{eff} = \frac{(2 L_{eff} f_{1L})^2}{\gamma R} \quad (4.8-1)$$

これは第 2.3 節の (2.3-19) 式で有効温度として定義したものに等しく、この有効温度は燃焼器内の長手方向の温度分布および燃焼ガスの最高温度に関連して変化するものと考えられる。

高圧の条件で行った本実験における有効温度を求め、これと断熱火炎温度 T_{th} や圧力振幅 P'_{rms} との比較検討を行なった。図 23 には、 $\gamma = 1.22$, $R = 383$, $L_{eff} = L_c + \frac{2}{3} L_N$ と仮定した時の有効温度 T_{eff} と混合比から求まる断熱火炎温度 T_{th} との関係を、図 24 には混合比 O/F と断熱火炎温度 T_{th} との関係を示した。また図 25 には圧力振幅 P'_{rms} と有効温度 T_{eff} との関係を示した。本実験の混合比の変化 ($O/F = 1.5 \sim 3.0$) に対応して断熱火炎温度 T_{th} は

(脚注)

☆ 衝撃波の伝播速度 M_1 は衝撃波前後の圧力比を P_2/P_1 とすると次式で与えられる。

$$M_1 = \left(\frac{\gamma - 1}{2} + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2}$$

また、前後の温度比は次式で与えられる。

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{P_2}{P_1}}{1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{P_2}{P_1}}$$

従って $\gamma = 1.4$, $P_2/P_1 = 1.1$ では

$$M_1 = 1.04, \quad T_2/T_1 = 1.03$$

また $\gamma = 1.4$, $P_2/P_1 = 1.5$ では

$$M_1 = 1.20, \quad T_2/T_1 = 1.13$$

従って M_1 も T_2/T_1 も 1 からあまりずれない。

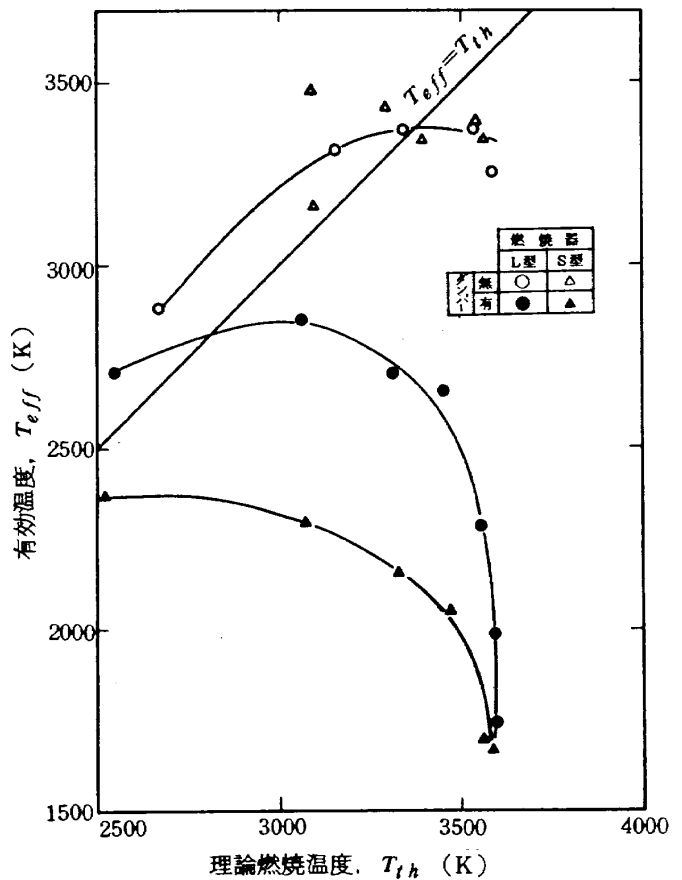


図 23 理論燃焼温度と有効温度の相関

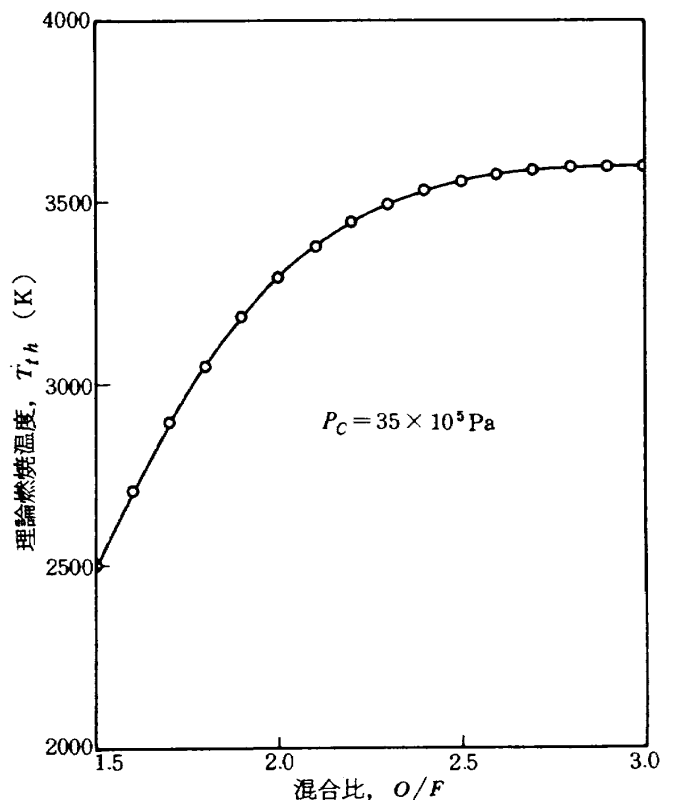


図 24 LOX/JP4 の理論燃焼温度

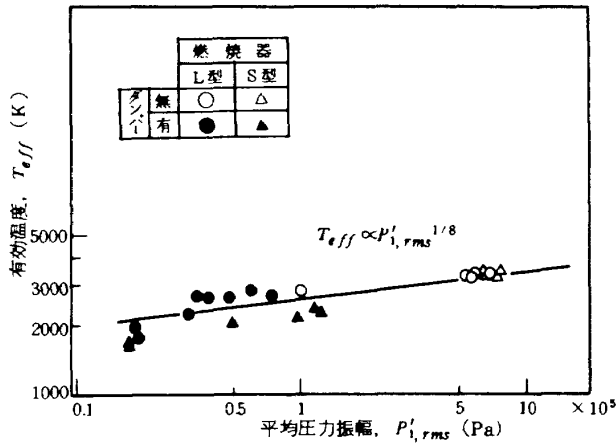


図 25 有効温度

2500 ~ 3500 Kと変化する。しかし、図 23 から明らかなように有効温度 T_{eff} と断熱火炎温度 T_{th} との間には、燃焼器の長さやダンパーの有無を含めた包括的な相関関係は見られない。一方、圧力振幅と基本振動数との関係はすでに図 22 に示してあるが、これと同様に基本振動数から求まる有効温度 T_{eff} と圧力振幅 P'_{rms} との関係は図 25 のように一本の直線で近似されるような相関が存在して、 P'_{rms} の増加に伴って T_{eff} が増加している。ところで Takeno の実験では、このような P'_{rms} と T_{eff} の様な関係が見出されていない。これは本実験における振動燃焼が微粒化や蒸発過程を含んだ燃焼機構によって支配されているのに対して、Takeno らの実験では化学反応過程のみを含んだ燃焼機構によって支配されている事による違いとして理解される。すなわち、衝撃波の強さ（従って圧力振幅 P'_{rms} ）が大きくなるに従い衝撃波背後の速度が増加する事から、衝撃波背後で液滴の二次微粒化が起こり、その結果噴霧粒径が細くなるために、安定燃焼の場合に比べて燃焼が噴射器近傍に集中してくるものと考えられる（図 1 参照）。これに対応して燃焼器内の有効温度 T_{eff} が上昇し平均音速も増加するために、図 22 に示したように基本振動数は圧力振幅とともに増加する傾向が得られるものと解釈される。一方、 T_{eff} に対する混合比の影響は、この微粒化と蒸発過程に比べると二次的な効果しかもたないと思える事ができる。

燃焼ガス温度の見積りには、特性速度 C^* 効率を利用したノズルのせき止め温度がしばしば使われる。 C^* は (4.8-2) 式のように定義されるので、こ

の効率とノズルせき止め温度の間には以下のような関係が得られる。

$$C^* = \frac{\sqrt{\gamma RT_0}}{\gamma \sqrt{\left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}}} \propto \sqrt{T_0} \quad (4.8-2)$$

$$\eta_{c^*} = \frac{C_{exp}^*}{C_{th}^*} = \sqrt{\frac{T_{0,exp}}{T_{0,th}}} \quad (4.8-3)$$

従って (4.8-3) 式を書直して次式が得られる。

$$T_{exp} \approx T_{0,exp} = T_{0,th} \times \eta_{c^*}^2 \quad (4.8-4)$$

本実験における安定燃焼時の燃焼効率を図 10 から 95 ~ 97% であるから、この燃焼温度 T_{exp} は断熱火炎温度の 90 ~ 94% と考えられる。振動燃焼が発生すると、正しいノズルせき止め圧の評価が不可能になるので C^* 効率 η_{c^*} を測定する事はできないが、二次微粒化のために η_{c^*} が上昇する事が期待される。しかし仮に η_{c^*} が 100% に達した場合を考えて見たとしても、 T_{exp} の変化は高々 10% にしかすぎない。従って燃焼ガスの温度 T_{exp} は振動燃焼の発生によっては殆ど影響を受けず、混合比の影響のみを受けると考えられる。

4.9 熱流束と圧力振幅との相関について

すでに振動燃焼による壁面への熱流束増加に関する実験的事実を記述しているが、これと振動燃焼における圧力振幅との相関について考える前に、燃焼ガスに含まれる固体カーボンが熱伝達におよぼす影響について調べておく必要がある。ケロシンのような炭化水素燃料を用いるロケット燃焼器の場合、初期混合の不完全さから不均一な混合比の分布が生じて、局所的には低い混合比で燃焼する領域が発生し、このような所では必然的に固体カーボンが遊離してくる。これらは高温のカーボン粒子からの熱輻射と壁面に付着するカーボン層による熱抵抗として熱伝達に関与してくる。従って、振動燃焼による液酸/ケロシン・ロケット燃焼器の壁面熱流束の議論において固体カーボンの存在を無視するわけにはゆかない。

カーボン粒子による輻射 q_r とカーボン層による熱抵抗 R_c を考えに入れると熱伝達を表わす式は以下のように書ける。

$$q_g = \frac{T_g - T_c}{R_g} \quad (4.9-1)$$

$$q_g + q_r = \frac{T_c - T_w}{R_c} \quad (4.9-2)$$

ただし

$$R_g = \frac{1}{h_g}$$

$$R_c = \left(\frac{\Delta x}{\lambda} \right)_{\text{carbon}}$$

これら両式より次式を得る。

$$q_T = \frac{T_g - T_w}{R_T (1 - A \cdot B)} \quad (4.9-3)$$

ただし

$$q_T = q_g + q_r$$

$$R_T = R_g + R_c$$

$$A = R_g/R_T = R_g/(R_g + R_c)$$

$$B = q_r/q_T$$

輻射の割合を表わす項 B を本実験の場合に直接に求めるのは不可能である。Ziebland の燃焼圧 3×10^8 Pa の n -ヘプタン・ロケット燃焼器を用いた実験³⁰⁾では、強制対流の関係式を利用した間接的方法を用いる事により、 B は約 0.25 であった事が報告されている。振動燃焼の場合に (4.9-3) 式と同様にして次式を得る。

$$q_{T,v} = \frac{(T_g - T_w)_v}{R_{T,v} (1 - A_v B_v)} \quad (4.9-4)$$

ただし

$$q_{T,v} = q_{g,v} + q_{r,v}$$

$$R_{T,v} = R_{g,v} + R_{c,v}$$

$$A_v = R_{g,v}/R_{T,v} = R_{g,v}/(R_{g,v} + R_{c,v})$$

$$B_v = q_{r,v}/q_{T,v}$$

輻射による伝熱は温度の 4 乗に比例する事および前節の考察により振動燃焼による燃焼温度の変化が小さい事を考え合せると、 $q_{r,v}/q_{r,0}$ は殆ど 1 に近いと考えても良いように思える。この時振動燃焼の際の輻射割合 B_v は $B_v = B \times (q_T/q_{T,v})$ となり、 $q_{T,v}/q_{T,0}$ が 5~7 である事を考慮すると B_v は小さくなり安定燃焼の場合に比較して輻射の効果は薄れる。

更にカーボン層の存在と A_v の定義 ($= R_{g,v}/R_{g,v} + R_{c,v}$) により、 $A_v < 1$ である事も考えると (4.9-4) 式の輻射による補正分は振動燃焼の場合には省略しても大きな誤差にはならないと考えられる。すなわち (4.9-4) 式は次のように書換えられる。

$$q_{T,v} = (T_{g,v} - T_{w,v})/R_{T,v} \quad (4.9-5)$$

以上の考えに従って熱流束と圧力振幅との関係について調べてみよう。燃焼器中央部の熱流束 q_3 と噴射器端で検出される圧力振幅 $P'_{1,rms}$ との関係を探ると図 26 を得る。この図より、振動燃焼が発生してその圧力振幅 $P'_{1,rms}$ が増すと熱流束 q_3 が増加するが、この増加の程度は混合比には関係なく $P'_{1,rms}$ のみに依存する事が推察される。すなわち、 $P'_{1,rms}$ が 5×10^4 Pa 以下の弱振動燃焼においては q_3 は殆ど増加しないが、 $P'_{1,rms}$ がそれ以上になると q_3 は $P'_{1,rms}$ の約 5/8 乗に比例して増加する。次に燃焼器の壁面温度として、約 1.3 秒間の燃焼試験の終了直前の温度 $T_{w,3}$ をとり、これと $P'_{1,rms}$ との関係を図 27 に示した。ところで (4.9-5) 式によれば、熱流束と温度が知られていれば、全熱抵抗 R_T を求める事ができる。ここで燃焼ガスの温度 T_g のとり方が問題であるが、振動燃焼では実験的に η_{c*} が測定されない事から T_{exp} が厳密に求まらない事、そして問題としている燃焼器中央部での振動燃焼中の温度を反映するものという観点から、前節で論議し図 25 に示した有効温度 T_{eff} を使って R_T を定義し、さらにその逆数を有効熱伝達係数 h_{eff} とすると、これと $P'_{1,rms}$ との関係は図 28 のように得られる。これ

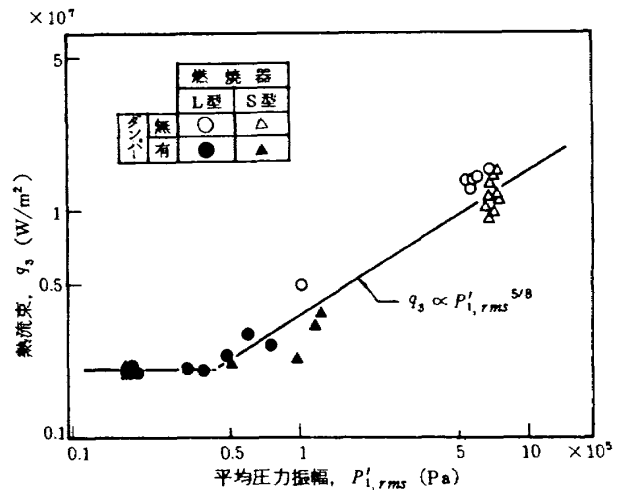


図 26 熱流束

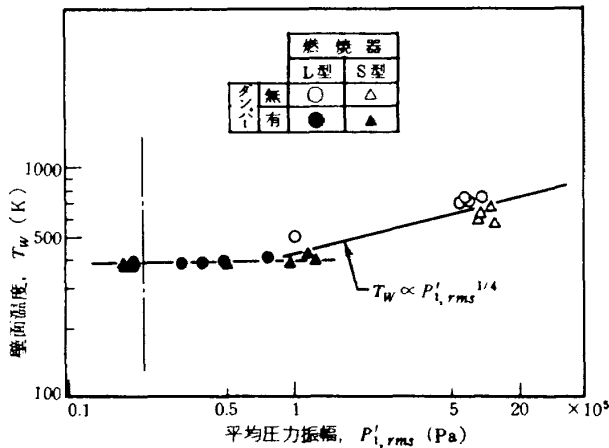


図 27 壁面温度

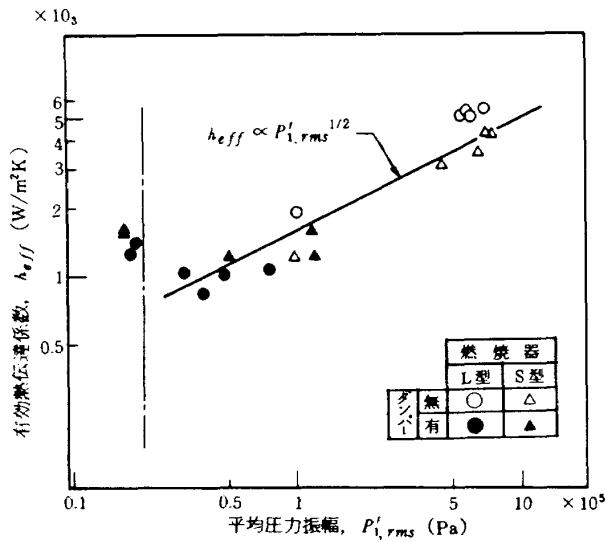


図 28 有効熱伝達係数

によると、有効熱伝達係数 h_{eff} は噴射器側の測定点における圧力振幅 $P'_{1,rms}$ の約 1/2 乗に比例する事がわかる。ロケット燃焼器を使った有限振幅の振動燃焼における熱流束の他の測定例としては Perry らの実験¹⁵⁾がある。Perry らはコンポジット推進薬と Tバーナーを使って平均燃焼圧が 2×10^6 Pa, 圧力振幅が平均圧力の 30% 以内の条件で実験を行ない、壁面の平均熱伝達係数 h_v を求めた。この時、ガス温度の評価をする際に、著者らの使った有効温度 T_{eff} に類似の考え方を取入れている。その結果、Perry らは輻射を無視し熱伝達が強制対流のみによるものとして h_v を求め、この h_v が振動の平均圧力振幅の 1/2 乗に比例するという熱伝達係数におよぼす圧力振幅の依存性を見出している。この結果は著者らの得た熱伝達係数の圧力振幅依存性と全く同じ

傾向である。

これまではバルクな形での全熱抵抗 R_T を基準に考察を行ってきた。しかし、圧力振幅の大きくないあるいは平均圧力が大気圧付近のいわゆる音響振動に近い振動燃焼において導かれた第 2.1 ~ 2.2 節のような熱流束の関係式は、ガスの強制対流熱伝達を基礎に置いている。そこで本実験結果とこれらの関係式との関連を調べるには、強制対流による熱抵抗 R_g とカーボン層による熱抵抗 R_c とを分離した形で検討しなければならない。

強制対流による熱伝達係数を与える式として Bartz の簡便式³¹⁾ が広く使われている。

$$h_g = \left[\frac{0.026}{D_*^{0.2}} \left(\frac{\mu^{0.2} C_p}{P_r^{0.6}} \right)_0 \left(\frac{P_c}{C^*} \right)^{0.8} \left(\frac{D_*}{r_c} \right)^{0.1} \right] \left(\frac{S_*}{S} \right)^{0.9} \sigma \quad (4.9-6)$$

ここで

$$\sigma = \frac{1}{\left[\frac{1}{2} \frac{T_w}{T_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) + \frac{1}{2} \right]^{0.68} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{0.12}}$$

この式は乱流熱伝達の実験式を書き換えてロケット・ノズル内の計算を簡単にするようにロケットに特有なパラメータを導入し、圧縮性軸対称ノズル流の境界層におけるエネルギー式の積分を基に係数を定めたものであるが、式の簡便性の割に精度が良い事が知られている。炭化水素燃料を使ったロケット燃焼器のカーボン層の熱抵抗を与える式は、さまざまな実験結果^{32), 33)}をまとめたものとして文献 34 に報告されている。

$$R_c = R_0 (1 + 0.4 \sin \pi t) \quad (4.9-7)$$

ここで

$$R_0 = F_G F_N F_{MR} F_K$$

$$F_G = e^{1.285 - 7.254 \times 10^{-4} G} \quad (G; \text{kg/m}^2\text{-sec})$$

$$F_N = \frac{a[1 - a - b(N-2)]}{(1-a)[a + b(N-2)]} \quad \left(N = \frac{\tau_H}{\tau_c} \right)$$

$$F_{MR} = \frac{c[1 - c - d(O/F - O/F_{OPT})]}{(1 - c)[c + d(O/F - O/F_{OPT})]}$$

(d : 条件に依存
0 に近い値)

$$F = 1$$

$$K = 8.4871 \times 10^{-4} \quad (K; m^2 sec/J)$$

$$c = a + b(N - 2)$$

$$a = 0.16, \quad b = 0.21$$

本実験の安定燃焼の条件における熱抵抗 R_g と R_c をこれらの式から計算する事ができる。しかし、 R_c を求める (4.9 - 7) 式に現れる K の値は、実は R_g として Bartz の式から求めた値を使い R_T の実験値から R_c を求めてこれを基準にしたものである。そこで本実験の場合にも同様に R_g を Bartz の式から求めて R_c を変数として取扱い、(4.9 - 3) 式を適用すると図 29 および図 30 を得る。もし Bartz の式によるガスの熱伝達係数が絶対的に正しいと仮定する場合には、安定燃焼における熱流束が $2.1 \times 10^6 J/m^2 \cdot sec$ である事から、同図より安定燃焼の際の全熱抵抗に対する対流熱抵抗の比 (= R_g/R_T) は 0.4 ~ 0.45 という事になる。しかし、ガス側熱伝達係数の評価に Bartz の式を使う事が必ずしも適切でない場合にはこの A の値を前提とする事ができない。確かに Bartz の式の評価は高いのであるが、この式は本来、燃焼の完了しているノズル部に対して導出されたものであって、本実験のように燃焼が進行している燃焼器円筒部に対しては、必ずしも適用が保証されるものではない。このような立場に立つと、 R_g/R_T の推定は殆んど不可能となる。しかし、定義から R_g/R_T の値は必ず 0 と 1 との中間の値をとる事から、この極限の場合のみを取扱う事にして、現実の状況はその中間に存在する事と考える事ができる。このような観点から、以下では安定燃焼の際の全熱抵抗に対する対流熱抵抗の比として $R_g/R_T = 0.4$ の場合および R_g/R_T が 0 と 1 の場合を取扱う事にする。

以後の議論に先立ち、振動燃焼における熱流束の増加率と対流熱伝達の熱抵抗の減少率、カーボン層の熱抵抗の減少率などとの関係を示す式を導いておく。(4.9 - 3) 式における安定燃焼の温度差と

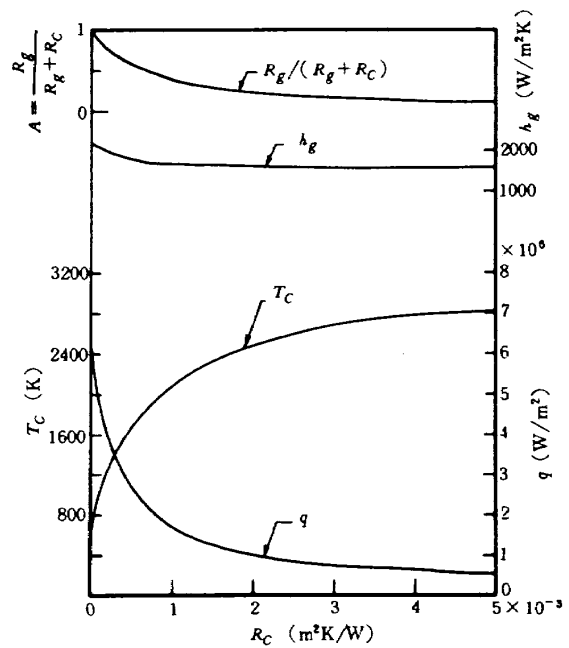


図 29 熱伝達におよぼすカーボン熱抵抗の影響 ($q_r/q_T = 0, T_w = 400K, T_g = 3176K, P_c = 3.5MPa$)

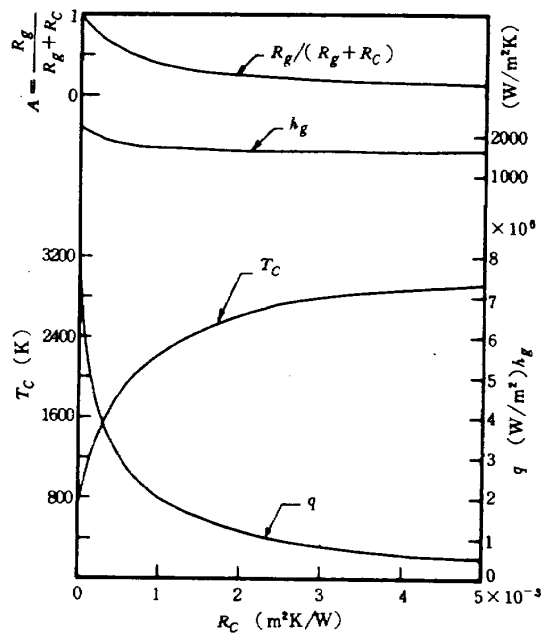


図 30 熱伝達におよぼすカーボン熱抵抗の影響 ($q_r/q_T = 0.25, T_w = 400K, T_g = 3176K, P_c = 3.5MPa$)

(4.9 - 4) 式における振動燃焼の温度差の違いがあまり大きくないとすると、これら両式より次式を得る。

$$Q_{T,v} = \frac{AC_v}{AC_v + (1 - A)G_v} \left[\left(\frac{1}{A} - B \right) G_v + B \right] \quad (4.9 - 8)$$

ただし

$$Q_{T,v} = \frac{q_{T,v}}{q_{T,o}}$$

$$C_v = \frac{R_{c,o}}{R_{c,v}} = \left(\frac{\lambda}{\Delta x} \right)_{c,v} / \left(\frac{\lambda}{\Delta x} \right)_{c,o}$$

$$G_v = \frac{R_{g,o}}{R_{g,v}} = \frac{h_{g,v}}{h_{g,o}}$$

(4.9-8)式は、 $R_g/(R_g + R_c) (= A)$ が0および1に対応して次式のように表わされる。

$$Q_{T,v} = C_v \quad (A=0) \quad (4.9-9)$$

$$Q_{T,v} = (1-B)G_v + B \quad (A=1) \quad (4.9-10)$$

$A=0$ すなわち $R_T = R_c$ というのはカーボン層による熱抵抗が圧倒的に大きい場合であり、(4.9-9)式のように熱流束の増加はカーボン層の熱抵抗の減少、すなわちカーボン層の厚みの減少に対応している。文献32によれば、カーボン層は二層の構造を持ち、表層はとれやすいスート状であり、下層はより丈夫なグラファイト状であるとされる。更に同文献によれば、カーボン層の厚みはカーボンの成長とハク離のために周期的に変動する事が述べられている。この事と(4.9-7)式の項 F_G とを考慮合わせると、カーボン層の厚みの限界というものが、カーボン層に働く燃焼ガスの流体力学的な力の作用に強く影響を受けている事を暗示しているように思えるが、しかし、ロケット燃焼器に形成されるカーボン層の厚みや物性を変動する速度場をも含めた流れの条件と結びつけた報告は、著者らの知る限り未だないようである。

$A=1$ すなわち $R_T = R_g$ というのはカーボン層が殆んど無視できる役割しか果たさない場合であり、(4.9-10)式が示すように熱流束の増加はガス

の対流熱伝達係数の増加に比例している。そこで振動燃焼による熱流束の増加を $1 + (u'_{\max}/\bar{u})^2$ に対してプロットすると図31を得る。同図にはDentの表面更新モデルによる理論式とHanbyの準定常モデルによる理論式をあわせて示した。Dentの理論式には摩擦速度 v^* が現れるが、その見積りにはBlasiusの公式を利用した[☆]この図より、実験値の傾向はDentの理論式に近く、Hanbyの理論式では過小評価になってしまう事がわかる。

次に $A=0.4$ すなわちBartzの式によって対流熱伝達係数が与えられ、その熱抵抗の全体に占める割合が40%、言いかえると全熱抵抗に対するカーボン熱抵抗の割合が60%の場合の検討を試みる事にする。この時は式(4.9-8)を利用して振動燃焼における熱流束の増加 $Q_{T,v}$ に実測値を、ガスの熱抵抗の減少を示す $G_v (= R_{g,o}/R_{g,v})$ に圧力振幅の測定値から求めた理論値を代入すると、カーボン層の熱抵抗の減少を示す $C_v (= R_{c,o}/R_{c,v})$ を求める事ができる。図32には振動のない時の対流熱伝達の比が $A=0.4$ 、同様に輻射の比が $B=0.25$ とおいた際の(4.9-8)式による曲線と上記のようにして求めた実験点のプロットを示した。この際に利用した G_v の理論値にはDentのものをを用いた。その理由は次の通りである。すなわち(4.9-8)式から理解されるように、熱流束の増加 $Q_{T,v} (= q_{T,v}/q_{T,o})$ は対流熱伝達係数の増加 $G_v (= R_{g,o}/R_{g,v})$ が定まると $\{(1/A-B)G_v + B\}$ に漸近する。言い換えると、所定の $Q_{T,v}$ を得るには G_v がある値以上である事が要求される事を意味する。この点でHanbyの理論式では $Q_{T,v}$ の大きな所で G_v の値が小さすぎるため、この条件を満たす事ができなかったのである。結局、Bartzの式とDentの理論を根拠に得た図32

(脚注)

☆ Dentの理論式(2.1-8)は次のように書換えられる。

$$\begin{aligned} \frac{h_v}{h_o} &= \left[1 + \left(\frac{u'_{rms}}{v^*} \right)^2 \right]^{1/4} \\ &= \left[\left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{u'_{\max}}{\bar{u}} \right)^2 \right\} - \left\{ 1 - \left(\frac{v^*}{\bar{u}} \right)^2 \right\} \right]^{1/4} \left(\frac{\bar{u}}{v^*} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Blasiusの公式より

$$(v^*/\bar{u})^2 = 0.03955/R_e^{0.25}$$

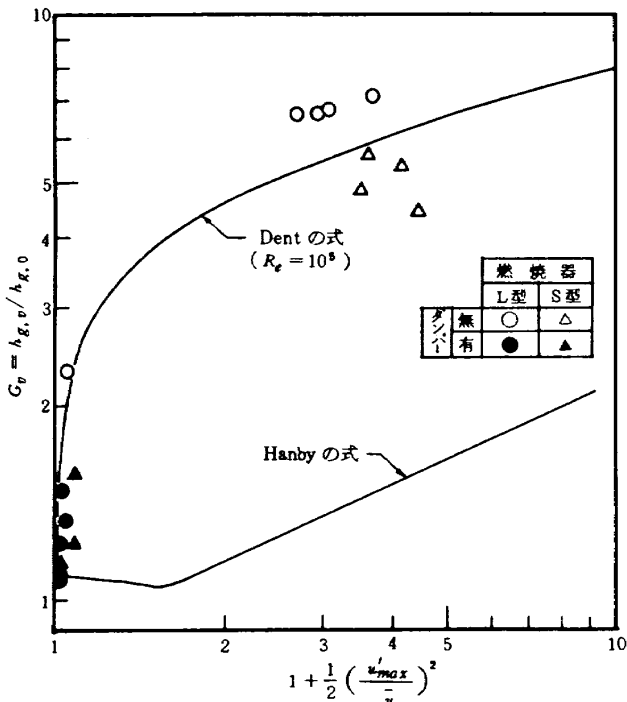


図 31 対流熱伝達係数の増加割合

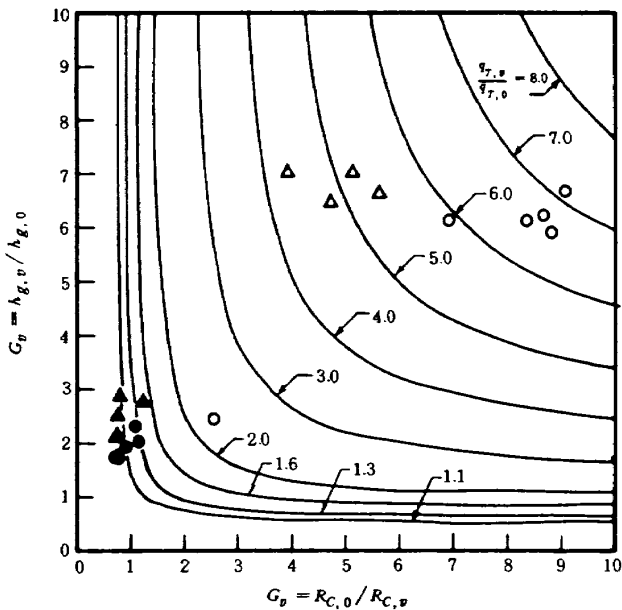


図 32 振動燃焼の熱流束増加に対する対流熱伝達係数の増加とカーボン熱抵抗減少との効果, $q_T/q_T = 0.25$, $R_g/R_T = 0.4$, 実験値に対しては, $h_{g,v}/h_{g,0}$ にDentの式を適用して(4.9.8)式から $R_{C,0}/R_{C,v}$ を求める ($q_{T,v}/q_{T,0}$ の高い所でHanbyの式は適用不可)

の実験点のプロットからは、熱流束の増加 $Q_{T,v}$ が大きい領域では $Q_{T,v}$ の変化はカーボン層の熱抵抗の変化 C_p に大きく依存しているという結果を得る。参考までに、この C_v の変化を P'_{rms} に対してプロット

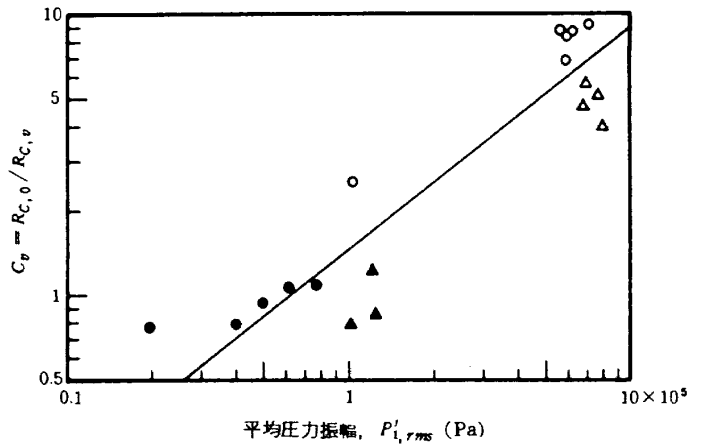


図 33 図 32 から求めたカーボン熱抵抗減少比と平均圧力振幅の関係

すると図 33 を得る。

振動燃焼による対流熱伝達係数の増加という観点からこれまでの議論を振り返ってみよう。振動燃焼による対流熱伝達係数の増加を見積る理論式として、Dent の式およびHanby の式が検討されてきたのであるが、カーボンの影響をも考慮したこれまでの議論からは、Hanby の理論では過少評価になってしまい、両者の比較においてはDent の理論の方が無理がないように見える。さらに、Dent の式(2.1-10)は P'_{rms} の大きな領域では次式のようになり、熱伝達係数の増加 h_v/h_0 は $P'^{1/2}_{rms}$ に比例し、Perryらの実験結果とも一致する。

$$\frac{h_v}{h_0} \approx \left(\frac{P'_{rms}}{\rho a v^*} \right)^{1/2} \propto P'^{1/2}_{rms} \quad (4.9-11)$$

5. 結 論

液体酸素/ケソロン・ロケット燃焼器を使って、高周波振動燃焼の実験を行なった。振動モードの推定、変動圧力や壁面への熱流束および時間平均静圧などの測定を通じて、その特性や相互の関連性等を明らかにすると同時に、熱伝達促進の様子および平均静圧分布の変化などについて解析との比較を行なった。

おもな結果は次の通りである。

(1)観測された高周波振動燃焼は長手一次モードであった。変動圧力の自乗平均値は、最大で噴射器側の時間平均静圧の23%に達した。このような強い振動燃焼においてはデトネーション状の圧力波が伝

播している事が観測された。

(2) Crocco の理論を応用した振動燃焼減衰用のダンパーは良く作動する事が確認され、これにより弱い振動燃焼や安定燃焼のデータが取得できた。

(3) 振動燃焼においては、遷移形、完全形、臨界形の三種類のパターンが観測された。特に臨界形のパターンは混合比が 1.5 の近傍でのみ現れた。

(4) 振動燃焼によって燃焼器壁面への熱伝達が促進され、ガスの粒子速度の振動が最も激しい燃焼器中央付近において熱流束の増加が著しく、安定燃焼の場合に比較して最大で 7 倍程度に増加した。

(5) 振動燃焼の振動数を基に定義されたガスの有効温度 T_{eff} は、混合比とは無関係に平均圧力振幅 P'_{rms} との相関を示した。この有効温度に基いて定義されたバルクな熱伝達係数は $P'_{\text{rms}}{}^{1/2}$ に比例する事がわかったが、これは Perry らの結果とも一致している。

(6) 固体カーボンの影響をも考慮に入れて対流熱伝達の変化に関する検討を行なった。振動を伴う流れの対流熱伝達増加に関する既存の理論的モデルとして、Hanby モデルと Dent モデルとが有名であるが、実験値の解釈に際して Dent モデルを採用した方が無理がないという結果を得た。

(7) 振動燃焼が発生し激しくなると、平均静圧は軸方向に一度減少した後に再び回復するという分布を示した。振動の効果を間接的に考慮した定常流の考え方によってこの傾向を合理的に解釈する事はできないが、速度振動成分の直接的な効果を基礎式に導入した理論解析を行なう事により、定性的にもオーダー的にも実験と一致する結果が得られた。

本研究の遂行に当っては、大塚貞吉前角田支所長に終始、全般的な指導および激励をいただいた。また計測装置の整備にはロケット燃焼器研究室坂本博技官の協力を得た。

参 考 文 献

- 1) D. T. Harrje; Liquid Propellant Rocket Combustion Instability, NASA SP-194 (1972).
- 2) H. N. McManus, Jr., and Erich E. Soehngen; Flow Separation and Acoustic Effects, Trans. ASME, 82 (1960), pp. 166 ~ 169.
- 3) F. W. Ahrens; Prediction of Heat Transfer in Pulse-Combustion Burners, Proceedings of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, ANL/EES-TM-87 (1979), pp. 46 ~ 66.
- 4) R. B. Edelman, A. Turan and D. H. France; Modeling of the Pulse-Combustion Process, Proceedings of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, ANL/EES-TM-87 (1979), pp. 71 ~ 94.
- 5) 竹野忠雄; 高周波振動燃焼, 日本機械学会誌, 第 72 巻, 第 610 号 (昭和 44 年) pp. 1482 - 1489.
- 6) 田村洋, 若松義男, 鈴木昭夫, 豊川光雄, 小野文衛; 液体酸素ケロシンロケットの燃焼性能の研究 (三噴流異種衝突型噴射器の特性), NAL TR - 648 (1981).
- 7) L. Crocco and Sin-I Cheng; Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors (1956), Butterworths Scientific Publications.
- 8) L. Crocco, J. Grey and D. T. Harrje; Theory of Liquid Propellant Rocket Combustion Instability and Its Experimental Verification, ARS J., Vol. 30, No. 2 (1960), pp. 159 ~ 168.
- 9) W. A. Sirignano and L. Crocco; A Shock Wave Model of Unstable Rocket Combustions, AIAA J., Vol. 2, No. 7 (1964), pp. 1285 ~ 1296.
- 10) C. T. Bowman; Experimental Investigation of High-Frequency Longitudinal Combustion Instability in Gaseous Propellant Rocket Motors, PhD thesis, Princeton Uni-

- versity (1966).
- 11) H. Tsuji and T. Takeno; Studies of High Frequency Combustion Oscillations in a Gaseous Propellant Rocket Motor, Aero. Res. Inst. Univ. of Tokyo Report, No. 391 (1964).
 - 12) H. Tsuji and T. Takeno; An Experimental Investigation on High-Frequency Combustions, Tenth Symposium (International) on Combustion (1968), pp. 1327 ~ 1335.
 - 13) T. Takeno; Experimental Studies on Driving Mechanism of the High Frequency Combustion Oscillation in a Premixed Gas Rocket, ISAS Report, Vol. 33, No. 2 (1968).
 - 14) M. D. Horton, J. L. Eisel and G. L. Dehority; Heat Transfer Coefficients for a Hot Gas Oscillating at High Amplitudes in a Cylindrical Chamber, AIChE J., Vol. 10, No. 4 (1964), pp. 580 ~ 583.
 - 15) E. H. Perry and F. E. C. Culick; Measurements of Wall Heat Transfer in the Presence of Large-Amplitude Combustion-Driven Oscillations, Combustion Science and Technology, Vol. 9, No. 1/2 (1974), pp. 49 ~ 53.
 - 16) W. N. Zartman and S. W. Churchill; Heat Transfer from Acoustically Resonating Gas Flames in a Cylindrical Burner, AIChE J., Vol. 7, No. 4 (1961), pp. 588 ~ 592.
 - 17) J. C. Dent; The Calculation of Heat Transfer Coefficient for Combustion Driven Transverse Oscillations in a Gas-Air Burner, AIChE J., Vol. 13, No. 6 (1967), pp. 1114 ~ 1117.
 - 18) P. V. Dankwerts; Gas Absorption Accompanied by Chemical Reaction, AIChE J., Vol. 1, No. 4 (1955), pp. 456 ~ 463.
 - 19) V. I. Hanby; Convective Heat Transfer in a Gas-Fired Pulsating Combustor, Trans. ASME, 91 (1969), pp. 48 ~ 52.
 - 20) W. H. McAdams; Heat Transmission, 3rd ed. (1954), McGraw-Hill.
 - 21) 国井大蔵; 岩波講座 基礎工学 17 移動速度論 II (1968), 岩波書店
 - 22) H. L. Toor and J. M. Marchello; Film-Penetration Model for Mass and Heat Transfer, AIChE J., Vol. 4, No. 1 (1958), pp. 97 ~ 101.
 - 23) H. Schlichting; Boundary Layer Theory, 7th ed. (1979), McGraw-Hill.
 - 24) J. P. Holman; Heat Transfer, 4th ed. (1976), McGraw-Hill.
 - 25) J. P. Warhainen, H. C. Parish and E. W. Conrad; Effect of Propellant Injection Velocity on Screech in 20,000-Pound Hydrogen-Oxygen Rocket Engine, NASA TN D-3373 (1966).
 - 26) C. H. Liebert, J. E. Hatch and R. W. Grant; Application of Various Techniques for Determining Local Heat-Transfer Coefficients in a Rocket Engine for Transient Experimental Data, NASA TN D-277 (1960).
 - 27) R. L. Schacht, R. J. Quentmeyer and W. L. Jones; Experimental Investigation of Hot-Gas Side Heat-Transfer Rate for a Hydrogen-Oxygen Rocket, NASA TN D-2832 (1965).
 - 28) H. J. Sternfeld and J. Reinkenhof; Technique for Determining Local Heat-Transfer Coefficients, AIAA J., Vol. 15, No. 1 (1977), pp. 105 ~ 109.
 - 29) J. A. Nicholls and H. Miyajima; Interaction of a Shock Wave with a Burning Drop, NAL TR-362T (1974).
 - 30) H. Ziebland; Radiation and Convection in High Energy Liquid Propellant Rocket Engines, International Developments in Heat Transfer (1961/1962), pp. 165 ~ 173, ASME.
 - 31) D. R. Bartz; A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer Coefficients, Jet Propulsion (1957), pp. 49 ~ 51.
 - 32) J. P. Sellers, Jr.; Effect of Carbon Deposition on Heat Transfer in a LOX/RP-1

Thrust Chamber, ARS J., Vol. 31, No. 5 (1961), pp. 662 ~ 663.

- 33) J. D. Seader and W. R. Wagner; Regenerative Cooling of Rocket Engines, Chem. Eng. Prog. Sym. Ser., No. 52, Vol. 60 (1964), pp. 130 ~ 150.
- 34) F. E. Arndt and R. M. Williams; Space Storable Thruster Investigation, NASA CR-72495 (1969).

付録A 平均圧力の測定

図7のような圧力導管の一部に水を満たした場合の解析は複雑なので、ここでは測定系に全く水が入っていない場合と全部に水が入っている場合について検討を行い、導管の一部に水が入っている場合の推定を行う事にする。

測定系内に全く水が入っていない場合を考えてみる事にする。問題を簡単化するためにこの時の仮定として、ダイヤフラム部空隙の体積が大きい事、流れが導管の中でチョークしていない事、導管内の密度変化 $\partial\rho/\partial x$ および速度の自乗の変化 $\partial u^2/\partial x$ が無視できる事などの条件を採用すると、動特性は次の方程式で与えられる。^{A-1)}

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \rho_0 a_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-1})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + W = 0 \quad (\text{A-2})$$

ここで W は単位質量当りの摩擦力を示し、定常における関係を用いると次式で与えられる。

$$\rho_0 W = \frac{\zeta}{2D} \rho_0 u |u| \quad (\text{A-3})$$

圧力導管の入口および出口に対する境界条件として次のように置く事にする。

$$P_c - P_e = \begin{cases} \frac{\rho_0 u_e^2}{2C_d^2} & u_e \geq 0 \\ 0 & u_e < 0 \end{cases} \quad (\text{A-4})$$

$$P_G - P_a = \begin{cases} 0 & u_a \geq 0 \\ \frac{\rho_0 u_a^2}{2C_d^2} & u_a < 0 \end{cases} \quad (\text{A-5})$$

$$\dot{P}_G = \frac{\gamma P_a}{l} \frac{u_e}{1+V/S_l} \quad (\text{A-6})$$

近似を行って最終的には次の特性式を得る。

$$\ddot{P}_G + 2\theta |\dot{P}_G| \dot{P}_G + \omega_0^2 P_G = \omega_0^2 P_2 \quad (\text{A-7})$$

ここで

$$\omega_0 = \frac{a_0}{l \sqrt{1+V/S_l}} \quad (\text{A-8})$$

$$\theta = \frac{1+V/S_l}{4\gamma P_0} \left\{ \frac{1}{\mu^2} + \zeta \left(\frac{l}{D} \right) \right\} \quad (\text{A-9})$$

(A-7)式は速度の自乗に比例する減衰がある場合の強制振動の式と一致する。この式の左辺第二項は非線形項であるから平均値のずれを生ずる可能性がある。この平均値のずれの程度を見るために入力と出力とを次のようにおいてみる。

$$\left. \begin{aligned} P_c &= \varepsilon + a \sin \omega_0 t \\ P_G &= b \sin (\omega_0 t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (A-10)$$

これを(A-7)式に代入し、一周期にわたって積分すると $\varepsilon = 0$ を得る。従ってこの場合には平均値にずれが生じない事になる。

前と同様に系内に水が入っていない場合に、導管内の条件に準定常で断熱の摩擦流れの仮定を導入すると、この時の動特性を支配する方程式は次のように与えられる。

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (A-11)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} + W - \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) = 0 \quad (A-12)$$

$$C_p \frac{dT}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) = 0 \quad (A-13)$$

$$\dot{P}_G = \frac{\gamma f T_0}{V T_e} \rho_c u_e \quad (A-14)$$

境界条件を簡単化して次のようにおく。

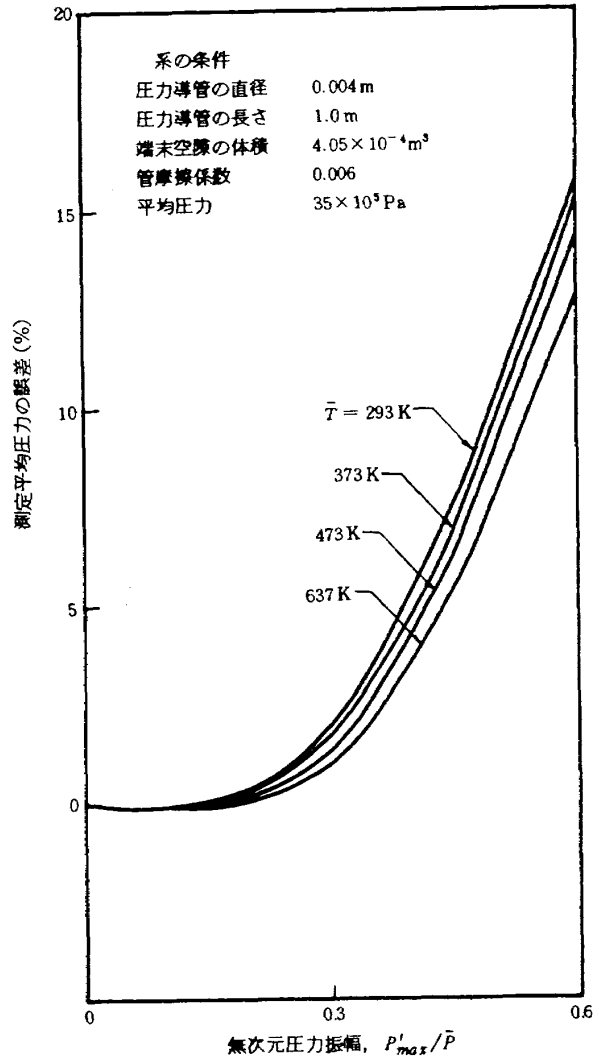
$$\left. \begin{aligned} P_c &= P_e \\ P_G &= P_a \end{aligned} \right\} \quad (A-15)$$

この場合を数値的に解いた例を図A.1に示すが、生ずる平均値のずれは圧力振幅の自乗にほぼ比例している。しかしそれでも、圧力振幅が平均圧力の30%以内であれば、平均値のずれは1%以内であると見積られる。

次に測定系内のすべてを水で満たした場合を考えてみよう。この場合には動特性は次の方程式で与えられる。

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + W + kx = P_2 S \quad (A-16)$$

ここでMは測定系内の水の質量であり、 kx は測定圧力すなわち圧力変換器のダイヤフラム反力に対応する。このようなスプリング・マス系においては、通常慣性力に比べて摩擦抵抗Wは小さく、方程式は線形とみなせるので平均値のずれは無視できる。た



図A.1 圧力検知部の空隙のある圧力導管系により振動圧力測定を行なう際の測定平均圧力の誤差(準定常計算の一例)

だし、このような系では共振(サージング)の時の振幅が大きくなるので、ダイヤフラム破損の危険性がある。

以上の検討をもとに、測定系の一部に水を満たした場合の動特性について、次のように推定を行う事ができる。すなわち、この場合にはステップ状の圧力変化に対しても、水面が受ける圧力の立上がりは比較的ゆっくりしたものになるから、測定系全体に水を満たした場合に比較して測定系のオーバー・シュートおよびサージングの危険は小さい。しかし、ダイヤフラム部空隙に水が入っていない場合に比べれば応答は早い。そして、測定系の非線形性に起因する平均値のずれは変動圧力振幅のほぼ自乗に比例し、もし圧力振幅が平均圧力の30%以内であるな

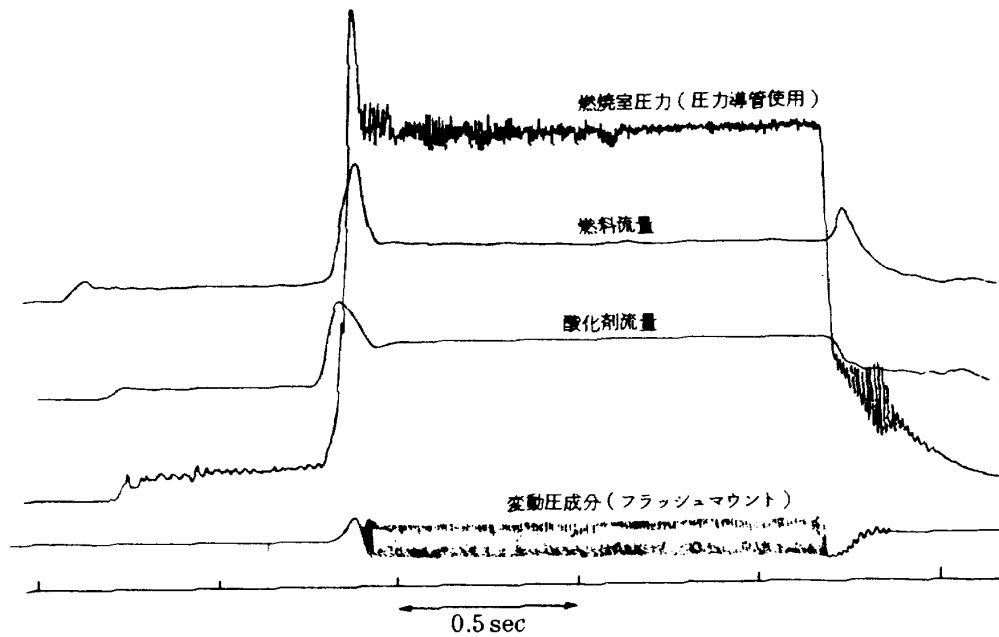


図 A.2 振動燃焼のアナログデータ

らこのずれは無視できるものとする事ができるであろう。

図 A.2 は本実験における測定記録の代表的な一例である。主燃焼開始直後に圧力振幅が平均圧力の約 25% である高周波振動燃焼が発生している。本測定系には、振幅が平均圧力の約 3% 以下で、振動数が約 120 Hz のオルガンパイプ共振が発生しているが、サージングの発生は見られない。これらの事より、本測定系によって平均静圧を測定する場合の平均値のずれは無視し得るものと推定を行った。

参 考 文 献

- A-1) F. Nagao & M. Ikegami ; Errors of an Indicator Due to a Connecting Passage, Bulletin of JSME, Vol. 8, No. 29 (1965) pp. 98-108.

付録B 実験データ

表B.1 振動および熱伝達

0.5 sec before shutdown

Run	O/F (-)	P'_{rms} (Pa) $\times 10^5$	f (Hz)	T_{eff} (K)	T_{w3} (K)	q_3 (W/m ²) $\times 10^5$	h_{eff} (W/m ² K)
32	2.42	7.43	1455	3387			
33	2.51	7.64	1445	3341			
34	2.11	6.88	1445	3340	633	11.1	4100
35	1.84	4.29	1406	3163			
36	2.01	6.72	1464	3429	598	9.37	3440
37	1.82	7.86	1474	3476	574	8.80	3030
38	2.88	0.11					
39	3.01	7.53	1425	4249	669	10.7	4130
60	2.13	5.83				11.9	
63	2.06	6.11	1172	3370		13.5	5080
64	2.69	5.87	1152	3257		13.1	5240
65	1.84	5.53					
67	1.88	5.52	1162	3313		13.3	5090
68	2.40	6.96	1172	3371		14.3	5440
69	1.58	1.01	1084	2884		4.59	1930
71	1.51	1.19	1279	2364	426	3.04	1570
72	1.82	1.25	1260	2294	390	2.27	1190
73	2.04	0.99	1220	2151	378	2.12	1190
74	2.25	0.51	1191	2050	375	2.07	1240
76	2.50	0.18	1084	1698	380	2.04	1540
77	2.73	0.18	1074	1667	378	2.06	1600
78	2.96	0.18				1.92	
80	1.53	0.35	1094	2705	405		
81	1.81	0.61	1123	2850		2.80	
82	2.03	0.76	1094	2705	402	2.50	1090
84	2.21	0.49	1084	2656	393	2.27	1000
85	2.48	0.32	1005	2282	386	1.98	1040
86	2.69	0.18	938	1988	389	2.02	1270
87	1.53	0.39	1094	2705	385	1.95	842
88	2.94	0.19	879	1746	382	1.92	1410

Run 32 - 39 ; Short chamber without damper

Run 60 - 69 ; Long chamber without damper

Run 70 - 78 ; Short chamber with damper

Run 80 - 88 ; Long chamber with damper

表 B.2 流量および平均静圧 (その1)

0.5 & 0.4 sec before shutdown

Run	O/F (-)	W_f (kg/s)	W_c (kg/s)	P_{1a} (Pa) ₅ $\times 10^5$	P_{1b} (Pa) ₅ $\times 10^5$	$P_{1,ave}$ (Pa) ₅ $\times 10^5$	P_2 (Pa) ₅ $\times 10^5$	P_3 (Pa) ₅ $\times 10^5$	P_4 (Pa) ₅ $\times 10^5$
32	2.42	1.23	2.98	34.7	34.7	34.7	34.0	33.5	33.9
	2.42	1.23	2.98	34.6	34.6	34.6	34.0	33.4	33.8
33	2.51	1.20	3.01	34.3	34.3	34.3	33.7	33.2	33.5
	2.52	1.21	3.04	34.1	34.1	34.1	33.6	33.1	33.4
34	2.11	1.36	2.86	34.5	34.5	34.5	34.0	33.5	33.9
	2.14	1.34	2.86	34.8	34.8	34.8	33.2	33.6	34.0
35	1.84	1.50	2.75	33.9	33.8	33.8	33.5	33.2	33.3
	1.84	1.50	2.76	34.1	34.1	34.1	33.8	33.6	33.6
36	2.01	1.39	2.80	34.6	34.6	34.6	34.1	33.5	34.0
	2.03	1.38	2.81	34.7	34.7	34.7	34.2	33.6	34.0
37	1.82	1.51	2.76	34.4	34.3	34.4	33.8	33.2	33.6
	1.82	1.52	2.77	34.1	34.1	34.1	33.6	33.0	33.4
38	2.81	1.15	3.23	35.0	35.0	35.0	35.0	34.8	34.8
	2.78	1.16	3.20	35.0	35.0	35.0	35.0	34.9	34.8
39	3.01	1.05	3.15	34.4	34.4	34.4	33.8	33.3	33.7
	3.05	1.03	3.16	34.5	34.5	34.5	33.9	33.3	33.8
40	2.19	1.31	2.86	33.7	33.6	33.7	34.1	33.6	33.9
	2.16	1.34	2.89	34.2	34.2	34.2	33.6	33.1	33.5
71	1.51	1.74	2.64	34.7	34.7	34.7	34.6	34.5	34.4
	1.51	1.75	2.64	34.8	34.8	34.8	34.6	34.6	34.5
72	1.82	1.53	2.77	35.2	35.3	35.3	35.1	35.0	34.9
	1.82	1.53	2.77	35.2	35.2	35.2	35.2	35.0	34.9
73	2.04	1.40	2.85	35.2	35.2	35.2	35.1	35.0	34.9
	2.04	1.40	2.85	35.2	35.2	35.2	35.1	35.0	34.9
74	2.25	1.32	2.96	35.3	35.3	35.3	35.2	35.1	35.0
	2.25	1.32	2.97	35.3	35.4	35.4	35.2	35.1	35.0
76	2.50	1.22	3.04	35.3	35.3	35.3	35.2	35.0	35.0
	2.50	1.22	3.05	35.2	35.2	35.2	35.2	35.0	35.0
77	2.73	1.16	3.16	35.5	35.5	35.5	35.4	35.3	35.3
	2.71	1.17	3.17	35.5	35.5	35.5	35.4	35.3	35.3
78	2.96	1.10	3.24	35.4	35.4	35.4	35.4	35.3	35.2
	2.97	1.10	3.25	35.4	35.4	35.4	35.4	35.3	35.2

Short Chamber

Run 32 - 40
Without Damper.

P_1 --- 15.0 mm
 P_2 --- 105.0 mm
 P_3 --- 196.0 mm
 P_4 --- 377.5 mm

Run 71 - 78
With Damper.

P_1 --- 15.0 mm
 P_2 --- 105.5 mm
 P_3 --- 196.0 mm
 P_4 --- 317.0 mm

表 B.3 流量および平均静圧 (その2)

0.5 & 0.4 sec before shutdown

Run	O/F (-)	W_f (kg/s)	W_o (kg/s)	P_{1a} (Pa)	P_{1b} (Pa)	$P_{1,ave}$ (Pa)	P_2 (Pa)	P_3 (Pa)	P_4 (Pa)	P_5 (Pa)
				$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$
60	2.13	1.37	2.90	33.5	33.5	33.5	33.2	32.7	32.7	33.0
	2.14	1.35	2.88	33.8	33.8	33.8	33.4	32.9	33.0	33.3
63	2.06	1.39	2.86	34.3	34.4	34.3	33.5	33.0	33.2	33.5
	2.07	1.39	2.87	34.3	34.3	34.3	33.5	33.0	33.2	33.5
64	2.69	1.14	3.05	34.3	34.3	34.3	33.2	32.8	33.0	33.3
	2.72	1.12	3.06	34.1	34.2	34.2	33.2	32.8	33.0	33.3
65	1.84	1.52	2.79	33.9	34.0	33.9	33.4	33.0	32.9	33.1
	1.82	1.53	2.78	34.0	34.1	34.0	33.4	33.0	33.0	33.1
67	1.88	1.48	2.78	33.9	33.9	33.9	33.3	32.9	32.8	33.1
	1.86	1.49	2.77	33.8	33.9	33.8	33.2	32.8	32.8	33.1
68	2.40	1.24	2.96	34.3	34.4	34.3	33.4	33.0	33.2	33.4
	2.41	1.23	2.97	34.3	34.4	34.4	33.4	33.0	33.2	33.4
69	1.58	1.69	2.68	35.0	35.0	35.0	34.9	34.9	34.8	34.9
	1.58	1.70	2.68	35.0	35.1	35.1	34.8	34.8	34.7	34.8
80	1.53	1.73	2.64	34.6	34.5	34.6	34.5	34.4	34.3	34.3
	1.53	1.73	2.64	34.7	34.7	34.7	34.6	34.5	34.4	34.4
81	1.81	1.52	2.75	34.9	34.9	34.9	34.7	34.6	34.4	34.4
	1.80	1.53	2.75	35.0	35.0	35.0	34.8	34.7	34.6	34.5
82	2.03	1.40	2.84	35.3	35.2	35.3	35.1	35.1	34.8	34.8
	2.03	1.40	2.84	35.4	35.3	35.3	35.2	35.0	34.8	34.8
84	2.21	1.31	2.89	35.1	35.1	35.1	35.0	34.8	34.7	34.7
	2.21	1.31	2.90	35.2	35.2	35.2	35.1	34.9	34.7	34.7
85	2.48	1.22	3.01	35.4	35.4	35.4	35.3	35.1	35.1	35.1
	2.47	1.21	3.00	35.4	35.3	35.3	35.2	35.0	35.1	35.0
86	2.69	1.15	3.09	35.5	35.4	35.4	35.3	35.2	35.2	35.2
	2.70	1.15	3.10	35.4	35.4	35.4	35.3	35.2	35.2	35.1
87	1.53	1.72	2.63	34.7	34.6	34.7	34.5	34.4	34.3	34.3
	1.52	1.74	2.64	34.5	34.4	34.5	34.3	34.2	34.1	34.1
88	2.94	1.09	3.20	35.5	35.4	35.4	35.3	35.2	35.2	35.2
	2.95	1.09	3.20	35.4	35.3	35.3	35.3	35.1	35.1	35.1

* Long Chamber

Run 60 - 69
Without Damper
 P_1 --- 15.0 mm
 P_2 ---130.5 mm
 P_3 ---246.0 mm
 P_4 ---417.0 mm
 P_5 ---477.5 mm

Run 80 - 88
With Damper
 P_1 --- 15.0 mm
 P_2 ---130.5 mm
 P_3 ---246.0 mm
 P_4 ---417.0 mm
 P_5 ---417.0 mm

航空宇宙技術研究所報告 684号

昭和56年10月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)千182
印刷所 株式会社 三興印刷
東京都新宿区信濃町12 三河ビル
