

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-990

固体ロケットのプルームからの熱放射

高橋 守 ・ 泉川 宗男 ・ 三谷 徹  
新岡 嵩 ・ 谷口 浩文 ・ 兵藤 幸夫

1988年8月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## 実験協力者

### SRB 関連

福島 幸夫<sup>\*\*\*</sup>

平井 研一<sup>\*\*\*\*</sup>

岡本 久夫<sup>\*\*\*\*</sup>

### 上段モータ関連

江口 昭裕<sup>\*\*\*</sup>

高橋 道夫<sup>\*\*\*</sup>

中山 卓<sup>\*\*\*\*</sup>

\*\*\* 宇宙開発事業団

\*\*\*\* 日産自動車株式会社

# 目 次

1. まえがき .....	1
記 号 .....	3
2. ロケット燃焼実験 .....	4
2.1 小型ロケット燃焼実験 .....	4
2.2 H-II SRB サブスケールモータ燃焼実験 .....	9
2.3 H-I SOB 燃焼実験 .....	10
3. 上段用ロケット燃焼実験(HATS試験) .....	12
3.1 H-I 3段 DM#3実験 .....	12
3.2 H-I 3段 PM 及び QM 実験 .....	13
3.3 H-I アポジモータ実験 .....	14
3.4 上段用モータの熱流束測定における問題点 .....	16
4. データ処理及び実験結果 .....	18
4.1 ノズルでの放射熱流束と減衰特性距離 .....	18
4.2 プルームの放射率 .....	23
5. モデルの検証と受熱量の見積り .....	27
5.1 タイタンIIIブースタ .....	28
5.2 スペースシャトルブースタ .....	29
5.3 H-II SRB からの熱入射量予測 .....	31
6. 結 論 .....	32
7. 文 献 .....	32
付録1 フード内反射の影響 .....	33
付録2 ノズル内のアルミナ粒子の温度履歴 .....	36

# 固体ロケットのプルームからの熱放射†

高橋 守\* 泉川 宗男\* 三谷 徹\*  
新岡 嵩\*\* 谷口 浩文\*\*\* 兵藤 幸夫\*\*\*

## Thermal Radiation from Plumes of Solid Propellant Rockets

Mamoru TAKAHASHI, Mumeo IZUMIKAWA, Tohru MITANI,  
Takashi NIIOKA, Hirofumi TANIGUCHI and Yukio HYODO

### ABSTRACT

A simple method for estimating radiative heating by the plumes of solid rockets has been developed. Plume shapes were approximated as bisected conical cylinders with an apex angle. Similarities in the plume shape, the size of plumes and the distribution of radiative power are shown between subscale motors and the SRB of space shuttles. All radiation is assumed to be emitted from the surface of the cylinder. The effects of the interior of the plumes is confined to the emissivity of the surface. The emissivity of the plume can be related to its optical thickness, and the optical thickness can be estimated from the number density and the diameter of particles in the plume. Dependence of radiative heating on motor size and flight altitude can be explained in terms of similarities in plume radiation.

### 1. ま え が き

現在、重量2トン級の人工衛星を静止軌道に乗せるためのH-IIロケットが開発されている。このH-IIロケットの第一段には、液体酸素-液体水素を推進剤とする高圧主エンジン(LE-7)が用いられるが、それを補助するために、推力1.52MN、燃焼時間95秒の固体ロケットブースタ(以後、SRBと略する)2本が付けられる予定である。このSRBは直径1.8m、長さ23.4mの大型ロケットで、現在日本で使用されている最大の固体ロケットであるM3Sロケットと比較しても、推力で1.2倍、燃焼時間で2.4倍の大きさを有する固体ロケ

ットである。そして、スペースシャトルSRB、タイタンIII C用SRBに次ぐ世界で3番目の大型モータである。このSRBのもう1つの特徴は、可動ノズルによる推力方向制御方式の採用である。これは、SRBの後部スカートに内蔵された2本の油圧アクチュエータにより、ゴムと金属板を積層したフレキシブルジョイントで支持されたノズル全体の向きを変える方法である(図1.1参照)。

SRBの開発に当たり、直径1690mmのノズル出口より下流に膨張する高温の固体ロケット排気流(以後、プルームと称する)と主エンジン・プルームとの流れの干渉の問題に加えて、プルームからの各種ロケット機器への熱放射\*が問題となる。

† 昭和63年6月10日受付

\* 航空宇宙技術研究所角田支所

\*\* 東北大学

\*\*\* 宇宙開発事業団

\* 今後議論する放射熱流束、あるいは固体の放射率は、単色熱流束や単色熱放射率ではなく、それらを全波長で積分した全放射熱流束、あるいは全熱放射率を表す。

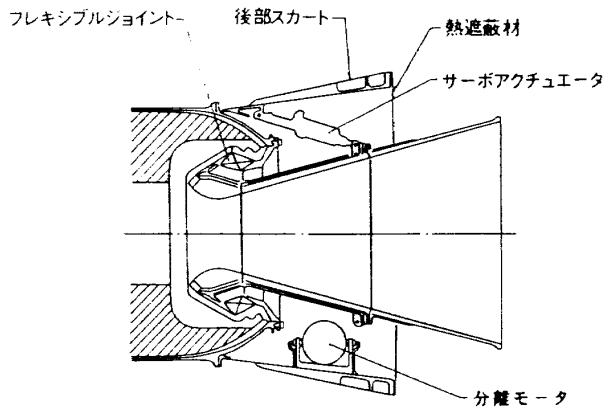


図1.1 H-II SRBノズルまわりの構造

特に、固体ロケットのプルームでは推進薬中のアルミニウムの燃焼生成物であるアルミナが質量分率で30%にも及び、アルミナ粒子からの放射熱伝達が重要となる。このアルミナからの熱放射はプルーム中の $H_2O$ や $CO_2$ 等のガス体の放射に比べ、1桁大きいことが知られている。このことは、アルミニウムを含む推進薬と含まない推進薬についてそのプルームからの熱放射を比較しても分かる。これは、気体の熱放射に限られた波長でのみ放射、吸収を行う際だった選択放射によるのに対し、プルーム内の固体粒子が灰色体と近似されるためである。

今までも固体ロケットのプルームが問題になったことがある。それは上段用モータ、特に人工衛星に組みこまれたアポジモータのプルームによる人工衛星の加熱や汚染についてであった。SRBでは、プルームの大きさが極端に大きいため、例えばノズルスカートと後部スカート(図1.1参照)の間に収納されているアクチュエータやモータ等のプルームによる加熱が懸念される。現在のところ、SRBのプルームによる加熱を緩和するために、ノズルスカートと後部スカートの間をセラミック・ファイバで織り上げた熱遮蔽材(thermal curtain)で覆うことが検討されている。主エンジンについてもSRBのプルームに近接しており、かなりの量の熱遮蔽材が必要になるかも知れない。しかしながら、今まで我が国で固体ロケットのプルーム熱放射を適正に測定した例はなく、効率よい熱防御策の検討が遅れているのが現状である。特に、ロケットの大きさが異なり、更に実験方法も違って

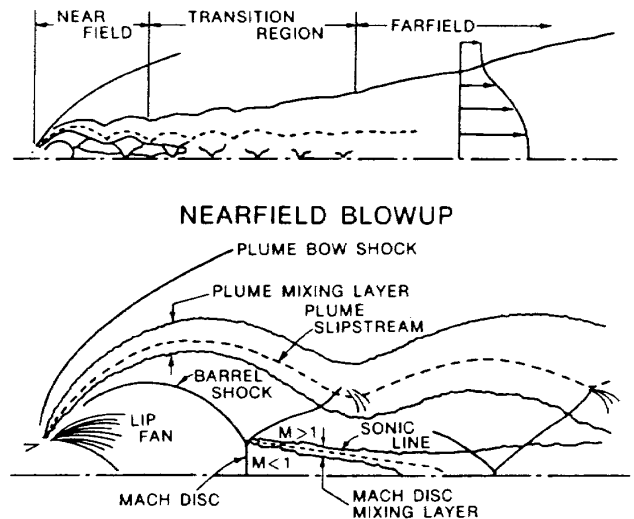


図1.2 ロケットプルームの構造とそのノズル近傍の拡大図(下部)<sup>3)</sup>

いた場合、それら測定値間の相互の関係付けや一般化は試みられておらず、固体ロケットのプルーム熱放射の性質も明らかにされていない。

一方、既にスペースシャトルを運用している米国においては、大型ロケットの設計あるいは軍事的な要請もあって、JANNAFを中心としてプルーム熱放射研究のための組織が特別に作られており、その研究がかなり進んでいる<sup>1,2)</sup>。図1.2はその1例で、不足膨張ノズルからのプルームがノズル出口から発する希薄波とマッハ・デスクによって膨張と圧縮を繰り返す、平衡して行く様子が描かれている<sup>3)</sup>。固体ロケットのプルームでは、アルミナ粒子とガス流との相互干渉が生じ、粒子の動的及び熱的慣性を考慮して、粒子の密度分布や温度分布を解かねばならない。プルームの熱放射を見積ることは、究極には、図1.2に示すような構造を有する固気二相流を解き、更に、アルミナ粒子雲の熱放射特性を調べることに帰着する。しかし、米国での研究成果については簡単な報告は見られるものの、研究の詳細は発表されていない。

このような状況の中で、我が国ではSRBによる加熱、あるいはアポジモータのプルームが人工衛星に及ぼす影響を見積るために、米国から既成のコンピュータ・プログラムを導入し、対処しようとする動きもある。しかし、導入されるプログラムはいわゆるブラック・ボックス的なもので、用いたモデルについて外面的な検討は可能かも知れ

ないが、入力する個々のデータ、あるいはプログラムの中に陰に含まれるノウ・ハウについての独自の検証は不可能に近い。中には測定不可能なパラメータを推定で入力したり、それらの変動に対するモデルの感受性の検討 (sensitivity analysis) が不十分な場合が多々ある。特に、このような数値模擬実験では、条件のしっかりした実験と対比する、プログラムの end to end の校正が不可欠であり、それを欠くモデル計算は設計に供し得ない。複雑な現象を複雑なモデルで記述すれば、それだけ未知の要素や精度の悪い仮定の導入が避けられなくなる。そして、モデル全体の精度は中で用いられた最も精度の低い仮定に支配される。更に悪いことには、モデルが複雑な程、精度を律するその仮定の同定が難しくなることである。

例えば、Watson と Lee は 1977 年に Monte Carlo 法を基礎にした解法を用いてスペースシャトルの SRB からの熱放射を予測している<sup>4)</sup>。彼らの計算は Univac 108 計算機で 30~40 分を要するものである。SRB からの熱放射について、彼らは高度 42000 ft で熱流束は最大値を取ると予測したが、実際の測定値は高度と共に単調に減少している。また、Bobco によるプルーム放射に関するモデルでは<sup>5,6)</sup>、プルーム内のアルミナの粒径分布について Rosin-Rammler 分布を仮定し、そのパラメータを変えて種々の熱放射予測を出している。しかし、アルミナの粒径やその分布の詳細が測定不能である以上、その予測は事後の予測と言わざるを得ない。

この報告では、SRB のプルーム熱放射量を見積るために行った種々のロケット燃焼実験とそのデータ処理法について述べる。そして、固体ロケットのプルーム熱放射の一般的性質について検討する。プルーム中のアルミナ粒子雲からの熱放射は極めて複雑な現象ゆえ、現象をなるべくマクロ的に捉え、簡便な、しかも包括的なモデルで、なるべく多くの現象を説明するよう努めた。ロケットの燃焼実験は、推力で 190N から 0.35MN までの大気圧実験と、高空性能試験設備 (high altitude test stand, 以後 HATS と略す) を用いた実験からなる。最終的にはこれらの実験結果はプルーム

の相似則で整理される。実機サイズのロケット燃焼実験、特に HATS を用いた実験は追試が難しいので、今後の検討及び数値模擬実験のデータに供するため、冗長を承知で実験条件について詳しく書いた。

記号

- $a$  : 光線のプルーム中での減衰率
- $c$  : アルミナ粒子の比熱
- $D_e$  : ロケットのノズル出口径
- $D_p$  : アルミナ粒子の代表直径
- $D_t$  : ロケットのスロート径
- $F$  : プルームの形態係数, あるいは, 視野絞りの口径比
- $F_0$  : プルームが流れ方向に減衰しない時のプルームの実効形態係数
- $\hat{F}$  : プルームが流れ方向に減衰した時のプルームの実効形態係数
- $I$  : 熱放射線の強度
- $L$  : プルームの長さ
- $L_m$  : プルームの光学的有効厚さ
- $L_p$  : プルーム中での光の減衰特性距離
- $P_c$  : ロケットの燃焼圧力
- $P_0$  : 外部環境圧力, あるいは HATS 試験での低圧室圧力
- $Q$  : プルーム表面から射出される放射熱流束
- $Q_{e0}$  : ノズル出口におけるプルームの放射熱流束
- $q$  : センサ, あるいは検査位置にプルームから入射する放射熱流束
- $R_s$  : センサ, あるいは検査位置の無次元半径距離 ( $R_s = 2r_s / D_e$ )
- $r$  : 放射面素と受熱面素との距離
- $r_s$  : センサ, あるいは検査位置のプルーム軸からの半径方向距離 (図 2.1 参照)
- $T_e$  : プルームの固気二相流における平衡温度
- $T_p$  : プルーム中のアルミナ粒子の代表温度
- $T_1$  : 放熱側の温度
- $T_2$  : 受熱側の温度
- $Y_p$  : プルーム中のアルミナ粒子の質量分率
- $Z_s$  : センサ, あるいは検査位置の無次元軸方向距離 ( $Z_s = 2z_s / D_e$ )

- $z$  : プルームの流れ方向距離  
 $Z_s$  : センサ, あるいは検査位置の流れ方向距離 (図2.1 参照)  
 $z^*$  : プルーム熱放射の流れ方向への減衰距離

ギリシャ文字

- $\alpha$  : プルームの流れ方向の広がり角  
 $\beta_1$  : センサが放射面素を望む角  
 $\beta_2$  : 放射面素がセンサを望む角  
 $\epsilon$  : ノズル開口比, あるいはプルームの実効放射率  
 $\epsilon_0$  : プルームの光学的厚さが十分大きい時のプルームの放射率  
 $\theta$  : センサがプルーム軸に対してなす角  
 $\kappa$  : 熱線透過性の媒体中での熱線の吸収係数  
 $\kappa_0$  : アルミナの温度拡散率  
 $\lambda_p$  : アルミナの熱伝導率  
 $\rho_p$  : アルミナの密度 (=3.99)  
 $\bar{\rho}$  : プルームの固気二相流平均密度  
 $\sigma$  : ステファン・ボルツマン定数  
 $(5.67 \times 10^{-12} \text{ W/cm}^2 \text{ K}^4)$   
 $\tau_d$  : アルミナ粒子内の温度の拡散時間  
 $\tau_r$  : ノズル中でのアルミナ粒子の滞在時間  
 なお, 付録の中で用いられる記号については, その都度付録の中で定義した。

## 2. ロケット燃焼実験

固体ロケットのプルームからの熱放射を調べるために, 推力190-1800Nの小型モータ, 推力7.8kNのH-II SRB1/15モータ, 推力98kNのSRB1/3モータ及び推力0.25MNのH-IロケットSOBの熱放射特性を測定した。実機を用いて熱放射を測定する機会は少なく, SRBのサブスケールモータのような中型モータの実験では, プルームの大部分は消音設備で覆われ, プルームの下流方向に測定機器を配置することはできない。そのため, 実験の中心は小型モータの燃焼実験に置き, その推力を310Nから1.8kN, 燃焼圧力を2.2MPaから6.8MPa, ノズル開口比を4から10まで変化させて, プルームからの熱放射を測定した。更に, センサの配置を変えて, データ処理法を検討した。

### 2.1 小型ロケット燃焼実験

図2.1に熱流束センサの配置を示す。センサは2群に分け, ノズル出口面上でノズル中心からの距離を変えたR系列と, プルームの流れ方向に沿った位置に配置されたZ系列で熱流束を測定した。その内, Z系列はプルームがノズル出口より半頂角( $\alpha$ )で約 $8^\circ$ に広がるため, プルーム中心軸と角度 $\theta$  ( $14\text{--}20^\circ$ )をなすように並べた。用いた熱流束計はすべてHycal製のasymptotic型熱流束計である。センサ表面は絶縁性のコーティングがなされており, その放射に対する吸収率は0.89である。センサに流入する熱流束は, 放射によるものと対流によるものの和からなる全熱流束型であるが, 実験ではセンサの位置を変え, 更にセンサ前面に透明カバーを装着して, 対流による熱流束を除去した。以後の熱流束はすべて放射熱流束を表す。

プルームからの熱放射の相似則を調べるために, 半径方向と流れ方向距離はノズル出口径( $D_e$ )で無次元化した。これは後述するように, 固体ロケットのアルミナによる輝炎の長さはノズル出口径に比例し,  $30\text{--}40D_e$ で, またその広がり角はロケットの大きさによらず $\alpha=6\text{--}8^\circ$ で与えられるからである(図4.2及び4.3参照)。R系列のセンサ位置については, 実機となるべく近い相対位置( $R_s=2r_s/D_e$ )になるように決めた。

表2.1に小型ロケット実験の詳細を示す。実験番号S-1からS-4の $D_e=63\text{mm}$ のモータは着火

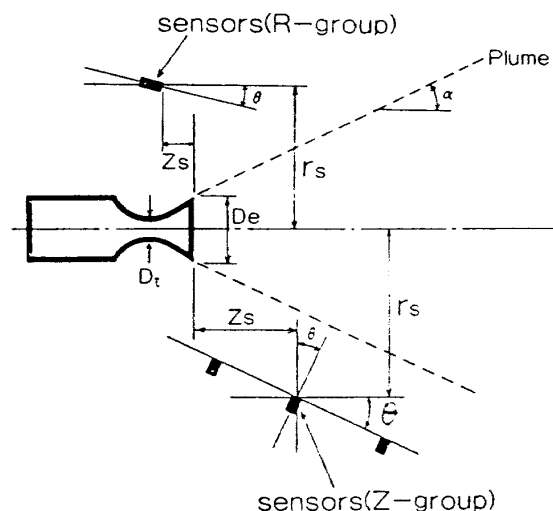


図2.1 プルームからの熱放射測定のためのセンサ配置図

表 2.1 小型ロケット実験

実験番号	スロート径 Dt(mm)	ノズル出口径 De(mm)	開口比 $\epsilon$	燃焼圧力 Pc(MPa)	測定点数 R系/Z系
S-1	28.0	63.0	5.1	2.2	1/5
S-2	↓	↓	↓	↓	2/4
S-3	↓	↓	↓	↓	5/1
S-4	↓	↓	↓	↓	5/1
S-5	18.0	42.0	5.4	3.4	3/3
S-6	15.0	↓	7.8	6.8	3/3
S-7	18.0	↓	5.4	3.8	3/3
S-8	21.6	↓	3.78	2.3	3/3
S-9	9.0	22.0	6.0	3.3	3/3
S-10	↓	18.0	4.0	3.2	3/3
S-11	↓	28.5	10.0	3.3	3/3
S-12	↓	22.0	6.0	3.4	3/3

実験用のモータで、推力は1.8kNであるが、点火後すぐに推力が漸減する。またその燃焼圧力も低い。そのためS-5からS-8のモータを用いて熱放射の圧力依存性を調べた。ただし、モータのノズル出口径が一定であるため、ノズル・スロート径が変化するとノズル開口比も変化する。そこで推力が310N級のモータ(S-9~S-12)では、燃焼圧力を一定に保ち、ノズル開口比を変えプルームからの熱放射における開口比の影響を調べた。

一連の実験の中で、モータの燃焼末期にプルームがノズルからはく離した際、センサがプルームをかぶることがあったので、実験S-12ではZ系列のセンサ角を14.7°から19.9°に変更した。このため、センサの感度が低下し、Z系列の下流域センサの測定は不可能となった。このセンサの配置の検討に加え、透明窓付きのセンサでの測定、プルームの浮力による影響等の予備実験を適宜行い、実験の再現性、対流熱伝達の有無を調べた。

図 2.2 に実験 S-2 の燃焼圧力、図 2.3 に測定された放射熱流束 (R 系列) の時間変化を示す。点火と同時に熱流束は急激に立上がり、ほぼ一定値に達する。この時の時間遅れは 0.25 秒で、使用した asymptotic 型熱流束計の応答時間に対応している。燃焼圧力は着火後 1.5 秒から減少し、6 秒で燃焼は終了する。一方熱流束は点火後 5.5 秒まで余り変化なく、燃焼圧力の変化と必ずしも一致しないことが分かる。図 2.4 に Z 系列の測定例を示す。センサの位置が下流に移るにつれて、プ

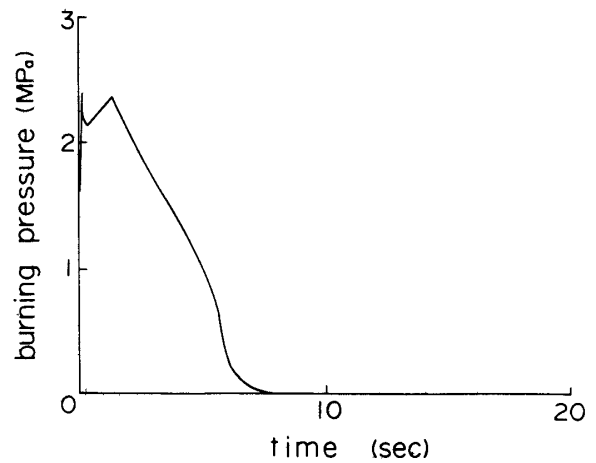


図 2.2 燃焼圧力の時間変化 (S-2 実験)

ームの放射する熱流束は減少している。

図 2.3 や図 2.4 で見られる燃焼末期の熱流束のピークはノズル流れのはく離に加えて、燃焼末期に燃焼圧力が低下し、推進薬中のアルミニウム、そしてインシュレータが燃焼するためである。図 2.5 (a~d) に S-2 実験でロケット前部上方よりプルームの流れ方向に見下ろした時の写真を示す。図 2.5 a は点火後 0.8 秒のプルームである。プルームは半頂角 7° で広がり、 $\theta = 14.7^\circ$  で並べた Z 系列センサはプルームをかぶっていない。この事は図 2.3 の Z 系列センサの熱流束データからも確認できる。図 2.5 b はプルームがはく離し、左下方に振れた瞬間で、ノズル出口面上の左下方に設けた R 系列センサはピークを取る (図 2.3)。図 2.5 c は燃焼圧力がほとんど大気圧でアルミニウムが放出さ



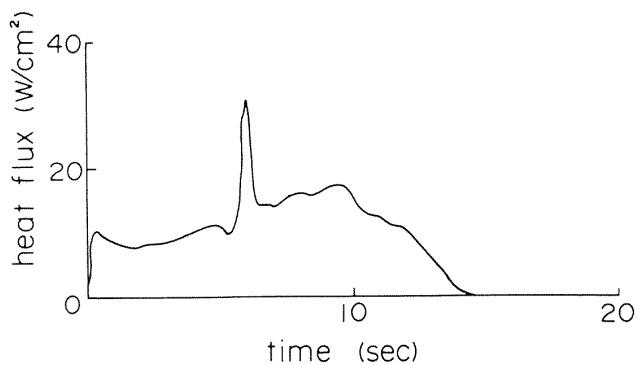


図 2.3 プルームからの熱放射受熱量  
(S-2実験)

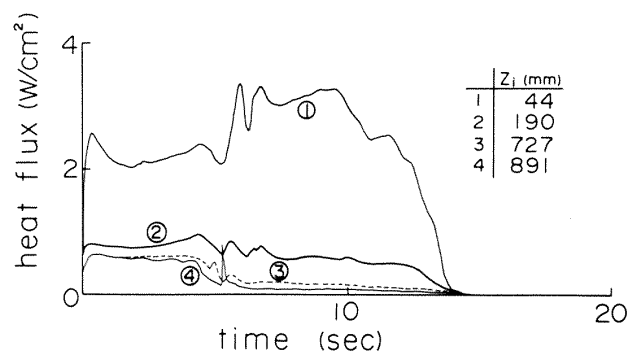
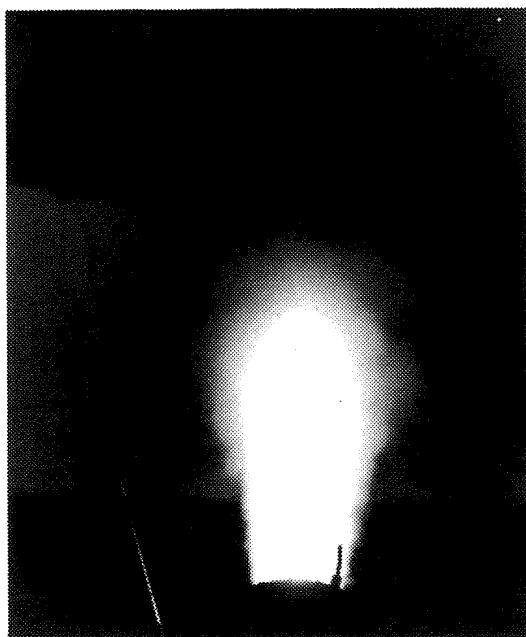


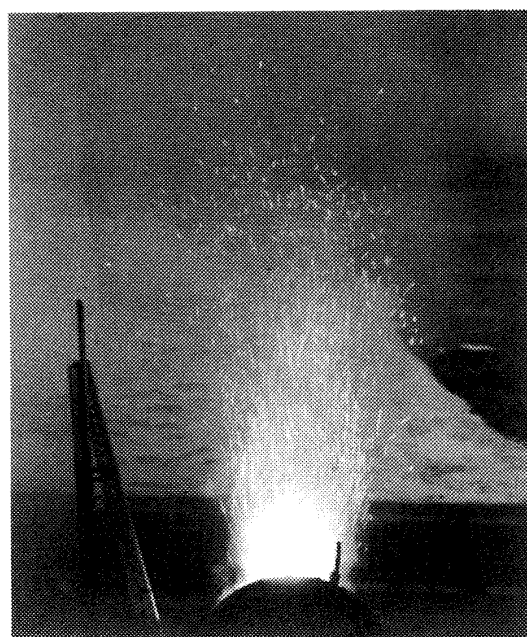
図 2.4 Z系列センサにおける受熱量  
(S-2実験)



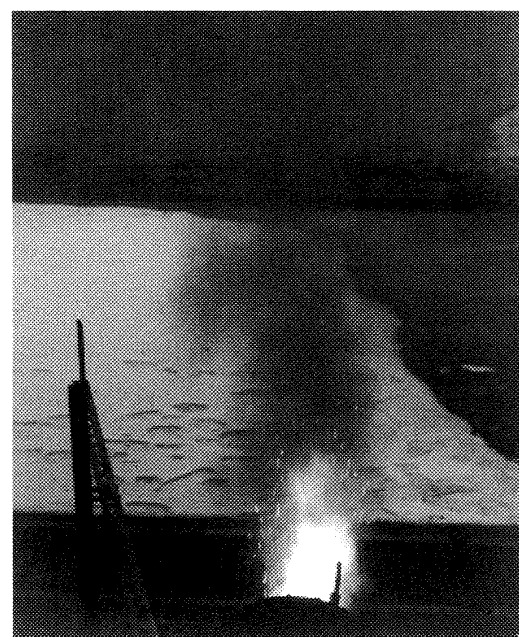
(a)



(b)



(c)



(d)

図 2.5 プルーム形状の時間変化(ノズル上方よりの写真)

れている状態を示す。圧力が低いため、プルームは浮力で上方に曲っている。従って、Z系列の下流側での放射熱流束はそれ程大きくないが、Z系列のノズル近くやR系列センサは燃焼中よりも大きな値を示している。図2.5 dは点火後10秒で、アルミニウムの放出も終り、インシュレータの分解による輝炎が支配的である状態を示す。このインシュレータ分解ガスの輝炎は放射源が煤で、その煤の大きさがプルーム中のアルミナ粒子の大きさに比べて小さいため、かなり大きな放射源となる。

図2.6にS-6実験の燃焼圧力を、図2.7に放射熱流束の測定値を示す。測定番号1から3はR系列、4から6はZ系列である。このシリーズでは

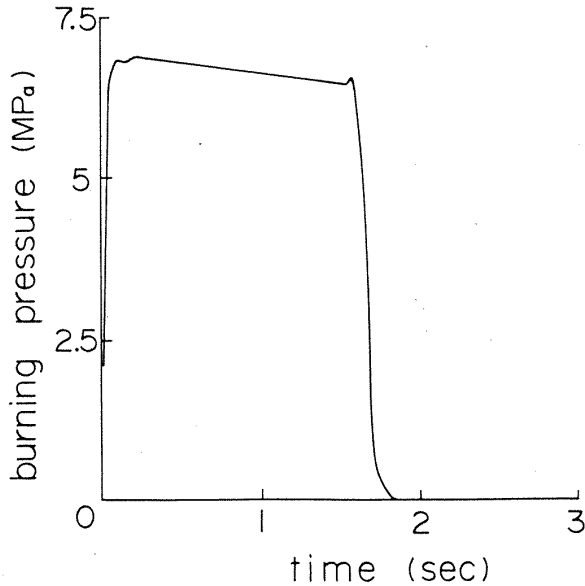


図2.6 燃焼圧力の時間変化 (S-6実験)

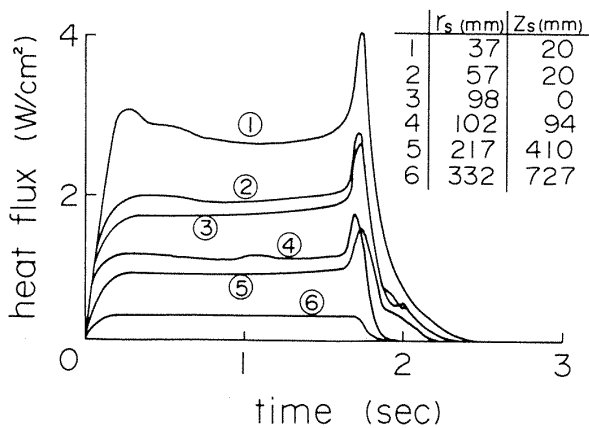
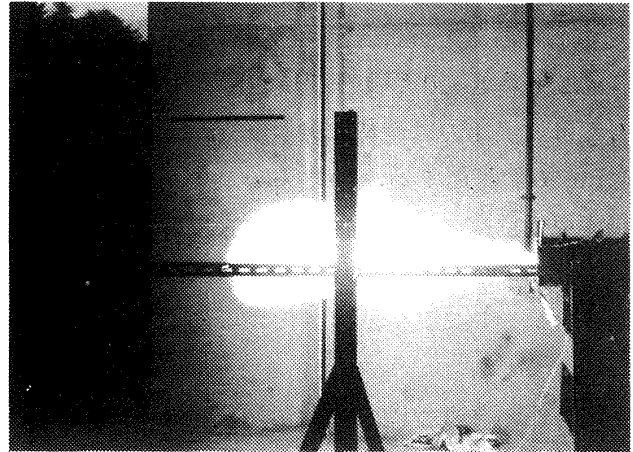
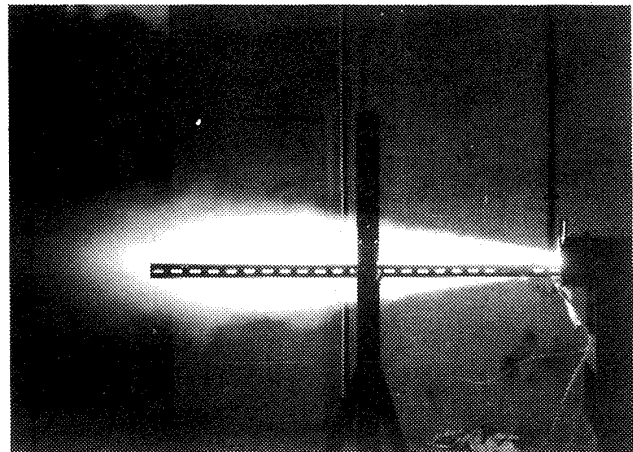


図2.7 R及びZ系列センサの受熱量 (S-6実験)

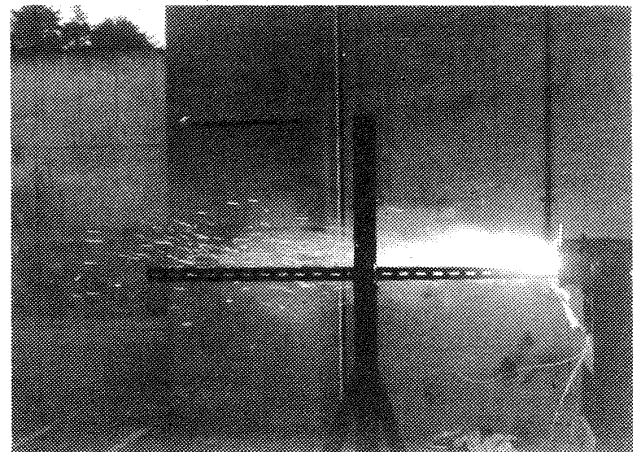
燃焼圧力が燃焼時間に渡り一定を保つグレイン形状を採用し、放射熱流束の燃焼圧力依存性を調べた。図2.8 a及び図2.8 bにこのS-6実験で水平方向から見たプルーム形状を示す。図2.1 aは点火時、図2.8 bは定常燃焼時、図2.8 cは燃焼終了時の放射熱のピーク時に対応している。写真の



(a)



(b)



(c)

図2.8 プルーム形状の時間変化 (プルームの横方向からの写真)

中で水平にプルームを横切っているのがZ系列センサの支持部である。図2.8bと図2.8cを図2.7の結果と比較すると、燃焼終了直前のプルームは定常燃焼時のそれに比べて小さいが、大きな放射熱を放射することが分かる。また、図2.6で見ると、推進葉の燃焼が急激に終了してもアルミニウムの燃焼や、インシュレータ分解に伴う熱放射が不可避であることが明らかになった。

図2.9にS-10実験の結果を示す。このシリーズでは燃焼圧力は最初3.9MPaで、時間と共に2.5MPaまで変化する。図から分かるように、放射熱流束はほぼ一定値を保ち、今までの実験と同様、燃焼圧力に依存していない。点火2.6秒のピークはインシュレータ分解ガスの輝炎によるものである。

以上述べたように、燃焼初期と燃焼終了時を除けば、センサに入射する放射熱流束はほぼ一定値を保つ。そこで燃焼中の受熱量とセンサの位置の関係を図2.10(Z系列)と図2.11(R系列)に示す。Z系列もR系列もノズル出口面あるいはノズル軸よりセンサが離れるに従い、受熱量が低下して行くのが分かる。特に、Z系列では、プルームが下流に行くに従い広がり、センサの視野に占める割合がそれ程変化しないにも拘らず、熱流束は急速に低下する。これからプルームの射出する放射熱流束が下流方向に減衰していることが推察できる。

図2.10や図2.11のような整理を各実験ごとに行い、比較すれば、プルームからの熱放射とモータ

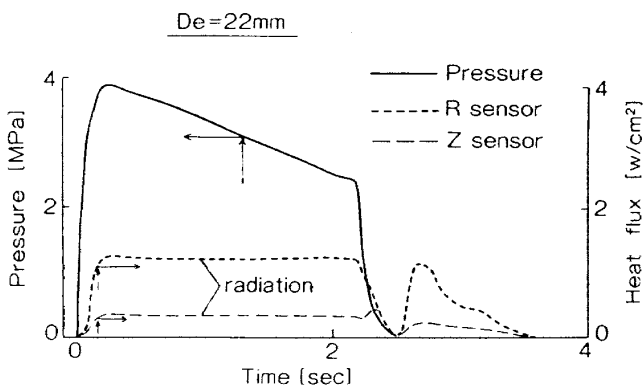


図2.9 燃焼圧力とプルームからの受熱量の時間変化(S-10実験)

の大きさとの関係が大略捉えられる。しかし、この小型ロケット実験からノズル出口径が大きな実機モータまでの実験を統一的に眺めるためには、図2.10や図2.11のような受熱側の入射熱流束ではなく、プルーム側の射出熱流束を用いて議論した方が便利である。ディフューザによって視野が制限されるHATS実験とは異なり、これら大気圧実

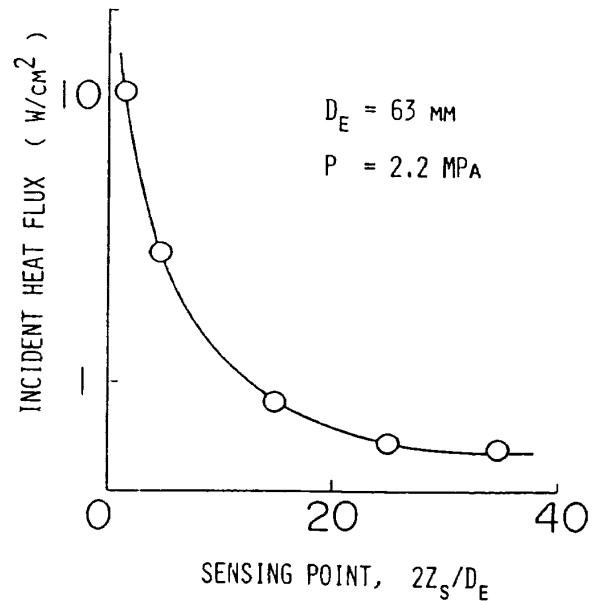


図2.10 センサ受熱量とセンサ位置の関係(Z方向)

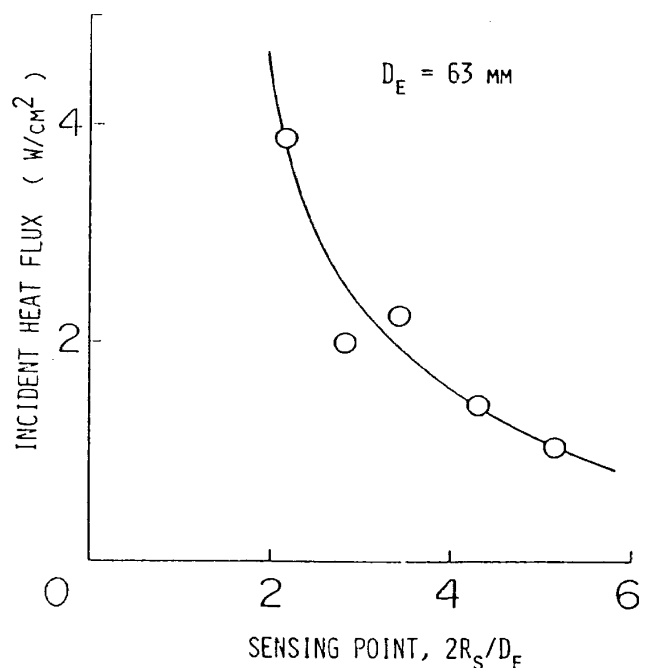


図2.11 センサ受熱量とセンサ位置の関係(R方向)

験ではセンサの視野角は  $2\pi$  で、センサに入射する熱流束は、温度や粒子密度が複雑に変化するプルーム各所からの放射熱を全視野に渡って積分したことになる。第4章では、各センサがプルームを見た時のプルームの形態係数を算出する方法について述べ、プルーム熱放射の大きさとその下流方向の分布を推定する。

2.2 H-II SRBサブスケール・モータ燃焼実験

H-II ロケット用SRBを開発するために、SRBの1/15と1/3のサブスケールモータが製作され、大気圧下の燃焼実験によって、種々の性能が確認された。それらの実験に際し、プルームからの熱放射も測定された。

図2.12に1/15サブスケール・モータの推力、図2.13に熱流束の測定結果を示す。このモータは

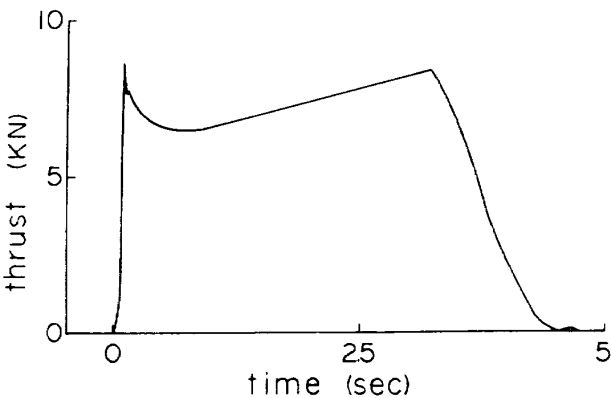


図2.12 H-II SRB 1/15スケールモータの推力曲線

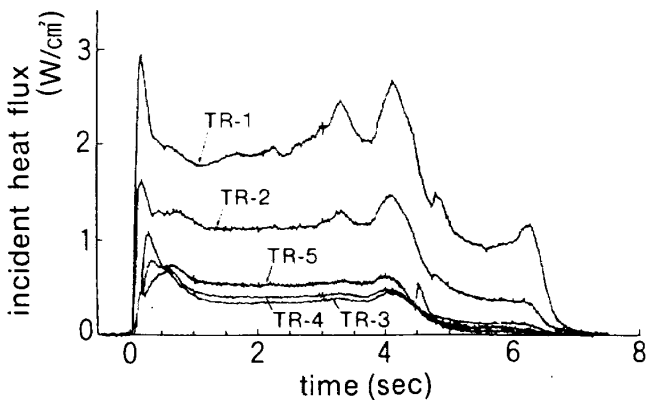


図2.13 H-II SRB 1/15スケールモータの燃焼実験でセンサに入射した放射熱流束 (センサ位置は図2.14参照)

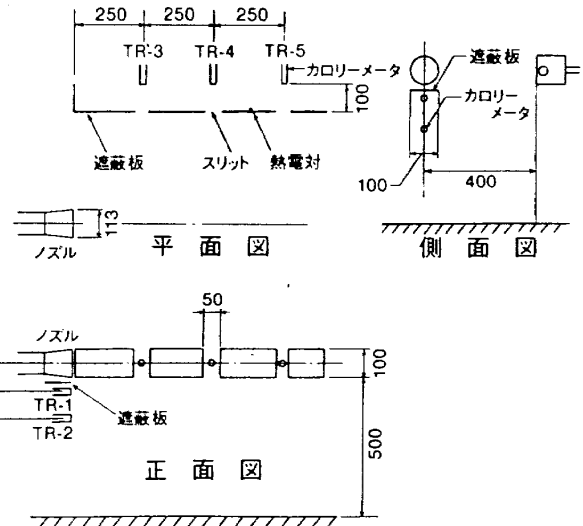


図2.14 H-II SRB 1/15スケールモータの燃焼実験における熱流束センサの配置

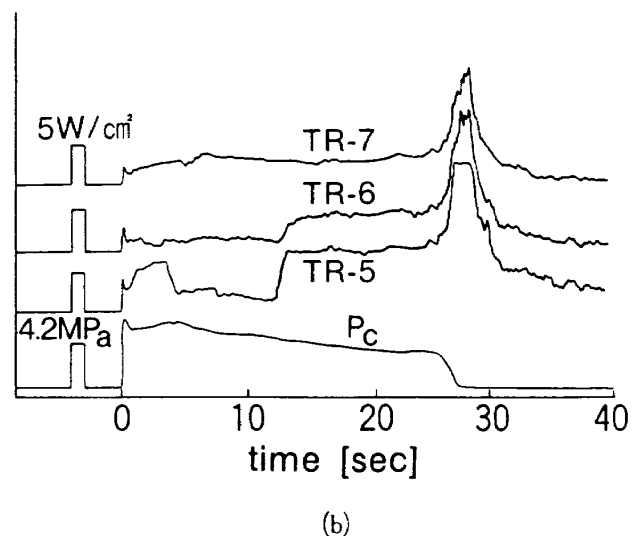
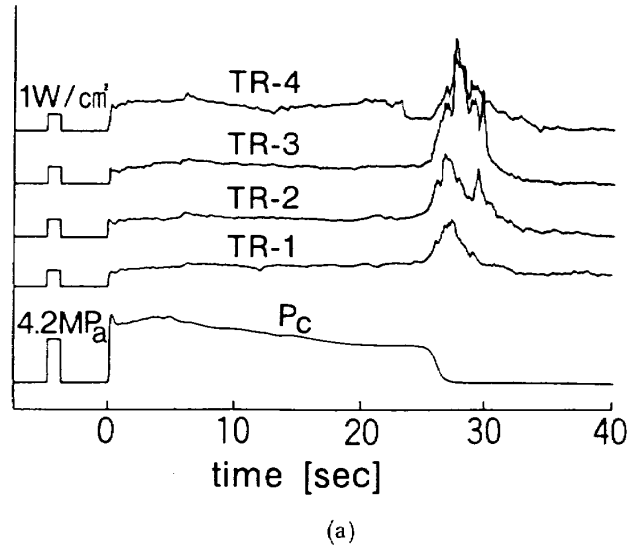


図2.15 H-II SRB 1/3スケールモータの燃焼実験でセンサに入射した放射熱流束 (センサ位置は図2.16参照)

ロート径35.6mm, 開口比10のモータで推力は7.8kN, 推進薬重量は12kgである。センサの測定位置は図2.14にまとめて示す。

図2.15(a, b)にはSRB 1/3スケールモータの実験結果を示してある。このモータはSRBのノズル周りの熱特性を調べる目的で製作されたもので、推力は98kN, スロート径が117mmのモータである。このモータの実験では消音設備を使用する関係上センサは図2.16で示すような位置に限定された。得られた結果(図2.15 a, b)は多くのノイズを拾い、図2.15の中で示す燃焼圧力や図2.17の推力の変化との対応も悪い。これは消音ダクトに放水された大量の水が試験建屋に還流し、熱流束センサの受熱面を濡らしたためである。この影響は特にTR-5~7センサに著しい(4秒から12秒の間)。燃焼末期のピークはスライバ期の輝炎に起

因するもので、第2.1節で述べた小型モータ実験でも観測された現象で、このピークの存在はプルームが光学的に薄いことを示している。

### 2.3 H-I SOB 燃焼実験

現用のブースタモータにおいてプルームからの熱放射が測定されたのは、Nロケット及びH-Iロケットに用いられた推力0.25MN, 燃焼時間38秒の図2.18に示すモータである。推力曲線を図2.19に示す。熱流束の測定はロケットのシリアルナンバーが11と12のかなり初期の燃焼実験で行われた。使用された熱流束センサはパイル型(昭和電工製)でその応答性は悪い。

図2.20 a, b にその時の測定結果を示す。燃焼初期の立上がりが高まっており、センサの追従が悪いことがデータからも読み取れる。しかし、燃

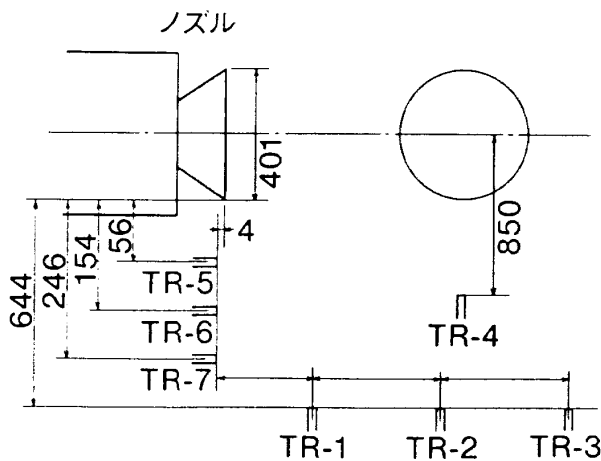


図2.16 H-II SRB 1/3スケールモータの燃焼実験における熱流束センサの配置

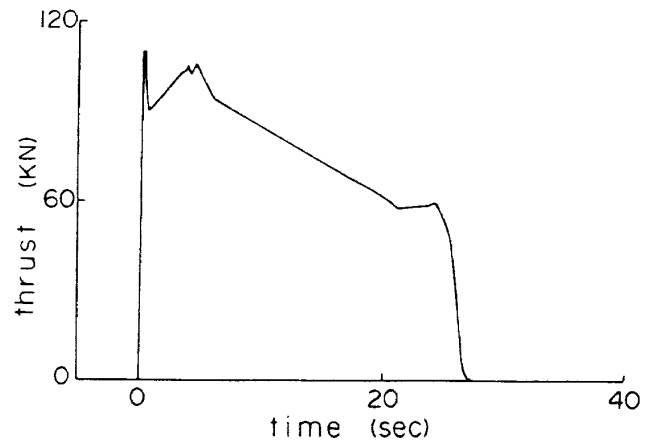


図2.17 H-II SRB 1/3スケールモータの推力曲線

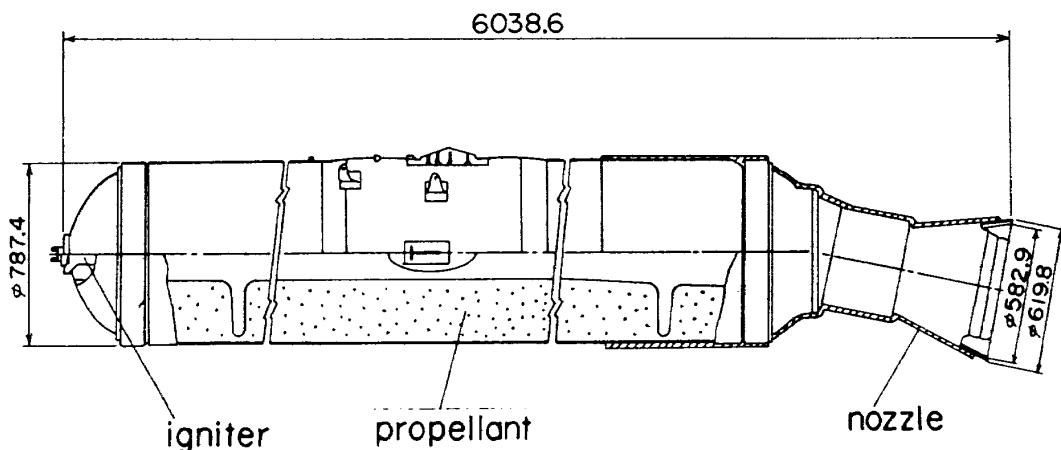


図2.18 H-I SOBの概略図

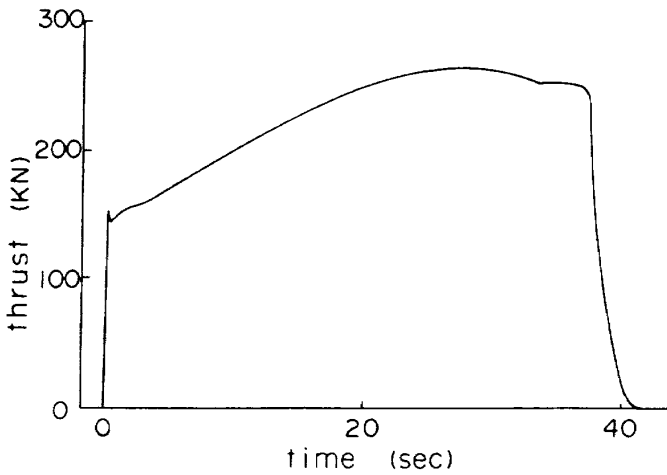
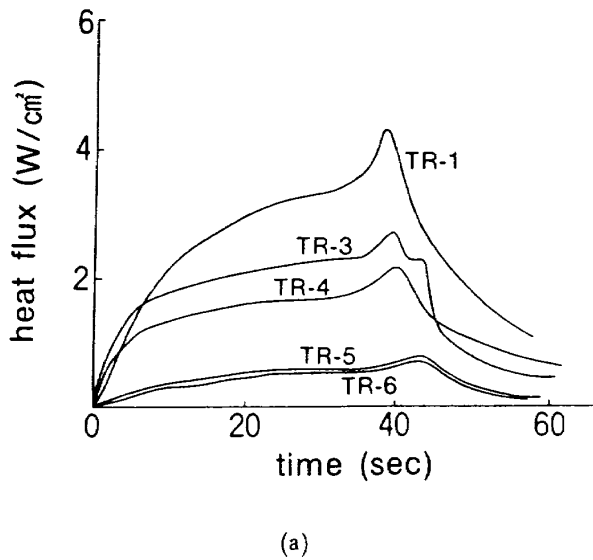


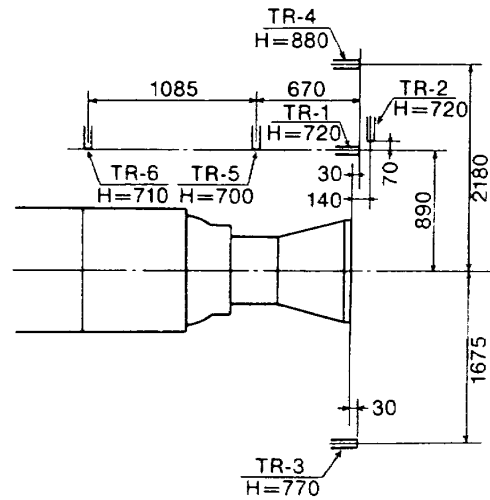
図2.19 H-I SOBの推力曲線

焼末期には入射熱流束はほぼ飽和しており、その値よりSOBのプルームからの熱放射量が推定できる。図2.21 (a, b)には実験におけるセンサの位置が示されている。

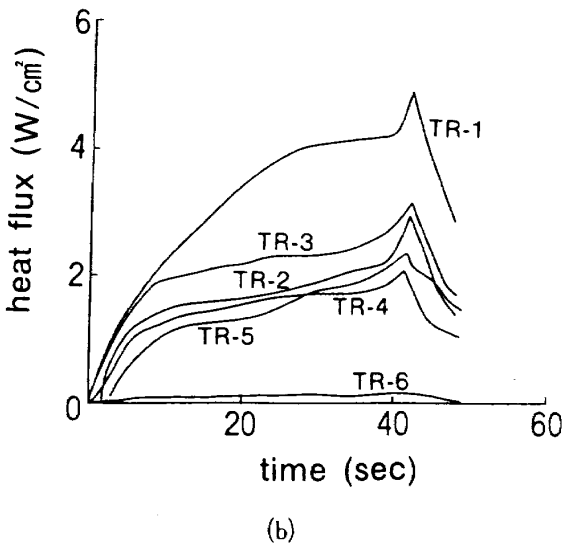
このSOBの最後の地上燃焼試験 (S/N100)においてH-II SRBを想定した熱放射測定が行われ、サーマルカーテンの効果等も調べられた。その時はHycal製センサが使用され、前述の測定結果を参照して、センサのレンジが決められた。しかし、実験ではサーマルカーテン背後以外の熱流入量は設定値を越え、図2.21 (a, b)とほぼ同じ位置での入射量が $11\text{ W/cm}^2$ 以上ということ以外に詳しいデータは得られなかった。



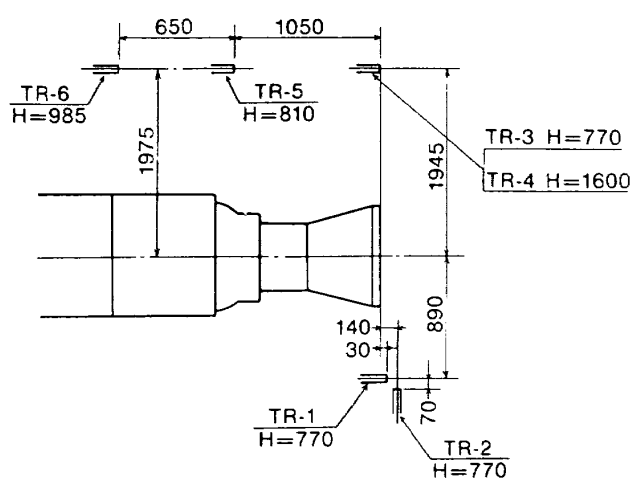
(a)



(a)



(b)



(b)

図2.20 H-I SOBの燃焼実験でセンサに入射した放射熱流束 (S/N11の結果(a)とS/N12の結果(b))

図2.21 H-I SOB 燃焼実験におけるセンサの配置 (S/N11での配置を(a)に、S/N12での配置を(b)に示す)

### 3. 上段用ロケット燃焼実験 (HATS 試験)

この章ではNASDA角田ロケットセンタのHATS設備を使用して行われたH-Iロケット用3段モータ、及びアポジモータ燃焼実験で測定された放射熱流束について報告する。

#### 3.1 H-I 3段モータ DM#3 実験

H-Iロケット3段DM#3実験は、NASDA-HATSを用いて実施された。この試験では燃焼終了直前にノズルが脱落し、モータの信頼性には問題を残したが、プルームからの熱放射に関して初めて精度の高い測定値が得られた。それゆえ、以後の熱放射測定の基礎となったこのDM#3実験の測定を詳しく説明し、HATS実験に特有な測定上の問題点やデータ処理方法について検討する。

H-I 3段DM#3モータは、開口比50、ノズル出口径933mmのモータ(図3.1)である。ノズルスカート外面は衛星への放射熱を防ぐために、約10mm厚のカーボンフェルトで覆われている。図3.2に放射熱流束計の取り付け状態を示す。センサはHycal-asymptotic型で、その先にステンレス製の長さ17mmのフードが付けられ、視野半頂角11°で、ノズルとディフューザのすきまから下流方向にプルームからの熱放射量を測るように計画された。図3.3にモータの燃焼圧力と低压室圧力、図3.4に熱流束の実験結果を示す。実験では点火後59秒でノズルが脱落する不具合が生じたが、それまでの燃焼に異常は認められなかった。

熱流束計の指示値は点火と同時に1.1 (TR-1)~1.43 (TR-2) W/cm<sup>2</sup>まで立上がり、熱流束計の応答性の良いことを示している。この点火時のピークが大気圧実験時より大きいのは、HATS試験で

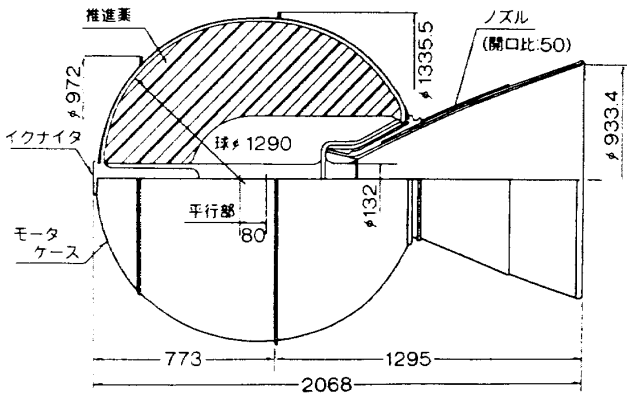


図3.1 H-I 第3段モータの概念図 (DM#3)

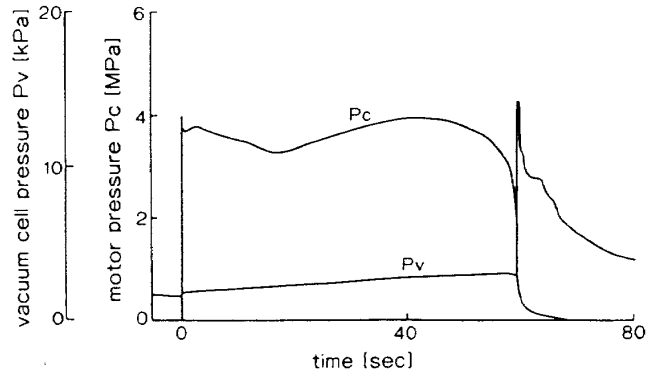


図3.3 H-I 第3段モータ, DM#3実験における燃焼圧力と低压室圧力の時間変化

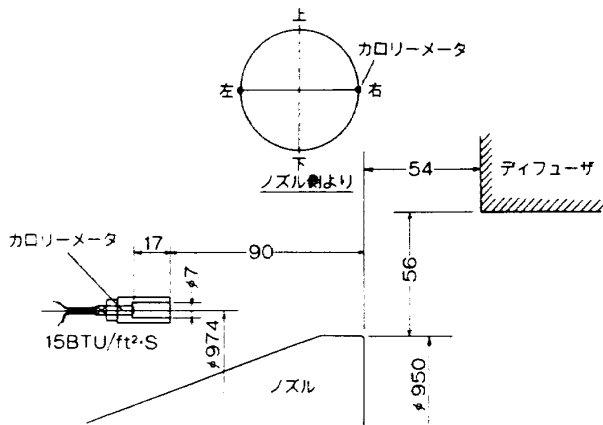


図3.2 H-I 第3段モータ, DM#3実験における測定法

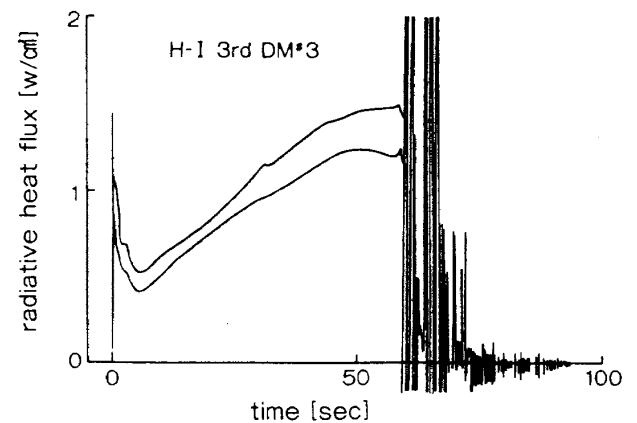


図3.4 H-I 第3段モータ, DM#3実験におけるプルームからの受熱量

はディフューザが起動する際、プルームが一時的に広がり、バックグラウンドからの散乱光が増すためである(図3.8参照)。その後、2つのセンサ共、 $0.3\sim 0.6\text{ W/cm}^2$ まで下がり、以後徐々に熱流束は上昇し、点火後50秒ではほぼ定常に入る。その時の値はそれぞれ $1.2(\text{TR-1})\sim 1.4(\text{TR-2})\text{ W/cm}^2$ である。その後、熱流束は減少に転じ、点火後59秒でノズル脱落に伴うノイズを経た後、75秒で零点に復帰している。

これらのデータを元にして、プルームが発する放射熱流束を推定してみる。まず、フード付きのセンサの視野を占めるプルームの形態係数を求める。視野半頂角は $11^\circ$ で、ディフューザ入口面では直径61mmの円になる。その内、ノズルスカートによって外周より13mm三日月状に視野が削られ、プルームを見る視野はそれだけ小さくなる。センサの見るディフューザの内面で最もノズルに近い位置は、ディフューザ入口から70mmの所である。従って、ディフューザの起動時を除けば、センサは常に、プルームがディフューザに衝突する点より下流を見ていることになる。このように、スカートで遮られている部分を除けば、センサの視野全体をプルームが占めていることになる。従って、センサに対するプルームの形態係数( $F_0$ )は $F_0=2.66\times 10^{-2}$ となる。ここで、添字0はフード内面で反射がない時の値を示す。この値で測定値を割れば、プルームの放射する熱流束が得られ、TR-1からは $13.8\sim 44\text{ W/cm}^2$ 、TR-2からは $17.2\sim 52\text{ W/cm}^2$ の放射熱流束が得られる。

一方、プルームの放射熱流束の最大値は次のように計算できる。付録2で示すように、ノズル径の大きなモータの場合、放射を担うアルミナ粒子の温度は、ノズルスカート出口面での平衡ガス温度で代表され、プルームを黒体とすれば、プルームの発する放射熱流束は $33.5\text{ W/cm}^2$  (1550K)～ $46.1\text{ W/cm}^2$  (1690K)の間に位置する。DM#3実験の場合、センサはノズルの流れ方向に向き、プルームの光学厚さは十分大きいと考えられる。しかし、そのような極限の場合でもプルームの放射率は放射を担うアルミナの値に漸近しなければならない。純粋なアルミナの放射率は0.30 (1283K)～

0.18 (1833K)と測定されており、黒体の $1/3\sim 1/5$ である。従って、熱流束の測定値は過大な値であることが分かる。

この測定値と予測値のくい違いは、実験に用いたステンレス製のフードの内面反射により説明できる。付録1で詳しく述べるように、このステンレス表面の熱線の反射は、表面に煤が付着してもかなり残る。そのため、実際に用いたフードで内面反射のある時とない時の口径比( $F$ )の比( $F/F_0$ )を内面反射係数として検定しておく必要がある。DM#3実験で用いたフードの内面反射係数は3程度と推定された(付録1)。そこで、図3.4の測定値からプルームが射出する放射熱流束は $4.6\sim 15(\text{TR-1})$ 及び $5.7\sim 17\text{ W/cm}^2(\text{TR-2})$ と推定される。

### 3.2 H-I 3段PM 及び QM 実験

H-I 3段モータについてDM#3実験の後、PM#1とPM#2、そしてQM#1～#3の計5回の実験が行われ、燃焼性能を取得するとともに、プルームからの熱流束も測定された。これらの実験ではすべて、センサはノズル出口とディフューザ入口の63mmの間のプルームを直径方向にセンサが見るように計画された(図3.5)。これは、DM#3実験では当初、問題のプルームからの熱放射より、それ以外のディフューザ内面やその他の構造物からの熱放射を測定したと判断されたためである。従って、DM#3以外の実験は小型実験でのZ系列の配置に、DM#3実験はR系列のセンサ配置に対応する。しかし、図3.5のように長いフードで視野を制限すると、センサの見る全視野の立体角に占めるプルームの割合が $10^{-3}$ から $10^{-4}$ と極端に低下し、センサのゲインが下がった。

H-I 3段PMモータまでの実験では、センサの前に金属パイプのフードを置き、センサの視野を制限したが、H-I 3段QM 及びアポジモータの実験ではコルク板のスリット(図3.6)を採用した。これはフードの視野が非常に狭く、フード内面反射の影響を受け易いためである。しかし、このような絞りをを用いても、狭い低圧室での反射によって視野外から反射光がセンサに入射すること



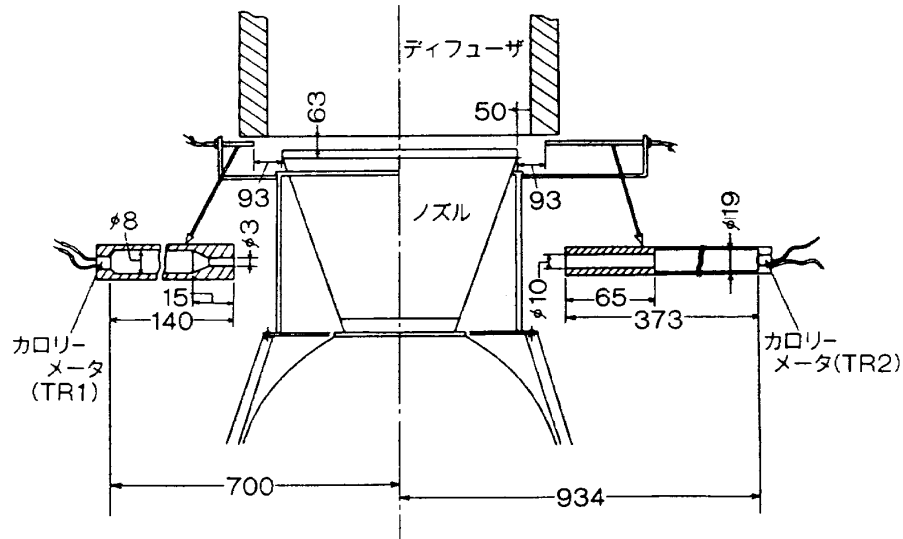


図3.5 H-I 第3段, PM#1及びPM#2実験における測定法

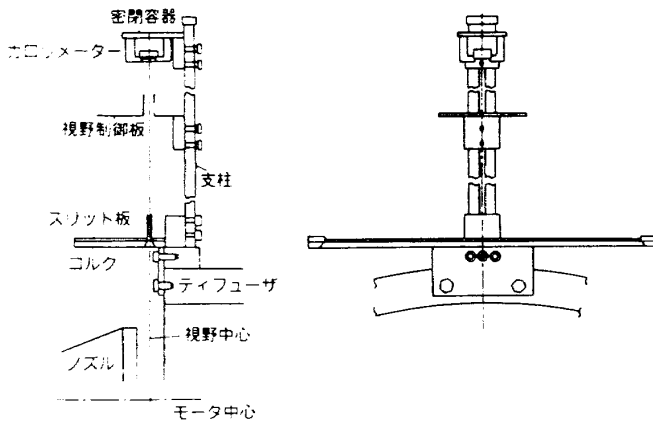


図3.6 H-I 第3段, QM実験における測定法

が予想されたので、2系統のセンサ (TR-1とTR-2)の内、一方はスリットをふさぎ、バックグラウンドを測定した。また、視野に入るコルク板背後の温度やセンサ位置の環境温度も同時に測定した。そして、スリットの有無や実験の再現性を確かめるために、実験ごとに、バックグラウンドを測るセンサを変えて熱流束を測定した。図3.7と図3.8はQM#1とQM#3実験において測られた放射熱流束である。それぞれスリット経由とバックグラウンドの熱入射量を示す。

### 3.3 H-I アポジモータ実験

H-I アポジモータは推進薬量約505kg、ノズルはC/C材製の膨張比67のモータである。オフロードタイプモータを図3.9に示す。推進薬は、8%

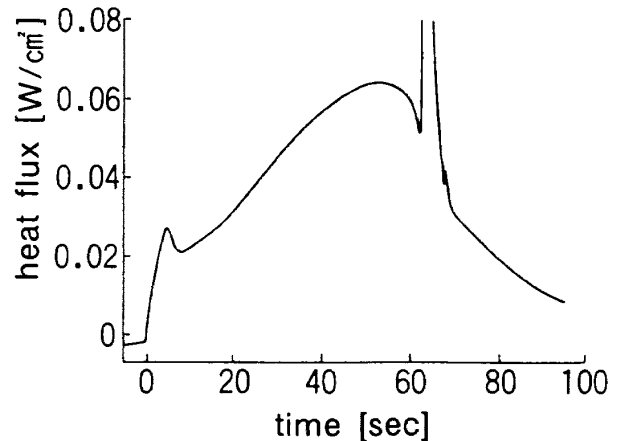


図3.7 H-I 第3段, QM実験におけるプルームからの受熱量(スリット経由)

HMX を添加したBP109J 推進薬であるが、推進薬によるプルームの熱放射への影響はないと考えられる。点火は後方点火方式を採用しており、そのため燃焼末期のスライバ期は極めて短く、燃焼圧力は急激に低下する。図3.10にアポジモータの推力、及び低圧室圧力の時間変化を示す。

取り付け位置の若干の変更はあるものの、熱流束測定はH-I 3段モータのQM 実験以降に採用した方法(図3.6)をそのまま用いた。H-I 3段モータの実験を行った段階で、スリットを介して入射して来る放射熱流束の絶対値がかなり小さいことが分かった。そこで、熱流束センサをフルスケールが $17\text{W}/\text{cm}^2$  ( $15\text{BTU}/\text{s}\cdot\text{ft}^2$ )から $0.14\text{W}/\text{cm}^2$  ( $0.12\text{BTU}/\text{s}\cdot\text{ft}^2$ )の高感度のセンサに変更した。

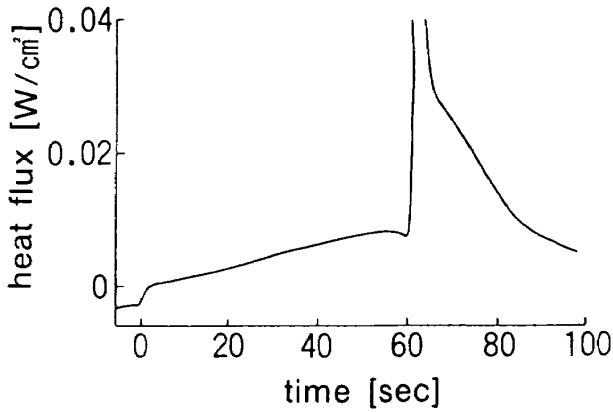


図3.8 H-I 第3段, QM実験におけるプルームからの受熱量(バックグラウンド)

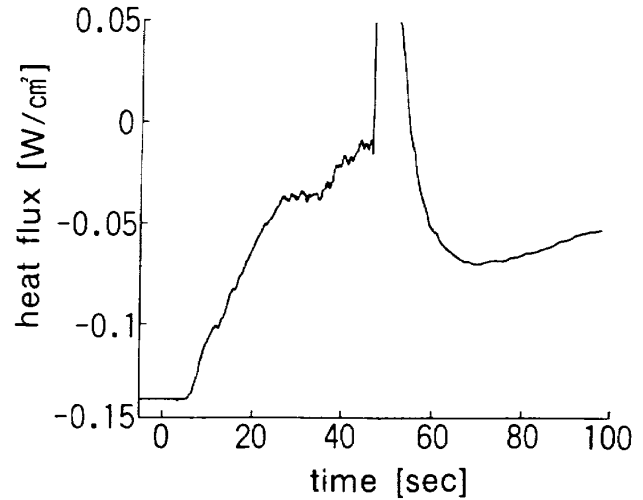


図3.11 H-I アポジモータのHATS試験において高感度センサで測定された熱流束(センサを容器に入れる前)

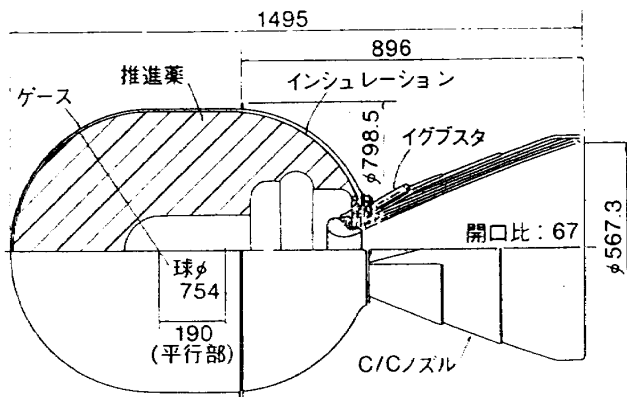


図3.9 H-I アポジモータの概念図

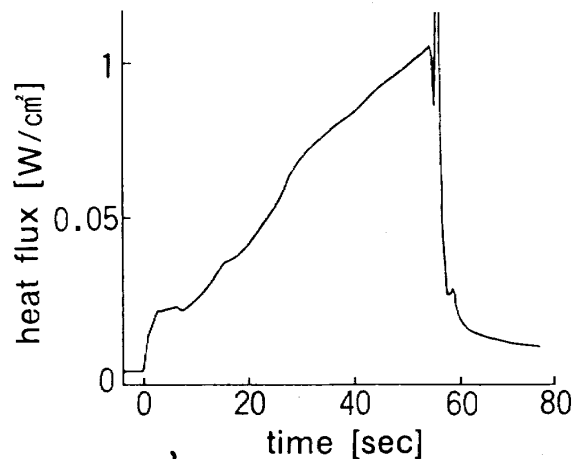


図3.12 H-I アポジモータのHATS試験において高感度センサで測定された熱流束(センサを容器に入れ, 低圧室と隔離した後)

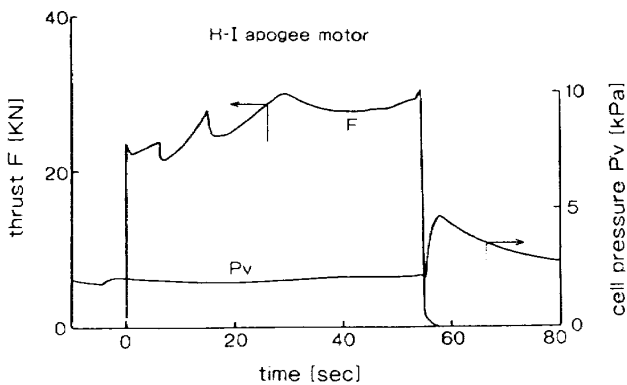


図3.10 H-I アポジモータのHATS試験における低圧室圧力と推力曲線

この変更により, センサの零点移動が激しくなった(図3.11)。これは, HATS 試験では, 低圧室が点火前に減圧される際の断熱膨張に伴い, 低圧室温度が下がるためである。熱流束センサのヒートシンク温度はそのため, 時間と共にゆっくりと低下し, 見かけ上, 熱流束は増加することになる。これを防ぐために, センサをサファイヤ窓付きの

気密室に入れて, 低圧室温度の影響をなくした。この方法により, また対流熱伝達の影響も完全に除去することができた(図3.12)\*。

図3.13の2つの曲線は同じ位置で測定されたもので, 上側がスリットがある時の放射熱流束, 下側がスリットをふさいだ時のバックグラウンドである。それ故, 実際にスリットを經由して, プルームからセンサに入射した量は2つの曲線の差となる。図中で燃焼時間が異なるのは, 推進薬温度等の実験条件が少しずつ異なるためである。熱流束の測定自体の再現性は良い。図3.14に, スリッ

\* 実用新案申請中

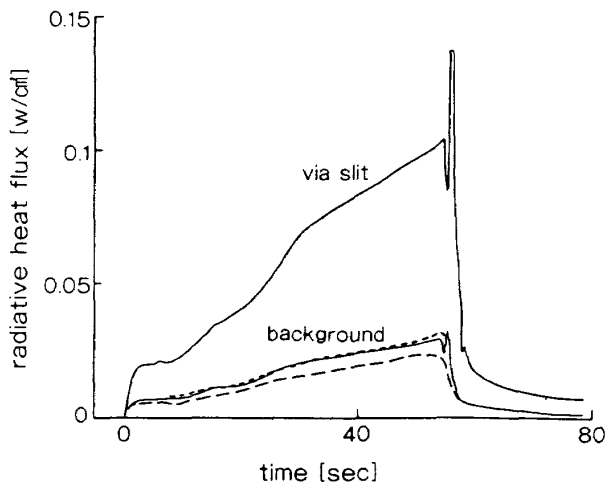


図3.13 H-I アポジモータ実験において  
センサに入射した放射熱流束

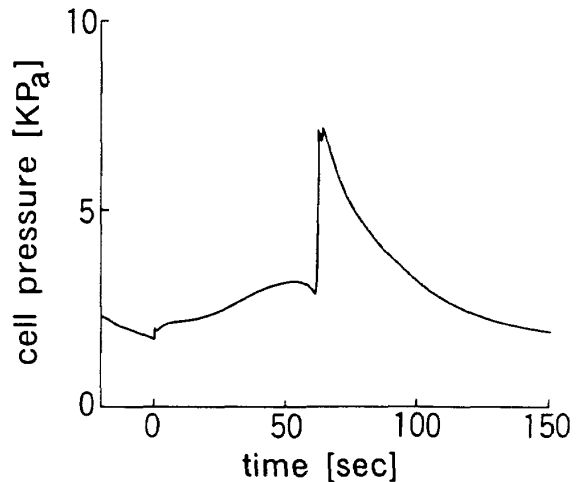


図3.15 低圧室圧力の時間変化

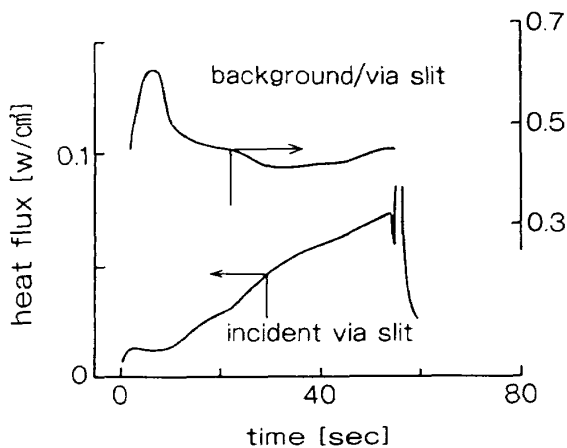


図3.14 スリットを経由した放射熱流束とその  
バックグラウンド比の時間変化

トを経由して入射した熱流束をプロットした。燃焼直後の入射量は $0.02\text{W}/\text{cm}^2$ で、燃焼末期では $0.07\text{W}/\text{cm}^2$ にまで増加している。同じ図上でスリット以外から散乱によって入射して来るバックグラウンドとスリットを経由した熱流束の比を示す。点火直後を除いて、その比はほぼ一定で、散乱光自体も時間と共に増加していることが分かる。

H-I アポジモータの出口面における放射熱流束は燃焼初期で $3\text{W}/\text{cm}^2$ 、燃焼末期の最大値で $15\text{W}/\text{cm}^2$ となる。

### 3.4 上段用モータの熱流束測定における問題点

図3.7や図3.14で見ると、スリットを介してセンサに入射して来る放射熱は時間と共に上昇

し、燃焼末期には初めに比べて数倍にもなる。この現象は米国のAEDCで行われた実験でも見られ、プルームの流れ方向を見たR系列センサよりZ系列センサにより顕著に見られる<sup>7)</sup>。しかしながら、AEDCの報告にはその原因についての言及はない。このためこの現象がHATS試験に特有なもので、実際の開かれた空間を飛行するロケットでは生じないものなのか、もしそうならば、燃焼初期と末期のどちらの値が正しい熱流束を与えるのかを調べておく必要がある。

センサの応答性については、 $17\text{W}/\text{cm}^2$ フルスケールのセンサで時定数が0.25秒、高感度の $0.14\text{W}/\text{cm}^2$ フルスケールのセンサでも0.9秒と十分速く、40~60秒に渡るゆっくりした変化を説明できない。センサ自体の感度の変化やドリフトは高感度センサで問題になったが、センサを密閉容器に入れ、低圧室と隔離することによって、除くことができた。

その次に、低圧室圧力との関係を調べて見た。図3.15で分かるように、3段モータの実験では低圧室圧力は初め $1.6\text{kPa}$ であるが、燃焼末期には $3.2\text{kPa}$ まで上昇する。この変化と図3.4の熱流束の曲線とを比較すると、両者は連動しているように見える。後に図5.7で示すように、スペース・シャトルのSRBで計測された放射熱流束は外部環境圧にほぼ比例している。これはプルームの実効放射率が外部環境圧に比例し、低圧程低下するためである(第4章)。以上のことから初めHATS

試験においても低圧室圧力が上昇したために熱流束も時間と共に増加したと考えられた。しかしながら、この熱流束の変化は低圧室圧力がほぼ一定のアポジモータの実験においても観測され、低圧室圧力の変化のみからは説明できないことが分かった。

この熱流束の増加速度は小さい。従って、かなり大きな熱慣性を有する物体からの放射である可能性が高い。そこでノズルスカートから発した熱放射線が狭い低圧室内で乱反射してセンサに入射した場合を考えて見た。H-I 3段のPM及びQMシリーズのノズルスカートはCFRP製でアブレーションによってスカート自体を保護する設計になっている。従って、スカート外面の温度は燃焼末期でも300K(60秒)以下と低く、そこからの放射は問題にならない。アポジモータの場合にはスカートはC/C材で構成されているが、衛星への加熱を防ぐために、カーボンフェルトでおおわれており、やはりその外面からの熱放射は小さい。ノズルスカート外面からの熱放射は燃焼終了時の熱流束の変化からも否定される。ノズルスカートの熱慣性は大きく、スカート外面温度は燃焼が完全に終わり、ブレークダウンの後に専ら上昇する。一方の熱流束はブレークダウンと同時に減衰し、零点に復帰しているからである。

センサに感知され、徐々に増加する放射熱は低温の大面积の物体から放射されたものではなく、高温の物体から放射されたはずである。と言うのはこの熱流束はサファイヤ窓付きのセンサでも同様に感知されているからである。用いたサファイヤ窓は波長 $0.25\text{--}3\mu\text{m}$ の範囲で92%の透過率を有する。従って、波長 $3\mu\text{m}$ 以上の長波長の熱線は透過しない。このように、低温物体からの長波長成分は透過できず、センサには感知されない。高温物体はプルームを除けばノズルスカート内面とディフューザ内壁である。これらの表面温度はアルミナが融解していることから燃焼末期には回復温度になっていると考えられる。図3.4と図3.8の測定値を比較すると、ディフューザ内壁をより多く見る可能性があるDM#3実験(R系列)より、ノズルスカート内壁からの反射を捉え易いZ系

列センサにおける熱流束の増加率が高い。同じことがAEDCの結果からも言える。それゆえ、この熱流束はノズルスカート内面から発し、低圧室内壁で反射し、センサに入射した可能性が高い。実験に際してはセンサの前にスリットを設け、更に視野制限板を設置して、プルームのみを見るように考慮したが、HATS試験では低圧室に多くの支柱があり、それらを反射する散乱光を完全に遮ることはできなかった(図3.8のバックグラウンドを参照されたい)。特に、低圧時にはプルーム中の粒子密度は低く、プルームの光学厚さは小さくなる。そのため低圧室壁を反射した熱線はプルームを透過し、スリットを介し、センサに入射して来る。

図3.16に計算機で得られたC/Cノズルスカート内壁温度の時間変化を示す。スカート入口で1700K、出口で1000Kの温度上昇があることが分かる。ノズル内壁からの熱放射はプルームのそれと異なり、黒体放射に近い。このため表面の放射率は1となり、極めて効率よく熱を放射する。この計算では燃焼終了後にはガス流れがないものと仮定し、熱放射によりスカート温度は比較的ゆっくりと低下している。しかし、HATS試験では燃焼末期にディフューザのブレークダウンが生じ、蒸気が逆流するために、ノズルスカートは急速に冷却される。このように、図3.3や図3.7で見られるような燃焼時間中の緩やかな零点の移動とスライバ期における急速な零点の復帰とは矛盾しない。そこで次に、燃焼終了直前にどの程度のドリフトがあったかを見積ってみよう。

図3.17にアポジモータの点火時及びスライバ期における推力と放射熱流束の変化を比べて見る。定常値からのずれを見るために、点火時は $-(F-F_i)$ を片対数グラフ上でプロットし、熱流束計の応答を調べる。ここで $F_i$ は点火直後の推力である。図の縦軸は任意単位(実験時のデジタルカウント数)であり、曲線の勾配に着目している。着火遅れは約50msecで点火時の熱流束の入力はステップ入力で近似できる。そこで、着火時のセンサの応答から、センサは遅れ時間が0.9秒の1次遅れ系で近似できる。アポジモータの場合、スライバの切

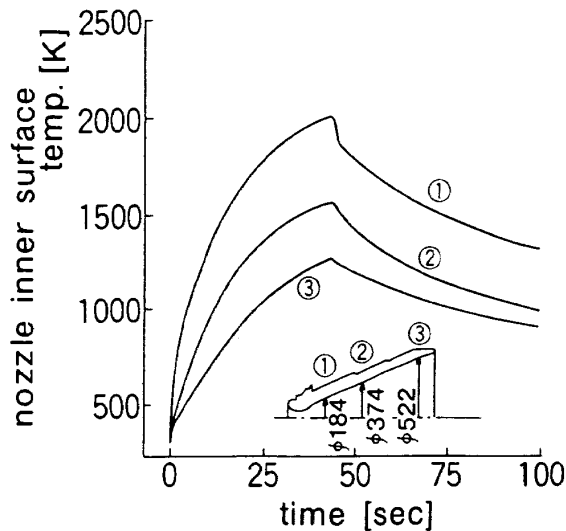


図3.16 ノズル内壁温度の時間変化

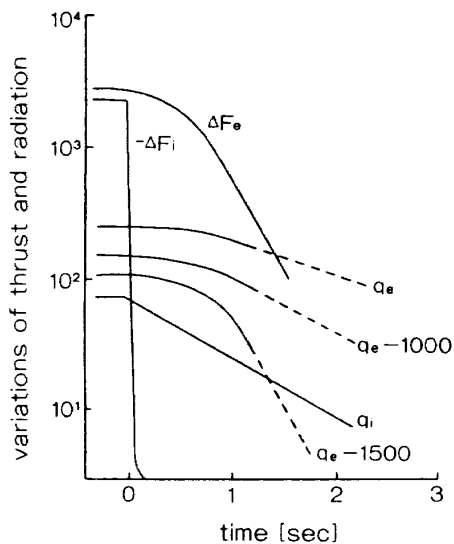


図3.17 推力と入射熱流束の時間変化

これは3段モータのそれに比べてよく、推力は急速に減衰する。そこで、この推力減衰特性を得られた1次遅れ系に入力し、その応答を模擬した結果を図3.17に示す。全く零点の移動はなかったと仮定すると、得られた熱流束の減衰特性(図上の曲線4の内、一番上の曲線)は測定された熱流束結果に比べてゆるやかになり、ブレークダウン時の接線の勾配はかなり異なる。その結果でバイアスが1500と仮定すると熱流束の減衰率は過大となる。このような比較から燃焼終了直前の測定値は、高温のノズルスカート内面からの散乱光の混入により少なくとも60%程度大きな値を示していたものと推定できる。

上の議論から、このような熱流束の時間的増大はロケットの飛行状態下では生じず、熱流束の見積りは点火直後の測定値を基準にすればよいと考えられる。事実、宇宙空間で飛行中測定された放射熱流束はモータの推力に比例しており、時間と共に熱流束が増大する傾向は認められない<sup>8)</sup>。

#### 4. データ処理及び実験結果

ここでは、熱流束計を用いて得られたデータから、プルーム各位置から放射される熱流束を見積る方法を検討し、プルームからの熱放射の寸法効果を調べる。

##### 4.1 ノズルでの放射熱流束と減衰特性距離

先ず、プルームを温度 $T_1$ の熱線透過性の灰色体と近似しよう。一般に、放熱側の熱流束はステファンボルツマンの法則により、

$$Q = \epsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.1)$$

で与えられる。ここで $T_2$ は受熱側の温度である。粒子雲の実効放射率( $\epsilon$ )はこの場合プルームの光学厚さに依存し、更に、この光学厚さは粒子雲の粒子密度やその比表面積によって決まる。ロケットのプルームの中のアルミニウムやアルミナの粒子の大きさを計測することは至難であるが、ここで微粉炭バーナや重油バーナにおける熱放射の研究が参考になる。

文献<sup>9)</sup>によれば、通常のバーナでの実効放射率は0.8程度、火炎長6mのバーナで1の値が報告されている。これらのバーナでの微粉炭、あるいは油滴から生成されたカーボン粒子の空間密度は2mg/l以下と計測されている。一方、今議論している固体ロケットのアルミナ量は、重量分率でアルミニウムを18%含む推進薬を燃焼し、海面状態まで膨張させた場合、65mg/lと見積ることができる。従って、普通のバーナにおける炭素粒子の空間密度に比べて40倍も大きな値である。それ故、大型モータのプルームの放射率は粒子の構成物質であるアルミナの放射率に近くなる。この極限の場合、プルームの外面がそのまま放熱面となり、プルームの内部は無関係になる。しかし、小型ロケットの場合や大型ロケットでも低圧環境下を飛

行する場合は、プルームが十分光学的に厚いとは言えず、上の近似は成立しない。ここでは、放射がすべてプルーム面から来るものと仮定し、光学厚さの影響は実効放射率に含めて考慮する方法について述べる。

センサの受熱量は、プルームの各位置の放熱量にセンサの局所形態係数 (local angle factor) で重みを付け、積分したものになる。ここで  $dF$  は図 4.1 を参照して<sup>10)</sup>

$$dF = \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dA \quad (4.2)$$

ただし、ここで各パラメタの値は、

$$\cos \beta_1 = \frac{l_1(x_2 - x_1) + m_1(y_2 - y_1) + n_1(z_2 - z_1)}{r}$$

$$\cos \beta_2 = \frac{l_2(x_1 - x_2) + m_2(y_1 - y_2) + n_2(z_1 - z_2)}{r}$$

$$r^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$$

で与えられる。センサから放熱側の面素片  $dA$  までの距離は  $r$ 、センサ受熱面と面素片を望む方向とのなす角は  $\beta_1$ 、また  $\beta_2$  は面素片の法線がセンサを望む方向のなす角である。 $l, m, n$  は方向余弦で、例えば  $l_1$  は測定点  $(x_1, y_1, z_1)$  からの法線と  $x$  軸との方向余弦で、 $m_1, n_1$  はその点の法線と  $y$  軸、 $z$  軸との方向余弦である。もしフード等の

手段でセンサの視野を制限した場合には、 $\beta_1$  の取り得る値に制約を加えたことになる。今、センサで測定される熱流束を  $q_s$  とすれば、問題は未知の放熱速度を表す関数に関する以下の積分方程式を解くことに帰着する。

$$q_s = \int_A Q_e dF \quad (4.3)$$

ここで  $A$  はセンサが見るプルームの全表面積である。

プルームからの放射がすべてその表面で行われたとしても、一般的な  $Q_e(z)$  を限られた測定点 (例えば、図 2.1) のデータから求めるのは容易ではない。なぜなら、 $Q_e(z)$  はプルームの形状と関係しているからである。そこで、放熱で重要な部分を占めるプルーム (アルミナによる輝炎の部分) の形状をノズル出口面からノズル出口径  $D_e$  で、半頂角  $\alpha$  で広がる円錐部分で近似しよう。推力が 5N 級の小型ロケットモータから 12MN のスペース・シャトルの SRB のプルームの形状を調べた結果、 $\alpha = 6 \sim 8^\circ$  が得られた (図 4.2)。また、プルームは  $35D_e$  までの距離まで円錐に近似できる (図 4.3)。それ以上離れた部分は円錐形では近似できないが、その部分からのロケット後端への加熱の寄与は小さい。

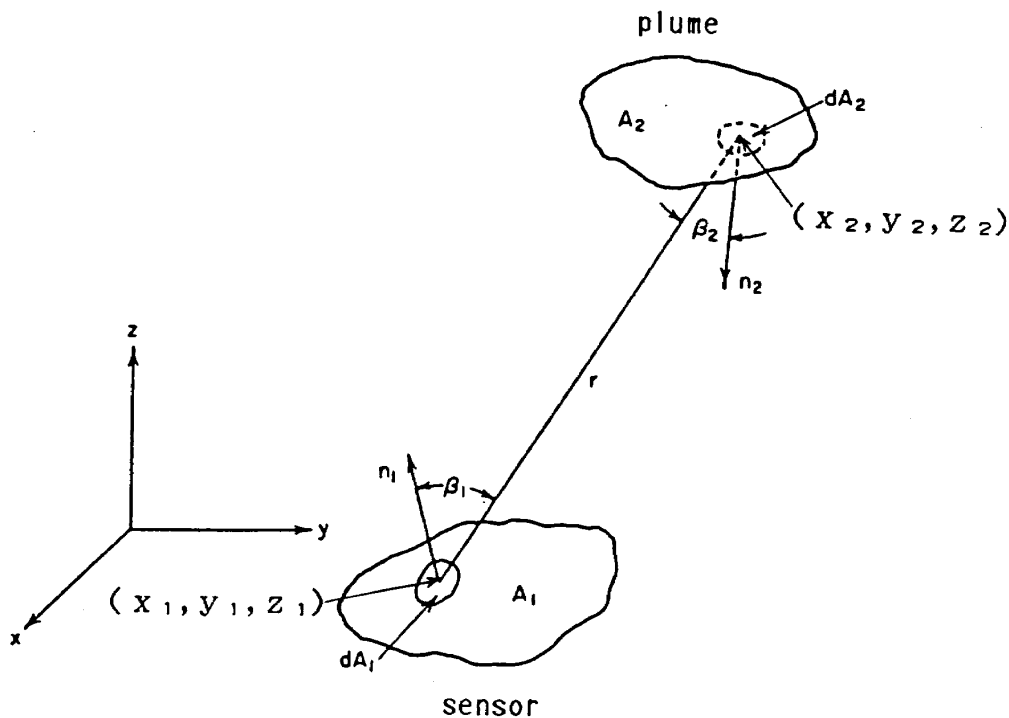


図 4.1 放射熱源とセンサの相対位置

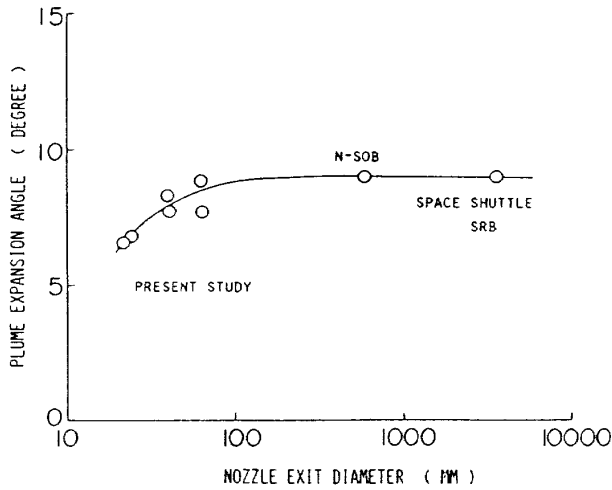


図 4.2 プルームの膨張角度 ( $\alpha$ ) と、ロケットの大きさの関係

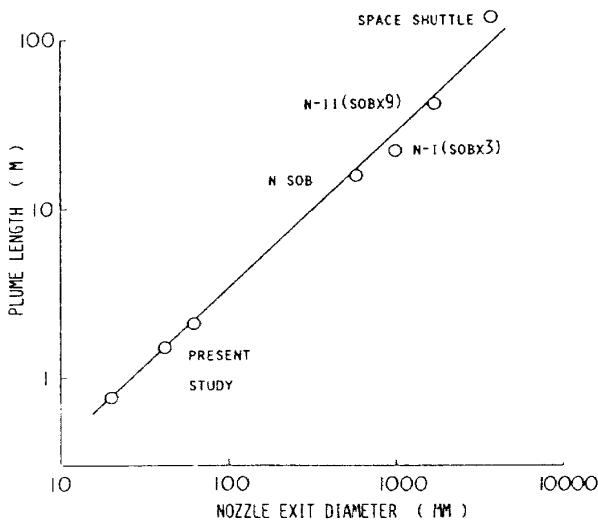


図 4.3 プルームの長さ とロケットの大きさの関係

上のプルーム形状の簡略化に加え、 $Q_e(z)$  について、放熱側の熱流束が距離  $z$  と共に指数関数的に減衰すると仮定する。

$$Q_e(z) = Q_{e0} \exp(-z/z^*) \quad (4.4)$$

ここで、 $z^*$  はプルームの熱放射量に関する下流方向の減衰特性距離である。以上の近似を式(4.3)に代入すれば、

$$Q_{e0} = q_{si} / \int_{A_i} \exp(-z/z^*) dF_i \quad (4.5)$$

が得られる。式中の添字  $i$  は異なるセンサを表す。定義により  $Q_{e0}$  はノズル出口面での放熱側熱流束であり、受熱側のセンサの設定条件には依らないはずである。従って、式(4.5)右辺の唯1つの実験

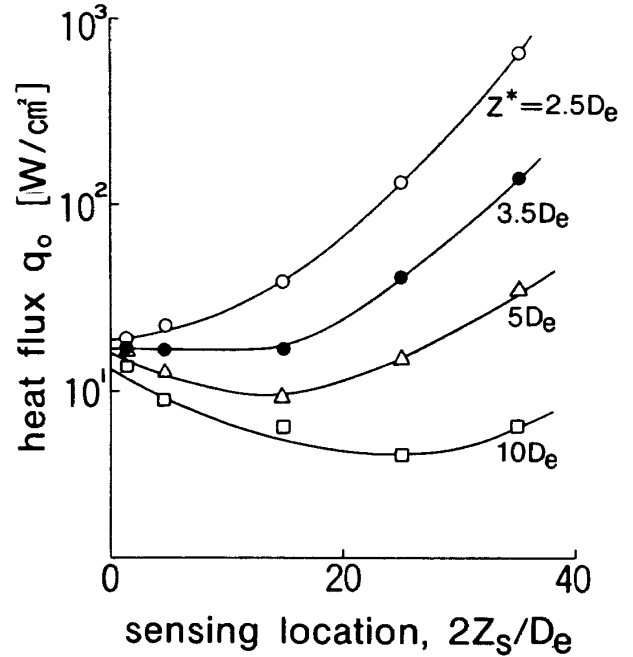


図 4.4 Z 系列センサから計算されたノズル出口面の放射熱流束

定数  $z^*$  を変化させて、一定値となるべき  $Q_{e0}$  の動きを調べればよい。もちろん、実験定数の数を増せば、各実験点間の一致度は高まるが、その場合、実験定数の各々についてモータの寸法効果を調べなければならない。それゆえ、ここでは1つの実験定数 ( $z^*$ ) のみを選んだ。

実験データの処理は実効形態係数  $F(z)$  を計算し、各センサの間での  $Q_{e0}$  のズレが最小になるような  $z^*$  を見つけることになる。ここで  $F_i(z^*)$  は

$$F_i(z^*) = \int_A \frac{\exp(-z/z^*) \cos \beta_{1i} \cos \beta_{2i}}{\pi r^2} dA \quad (4.6)$$

で与えられる。センサ  $i$  で見積られた出口面での放熱量  $Q_{e0i}$  は

$$Q_{e0i} = q_i / F_i(z^*) \quad (4.7)$$

すべてのセンサについての  $Q_{e0i}$  の平均値を  $Q_{e0}$  と表せば、減衰定数  $z^*$  は

$$\min \sum (Q_{e0i} - Q_{e0})^2 \quad (4.8)$$

の条件から決まる。

図 4.4 に  $z^*$  の値を  $2.5 D_e$  から  $10 D_e$  まで変化した時の計算結果の一例を示す。この例は  $D_e = 63$  mm のモータのプルームからの放射熱を、 $z$  軸に  $14.7^\circ$  傾け、測定した3つのセンサ (Z 系列、図 2.10) について整理したものである。図 4.4 での

上へのずれは、 $z^*$ を過小に、即ち減衰率を大きく見積ったことに対応している。この実験結果では、 $Q_e$ は $10D_e$ の距離まで  $\exp(-z/3.5D_e)$  に比例して減少し、 $10D_e$ より下流では減衰率が $10D_e$ 程度に低下している。図でノズル近くでデータが収束していることからノズル出口面での放射熱流束 $Q_e$ は $z^*$ の選択にはそれ程強く依存しない。この事実はデータ処理上大変都合が良いことである。

同様な処理をノズル出口面で異なる半径位置に設置したセンサ ( $R$ 系列) についても行った。図4.7で後述するように、 $R$ 系列については、センサの位置を極力ノズル出口に近付けた為、各センサの  $F_i(z^*)$  の  $z^*$  依存性は小さく、 $R$ 系列センサから  $z$  を評価することはできなかった。この事実は逆に、ロケット後端部への熱放射を議論する際、 $z^*$  の精度はそれ程重要ではなく、ノズル出口面での  $Q_e$  でロケット後端部の受熱量が決まることを意味している。これを示すために、図4.5に  $z^* \rightarrow \infty$  とした時の局所形態係数 ( $\Delta F$ ) の分布を示す。

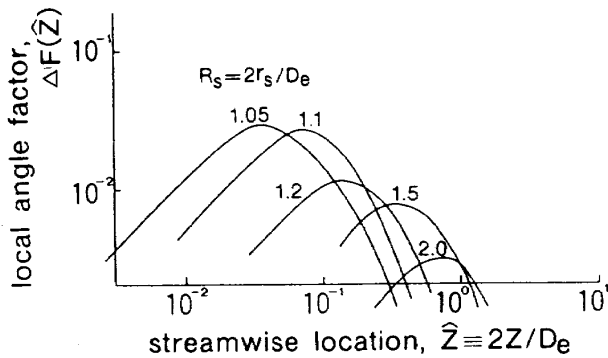


図4.5 局所形態係数の流れ方向分布

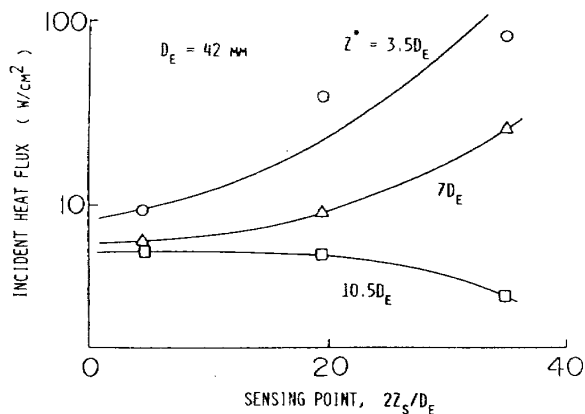


図4.6 Z系列センサから計算されたノズル出口面での放射熱流束

この  $\Delta F$  はノズル出口では、放射熱流束がセンサ面に斜に入射するために小さくなり ( $\beta_1 \rightarrow \pi/2$ )、また出口面から遠い部分ではセンサ方向に射出する割合が低下 ( $\beta_2 \rightarrow \pi/2$ ) になるために、ノズル出口近くで最大値をとる。今考えているロケット後端面の位置の範囲 ( $1.1 < R_s < 4$ ) においては、大部分の放射熱はノズル出口から  $2D_e$  までの狭い領域から来ることが分かる。

以上の手法を用いて推力レベルの異なるモータの実験データを整理した。図4.6と図4.7に  $D_e = 42$  mm のモータのそれぞれZ系列とR系列の整理結果を示す。Z系列の結果から、プルームの放射減衰距離は  $z^* = 9D_e$  を選ばばよいことが分かる。また、このモータにおける出口面での放射量は  $12.2 \text{ W/cm}^2$  である。図4.7で見ると、R系列

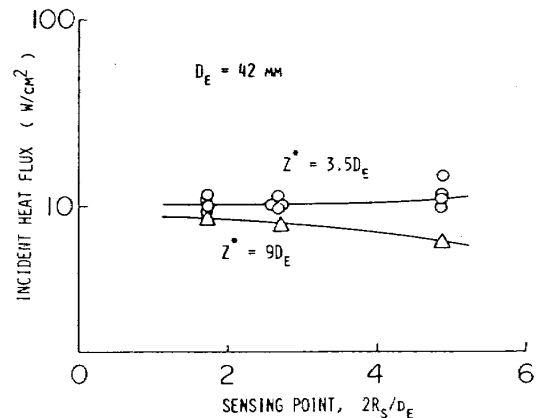


図4.7 R系列センサから計算されたノズル出口面での放射熱流束

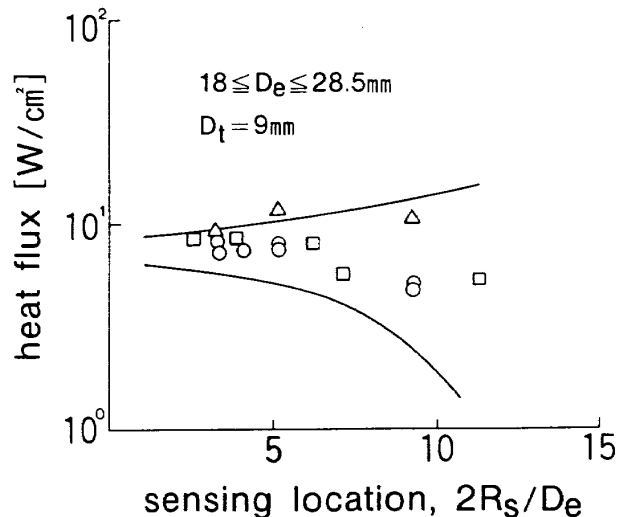


図4.8 R系列センサから計算されたノズル出口面での放射熱流束



の結果からは  $z^*$  は見積られない。これは  $D_e = 63.4$  mm のモータの時と同様である。図 4.8 に  $D_e = 18 \sim 29$  mm のモータの結果を示す。この実験の場合、Z 系列のデータは省略してある。図中にはノズル開口比による効果は認められず、開口比が 4 から 10 までの実験範囲ではその有意差は検出できなかった。整理結果は  $3.5D_e \leq z^* \leq 9D_e$  の範囲に分布し、 $Q_e = 9.6 \text{ W/cm}^2$  が得られた。

大型モータの場合には、アルミニウム粒子のチャンバ内での滞留時間が十分大きく、アルミニウムの燃焼はチャンバ内で完結する。従って、プルームの中の固体粒子はアルミナで代表される。しかし、今回用いたような小型モータの場合には、アルミニウム粒子のチャンバ内の滞留時間が短く、プルーム内でも一部のアルミニウム粒子が燃焼していることが予想される（例えば、小型モータで燃焼効率が低下することはよく知られている）。放射熱伝達の場合、射出熱流束は温度の 4 乗に比例するため、もし、小型モータにおいて一部のアルミニウムがプルーム内で燃焼すると過大な値を与えることになる。そこで、直径 100 mm の推進薬をノズルを付けずに燃焼させ、火炎からの熱放射を測定した。火炎の高さは  $25D_e$  に達したが、プルームの場合よりは短い。これはノズルがないために、ガス流が加速されず、大気で急速に冷却されるためである。大気圧燃焼のため大部分のアルミニウムはチャンバ外で燃焼し、最大  $10 \text{ W/cm}^2$

の入射熱流束が観測された。これを整理したものを図 4.9 に示す。データは R 系列のものであり、 $Q_{e0} = 42 \text{ W/cm}^2$ 、 $z^* = 3.5D_e$  の値を得た。

図 4.10 に JANNAF の論文で発表されたプルームの熱流束分布のモデル<sup>2)</sup>とここで得られた  $z^* = 3.5D_e$  の結果の比較を示す。提案されたモデルではプルームの拡がり角  $\alpha$  は  $15^\circ$  で、熱出力は階段状に変化する。これを片対数グラフ上にプロットすれば、熱流束の減衰は  $z^* = 4D_e$  に近似され、両者が良く一致しているのが分かる。

同様に第 2.2 節及び第 2.3 節で述べた H-II ロケットのサブスケールモータと H-I ロケット用 SOB の結果を整理した。H-I SOB については、これまで行われた実験で熱放射が測定されたのは、シリーズ番号 10, 11 の 2 回であり、シリーズ番号 100 のモータではスケールオーバーのため受熱量の

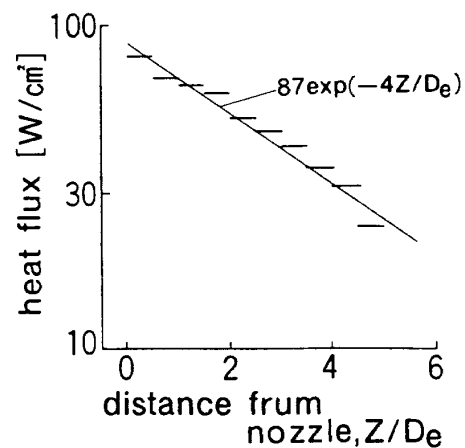


図 4.10 プルーム面上の放射熱流束分布<sup>2)</sup>

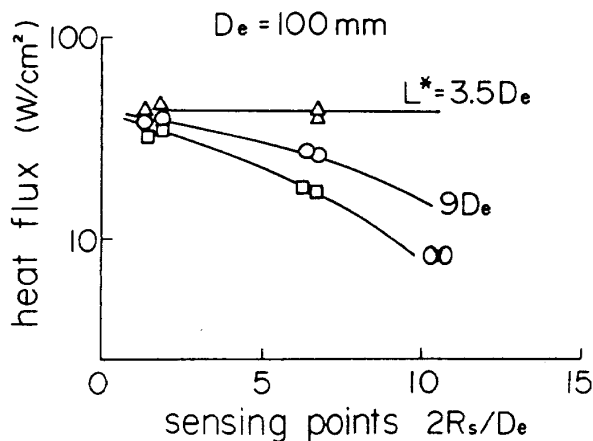


図 4.9 R 系列センサから計算されたノズル出口面での放射熱流束（大気圧燃焼実験）

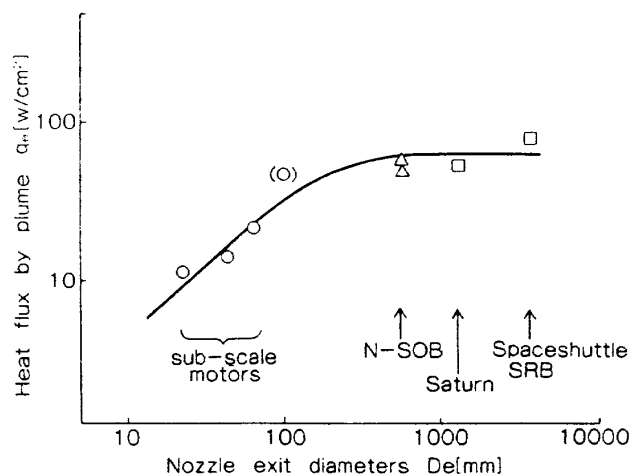


図 4.11 ノズル出口面における放射熱流束とノズル出口径の関係

下限値しか分かっていない。番号10と11の実験データにも問題はあつたものの、3回の実験結果を整理すれば  $Q_{e0}=55\text{W/cm}^2$  の値が得られる。

以上の結果をまとめたものを図4.11に示す。横軸はノズル出口径  $D_e$  で、縦軸はノズル出口での  $Q_{e0}$  である。今回の一連の実験より、プルームの立体角を押さえると、燃焼圧力やノズルの開口比は重要なファクタではないことが明らかになった。図4.11中のデータはそれぞれ推進薬や燃焼圧、あるいはノズル開口比が微妙に異なるが、以上の理由から同一図上で議論できよう。図にはスペースシャトルSRBの離昇時に測定された結果も載せてある<sup>2)</sup>。ただし、そのセンサの位置の詳細は公表されていないので、センサの視野に占めるプルームの大きさは推定せざるを得なかった(第5.2節)。図より、放射量  $Q_{e0}$  は大型ロケットでは飽和すると読み取れば、 $D_e=1690\text{mm}$  のH-II SRBの  $Q_{e0}$  は  $63\text{W/cm}^2$  となり、一方、スペースシャトルのデータを無視し、データを直線で結べば、 $Q_{e0}$  は  $100\text{W/cm}^2$  となる。次の節では、大型ロケットにおける放射特性を知るために、プルームの寸法効果を調べる。

#### 4.2 プルームの放射率

ノズル出口面での  $Q_{e0}$  の寸法効果を調べ、 $Q_{e0}$  ( $D_e$ ) の形を見出すためには、プルームの実効放射率 ( $\epsilon$ ) の性質を知る必要がある。ここで実効放射率は、プルームを黒体と仮定した時の最大放射熱流束と実際のプルームからの放射熱流束との比で定義する。固気二相流であるプルームの場合、プルームの熱放射を決めるアルミナ粒子の温度が重要である。特に、今回実験した小型モータは、実機に比べてノズル直径で2桁程度小さいので、ノズル内でガスと固体粒子とは平衡に達していない可能性がある。ノズル内での粒子の滞留時間はノズル径に比例するので小型モータでは小さくなるが、アルミナ粒子の大きさは燃焼で決まり、モータの大きさに依らないからである。従って、ガスが断熱膨張して温度が低下しても、放射を担うアルミナ粒子の温度はそれに追従できないかも知れない。このことを調べるために、ノズル膨張部

でのアルミナ粒子の運動とエネルギーを数値的に解き、ノズルの大きさが2桁異なり、かつ開口比が変化した時のアルミナ粒子の温度履歴を計算した。その詳細については付録2を参照されたい。

計算で得られた代表例を図4.12~4.14に示す。ここで横軸にはノズルの開口比、縦軸はノズルスロート部での固気平均温度で無次元化した粒子の温度を示す。従って、図は燃焼器中では平衡していた固気2相流が、膨張部でガスが断熱膨張した時の固体粒子の温度履歴を示している。図4.12には今回の実験に使用した最も小さなノズル(スロート径  $D_t=9\text{mm}$ )の結果を示す。この小さなノズルでは粒子の滞留時間が小さいため、粒子径  $D_p=5\mu\text{m}$  の粒子はノズル出口(開口比10)でもガス温度と平衡に達していない。この時のレイノルズ数 ( $Re$ ) は約20、滞留時間は0.01ms程度である。このような小さなモータの場合、直径が  $2.5\mu\text{m}$  以下の粒子のみがガスと平衡に達する。図4.13は、 $D_t$  が68mmのH-I アポジモータ相当の例である。ノズルが大きくなった分だけ粒子の滞留時間が延び、開口比が10の時でも  $D_p=10\mu\text{m}$  の粒子はかなりよくガス温度に追従している。更に、スロート径が同じでも、ノズル開口比が60と大きくなると、 $D_p=10\mu\text{m}$  の粒子は完全にガスと平衡する。この極限では、粒子への熱伝達は気相での伝導により支配されている ( $Re \rightarrow 0$ , ヌッセルト数  $Nu \rightarrow 2$ )。図4.14はH-II ロケットのSRB相当のノズルの場

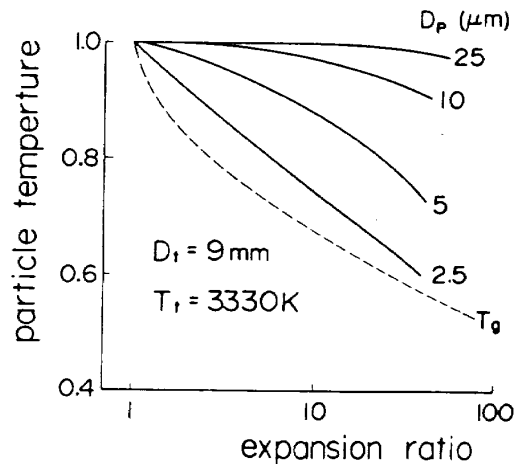


図4.12 1次元ノズル流を仮定した時の膨張比とガス及び粒子温度の関係 (スロート径  $D_t=9\text{mm}$  の場合)

合で、ノズルの寸法が大きいために、開口比が10の時でも $10\mu\text{m}$ のアルミナ粒子がガスと熱的に平衡していることが分かる。

このようにして得られたアルミナ粒子温度を用いて、ノズル出口径とプルームの最大放射熱流束( $Q_{e\text{max}}$ )との関係を計算し、図4.15に示す。最大放射熱流束はプルームが黒体とした時の値で、式(4.1)で与えられる。粒子温度( $T_p$ )はSRBを想定して開口比10の値を使用している。図4.15の上側の2本の細線は、 $D_p \rightarrow \infty$ と $D_p \rightarrow 0$ の極限值を表し、 $T_p$ はそれぞれスロートのガス温度とノズル出口でのガス温度に等しい。その2本の直線の間を各粒子径について $Q_{e\text{max}}$ の曲線が走る。ノズル径

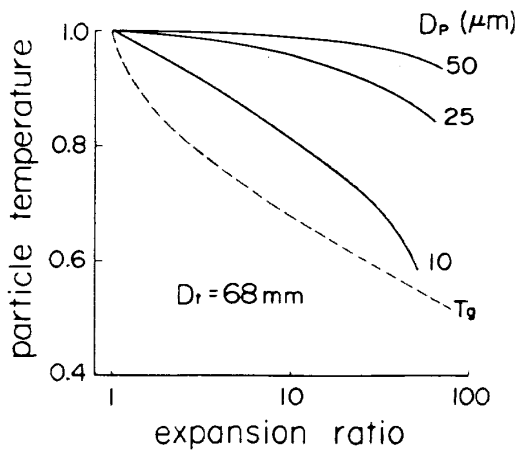


図4.13 1次元ノズル流を仮定した時の膨張比とガス及び粒子温度の関係 (スロート径  $D_t=68\text{mm}$  の場合)

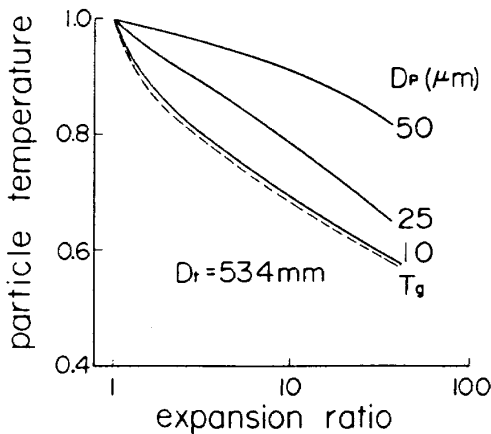


図4.14 1次元ノズル流を仮定した時の膨張比とガス及び粒子温度の関係 (スロート径  $D_t=534\text{mm}$  の場合)

が大きい程、即ちモータが大きい程、ノズル膨張部でのアルミナ粒子の滞留時間が長くなり、アルミナ粒子の温度が下がることが分かる。

図4.15には実験で得られたノズル出口における放射熱流束の測定値も合わせてプロットしてある(図中の○印)。この $Q_{ea}$ と上で得られた $Q_{e\text{max}}$ の比が、プルームの実効放射率となる。各実験点から求められた $\epsilon$ の値を図4.16に示す。図4.16中の○と△印は図4.15の実験値(○印)を、それぞれ $D_p=1\mu\text{m}$ 、 $10\mu\text{m}$ とした時の $Q_{e\text{max}}$ で割って得られた実験点である。図から $D_e=100\text{mm}$ のプルームの放射率は、プルーム中のアルミナの代表直径を $1\mu\text{m}$ とすれば0.21、 $D_p=10\mu\text{m}$ とすれば0.08

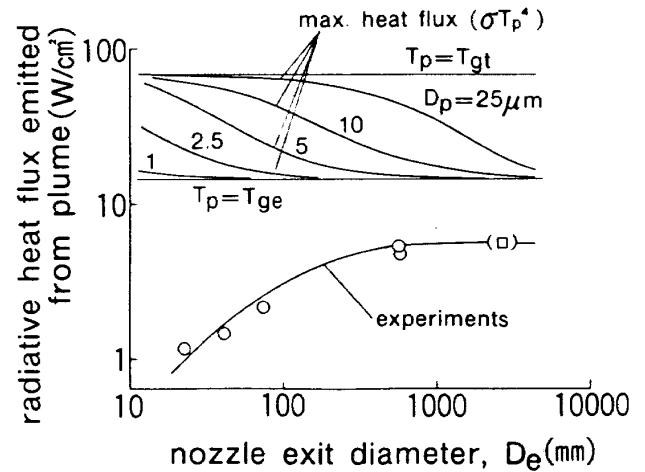


図4.15 粒子温度( $T_p$ )がスロート部ガス温度( $T_{gt}$ )あるいはノズル出口部ガス温度( $T_{ge}$ )に等しい時の放射熱流束(計算値)と実測値との比較

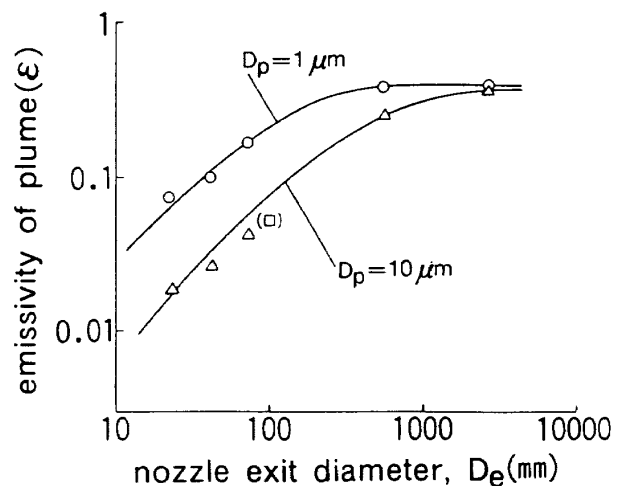


図4.16 プルーム内のアルミナ粒子径を仮定して得られたプルームの実効放射率

と求まる。この放射率は  $D_e=2000\text{mm}$  の大型モータでは  $0.36\sim 0.40$  程度と見積られる。事実、固体ロケットから排出されるアルミナは炭素煤が混入するためにその放射率は純粋なアルミナ（サファイア）の値よりかなり大きく、 $0.4$  程度と報告されている<sup>11)</sup>。

図4.16では、放射を担うアルミナの粒径をパラメータにしてプルームの実効放射率を実験的に見積った。全く別の観点から粒子雲の実効放射率を見積る方法がある。これは粒子雲を通過する光の強度の減衰から粒子の大きさを測定する原理と同じものである。プルームを熱線透過性媒体とみなすと、ベアの法則から、熱放射線の強度 ( $I$ ) について

$$dI/dx = -\kappa I \quad (4.9)$$

と書ける。ここで吸収係数  $\kappa$  は (長さ)<sup>-1</sup> の次元をもつ量である。プルーム内での熱線の減衰特性距離 ( $L_p$ ) をその逆数で定義する。

$$L_p = 1/\kappa \quad (4.10)$$

今回使用した小型モータの場合、プルームの光学的有効距離 ( $L_m$ : mean beam length) は  $L_p$  に比べて小さいと考えられるので、プルーム中での熱放射の減衰率 ( $a$ ) は

$$a = 1 - \exp(-L_m/L_p) \quad (4.11)$$

で与えられる。一般に、光学的に薄い媒体 ( $L_m < L_p$ ) について媒体の体積 ( $V$ ) とその表面積 ( $A$ ) を用いて、

$$L_m = 4V/A \quad (4.12)$$

の関係がある<sup>10)</sup>。今、ロケットのプルームの広がりが小さく、長く伸びている時には、(4.12)式から、

$$L_m = D_e \quad (4.13)$$

が得られる。プルームを工学でよく近似される灰色体と仮定すれば、減衰率の波長依存性はなく、また表面からの放射率と媒体中の光線の減衰率は等しくなり、

$$\epsilon = a \quad (4.14)$$

のキルヒホッフの法則に帰着する。

粒子雲での光線の吸収は粒子雲の比投影面積 (単位体積中にある全粒子の投影面積;  $S_p$ ) と関係づけられる。今、簡単のために、プルームを構

成しているアルミナ粒子が単一粒径 ( $D_p$ ) からなると仮定する。プルーム中の粒子の質量分率 ( $Y_p$ )、粒子の密度 ( $\rho_p$ , アルミナについては  $3.99$ )、そして固気二相流の密度 ( $\bar{\rho}$ ) はノズル流の計算から求められる。プルームの比投影面積 ( $S_p$ ) は (長さ)<sup>-1</sup> の次元を有し、粒子の空間密度が小さい時には

$$L_p = S_p^{-1} = 2D_p \rho_p / (3 Y_p \bar{\rho}) \quad (4.15)$$

の結果を得る。この結果をアルミニウム含有量  $18\%$  の推進薬について、ノズル開口比  $10$  のノズル出口に適用してみよう。ノズル内流れの計算より

$$Y_p = 0.309, \quad \bar{\rho} = 9.96 \times 10^{-5} \text{g/cm}^3$$

の値を代入して、 $L_p$  と  $D_p$  との関係  $D_p$  をパラメータにして図4.17に示す。アルミナの粒径が大きくなるにつれて比投影面積は低下し、 $L_p$  は増加する。これは粒径が大きくなると光線は減衰しにくく、また放射率も低下することを意味している。式(4.15)から明らかなように、粒子の質量分率が増加するに伴い、 $L_p$  は減少する。また、プルームが膨張し、ガスの密度が低下するに従い、 $L_p$  は増大する。以上の結果をまとめると、プルームの実効放射率について以下の式が得られる。

$$\epsilon \propto 1 - \exp(-D_e/L_p) \quad (4.16)$$

これが求めるプルームの放射率の寸法効果を記述

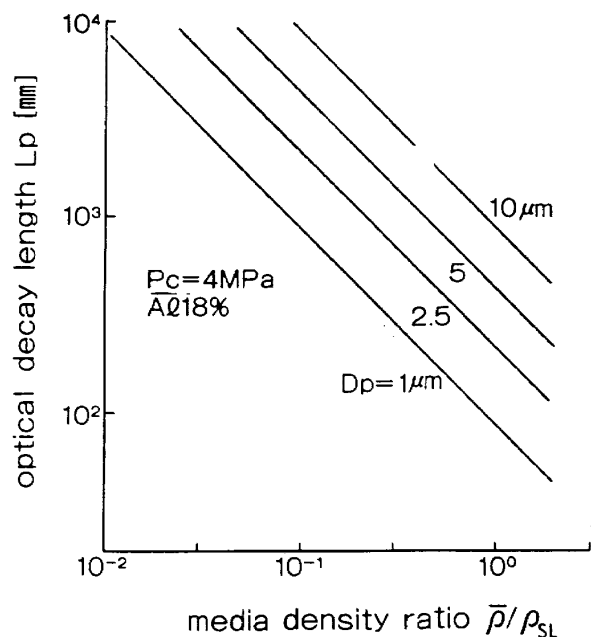


図4.17 粒子径をパラメータとした時のプルームにおける光学的減衰距離 ( $L_p$ ) とプルーム密度との関係 (添字 SL は海面を表わす)

する式、 $\epsilon(D_p)$ である。

もっとも、式(4.16)は光学的に薄い媒体に対して得られた結果であり、これをそのまま大型モータの場合に適用するには問題があるかも知れない。しかし、大型モータの時には、プルーム表面は実質的にアルミナの円筒で置換され、その放射率はアルミナの値になるはずである。そこでデータ間を結ぶ曲線型として、式(4.16)の関数型を用いることはそれ程不自然ではないだろう。このように、光学的厚さが厚い極限の放射率を $\epsilon_0$ とすれば、プルームの放射率は

$$\epsilon = \epsilon_0 \{1 - \exp(-D_e/L_p)\} \quad (4.17)$$

で近似される。

これらの結果から、プルーム中のアルミナ粒子が大きい時には、粒子温度が平衡温度より高くなるために、放射熱伝達能力( $\sigma T_p^4$ )は高くなる。しかし、大きな粒子からなる粒子雲の放射率は式(4.15)に従い、低下する。実際のプルームから射出される熱流束はこの相反する2つの量の積になる。

粒子の大きさを仮定して、式(4.17)を用いて得られた放射率の $D_e/L_p$ 依存性を図4.18に示す。図中の○印は図4.16の $D_p=1\mu\text{m}$ の時の実験値である。一方、実線は式(4.17)に同じ $D_p=1\mu\text{m}$ 、 $\epsilon_0=0.4$ を代入して得られた計算結果で、計算値と実験値はよく一致している。アルミナ粒径がそれより大きくなっても、小さくなっても計算値と実験値との一致は悪くなった。従って、この比較より、

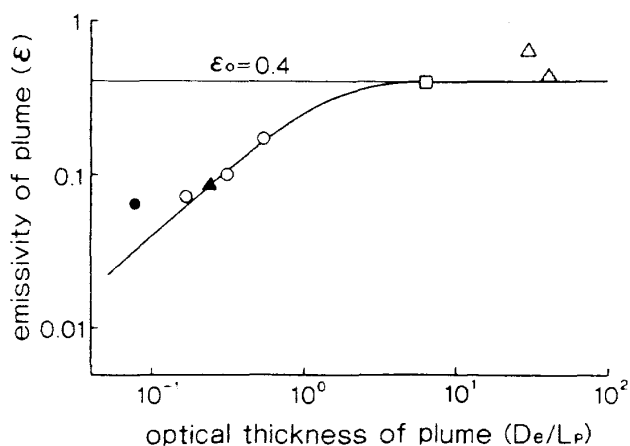


図4.18 プルームの実効放射率とその光学厚さとの関係(粒子径 $D_p=1\mu\text{m}$ )

プルームの熱放射を担っているアルミナ粒子の代表直径として、 $D_p=1\mu\text{m}$ ( $L_p=86\text{mm}$ )程度の値を想定すればよいことが分かる。

このアルミナの代表径 $D_p=1\mu\text{m}$ は推進薬に添加されているアルミニウム(平均粒径 $5\sim 30\mu\text{m}$ )に比べてかなり小さい。この微細なアルミナ粒子の生成は、推進薬中のアルミニウム粒子がチャンバ内で蒸発(アルミニウムの沸点 $2740\text{K}$ )し、気相反応し、拡散火炎を形成することから説明できる。生成物のアルミナの融点は約 $2320\text{K}$ 、沸点は $3800\text{K}$ と報告されている<sup>12)</sup>。従って、球状のアルミニウム拡散炎からは、煙状の液相アルミナが生成されるはずである。その結果、アルミナの粒径は元のアルミニウム粒径より、小さくなる。更に、酸素共存下ではアルミニウムは激しく分裂して燃焼することも報告されている<sup>13)</sup>。これらのアルミニウム燃焼の機構に加えて、ノズルスロットでの加速によるアルミナの分裂も微細化に寄与していると考えられる。事実、真空室に排気し、捕捉して測られたアルミナ粒子径は $1\sim 3\mu\text{m}$ 程度と報告されている<sup>13-16)</sup>。

プルーム中のアルミナ粒子の代表径と推進薬に含まれていたアルミニウムの粒径との関係を更に調べるには、大気圧でノズルなしで推進薬を燃焼させた実験が参考になろう。用いた推進薬は実験S-5~S-8で使用したものである。この場合、燃焼圧が低いため、推進薬中のアルミニウムは円筒型グレインの内孔中で燃焼を完了することができず、大気中に噴き上がったプルーム中で燃焼する。従って、プルーム中のアルミニウム(アルミナではない)は $3500\text{K}$ の高温で燃焼し、グレイン出口での射出熱流束 $Q_{e0}$ は増加する。例えば、直径 $100\text{mm}$ の大気圧燃焼するプルームの放射熱流束は $42\text{W/cm}^2$ で直径 $100\text{mm}$ のロケットのプルームの $Q_{e0}$ に比べて、約50%大きな放射量を与える(図4.9)。しかし、この放射熱流束と推進薬の燃焼温度(約 $3500\text{K}$ )を基にした最大放射熱流束で割って、実効放射率を求めると、 $\epsilon=0.053$ が得られる。この値はロケットモータによるプルームに対する放射率の約1/4で、大気圧燃焼の場合にはプルームの光学厚さが薄いことが分かる。

ロケットのプルームの場合と同様に、大気圧燃焼時の熱線の減衰特性距離 ( $L_p$ ) は、推進薬中のアルミニウムの含有率とプルームの密度を用いて計算できる。更に、式(4.17)を用いて、そのプルームの実効放射率を求めてみると、 $D_p=10\mu\text{m}$  を仮定すると  $\epsilon=0.046$ 、またアルミナと同じ  $D_p=1\mu\text{m}$  を仮定すると  $\epsilon=0.17$  が得られる。前に得られた実験値  $\epsilon=0.053$  と比較すれば、推進薬の大気圧燃焼時のプルームについて、放射を担う粒子の代表径は  $D_p=10\mu\text{m}$  と推定でき、推進薬中のアルミニウムの大きさ（供試推進薬では  $11\mu\text{m}$ ）に近いことが確認できた。以上の結果から、アルミニウムは、ロケット燃焼時にはかなり小さなアルミナ粒子になることが分かった。

プルームの放射に重要なアルミナ粒子は  $1\mu\text{m}$  程度の粒子で、それらは  $D_e=10\text{mm}$ 、ノズル開口比が10程度の小型モータでも、ガス速度、ガス温度と平衡していることが確認された（付録2）。しかし、この計算の中では、固体粒子内での一様温度が予め仮定されていた。そこで、最後に、粒子中の温度の拡散時間を調べ、計算に用いられた仮定の是非を調べなければならない。

粒子内の熱の拡散時間 ( $\tau_d$ ) は

$$\tau_d = D_p^2 / \kappa \quad (4.18)$$

から概略計算することができる。ここで、 $\kappa$  はアルミナの温度拡散率である。一方、粒子のノズル内での滞在時間 ( $\tau_r$ ) は付録2で求めてある。この2つの特性時間を比較して、もし  $\tau_r \gg \tau_d$  の時は、粒子内の熱拡散が十分速く、粒子温度を1つの代表温度で近似できる。逆に、 $\tau_d \gg \tau_r$  の時は、アルミナの温度履歴の計算で使用した「粒子内部が一様温度の仮定」は正しくない。この場合、粒子への熱伝達は気相ではなく、凝縮相内の伝導で律速されることになる。その極限は表面が固相のアルミナ殻で覆われているが、内部は液相のアルミナ粒子の場合である。

これをみるために、図4.19で  $\tau_d$  と  $\tau_r$  を比べて見る。図4.19には、ノズル出口径 ( $D_e$ ) が6, 60そして600mmのモータでの粒子の滞在時間 ( $\tau_r$ ) が水平線で示してある。ここで横軸は粒子の直径である。粒子が大きくなるにつれて、ガス流に対して

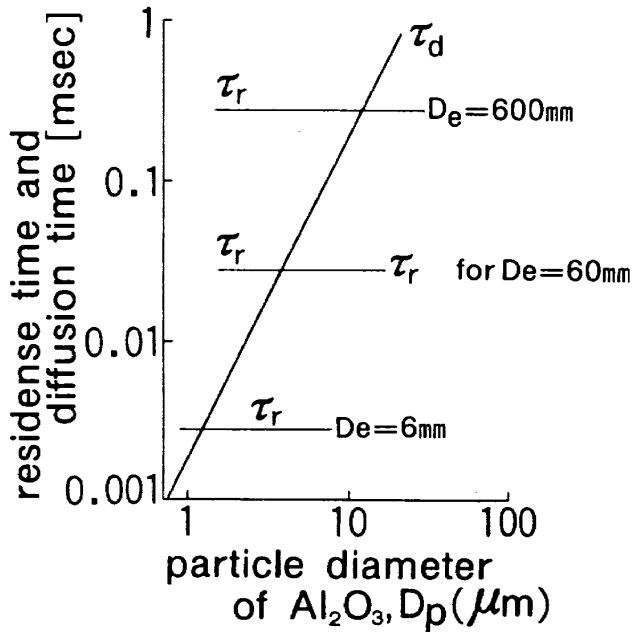


図4.19 モータの寸法をノズル出口径 ( $D_e$ ) で代表させた時のアルミナ粒子のノズル内滞在時間 ( $\tau_r$ ) と粒子内温度拡散時間 ( $\tau_d$ ) との比較

粒子が遅れるため、ノズル内での粒子の滞在時間は若干増加する傾向にあるが、 $D_p < 20\mu\text{m}$  の領域ではほとんど一定になる。一方の  $\tau_d$  は  $D_p$  の2乗で増加して行く。従って、例えば  $D_e < 100\text{mm}$  の小型モータで  $D_p=10\mu\text{m}$  のアルミナ粒子は内部に温度分布を有し、図4.12の開口比が10までの結果は正しくない。しかし今までの検討から、プルームの熱放射に重要なアルミナ粒子の大きさは  $1\mu\text{m}$  程度であることが確認されている。この大きさのアルミナ粒子に対する  $\tau_d$  は  $2\mu\text{sec}$  と見積られ、今回実験に使用した最も小さいノズル ( $D_e=18\sim 25\text{mm}$ ) での滞留時間  $\tau_r=10\sim 15\mu\text{sec}$  より1桁小さい。それ故、アルミナ粒子内の一様温度の仮定は満足されており、粒子の代表温度 ( $T_p$ ) を用いた今までの計算は正しいことが確認された。

### 5. モデルの検証と受熱量の見積り

これまでの検討より、固体ロケットのプルームからの熱放射量は、簡単に

$$Q_e = \epsilon_0 \sigma \{1 - \exp(-D_e/L_p)\} T_p^4 \quad (5.1)$$

で表される。ここで  $T_p$  はプルーム内のアルミナ

温度で、大型モータの場合は、ノズル出口でのガス温度で代表できる。放射率  $\epsilon_0$  はアルミナの値で実験的に0.40を用いる。熱線の減衰特性距離  $L_p$  は式(4.15)で与えられている。この  $L_p$  中のパラメタの値は推進薬が指定されれば、平衡計算によりすべて決められる。以下の議論では、特にことわらない限りプルームを準1次元で近似し、モデルの簡略化を図る。

このプルームにより射出される熱放射線を受ける側の熱流束は、その位置及び熱線が入射して来る方向によって決まるプルームの形態係数を計算することにより求まる。

$$q = F \times Q_e \quad (5.2)$$

従って、受熱側のプルームに対する相対位置、方向が与えられれば、入射熱流束の時間変化は以下のように見積ることができる。式(5.1)と(5.2)の中で飛行高度と共に変化するのは、 $L_p$ 、 $T_p$ そして  $F$ である。光の減衰距離( $L_p$ )はプルームのガス密度に逆比例する。そして、そのプルームの膨張により、形態係数( $F$ )は増加する。

プルームの形状は、プルーム圧力と外部圧が平衡するように決まり、そこでのガス密度はプルームが外部圧まで準1次元的に膨張した時の密度で代表できる。同様に、アルミナ粒子温度も、既成の平衡計算コードを用いて計算できる。高膨張ノズルの場合、アルミナ粒子の空間密度が低いため、粒子の集塊、成長は問題にならず、 $L_p$ を求める際の粒子径は一定とした( $D_p=1\mu\text{m}$ )。ここで、プルームの密度と温度を見積るために、外部環境圧までプルームが膨張した時の値を採用した。従って、これらの値を式(5.2)に代入する場合、式中のノズル出口径( $D_e$ )の代わりに、外部圧までの膨張比( $\epsilon$ )を用いて  $\sqrt{\epsilon}D_e$ を採用するのが合理的と考えられるかも知れない。しかし、ノズル出口径が、プルームからの熱放射をより良く記述する特性長さであることを以下に説明する。

二相流からなるプルームの膨張については、米国でかなり研究されており、そのためのコンピュータ・コードも JANNAF によって、開発されている<sup>17)</sup>。その解析によれば、不足膨張状態でノズルから大気中に膨張するプルームは、ノズル出口

直後で急激に広がる訳ではない。特にアルミナ粒子分布や速度分布に関しては、それらの半値幅は約  $10D_e$  の距離までノズル出口径にはほぼ等しい。この距離までのプルーム内部では、ノズル出口端からの膨張波(lip fan)によるプルーム温度の低下とマッハ・デスクによる温度の上昇を繰り返しながら、プルーム全体としては、急速に温度は低下していく(文献3図4、及び文献17図6参照)。第4.1節で述べたように、ロケット後端へのプルームの熱放射はノズル出口から距離が  $3\sim 5D_e$  までのプルームの性質に支配される。この領域は lip fan によりプルームの温度は低下し、プルーム中のガス密度も下がる。プルームの半径方向への膨張により、ガスや小さなアルミナ粒子は追従するが、粒子の空間密度は低いため、熱放射線の透過率は高い。有効に熱放射するプルームの形状は二相流プルームの粒子密度半値幅で決まり、 $10D_e$ の距離まで下流方向に余り増加しないことになる。このように放射に関与するプルームのガス温度やガス密度は適正膨張時の値で、プルームの大きさはノズル出口径で代表される。また、プルームの形態係数もプルームの実効形状が高度にあまり依存しないため、一定と近似できよう。

以上のモデルを飛行記録の概略が発表されているタイタンIIIロケット、及びスペース・シャトルのSRBに適用し、それらの熱放射量の実測値と比較して、モデルの検証を行おう。

### 5.1 タイタンIIIブースタ

タイタンIII型ロケットの後端で測定された対流及び放射熱流束データは文献2に報告されている。しかし、センサの位置については概略しか記されておらず、センサの方向も記述されていない。しかし、後端からプルームに向いていると仮定するのが自然であろう。そのセンサの配置から、遠い方のブースタのプルームは2つの液体ロケットエンジンのスカートで遮られていると考えられる。そこで、図からセンサの位置を読み、第4.1節で説明した方法でプルームの形態係数を求めると、 $F=0.12$ が得られる。この計算には、固体ブースタと液体ロケット・エンジンの干渉を避けるため

に、固体ブースタのノズルが約10°外側に偏向している効果も考慮してある。このタイタンSRBのノズル出口径は2900mmであり、熱放射線の減衰距離( $L_p=100\text{mm}$ )に比べて大きい。従って、センサの放射熱流束は海面状態で $7.6\text{W/cm}^2$ と見積られる。

実際の飛行で測定された放射熱流束は離陸直後で約 $3.7\text{W/cm}^2$ で、予測結果は測定値の2倍程度過大な値を与えることが分かった。

5.2 スペース・シャトルブースタ

SS/SRBで測定された放射熱流束を図5.1に示す<sup>1,2)</sup>。タイタン・ロケットの時と同様、4個のセンサの詳しい方向は不明であるが、後部スカートの後端に垂直に付いていると仮定した。その1つの理由はもし、後部スカートの外壁に平行に取り付けられていたとすれば、スカートの半頂角がかなり大きいために、飛行初期にはセンサの視野にプルームが入らず、図5.1のような大きな熱流束が観測されないことによる。特に、センサが後部スカートの中腹に設置されていた場合には、後部スカートがセンサの視野を遮り自己のプルームは全く見えず、反対側のブースタが発するプルームを専ら見ることになる。それ故、4個のセンサは後部スカートの後端面上で、90°ごとに設置され、

垂直方向でプルームを見たものと仮定した。この場合、センサは2本のブースタからのプルームを見ることになる。各位置におけるプルームの形態係数は表5.1のように求まる。

入射する放射熱流束の時間変化を調べるために用いられたスペース・シャトルの飛行軌道を図5.2に示す。この軌道より時間-外部環境圧曲線を求め、その外部圧まで膨張したプルームの密度とガス温度を計算した(図5.3)。図5.3ではガス密度、温度共、海面状態で無次元化してある。この結果を式(5.2)に代入すれば、各センサ位置における入射熱流束が計算できる。図5.4に予測と実測との比較を示す。タイタンSRBの時とは異なり、この予測値は若干低めの結果を与えるが、ほぼ妥当な値である。また、その熱入射量の高度依

表5.1 スペースシャトルの固体ブースタでの形態係数

形態係数(F)			
位置	左側プルーム	右側プルーム	計
E	0.118	0.132	0.250
N	0.118	0.107	0.225
NW	0.118	0	0.118
W	0.118	0	0.118

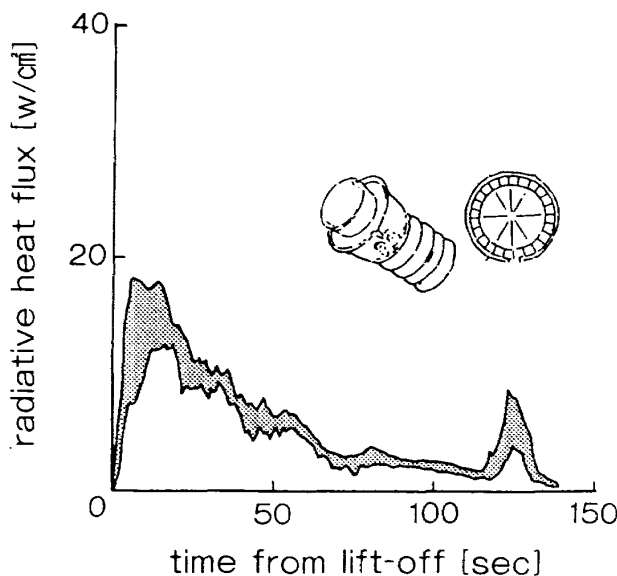


図5.1 スペースシャトルSRBで観測されたプルームからの放射熱流束<sup>2)</sup>

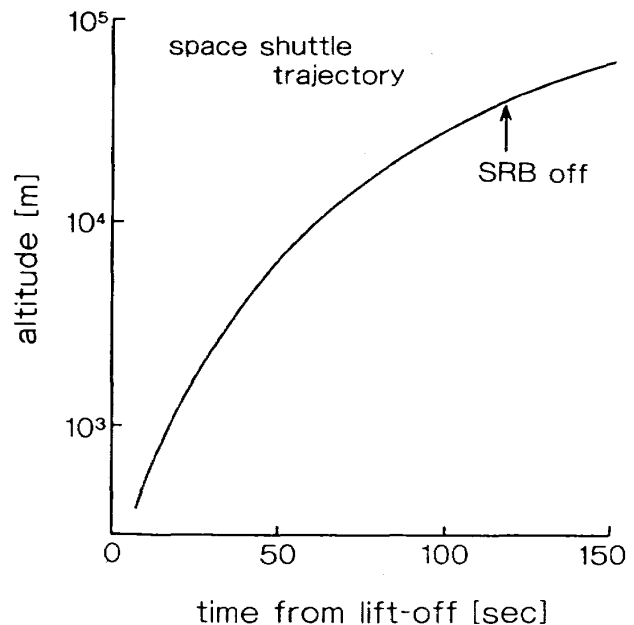


図5.2 スペースシャトルの飛行経路



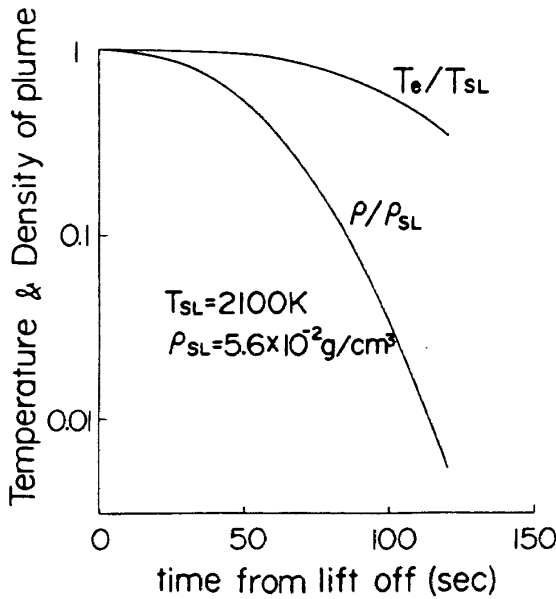


図 5.3 プルームの温度と密度の時間変化  
(海面状態で無次元化した値)

存については、ノズル出口径が減衰距離に比べて大きいので、低空でプルームの放射率が飽和し、実測で見られる入射量の急激な変化は再現できなかった。しかし、低空での強い高度依存性は必ずしも一般的なものではなかろう(タイタンSRBの場合には離陸直後の入射量の急速な減少は見られない)。図 5.5 に離陸時の値で無次元化した熱流束の実測値と外部環境圧との関係を示す。熱入射量は 4 個のセンサの平均値を用いた。この比較より離昇より 80 秒にわたり、放射熱流束と環境圧は比例していることが分かる。この結果は前述したように、プルームが膨張しても放射を支配するプルームの大きさはノズル出口径で決まるとするモデルが妥当なことを示している。

図 5.4 あるいは図 5.5 の飛行記録の中で離陸後 120 秒で、7~8W/cm<sup>2</sup> のピークが見られる。このピークは、小型ロケット実験(第 2.1 節)でも観察されたもので、燃焼末期に燃焼圧が低下し、アルミニウムが未燃のままノズルから放出され、更に露出したインシュレータから多量の炭素が発生し、輝炎が生じるためである。例えば、RP-1 を燃料とするサターン 5 型エンジンのプルームからも、かなり大きな熱放射が観測されている。これは輝炎中の煤の質量分率がプルーム中のアルミナのそれに比べて桁違いに小さいにも拘らず、煤の

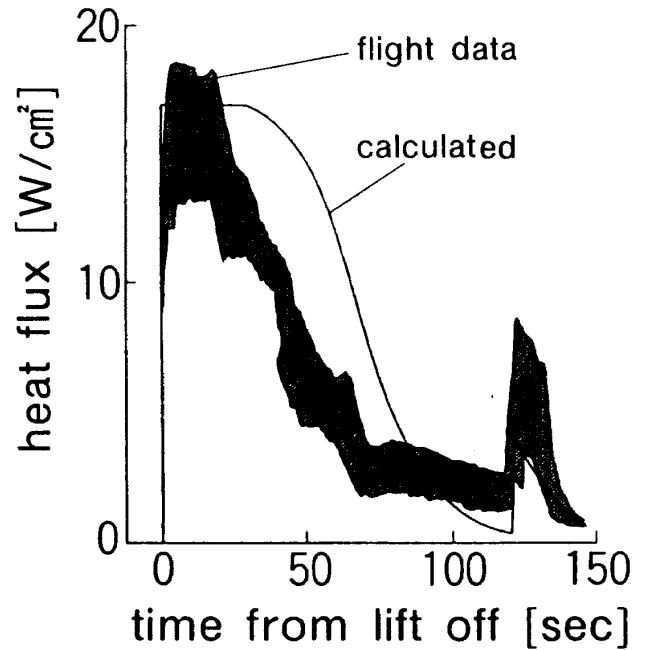


図 5.4 入射熱流束のモデルによる計算値と実測値の比較

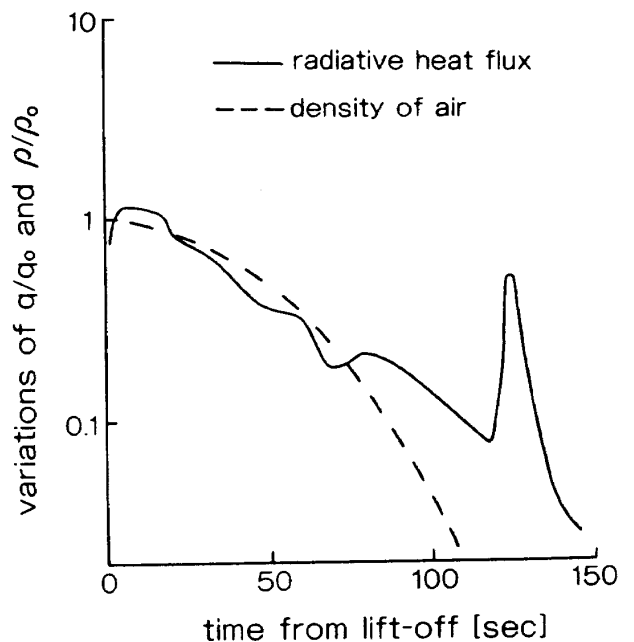


図 5.5 スペースシャトルで計測された放射熱流束と環境密度との相関

粒径が 0.01~0.05 μm と小さいために、 $L_p$  が小さくなる(光学厚さが大きくなる)ためである。このような輝炎からの強い熱放射は、SRB がそれ以前に切り放されるので、実際には問題にならないだろう。

### 5.3 H-II SRB からの熱入射量予測

タイタンSRB、及びSS/SRBについて、予測と実測を比較し、モデルの検証を行い、良好な結果を得た。最後にH-II SRBのプルームからロケット後端に入射する放射熱流束を見積ってみよう。

入射量の検査面を固体ブースタについては、後部スカート面、及び液体ロケット燃焼器外面とする(図5.6)。入射面はプルームに向いている(-x方向)とし、放射加熱が最も激しい場合を想定している。表5.2に、センサの付いているブースタのプルームの形態係数( $F_1$ )とセンサが反対側のプルームを見た時の形態係数( $F_2$ )を示す。各検査位置に入射して来る放射熱流束は2つの形態係数の和にプルームの放射熱流束を乗じて得られる。ただし、ブースタの後部スカートの内側(位置C)と液体ロケットエンジン基部(位置E)については、液体ロケットのスカートが固体ブースタのプルームの一部を遮蔽するが、その影の部分は考慮していない。従って、その位置の $F_1$ の値は若干過大になるが、固体ブースタも液体ロケットエンジンも推力方向制御のためにノズルの向きを変えることを考慮して、安全側に $F_2$ の値を見積った。

表5.2には、2本の固体ブースタの形態係数と共に、そこでの放射熱流束がまとめられている。放射加熱はもちろん、プルームの密度が最も高い離昇時が最も厳しく、プルームの広がり角を $8^\circ$ と仮定しても、液体ロケット基部(位置E)でプルームが全天の1/4近く( $F=0.23$ )を覆い、入射熱流束は $15\text{W/cm}^2$ に達する。固体ブースタの推力制御用アクチュエータを収容している後部スカー

トへの熱入射量は最大で $11\text{W/cm}^2$ (位置C)と見積られる。実際には、アクチュエータは後部スカート内に格納されており、ブースタのノズルスカート自体の影により、表5.2で示される値以下になろう。入射熱流束の時間変化(高度依存性)については、前節のタイタンSRBやSS/SRBと同様に、H-IIロケットの軌道から計算できる。

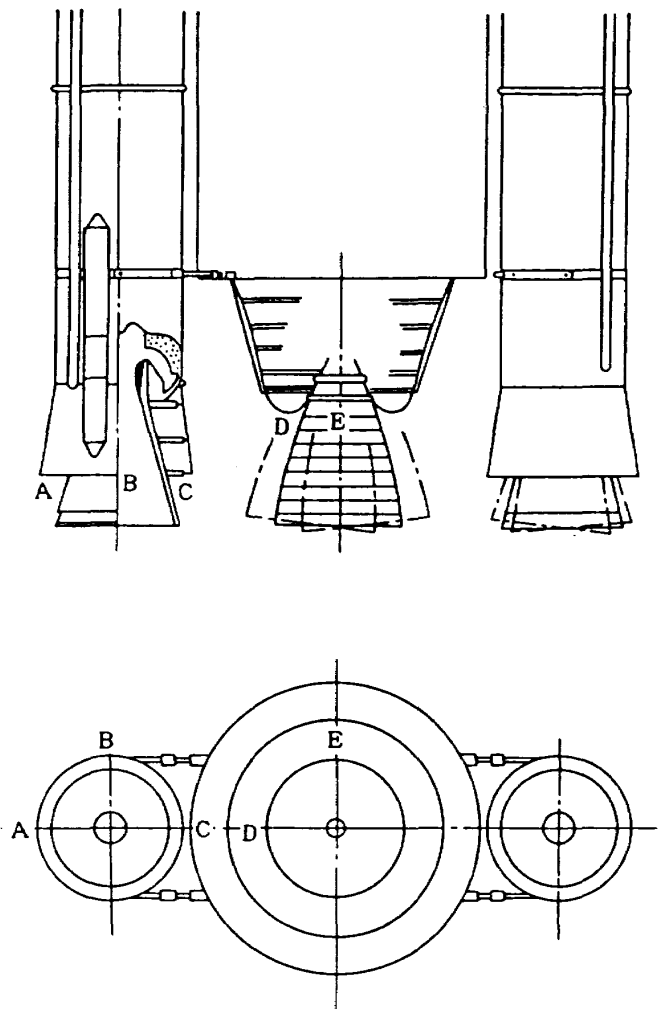


図5.6 H-II SRBのプルーム熱放射量の測定位置

表5.2 H-IIロケットの後端部に入射する放射熱流束  
(検査位置については図5.6参照)

位置	形態係数( $F_1$ )	形態係数( $F_2$ )	計	入射熱流束( $\text{W/cm}^2$ )
A	0.0709	0	0.0709	4.46
B	0.0709	0.0888	0.160	10.1
C	0.0709	0.107	0.178	11.2
D	0.0709	0	0.104	6.54
E	0.115	0.115	0.230	14.4

## 6. 結 論

大きさの異なる固体ロケットの燃焼実験を実施し、推力で最大4桁近く大きいH-IIロケット用固体ブースタのプルームが射出する放射熱流束を見積り、更に、H-IIロケットの後端各部への入射熱流束を推定した。得られた結果は、以下のようになり、まとめられる。

(1) 大型ロケットのプルームが射出する熱流束は、プルーム中のアルミナ粒子温度と、その放射率(=0.4)を用いてステファン・ボルツマンの法則から計算される。その代表値は海面状態で $63\text{W}/\text{cm}^2$ と見積られる。

(2) ロケットの各部に入射する放射熱流束は、その位置から見るプルームの形態係数により決まる。H-IIロケットに関しては、2本のSRBのプルームからの熱放射を受ける液体ロケットエンジン基部の受熱量が最も大きい、高々 $15\text{W}/\text{cm}^2$ と考えられる。問題のSRB後部スカートへの入射量は、最高でも $11\text{W}/\text{cm}^2$ であろう。

(3) これらプルーム熱放射に関する見積りは、プルーム形状を部分円錐に近似し、すべての熱放射線がその表面から出発するとした簡略モデルを基礎にした。プルーム表面での実効放射率は、プルームを形成するアルミナ粒子雲の性質に依存する。プルームの光学厚さを用いると、大気圧実験についても低圧室を用いた実験についても、相似則が成り立つことが分かった。

(4) プルーム熱放射で重要なアルミナ粒子の大きさについては、その代表径を $1\mu\text{m}$ に選べば、多くの実験結果をうまく説明することができる。この粒径の見積りは、今まで報告されたアルミナ粒子径の実測値と良い一致を示す。

(5) 放射熱源であるアルミナ粒子の温度に関して、実機サイズのノズルでは粒子温度とガス温度が平衡していることが、ノズル内流れの計算より確認された。また、アルミナ粒子内の固相温度もまた、平衡しており、粒子内の温度分布は無視できる。

(6) プルーム熱放射の飛行高度依存性は、プルームの膨張に起因するアルミナ粒子の温度低下と

プルームの光学厚さ減少による実効放射率の低下から説明できる。不足膨張状態にあるノズルからプルームの気相分は急速に膨張するが、熱放射に重要なアルミナ粒子はそれ程急速に広がらない。従って、プルームの形状に及ぼす高度の影響は無視できる。

(7) アポジモータのプルームに関しては、上述の準一次元的な取扱いではなく、半径方向の粒子密度やその温度分布を考慮しなければならない。しかし、高真空下でのプルームの光学厚さが減少するため、プルームの放射する熱流束は $5\text{W}/\text{cm}^2$ を越えないと考えられる。

## 文 献

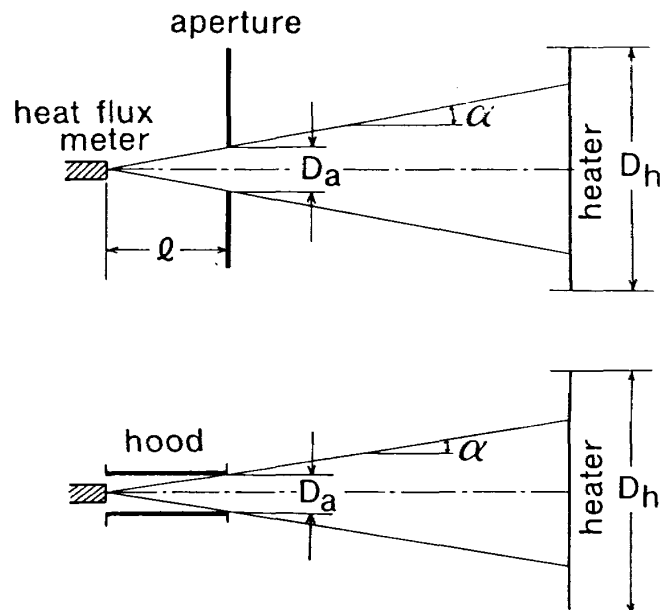
- 1) JANNAF Exhaust Plume Technology Subcommittee, JANNAF Exhaust Plume Technology Handbook, CPIA Publication 263, CPIA, 1981.
- 2) Greenwood, T. F., Lee, Y. C., Bender, R. L. and Carter, R. E., JANNAF 13th Plume Technology Meeting, vol.1, (T. M. Gilliland, Ed.) 1982, p65.
- 3) Dash, S. M., Wolf, D. E., Beddini, R. A. and Pergament, H. S., J. Spacecraft, 22, No.3, p367, 1985.
- 4) Watson, G. H. and Lee, A. L., J. Spacecraft, 14, No.11, p641, 1977.
- 5) Edwards, D. K., Effect of particle size distribution on the radiosity of solid propellant rocket motor plumes, AIAA Paper 81-1052, 1981.
- 6) Edwards, D. K., Sakurai, Y. and Babikian, D. S., Examination of an alternative to the Bobco plume radiation model, AIAA Paper 85-1069, 1985.
- 7) Cimino, A. A., Design assurance test of the Thiokol TE-M-521-5 apogee kick motor tested in the spin mode at simulated altitude conditions, AEDC-TR-73-15, 1973.
- 8) NASDA 非公開資料, 1984.
- 9) 功刀雅長, 燃焼と窯炉, 共立出版, p72, 1979.

- 10) Gray, W. A. and Muller, R., Engineering Calculation in Radiative heat Transfer, Pergamon Press, 1974.
- 11) Morizume, S. J. and Carpenter, H. J., J. Spacecraft, 1, No.5, p501, 1964.
- 12) Brzustowski, T. A. and Glassman, I., Heterogeneous Combustion (H. G. Wolfhard, I. Glassman and L. Green Ed.), Academic Press, p41, 1964.
- 13) Cheung, H. and Cohen, N. S., AIAA J., 3, No.2, p250, 1965.
- 14) Crowe, C. T. and Willoughby, P. G., AIAA J., 5, No.7, p1300, 1967.
- 15) Brown, B. and McArty, M. P., The 8th Symp. (Int.) on Comb., p814.
- 16) 甲藤好郎, 伝熱概論, 養賢堂, 1969.
- 17) Hermsen, R. W., J. Spacecraft, 18, No.6, p483, 1981.

付録1 フード内面反射の影響

センサの視野を制限するため、熱流束計の前にフードを設けて実施したH-1 3段級モータPM#1とPM#2実験で、予想値に比べて2桁も大きな熱流束が観測された。また、それよりも小さなフードを取り付けたDM#3実験でも桁こそ違わないが、やはり過大な熱流束が測定された。その原因として、本来は視野を限定するように設けられたフードの内面が熱放射線を反射し、一種の導波管のようにふるまったことが考えられる。これらの実験に用いられたフードは塗装されておらず、フードの内面はステンレスの切削面である。一般に、金属面の反射係数は銅で0.8~0.9、ステンレスでも0.5~0.8と報告されている。更に、金属表面の反射係数の入射角依存性は小さい。それ故、フード先端へ視野角外から入射して来た光は、フード内面で反射を繰り返して、センサ面に達した可能性がある。このような内面反射が生じると、PM#1やPM#2実験のように視野が極めて小さいフードについては、相対的に内面反射の寄与が大きくなる。

フードの内面反射を調べるために、図A.1に示すような方法で、放熱板からの熱流束を測定した。この装置は、アスベスト板に明けられた小孔(絞



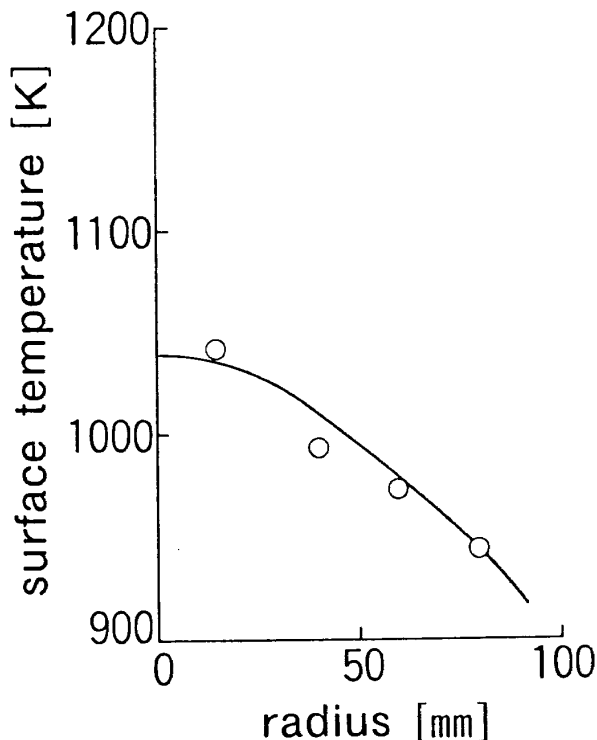
図A.1 絞り、あるいはフードを用いた時のヒータとセンサの関係

りに対応し、内面反射はない),あるいはステンレス製パイプ(内面反射あり)を通して,電気加熱した放熱板からの熱流束を測定するものである。放熱板の大きさは視野よりも十分大きく,図A.1において, $D_h > 2(L+l) \tan \alpha$ を満足している。従って,もしフード内に反射がなければ,センサに入射して来る熱流束は $L$ に依らず,測定された入射熱流束 $Q$ から小孔の形態係数( $F$ )を用いて,放熱板の放射熱流束( $Q$ )は

$$Q = q/F = q/(D_o/2l)^2 \quad (\text{A.1})$$

から求まるはずである。もっとも,図A.2で示すように,放熱板には温度分布があり,中心から離れるに従い,放射熱流束は低下し,それゆえ, $L$ と共に $Q$ も小さくなる。

測定結果を図A.3に示す。白抜きの点はアスベスト板の絞りをを用いた結果であり,視野外部からの入射がない場合である。絞りの形態係数が $5 \times 10^{-3}$ 以下の時には, $L=1000\text{mm}$ 付近までは $D_h > 2(L+l) \tan \alpha$ の条件を満たす。図中で $L$ と共に $Q$ がゆっくりと減少しているのは,放熱板の半径方向の温度分布の影響である。得られた放熱板中心部の放射量は約 $5.4\text{W/cm}^2$ であり, $100\mu\text{m}$ 熱電対で测温した放熱板中心温度( $1050\text{K}$ )から計算し

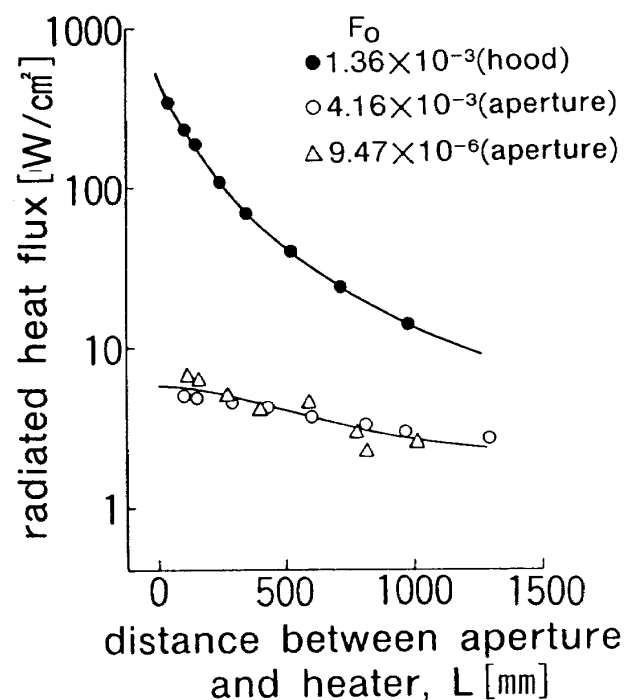


図A.2 実験に用いたヒータの表面温度分布

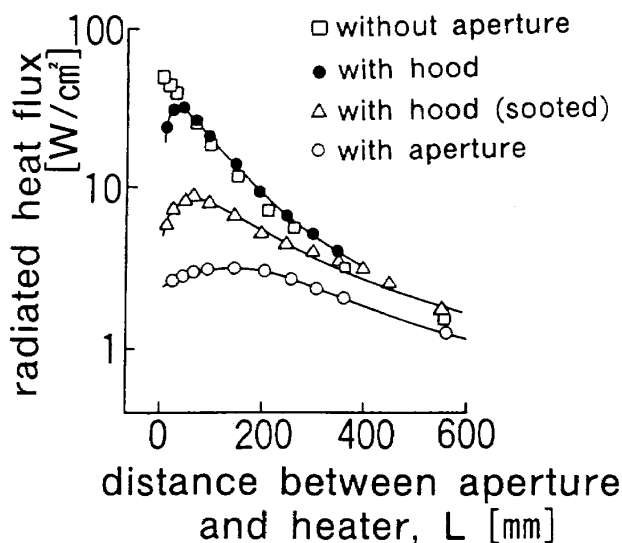
た熱流束 $4.8\text{W/cm}^2$ ともよく一致する。更に,用いた電気加熱板は容量 $1.2\text{kW}$ のもので,それから求めた発熱密度とも一致している。このように,内面反射のない絞りをを用いる限り,入射熱流束から正確に放射側熱流束を計算することができる。

図A.3には,●印でアスベスト板の絞りとセンサ間に絞り度 $F=1.36 \times 10^{-3}$ 相当のフードを挿入した時の結果も示してある。このフードは内面が新鮮な切断面のステンレスパイプで,データは比較のために式(A.1)を用いて,放射熱流束を算出した。図から分かるように,内面反射のない時に比べ,数倍( $L=1000\text{mm}$ )から60倍( $L=50\text{mm}$ )も入射熱流束が増加している。このように,金属パイプをフードとしてセンサに取り付けた場合,その開口端の大きさから単純に絞り度( $F$ )を導き,その値から放射熱流束を求めると,かなり大きな誤差を与える。

図A.4にアスベスト板絞りやステンレスフードの絞り度を一定( $F=4.24 \times 10^{-2}$ )にして,放熱板からの熱流束を測った結果を示す。この場合は図A.3の絞り度より,開口比が大きいので,内面反射の効果は比較的小さく,1.6倍( $L=600\text{mm}$ )から10倍程度となる。図中の△印はセンサの前にアス



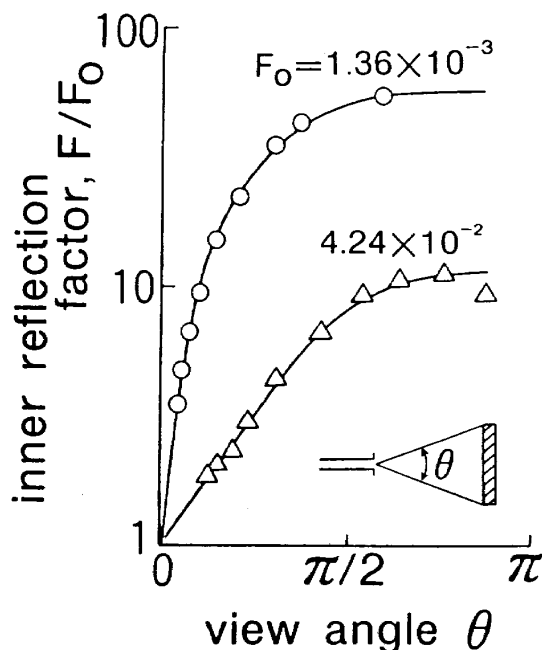
図A.3 受熱量より見積った放射側熱流束



図A.4 受熱量より見積った放射側熱流束

ベスト板の絞りも、ステンレス製のパイプもない時の測定値で、ステンレスパイプで作ったフードは実質的には全く視野を狭めていないことが分かる。更に、ステンレスパイプ内面に煤を付着させて測定した結果を□印で示す。煤付きパイプをフードとして用いれば、パイプ内面に垂直に入射して来る熱線は1/2程度まで吸収、減衰する( $L < 200\text{mm}$ )。しかし、フードに軸に沿って、遠くから入射して来る熱線にはほとんど効果がない( $L > 200\text{mm}$ )<sup>\*</sup>。以上のことから、実験に用いられた各フードについて、内面反射による実効絞り度を実験的に求めることにした。

図A.5に内面反射のない時の絞り度( $F_0$ )と実効絞り度( $F$ )との比を内面反射係数( $F/F_0$ )で定義し、図A.4の結果を整理し直したものを示す。熱源が無限遠の点源の場合は、すべての光線はフードの軸に平行となり、内面反射は起こらない。従って、図A.5において、フード先端から熱源の広がりを見る角( $\theta$ )が $0^\circ$ の極限では、内面反射はなく、 $F/F_0 \rightarrow 1$ とならなければならない。一方、熱源がフード先端に近づく極限( $\theta \rightarrow \pi/2$ )では、 $F/F_0$ はフード形状や材質で決まるある一定値に近づくはずである。ここで実験したステンレスパイプについては、 $F_0 = 4.24 \times 10^{-2}$ で $F/F_0$ は最大12、 $F_0 = 1.36 \times 10^{-3}$ のフードで58に達した。PM#1とPM#2実



図A.5 フード内壁反射係数とフードに対するヒータの立体角との関係

験で用いられたフードは $F_0 = 10^{-4}$ 程度のもので、開口部が極めて小さい。それ故、 $F/F_0$ の最大値は100を越すものと考えられる。

図A.5の $F_0 = 4.24 \times 10^{-2}$ のフードは、実はDM#3実験に用いられたものと同じものである。この $F/F_0$ を詳しく調べてみよう。DM#3実験では、フード先端(センサではない)へはディフューザ内面とノズルスカートで区切られる三日月状のプルームからの放射熱が入射する。この三日月形をディフューザ内径とノズル外径に接する弓形で近似し、面積が等しい等価直径を求めると150mmが得られる。この値を図A.5の結果に入れば、内面反射係数 $F/F_0 = 4$ を得る。この見積りは放熱面積についてはほぼ妥当であろうが、光線の入射角度の影響に関しては、フード軸に沿う方向で計算したため、 $F/F_0$ の値としては上限値となろう。そこで、ディフューザ内径とノズル外径の間に接する円で熱源を近似し、 $F/F_0$ の下限とすると、 $F/F_0 = 2$ が求まる。このように、DM#3実験における内面反射係数は $2 < F/F_0 < 4$ で与えられる。第3.1節では $F/F_0 = 3$ でDM#3実験の結果をまとめた。

<sup>\*</sup> 事実、常温でのカーボンの反射率は0.2程度、グラファイトのそれは0.5程度である。

### 付録 2 ノズル内でのアルミナ粒子の温度履歴

ノズルスカーター出口面でのアルミナ粒子の温度を知り、そこからの放射熱流束を見積るために、準一次元ノズル流中のアルミナ粒子の運動とその温度履歴を以下のように計算した。

平衡からのずれがそれほど大きくない限り、ガス速度、ガス温度、そして種々の物性値は平衡計算より得られる。図A.6に代表的なロケットノズル膨張部でのガス速度 ( $V_g$ )、ガス温度 ( $T_g$ )、ガス密度 ( $\rho_g$ )、粘性係数 ( $\mu_g$ )、熱伝導率 ( $\lambda_g$ ) の変化を示す。計算は CEC-71 (平衡計算コード) を使用し、推進薬 (HTPB12%, AP70%, Al18%) が 4 MPa で燃焼した場合を想定した。上に記した物性値、特性値はすべてノズルスロート部の値で無次元化した。ノズルスロート部での値は表A.1を参照されたい。計算の中では、図A.6で示す各変化を、膨張比の多項式 (最大5次) を用いて、最小二乗法で近似した。その係数は表A.1で示してある。

ノズル内のアルミナ粒子の質量を  $m_p$ 、速度  $V_p$ 、ガス流との相対速度  $V_r$  とすれば、粒子の運動方程式は

$$m_p V_p \frac{dV_p}{dx} = C_d \left( \frac{\rho_g}{2} V_r^2 \right) \frac{\pi}{4} D_p^2 \quad (A.2)$$

と書ける。ここで、アルミナ粒子は初め液相であり、小さいので球状と仮定した。また  $C_d$  は抵抗

係数で、粒子についてのレイノルズ数 ( $Re = D_p V_p / \nu_g$ ) を用いれば、

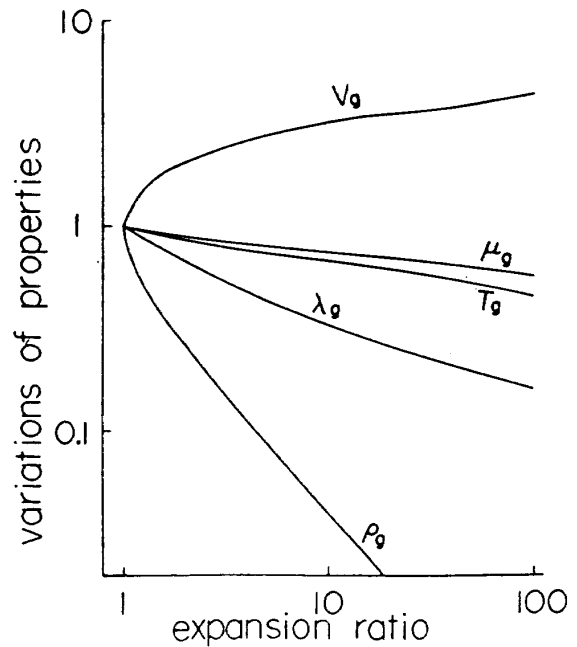
$$C_d = 24/Re + 9/2 \quad Re < 20$$

$$= (5\pi/4) / \sqrt{Re} \quad 20 \leq Re \leq 300 \quad (A.3)$$

で与えられる。一方アルミナ粒子とガスとの熱交換については、粒子が小さく、粒子内部に温度勾配がないと仮定すれば (本文第4.2節で検討した)、粒子の代表温度 ( $T_p$ ) について次のように書ける。

$$c_p m_p V_p \frac{dT_p}{dx} = h (T_g - T_p) \pi D_p^2 \quad (A.4)$$

ここで、粒子の熱伝達率 ( $h$ ) はヌッセルト数 ( $Nu$



図A.6 1次元ノズル流れにおける膨張比と各特性値との関係

表A.1 膨張比 ( $\epsilon$ ) と各特性値との関係 (多項式近似)

$x = \sqrt{\epsilon - 1}$	
$v_g =$	$0.996 + 1.142x - 0.356x^2 + 6.11 \times 10^{-2}x^3 - 5.24 \times 10^{-3}x^4 + 1.74 \times 10^{-5}x^5$
$T_g =$	$1.015 - 0.209x + 4.59 \times 10^{-2}x^2 - 5.16 \times 10^{-3}x^3 + 2.10 \times 10^{-4}x^4$
$\rho_g =$	$0.983 - 1.0852x + 0.4756x^2 - 9.73 \times 10^{-2}x^3 + 9.25 \times 10^{-3}x^4 - 3.29 \times 10^{-4}x^5$
$\mu_g =$	$1.011 - 0.152x + 3.27 \times 10^{-2}x^2 - 3.71 \times 10^{-3}x^3 + 1.53 \times 10^{-4}x^4$
$\lambda_g =$	$1.042 - 0.472x + 0.112x^2 - 1.22 \times 10^{-2}x^3 + 4.84 \times 10^{-4}x^4$
$\nu_g =$	$1.131 + 0.224x + 1.787x^2 + 9.50 \times 10^{-2}x^3 - 1.90 \times 10^{-2}x^4 + 8.88 \times 10^{-4}x^5$

表A.2 ノズルスロートにおける各特性値

(HTPB 18% AP70% Al 18% 燃焼圧力4 MPa)
$a_t = 1037 \text{ m/s}$
$T_t = 3333 \text{ K}$
$\rho_t = 4.01 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$
$\mu_t = 8.93 \times 10^{-6} \text{ N/cm}\cdot\text{s}$
$\lambda_t = 3.15 \times 10^{-6} \text{ cal/cm}\cdot\text{s}$
$\nu_t = 0.368 \text{ cm}^2/\text{s}$

$= hD_p/\lambda_g$ )を用いて書き直すことができる。球についてのヌッセルト数は

$$Nu=2 \quad Re < 20$$

$$Nu=0.37 Re^{0.6} \quad 20 \leq Re \leq 70000 \quad (\text{A.5})$$

で与えるものとする。

粒子の速度と温度に関する式(A.2)と(A.4)中のすべての量を、ノズルスロート部の値で無次元化すれば、以下の式が得られる。

$$v_p \frac{dv_p}{d\xi} = \frac{3}{4} C_d \rho D (v_g - v_p)^2 \quad (\text{A.6})$$

$$v_p \frac{dT_p}{d\xi} = 6 Nu Pe \lambda D^2 (T_g - T_p) \quad (\text{A.7})$$

ここで無次元量は

$$\xi = x/D_t, \quad D = D_t/D_p, \quad v_g = V_g/a_t, \quad v_p = V_p/a_t$$

$$\hat{T}_g = T_g/T_t, \quad \hat{T}_p = T_p/T_t, \quad Pe = \kappa_0/D_t a_t,$$

$$\lambda = \lambda_g/\lambda_0, \quad \rho = \rho_g/\rho_p$$

で定義される。また  $\kappa_0$  はアルミナの温度拡散率である。

ロケットモータのチャンバ内では流れは亜音速で、かつ推進薬に含まれるアルミニウムも小さい。更に、燃焼生成物であるアルミナ粒子はアルミニウムが気相燃焼するためにより小さくなる。従って、チャンバ内では固相成分はガスに十分追従するだろう。ノズルスロート部 ( $\xi=0$ ) における初期条件として

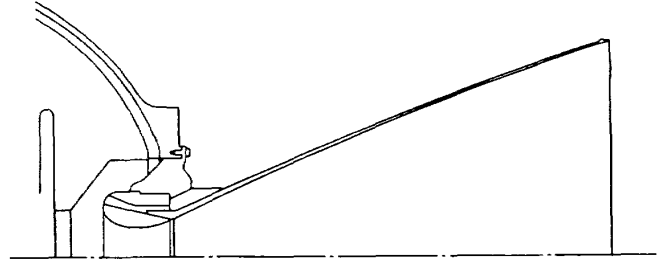
$$v_g = v_p = 1, \quad \hat{T}_g = \hat{T}_p = 1 \quad (\text{A.8})$$

が与えられる。しかし、この初期条件では式(A.6)及び(A.7)の特異点となるため、積分を進めることはできない。

スロート近傍での  $v_p$  と  $\hat{T}_p$  の動きを調べるために、

$$v_p = 1 + P(\xi) \quad |P| \ll 1 \quad (\text{A.9})$$

$$\hat{T}_p = 1 + Q(\xi) \quad |Q| \ll 1$$



図A.7 計算に用いた代表的なノズル形状

と置き、支配方程式に代入する。更に、粒子の運動と温度変化の駆動力であるガス速度 ( $v_g$ ) とガス温度 ( $\hat{T}_g$ ) について、

$$v_g = 1 + p_1 \xi + p_2 \xi^2 + \dots$$

$$\hat{T}_g = 1 + q_1 \xi + q_2 \xi^2 + \dots \quad (\text{A.10})$$

と近似して、それぞれ

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{3}{4} C_{d0} \rho_0 D (p_1 \xi - P) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{dQ}{d\xi} = 6 Nu_0 Pe \lambda D^2 (q_1 \xi - Q) \quad (\text{A.12})$$

が得られる。これらの方程式の解で初期条件を満足するものは

$$P = \frac{3}{8} C_{d0} \rho_0 D p_1 \xi^2 \quad (\text{A.13})$$

$$Q = 3 Nu_0 Pe \lambda_0 D^2 q_1 \xi^2 \quad (\text{A.14})$$

で与えられる。ここで  $C_{d0}$ ,  $Nu_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\lambda_0$  はスロート部でのそれらの値である。数値積分を行う際、先ず式(A.13及びA.14)を使用して、スロート近傍の解を求め、その解で式(A.6及びA.7)を起動した。

式(A.6)や式(A.7)には、ガス速度や温度が流れ方向距離 ( $\xi$ ) の関数として与えられている。また種々の物性値もまた  $\xi$  の関数として与えられていなければならない。この軸方向距離と図A.6、あるいは表A.2で示された特性量の膨張比依存性を結び付けるために、ノズル形状を指定する。図A.7に代表的なノズルを示す。以下の計算はこれと相似なノズルを仮定した。ノズルスロート径で無次元化したノズル形状を次の多項式で表した。 $2 < \xi < 7$  における誤差は4%以内である。

$$Y = -2.96 \times 10^{-2} + 0.968 \xi - 1.73 \times 10^{-2} \xi^2$$

$$- 2.01 \times 10^{-3} \xi^3 \quad (\text{A.15})$$

ノズル開口比と  $Y$  との関係は  $\epsilon = (1+Y)^2$  で与えられる。計算結果の詳細は第4.2節で議論した。



## 既 刊 報 告

TR-980T	Station Coordinates, Earth Rotation and Plate Motions from LAGEOS Laser Ranging : 1983-1986	June 1988	Masaaki MURATA
TR-981	キセノンイオンエンジン試験用クライオパネルの開発 Development of the Cryopanel for Tests of Xeron Ion Thrusters	1988年 6 月	早川 幸男, 宮崎 勝弘 北村 正治
TR-982	高エンタルピ空気流のための反応モデルの検討	1988年 6 月	松崎 利一, 平林 則明
TR-983T	Interaction Mechanisms Between Tip Leakage Flow and the Passage Vortex in a Linear Turbine Rotor Cascade	June 1988	Atsumasa YAMAMOTO Fujio MIMURA
TR-984T	Three-Dimensional Flows and Loss Generation Mechanisms in a Linear Turbine Rotor Cascade at Various Incidence Conditions	June 1988	Atsumasa YAMAMOTO Hiroyuki NOUSE
TR-985T	Mechanisms of Endwall/Leakage Flows and the Associated Losses in a Linear Turbine Rotor Cascade with Blade Tip-Clearance	June 1988	Atsumasa YAMAMOTO Katsuyoshi KABA
TR-986	航空宇宙技術研究所汎用プログラムの高速化 High Speed Implementation of NAL Application Software Packages	1988年 7 月	中村 絹代, 吉田 正廣 福田 正大
TR-987	スクラムジェットのパフォーマンス計算 Calculation of Scramjet Performance	1988年 7 月	升谷 五郎, 若松 義男
TR-988	曲面適応トラス構造物とその振動特性 Adaptive Planar Truss Structures and Their Vibration Characteristics	1988年 8 月	岩崎 和夫, 名取 通弘
TR-989	宇宙環境試験用酸素原子生成装置 An Atomic Oxygen Generation Facility for Space Environmental Testings	1988年 8 月	渡辺 泰夫, 藤森 義典 西田 迪雄

---

### 航空宇宙技術研究所報告 990号

昭和 63 年 8 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺東町 7 丁目 44 番地 1  
電話 三鷹 (0422) 47-5911 (大代表) 〒182  
印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2 - 27 - 12

---

**Printed in Japan**