

# 航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-26

第12回航空機計算空気力学シンポジウム論文集

特別企画／極超音速流のCFDワークショップ

航空宇宙技術研究所

航空機計算空気力学シンポジウム運営委員会

1994年12月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

第12回航空機計算空気力学シンポジウム論文集

特別企画 / 極超音速流のCFDワークショップ

**Proceedings of the 12th NAL  
Symposium on Aircraft  
Computational Aerodynamics**

**CFD Workshop on Hypersonic Flow**

開催期日 平成6年6月15日

開催場所 航空宇宙技術研究所

**15 June ,1994  
National Aerospace Laboratory  
Tokyo**

航空宇宙技術研究所  
航空機計算空気力学シンポジウム運営委員会

## 特別企画

### 極超音速流のワークショップ

#### 諸言

第10回のCFDワークショップにひきつづき、特別企画として極超音速流のワークショップを企画し、おかげさまで参加者の皆様の御協力を得て、実りのあるワークショップとなりました。今日、H-IIロケットの打ち上げ及びOREX実験の成功により、次のステップとして我が国においても宇宙往還輸送機HOPEの実現が大きな目標としてかけられ、その中で計算空気力学(CFD)はそれら輸送機の空力設計に大きく役立つとしております。特に再突入飛行時の極超音速領域における実在気体効果の解明は宇宙往還機開発にとり必須の課題であり、さらに、国内はもとより国際的にみましても高エンタルピー超高速流の問題は、関連する風洞設備の整備と相まって重要度を増しつつあります。このような状況下、計算空気力学を真に活用し、CFDを信頼性のある道具として確立するための超高速流のワークショップを開けたことは、大変有意義なことであったと考えられます。本企画を行うにあたり、御協力いただいた関係各位に深く感謝申し上げます。

第12回航空機計算空気力学シンポジウム

運営委員会委員長

石黒 登美子

C F D ワークショップ実行ワーキンググループ

グループリーダー	廣瀬 直喜 (空力性能部)
コーディネーター	山本 行光 (空気力学部)
委員	福田 正大 (数理解析部)
	小川 哲 (数理解析部)
	中道 二郎 (構造力学部)

執筆とりまとめ	山本 行光
---------	-------



# 目 次

1.	課題募集要項 .....	1
2.	応募論文 .....	11
	H-1 (日産自動車) 関野 展弘、嶋田 徹 .....	13
	H-2 (東北大学) 長友 英夫、山本 悟、大宮司 久明 ..	19
	H-3 (三菱電機) 黒滝 卓司 .....	23
	H-4 (宇宙科学研究所) 鈴木 宏二郎、安部 隆士 .....	29
	H-5 (日立製作所) 瀬川 清、中野 晋、坪内 邦良 .....	35
	H-8 (名古屋大学) 中森 一郎、中村 佳朗 .....	40
	H-9 (三菱重工) 中尾 雅弘 .....	44
	H-10 (富山県立大) 坂村 芳孝 .....	50
	(九州大学) 西田 迪雄 .....	50
	H-11 (川崎重工) 岸本 琢司、金子 進一 .....	56
	H-12 (航技研) 高木 亮治 .....	61
	H-13 (富士重工) 松本 崇、山内 豊誠、越岡 康弘、 清島 哲 .....	67
	H-14 (航技研) 和田 安弘 .....	71
3.	計算結果出力フォーマット .....	77
4.	まとめ .....	91
5.	資料編 .....	97
	5-1 応募者ID、実施課題一覧 .....	99
	5-2 解析概要一覧 .....	103
	5-3 数値比較表一覧 .....	107
	5-4 応募者提出図 .....	115

# 1. 課題募集要項



課題 課題はすべて軸対称流れとし、層流を仮定します。

テーマは大きく3つに分けます。

課題 OREX-A OREX(Orbital Re-Entry Experiment) 実験機形状  
実飛行条件解析

課題 OREX-B OREX：極超音速風洞気流条件解析

課題 ARC-A アーク加熱風洞よどみ点試験  
軸対称校正モジュール解析

#### 課題 OREX-A 背景

OREX は宇宙開発事業団により1994年初頭の打ち上げが予定され、航空宇宙技術研究所と共同して、実飛行時の圧力、耐熱材の温度、電子密度等が計測される。これらの貴重なデータとCFDによる実在気体計算結果を比較することにより、実験及びCFD相互のアプローチから、極超音速流における実在気体现象を解明することを目的とする。最初のステップとして代表的な予定軌道飛行条件を選び、完全気体、平衡流及び非平衡流について、CFD解析手法間の相互比較を行う。

#### 課題 OREX-B 背景

航技研極超音速風洞試験結果を参考として、解析が困難とされる空力加熱の検証を行うことを目的とする。

#### 課題 ARC-A 背景

アーク加熱風洞試験は再突入飛行時の熱防護に使用されるC-C材、セラミックタイル等の耐熱材の空力加熱解析を目的として実施されている。本課題では、与えられたアーク風洞、解離一様流条件のもとで、よどみ点試験校正モジュールまわりの圧力及び空力加熱試験データとの比較を行い、表面触媒性の影響を調べることを目的とする。試験データは宇宙開発事業団が米国マクダネルダグラス社アーク風洞で実施したものを参考とする。

## O R E X - A 部 門 課 題

**目 的** O R E X は宇宙開発事業団により1994年初頭の打ち上げが予定され、航空宇宙技術研究所と共同して、実飛行時の圧力、耐熱材の温度電子密度等が計測される。これらの貴重なデータとCFDによる実在気体計算結果を比較することにより、実験及びCFD相互のアプローチから、極超音速流における実在気体现象を解明することを目的とする。最初のステップとして代表的な予定軌道飛行条件を選び、完全気体平衡流及び非平衡流について、CFD解析手法間の相互比較を行う。

**形 状** : 軸 対 称 詳細は図1に示す。

### 課 題 実 飛 行 条 件

以下のA-1～A-3の中から応募したいものを選択する。全ての課題に応募してもよい。

O R E X - A - 1 ; 非 平 衡 流  
 O R E X - A - 2 ; 平 衡 流  
 O R E X - A - 3 ; 完 全 気 体

計算条件： 最大空力加熱が生じると予想される再突入軌道点

高度	6 2	km
一様流速度	6 3 7 4	m/sec
大気圧力	1 7 . 2 6	Pa
大気温度	2 5 1 . 0	K

質量分率  $Y_{N_2}=0.79$ ,  $Y_{O_2}=0.21$  他の成分はゼロ

- ・ 軸対称流で乱流モデルは無しとする。
- ・ 等温壁1500Kを物体表面上で仮定し、非触媒性とする。
- ・ ベース・フローは省略。

計算領域、格子数等

格子点数は最大100×100まで、格子トポロジーは任意。

計算領域はBow Shockを含められる領域をとる。

**注 意** O R E X の方から後方はベース領域になるが計算領域を肩までとすると、計算が困難になる場合も生じる。そのときは最大径から後方部分をそのまま円柱でうめることも可。

課題 A では以下の図をプロットする。

- ① 等圧線図
- ② 等温度線図
- ③ 表面圧力分布
- ④ 表面空力加熱分布
- ⑤ よどみ点流線に沿う質量分率（課題 A - 1, A - 2 に対して）
- ⑥ よどみ点流線に沿う温度分布
- ⑦ Cone部と肩との接合点から垂直方向に伸ばした直線上における電子密度分布（課題 A - 1, A - 2 に対して）
- ⑧ 抵抗係数  $D / (1/2 \rho \infty U \infty^2 S)$   $S$  : 最大径基準の円の面積  
効力  $D$  は圧力の積分及び粘性抵抗から計算する。

各図表の Format に関しては追ってお知らせします。

## O R E X - B 部門課題

**目的** 航技研極超音速風洞試験結果を参考として、解析が困難とされる空力加熱の検証を行うことを目的とする。

**課題** 航技研極超音速風洞試験条件

O R E X - B - 1 ; 完全気体

計算条件 ; 極超音速風洞一様流条件

$$M_{\infty} = 7.1$$

$$T_{\infty} = 62.53 \quad \text{K}$$

$$Re_{\infty} = 6.518 \times 10^6 \quad / \text{m}$$

$$U_{\infty} = 1125 \quad \text{m} / \text{s e c}$$

$$P_{\infty} = 432.9 \quad \text{P A} \quad (\text{パスカル})$$

- ・形状寸法は最大径が10cmとする。すなわち図1の実寸法のおよそ2.94%模型を考える。
- ・気流は空気とし、軸対称流で乱流モデルは無しとする。
- ・等温壁300Kを物体表面上で仮定する。
- ・ベース・フローは省略。

計算領域、格子点数等

課題Aと同様、ただしマッハ数が小さくなるので計算領域の外側境界は課題Aに比べて大きくとることが必要になる。

肩部下流での流れの取り扱いには課題Aと同様に円柱でうめることも可。

課題Bでは以下の図をプロットする。

- ① 等圧線図
- ② 等温度線図
- ③ 等マッハ線図
- ④ 表面圧力分布
- ⑤ 表面空力加熱分布

各図表のFormatに関しては追ってお知らせします。

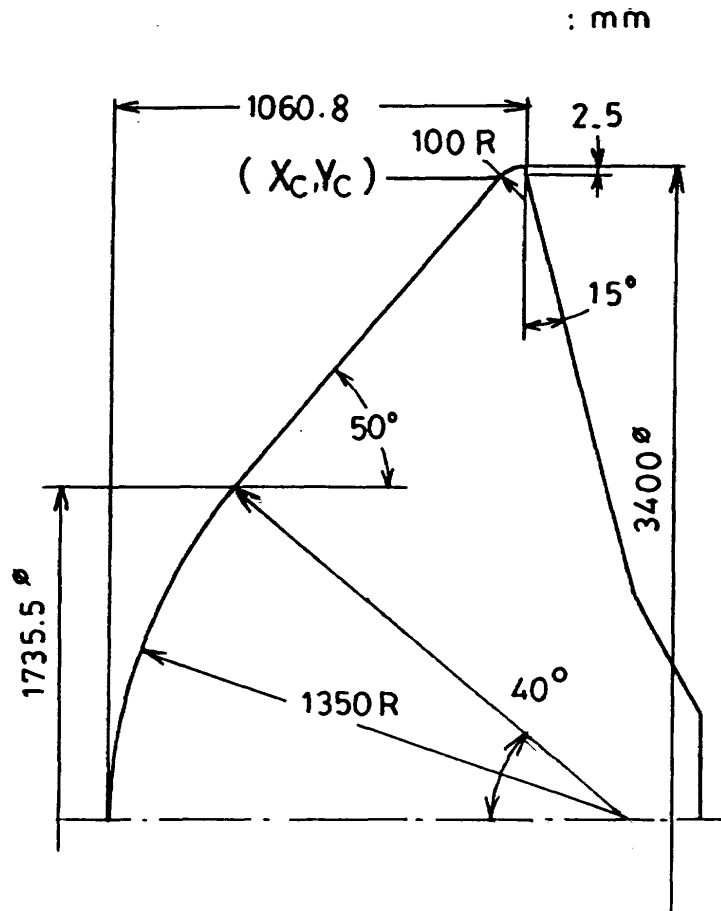


図1 OREX 形状寸法

半径 1350mm の球頭部に  
 半頂角  $50^\circ$  の円錐部が続き、肩の曲率は半径 100mm である。  
 円錐部と肩の接する座標  $(X_c, Y_c)$  は、およそ以下の数値を持つ

$$X_c = 984.1956$$

$$Y_c = 1664.2784$$



## A R C — A 部門 課題

**目的** アーク加熱風洞試験は再突入飛行時の熱防護に使用される C-C 材、セラミックタイル等の耐熱材の空力加熱解析を目的として実施されている。本課題では、与えられたアーク風洞、解離一様流条件のもとで、よどみ点試験較正モジュールまわりの圧力及び空力加熱試験データとの比較を行い、表面触媒性の影響を調べることを目的とする。試験データは宇宙開発事業団が米国マクダネルダグラス社アーク風洞で実施したものを参考とする。

**課題** アーク加熱風洞軸対称較正モジュール一様流条件

以下の C-1, C-2 の条件からどちらかを選択する。2 課題を選択してもよい。

**形状** ; 軸対称形状 詳細は図 2 に示す。

A R C — A — 1 C-C ホットストラクチャー高 Re ケース  
一様流条件

$$P_{\infty} = 437.8 \quad (\text{パスカル})$$

$$T_{\infty} = 1251.0 \text{ K}$$

$$U_{\infty} = 3776 \text{ [m / s e c]}$$

一様流質量分率

$$W_N = 0.0508$$

$$W_O = 0.2215$$

$$W_{N_2} = 0.7101$$

$$W_{O_2} = 0.0032$$

$$W_{NO} = 0.0145$$

## A R C — A — 2 C — C ホットストラクチャー低 R e ケース

## 一様流条件

$$P_{\infty} = 130.6 \text{ PA (パスカル)}$$

$$T_{\infty} = 1128 \text{ K}$$

$$U_{\infty} = 3976 \text{ [m / sec]}$$

## 一様流質量分率

$$W_N = 0.1591$$

$$W_O = 0.2219$$

$$W_{N_2} = 0.6122$$

$$W_{O_2} = 0.0002$$

$$W_{NO} = 0.0066$$

A - 1, A - 2 両ケースとも供試体モジュールの壁温は 400 K を仮定し、それぞれのケースについて表面上で完全触媒性、及び完全非触媒性の計算を実施する。流れは層流で、軸対称とする。

課題 A では、以下の図をプロットする。

- ① 等温度線図
- ② 表面圧力分布
- ③ 表面空力加熱分布
- ④ よどみ点流線に沿う質量分率
- ⑤ よどみ点流線に沿う温度分布

各図表の Format に関しては追ってお知らせします。

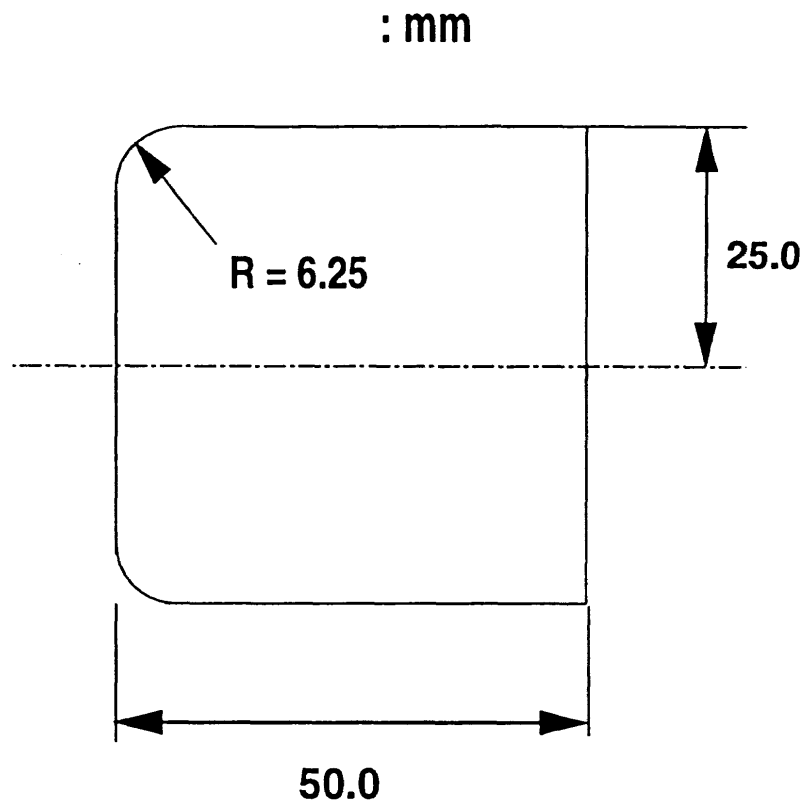


図 2 アーク風洞較正モジュール形状

## 2. 応募論文



# H-1 極超音速流の数値シミュレーション

関野 展弘 嶋田 徹  
日産自動車(株) 宇宙航空事業部

## Numerical Simulation of Hypersonic Flow

by

Nobuhiro Sekino and Toru Shimada  
Aerospace Division, Nissan Motor Co., LTD.

### ABSTRACT

Three numerical codes for the simulation of hypersonic flow are presented. One of those is for ideal gas and the other is for equilibrium gas and the last one is for thermo-chemically non-equilibrium gas. In those codes, governing equations, which are Navier-Stokes equations, are discretized in the finite volume method and Harten-Yee type TVD flux estimation and LU-SSOR implicit method are used. For the calculation of thermo-chemically non-equilibrium flow, eleven species chemical reactions and Park's two temperature model are adopted. With these codes, numerical simulations of the flow around the re-entry vehicle OREX and the flow of the arc-heated wind tunnel test have been carried out. As the result of these calculations, some real gas effects and the importance of the catalyticity of the wall are shown.

### 1.はじめに

宇宙空間から地上に帰還してくる再突入機は非常に高速で大気突入するため、通常の航空機やロケットとは全く違った厳しい環境にさらされることになる。近年、この飛行環境を数値流体解析により推定し再突入機の設計に役立てることが行われてきており、弊社においてもこれまでにいくつかのプログラムを開発し、再突入時に生じる極超音速流の解析を行ってきた。

今回の極超音速流のワークショップでは、我々の開発したプログラムによる計算の結果を他の参加者の方々の結果と比較することで、我々のプログラムのレベルを認識し今後の課題とすべく、参加させて戴いた。

ここでは我々の用いている数値モデル、解析手法等について簡単に述べ、今回のワークショップの課題であるOREX-A, ARC-Aについて、その計算結果を示す。

### 2.流れの種類とプログラム

再突入機周りの流れは、その高度と速度により様々に変化する。高度が非常に高い場合にはKnudsen数が大きく、希薄流としての取り扱いが必要となる。高度が下がるにつれ希薄度は下がり、遷移領域を経て連続体の領域となる。

また、極超音速流では機体の前方に強い衝撃波が形成され、その背後では温度が著しく上がり、気体の解離/電離等の化学反応が起こる。化学反応流は化学反応の特性時間と流れの特性時間の関係で、凍結流、化学非平衡流、平衡流に分類することができる。高度が十分に下がり、速度が落ちてくると衝撃波背後の温度上昇が少なくなって化学反応が起きなくなり、この効果を無視することができる。

衝撃波による温度上昇が大きい場合には気体分子の内部自由度が励起される。この時の内部自由度の緩和時間と流れの特性時間の関係によっては熱的非平衡性を無視できない場合があり、その場合には多温度を定義する必要が出てくる。

以上のような再突入機周りの流れの多様性から、我々は解析プログラムをいくつか用意し、目的に応じて使い分けている。

希薄度が比較的高い自由分子流～遷移流にかけてはBoltzmann方程式をDSMC法により解析している<sup>1)2)</sup>。連続体の領域に関しては、方程式はNS方程式とし、熱、化学非平衡度の違いにより、理想気体、平衡流、熱化学非平衡流の三つのプログラムを使い分けて解析を行っている。

今回のワークショップではこれら三つのNS解析用プログラムを用いた計算を行ったので、以降ではこれら三つのプログラムについて話を進める。

### 3.数値モデルと解析法

#### 3.1 空間の離散化

基礎方程式は一般曲線座標系で表現されたNS方程式とし、これを有限体積法にて離散化する。

#### 3.2 流束の計算法と時間積分法

流束の計算にはHarten-Yeeの方法<sup>3)</sup>を用いる。これは中心差分+修正項のポストプロセッシングタイプのTVD流束計算法である。TVD化のための修正項の働きを制限する制限関数の入れ方により空間解像度が変わる。我々の解析コードではいくつかの制限関数を選択できるようになっているが、今回のワークショップでは制限関数として通常のminmod関数を用い、空間2次

精度として計算を行った。

時間積分は基本的にはLU-SSOR法<sup>4)</sup>を用いている。この方法は近似因数分解と対角化手法を組み合わせ、さらに時間ステップ幅を無限大として定式化することで成り立っており、陰的解法につきものの巨大な行列の反転を排除し、前進/後退の掃き出しによるスカラー計算でこれを置き換えることで、少ないステップ数で高速に収束解を得ることができる。

但し、今回の計算の内、平衡流の計算ではこの方法ではうまく収束解を得ることができなかつたため、LU-ADI法により、局所時間刻み法を併用して陰的な時間積分を行った。

さらに、化学反応を伴う計算では反応に伴う質量、エネルギーの生成/消滅を表すソース項についてPoint Implicit法により対流項とは別に操作を加え、計算の安定性を確保している。

### 3.3 理想気体と平衡流の計算

理想気体と平衡流の場合の計算の進め方は殆ど同じである。両者の違いは理想気体では熱的な諸量の関係が状態方程式で表されるのに対して、平衡流の場合はこの関係が簡単な方程式で表現できない点にある。このため、我々の解析では平衡流の場合の熱的な諸量の関係を曲線近似<sup>5)</sup>により求めている。

輸送係数は理想気体の場合にはSutherlandの式で、平衡流の場合には曲線近似<sup>6)</sup>にて見積っている。

また、平衡流の場合の組成の分布は流体解析の後に、別のプログラム<sup>7)</sup>により別途評価している。

### 3.4 熱化学非平衡流の解析

熱化学非平衡流の解析は並進/回転温度と振動/電気励起温度の二つの温度が定義されるParkの二温度モデルを用い、主として文献<sup>8)</sup>を参考にプログラムを構築している。考慮する化学種は $N, O, N_2, O_2, NO$ とそれらのイオン、及び $e^-$ の計11種で、NS方程式はこれら11種類の化学種の質量、3方向の運動量、振動/電気エネルギー、及び全エネルギーの16の保存方程式から構成される。

化学反応のモデルには21種類43反応から成るParkの反応モデルを用いる。

振動緩和については、緩和のレートは振動エネルギーの平衡状態からの差に比例するというLandau-Teller型の緩和モデルを用い、緩和時間の見積りはMillikan & WhiteのモデルにParkの衝突制限を加えたものを用いている。高温領域ではLandau-Teller型の緩和モデルは緩和が早過ぎるとし、これを修正する為に拡散型の緩和モデルによる修正が提案されている<sup>9)</sup>が、今回の解析にはこの効果は取り入れていない。

化学非平衡と熱非平衡の相互作用の効果は選択的解

離モデルとして取り入れられている。このモデルは振動モードが励起されている分子はそうでないものよりも解離し易いとしたもので、解離反応の制御温度を並進/回転温度と振動/電気励起温度の相乗平均とすること、及び解離/再結合の際に消滅/生成する振動エネルギーのレベルは高いとして、その効果を組み込んでいる。

輸送係数は拡張したYosの式を使って算出している。まず、衝突積分の大きさから各化学種の輸送係数を算出し、次にこれらの係数を濃度に応じて混ぜ合わせ、混合気体の輸送係数を求める。

### 3.5 壁面の触媒性の扱い

化学的に非平衡な場合は、壁面の触媒性の扱いが問題となる。通常の解析では、壁面の触媒性は完全触媒性か完全非触媒性のどちらかとして扱う。

完全触媒性とは壁面において触媒性により気体の組成がその温度、圧力で決まる平衡組成になるという仮定で、解析では壁面上の組成を固定して境界条件とする。完全非触媒性とは表面での法線方向の気体の濃度勾配はないとする仮定で、解析では表面の組成は壁面に最も近いセルの組成と同じとして計算を進める。

完全触媒壁では再結合の際のエネルギーの放出や濃度拡散によるエンタルピーの輸送などで、完全非触媒壁よりも加熱率の高くなることが予想される。

### 4. カーバンクル現象の抑制

極超音速流の解析時に直面する問題の一つにカーバンクル現象がある。この現象は数値不安定現象で、これが生じるとは物理的な収束解は得られなくなる。

カーバンクル現象は極超音速流の解析時に対流項流束の計算に近似リーマン解法を用いるGudnov型の計算法を用い、線形波に陽的な人工粘性を付加しない場合に起こることが経験的に知られている。

カーバンクル発生の詳しいメカニズムはよく判っていないが、機体の前方に形成された衝撃波が数値誤差等で歪んだ場合にその背後に滑りが生じ、ここに形成される接触不連続と衝撃波の相互作用が不安定を生みだすものと考えられている。従って、カーバンクル現象の抑制には接触不連続を横切る方向に人工粘性を付

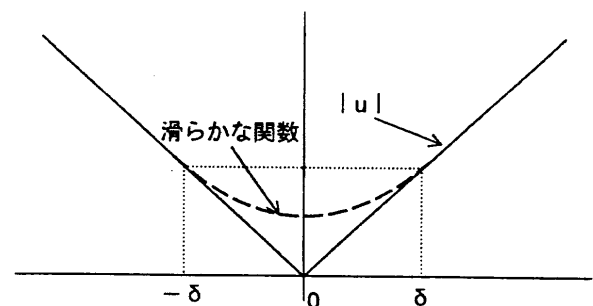


図1 カーバンクル現象の抑制

加することが有効である。但し、必要のないところに過大な人工粘性を入れることはできるだけ避けたい。

この場合の人工粘性は線形波の特性速度の絶対値を0近傍で滑らかな関数を用いて接続することにより付加される(図1)。この時の人工粘性の強さは関数形を切り替える数居値の大きさ $\delta$ に依存する。従って、この $\delta$ を接触不連続と衝撃波の強さによって制御すればよい。

我々の解析では簡単な方法で衝撃波と接触不連続の位置を検出し、人工粘性の大きさを制御する方法<sup>10)11)</sup>を使い、少ない人工粘性でカーバンクル現象を押さえ安定に計算を行っている。

5.応募課題

表Iは我々が行った解析の一覧で、今回のワークショップでは全ての課題に応募した。

表 I 応募した課題一覧

課題名	理想気体	平衡流	非平衡流	
			非触媒壁	触媒壁
OREX-A	●	●	●	
OREX-B	●			
ARC-A-1			●	●
ARC-A-2			●	●

6.課題OREX-A

6.1 計算格子

図2がOREX-Aの計算格子である。今回は後流の計算はなしということで肩から後ろを円柱で埋めた。

格子数は100×100で、最小格子幅は0.15mm(セルレイノルズ数は約15)とした。格子は代数的に発生させた後、Sorensonらの方法<sup>12)</sup>で機体表面へ寄せた。非平衡流、平衡流、理想気体とも同じ格子で解析を行った。

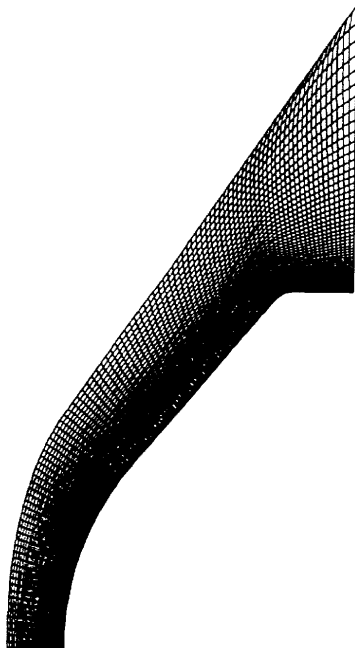


図 2 計算格子(OREX-A)

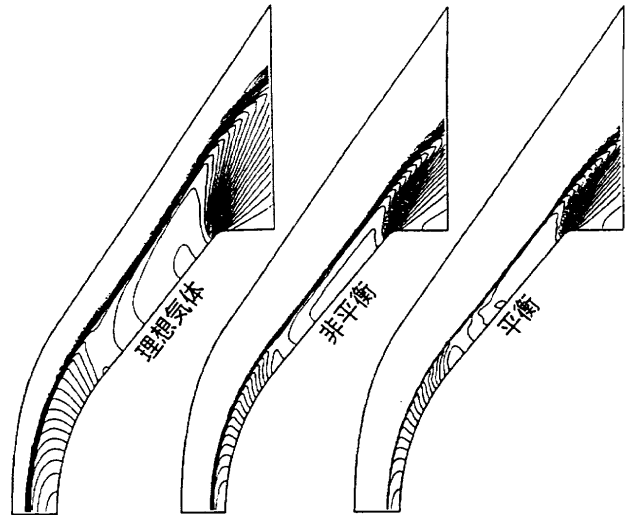


図 3 流れ場の様子(等圧力線図)

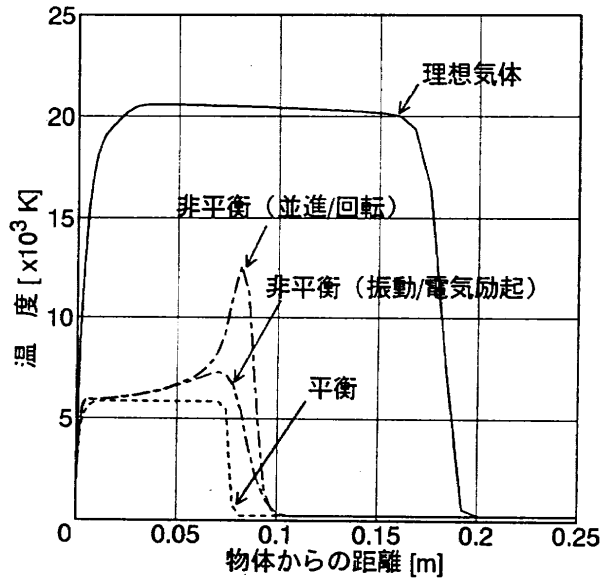


図 4 淀み点流線に沿っての温度の分布

6.2 計算結果

得られた結果を等圧力線図で示したものが図3である。化学反応が入ると解離にエネルギーが使われるために衝撃波背後の温度上昇が小さくなり、衝撃波の離脱距離は小さくなる。反応のレートの早い平衡流は非平衡流よりもさらに離脱距離は小さくなる。衝撃波が機体に近づくほどシャープになっているのは格子の解像度が機体に近いほど良いためである。

この実在気体効果は図4の淀み点流線に沿っての温度の分布にもよく表れている。理想気体では衝撃波背後の温度が20,000K以上まで上がるのに対し、非平衡流の並進/回転温度は12,000K程度、平衡流では6,000K程度までしか温度は上がらない。衝撃波の位置の違いもこのグラフに明確に表れている。

また、非平衡流解析における並進/回転温度と振動/電気励起温度の緩和は比較的早く、この条件では温度の非平衡性は比較的小さいといえる。



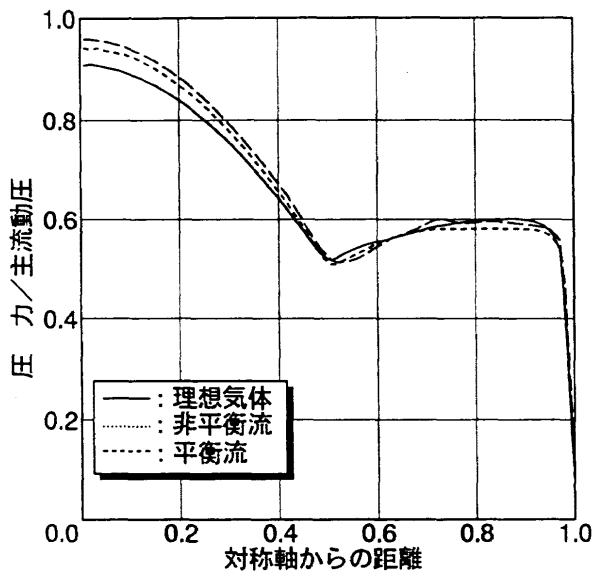


図 5 機体表面の圧力分布

表 II 抵抗係数

	$C_{DP}$	$C_{DV}$
理想気体	1.19	$7.80 \times 10^{-3}$
非平衡流	1.20	$5.95 \times 10^{-3}$
平衡流	1.21	$6.69 \times 10^{-3}$

図5は機体表面の圧力の分布の比較、表IIは抵抗係数の比較で、表中の $C_{DP}$ は圧力による抵抗を、 $C_{DV}$ は粘性による抵抗を表している。圧力については気体モデルの違いが温度ほど明確には表れず、 $C_{DP}$ は三者とも似たような値となる。また、極超音速流であるから抵抗の殆どは圧力によるもので、粘性による抵抗はこれに比べて非常に小さいことも判る。

7. 課題ARC-A

7.1 計算格子

図6は課題ARC-Aの計算に用いた格子である。格子数は $100 \times 100$ で、最小格子幅は0.01mmとした。課題ARC-A-1（高Reケース）、課題ARC-A-2（低Reケース）とも同じ格子を用いて計算を行った。セルレイノルズ数はARC-A-1の場合が0.5、ARC-A-2の場合が0.3程度になる。格子の発生法はOREX-Aの場合と同様である。

7.2 計算結果

図7,8はARC-A-1の場合の並進/回転温度と振動/電気励起温度の分布で、200K毎の等高線で表してある。最大値はそれぞれ7,267Kと5,835Kである。振動/電気励起温度が衝撃波の前方で既に変化しているのは与えられた主流条件が平衡状態にないためと考えられる。

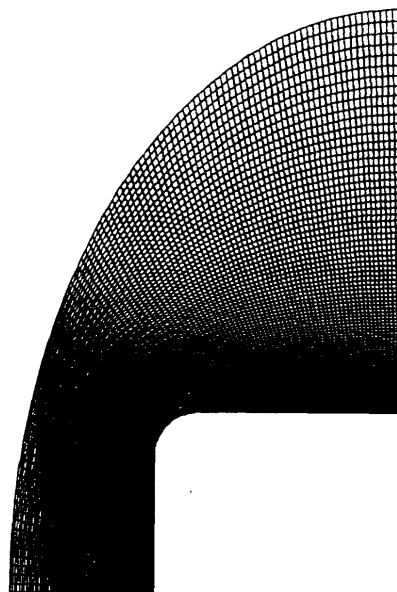


図 6 計算格子図 (ARC-A)

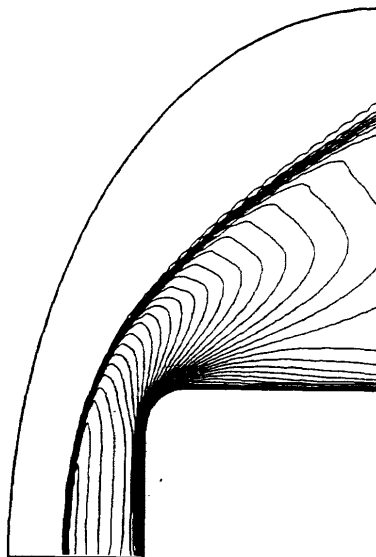


図 7 並進/回転温度線図(ARC-A-1)

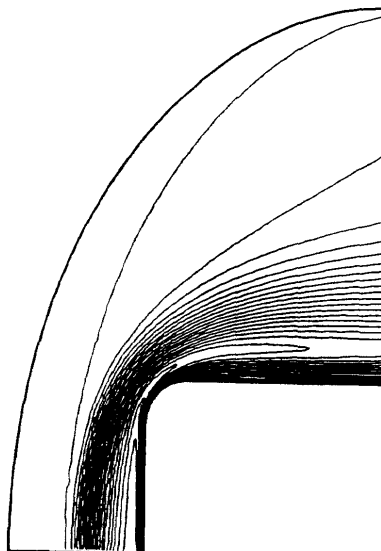


図 8 振動/電気励起温度線図(ARC-A-1)

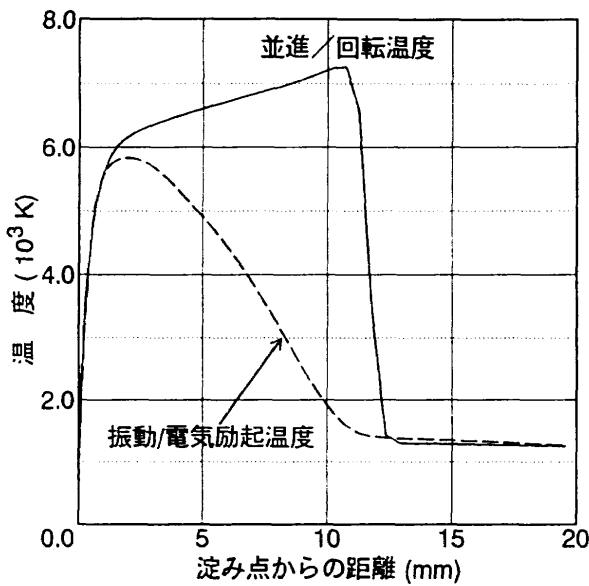


図9 淀み点流線に沿っての温度変化

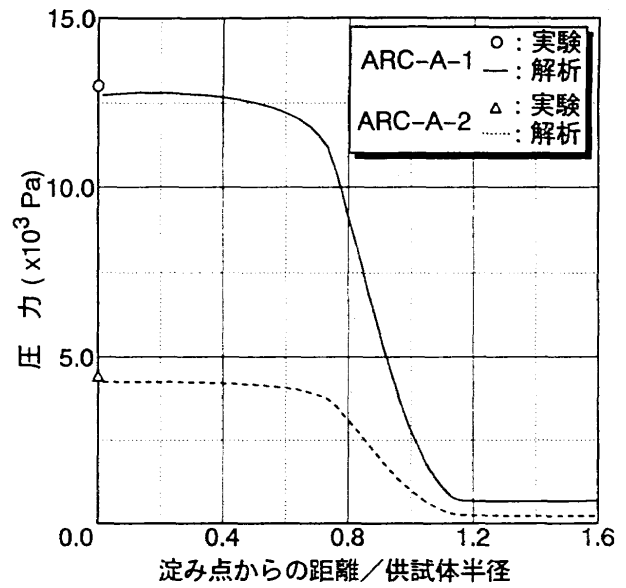


図11 供試体表面に沿っての圧力分布

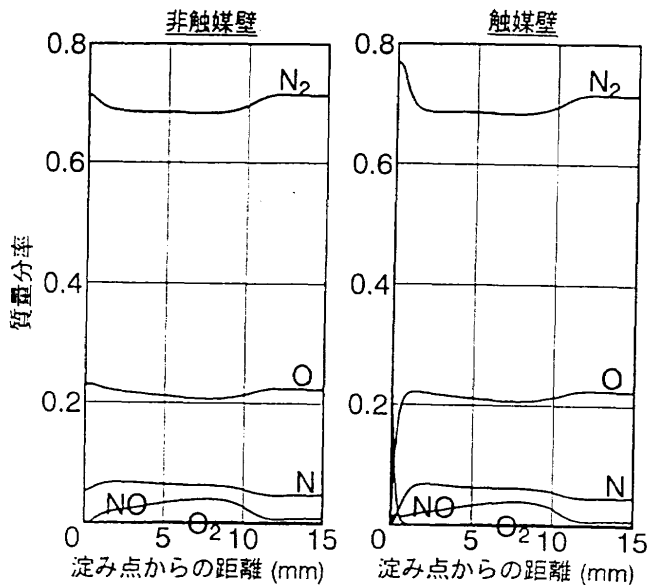


図10 淀み点流線に沿っての組成の分布

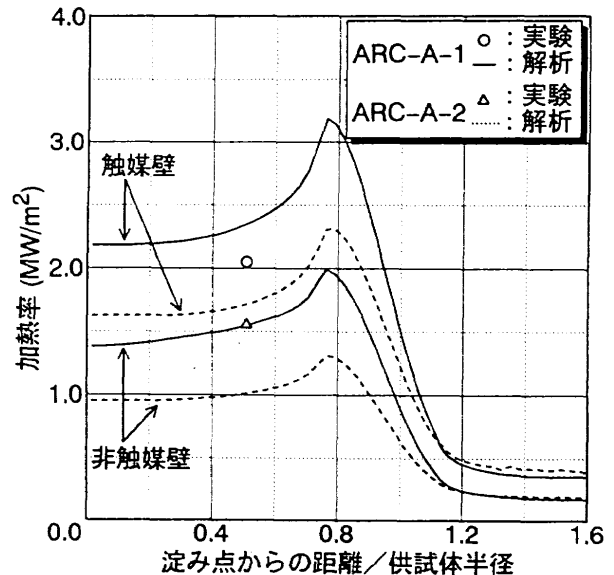


図12 供試体表面に沿っての加熱率分布

図9は淀み点流線に沿っての温度の変化の様子である。先ほどのOREX-Aの場合と違い、緩和が遅く、この場合には熱的な非平衡度が大きいことがわかる。

図7~9における結果は非触媒壁のものであるが、触媒壁における解析の結果もほぼ同様になる。触媒性の違いが表れるのは壁面近くのみであり、全体の流れ場のような大きな構造には壁面の触媒性は影響しない。

図10はARC-A-1の場合の淀み点流線に沿っての組成の変化の様子を表したものである。完全触媒壁では壁面近傍で組成が急激に変化していることがわかる。

### 6.3 実験との比較

ARC-A-1、ARC-A-2の淀み点から供試体表面に沿っての圧力、および加熱率の分布を表したのが図11、12である。図中のシンボルは実験の結果<sup>13)</sup>を表す。

圧力は実験とほぼ一致した結果となり、加熱率については完全触媒と完全非触媒の中間のやや完全触媒よりに実験値がくる。供試体は銅製であるから完全触媒性に近いと考えられるので、解析は加熱率をやや大きめに見積もっていることになる。

図12の結果より、完全触媒壁での加熱率は全域にわたって完全非触媒壁の1.5倍程度の大きさとなり、再突入のような極超音速の環境下では壁面の触媒性が加熱率の分布に大きな影響を与えていることがわかる。

また、加熱率は供試体の肩の付近で急激に上昇し、淀み点の1.5倍程の大きさのピークをもつような分布となる。これは流れが肩付近で急激に膨張し、境界層が薄くなるために生じる現象である。

## 7.まとめ

再突入環境のような極超音速流に対する解析について、その解析方法と今回のワークショップの課題に対する解析結果の一部を示した。今回のワークショップにおいて他の方々の結果と比べる限りにおいては我々の解析結果は概ね妥当であるように思われる。

コンピュータの能力の発達とともに、熱化学非平衡流のような複雑な効果を組み込んだ流体の数値解析が可能となりつつあるが、極超音速流に対する実験的なデータは、フライトデータを含め数が少ないために、こうした極超音速流の数値解析の検証を行っていくことは容易なことではない。そういう中で、今回のワークショップは多くの参加者の間の計算法や結果の比較により、極超音速の解析の現状の認識を新たにしたい意義深い企画であったと思う。

ここでは詳しくは触れなかったが、極超音速の解析には計算時間、精度、乱流の扱い、各種モデルの妥当性等、課題はまだまだたくさんあり、今後も継続してこの分野に取り組んでいきたいと考えている。

## <参考文献>

- 1) Shimada, T. and Abe, T., "Applicability of the Direct Monte Carlo Method in a Body-fitted Coordinate System," *AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol.118, ed.by E.P.Muntz et. al., AIAA, 1988, p.258.
- 2) Shimada, T., "Direct Simulation of Hypersonic Rarefied Flows about Atomospheric Re-entry Capsules," *Rarefied Gas Dynamics*, ed. by A.E.Beylich, VCH, 1990, p.800.
- 3) Yee, H.C. and Harten, A., "Implicit TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates," *AIAA paper 85-1513*, 1985.
- 4) Shuen, J.S. and Yoon, S., "Numerical Study of Chemically Reacting Flows Using an LU Scheme," *AIAA paper 88-0436*, 1988.
- 5) Tannehill, J.C., and Mugge, P.H., "Improved Curve Fits for the Thermodynamic Properties of Equilibrium Air Suitable for Numerical Computation Using Time-Dependent or Shock-Capturing Methods," *NASA-CR-2470*, 1974.
- 6) Srinivasan, S., Tannehill, J.C. and Weilmuenster, K.J., "Simplified Curve Fits for the Transport Properties of Equilibrium Air," *ISU-ERI-Ames-88405*, 1987.
- 7) Prabhu, R.K. and Erickson, W.D., "A Rapid Method for the Computation of Equilibrium Chemical Composition of Air to 15,000K," *NASA-TP-2792*, 1988.
- 8) Gnoffo, P.A., Gupta, R.N. and Shinn, J.L., "Conservation Equation and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium," *NASA-TP-2867*, 1989.
- 9) 和田安弘、「2温度モデルを用いた再突入物体周りの数値シミュレーション」、NAL-SP-16, 1991, p.141.
- 10) 田村直樹、嶋田徹、「極超音速流解析における Godunov型スキームのカーバクル現象について」、第23回流体力学講演会講演集、1991, p.129.
- 11) Lin, H-C., "Dissipation Addition to Flux-Difference Splitting," *AIAA paper 91-1544-cp*, 1991.
- 12) Sorenson, R.L. and Steger, J.P., "Simplified Clustering of Nonorthogonal Grids Generated by Elliptic Partial Differential Equations," *NASA-TM-73252*, 1977.
- 13) 山本行光、「アーク加熱風洞試験空力加熱評価解析」、NAL-SP-22, 1994, p.145.

# H-2 OREX まわりの非平衡流れの数値計算

長友 英夫\* 山本 悟\*\* 大宮司 久明\*\*

Numerical Simulation of Nonequilibrium Flow around the OREX

by

Hideo Nagatomo, Satoru Yamamoto and Hisaaki Daiguji

### Abstract

A flux-vector splitting scheme newly derived by the authors for analyses of hypersonic thermochemical nonequilibrium flow is applied for simulating the flow around the Orbital Reentry Experiment (OREX), which was launched in this spring successfully.

The present scheme can be used for the implicit calculations as well as the explicit calculation only by replacing the vector of unknown variables into the vector of the time derivatives.

In this paper the derivation of the present scheme is explained, and the calculated results of the flow problem around the OREX are also shown preliminary.

### 1. まえがき

既存の圧縮性ナビエ・ストークス方程式の解法を極超音速流れ解析に拡張する際、基礎方程式の数の増加と生成項の扱い方が主な問題となる。Candlerら[1]はすべての分子の振動を考慮して、化学種の保存則、運動量保存則、エネルギー保存則のほかすべての分子の振動エネルギー方程式から解を求めた。その後 Parkら[2]やCandlerら自身も一定条件の下で、単一の分子振動エネルギー方程式を解く方法、つまり並進・回転温度と分子振動・電子温度からなる2温度モデルでも十分妥当な解を得ている。

本研究では、このような2温度モデルの熱・化学非平衡モデルを導入した方程式系を著者ら[3][4]が開発した流束分離法が利用できるように式を導出し直し、また、流束分離法に基づく陰的アルゴリズムの効率化をはかった。特に、LU-SGS法[2]を基にしたアルゴリズムにより解の収束性の加速を行っている。

最後に今回の極超音速流れのワークショップ、課題 OREX-A の数値計算結果を示し、解の妥当性、問題点等を検討する。

### 2. 基礎方程式

ここで用いる一般曲線座標系の極超音速熱・化学非平衡流の基礎方程式は、各化学種 ( $N_2$ 、 $O_2$ 、 $NO$ 、 $NO^+$ 、 $N$ 、 $O$ 、 $e^-$ ) の保存則、運動量保存則、エネルギー保存則ならびに分子振動・電子エネルギー方程式からなっており次式のように表される。

$$\partial Q / \partial t + L(Q) \equiv \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + S + H = 0 \quad (1)$$

ただし、

$$Q = J \begin{bmatrix} \rho_s \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ E \\ E_v \end{bmatrix}, \quad F_i = J \begin{bmatrix} \rho_s U_i \\ \rho u_1 U_i + \partial \xi_i / \partial x_{1p} \\ \rho u_2 U_i + \partial \xi_i / \partial x_{2p} \\ (E + p) U_i \\ E_v U_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$S = -J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} -\rho_s v_{sj} \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{1j} u_{1l} - q_j - \sum_{s \neq e}^n \rho_s v_{sj} h_s \\ -q_{vj} - \sum_{s \neq e}^m \rho_s e_{vs} v_{sj} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$H = -J \begin{bmatrix} w_s \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ W_v \end{bmatrix} \quad (s = 1, \dots, n, i = 1, 2) \quad (4)$$

ここでは、7化学種モデル、21化学反応を仮定し、並進温度と回転温度は等しく、一方、すべての分子振動温度ならびに電子励起温度が等しいと仮定した。また輻射はないものとする。 $n$ は化学種の数、 $m$ は2原子分子の種類の数である。 $Q$ と $F_i$ に含まれる $\rho_s$ 、 $u_i$ 、 $E$ 、 $E_v$ 、 $U_i$ 、 $p$ は、それぞれ、化学種 $s$ の密度、速度成分、岐点内部エネルギー、分子振動・電子励起エネルギー、反変速度成分、静圧である。密度 $\rho$ は $\sum_{s=1}^n \rho_s$ で求められる。拡散項 $S$ に含まれる $\tau_{ij}$ 、 $q_j$ 、 $q_{vj}$ 、 $h_s$ 、 $v_{sj}$ 、 $e_{vs}$ は、ひずみテンソル、熱流束、分子振動熱流束、化学種 $s$ のエンタルピー、拡散速度、化学種 $s$ の分子振動エネルギーである。生成項 $H$ の中の化学種 $s$ の生成 $w_s$ と生成エネルギー $W_s$ は文献[1]に基づく。岐点内部エネルギー $E$ と圧力 $p$ は次式のように定義される。

$$E = \sum_{s \neq e}^n \rho_s C_{vs} T + \frac{1}{2} \rho u_j u_j + E_v + \sum_{s \neq e}^n \rho_s h_s^0 + \sum_{s \neq e}^n \rho_s e_{cls} \quad (5)$$

$$p = \sum_{s \neq e}^n \rho_s \frac{R}{M_s} T + p_e = \rho \bar{R} T + p_e, \quad \bar{R} = \sum_{s=1}^n \frac{\rho_s R}{\rho M_s} \quad (6)$$

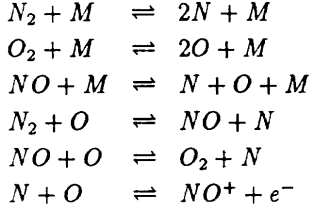
\* 東北大学大学院工学研究科機械工学専攻

\*\* 東北大学工学部機械航空工学科

$C_{vs}$ 、 $T$ 、 $h_s^0$ 、 $e_{el}$  はそれぞれ並進・回転比熱比、並進・回転温度、生成エンタルピー、化学種  $s$  の電子エネルギーである。 $R$ 、 $M_s$ 、 $p_e$  は気体定数、化学種  $s$  の分子量、そして電子の分圧である。

### 3. 化学反応モデル

本解法で考慮した化学反応は 21 種類で具体的には以下の通りである。



ただし  $M$  は電子  $e^-$  を除く各化学種を意味する。

#### 3.1 反応生成速度

反応生成速度を決める順反応速度係数及び逆反応速度係数は以下の Arrhenius の式から求められる。

$$\begin{aligned} k_{fm}(\bar{T}) &= C_{fm} \bar{T}^{\eta_m} \exp(-\theta_m/\bar{T}) \\ k_{bm}(\bar{T}) &= \frac{k_{fm}(\bar{T})}{K_{eqm}(\bar{T})} \end{aligned}$$

ここで、 $K_{eqm}$  は Park のモデル関数を用いた。

#### 3.2 エネルギー交換速度

エネルギー交換は並進・回転-分子振動エネルギー交換のみを考慮し、この交換率は Landau-Teller らのモデルに Lee のモル平均振動緩和時間及び Park の衝突制限振動緩和時間を考慮したものをを用いた。すなわち交換速度  $Q_{T-vs}$  は、

$$Q_{T-vs} = \rho_s \frac{e_{vs}^*(T) - e_{vs}}{\tau_{vs}} \left| \frac{T_{shk} - T_{vs}}{T_{shk} - T_{vs, shk}} \right|^{S_s - 1}$$

ここで、 $e_{vs}^*$ 、 $e_{vs}$  はそれぞれ熱平衡状態での分子振動エネルギーと振動励起状態でのエネルギーである。また、 $\tau_{vs}$  は振動緩和時間である。

#### 3.3 粘性応力ならびに熱流束

式 (3) で必要なひずみテンソル、熱流束、分子振動熱流束は次のように表される。

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (\lambda = -\frac{2}{3}\mu) \\ q_j &= -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad q_{vsj} = -\kappa_{vs} \frac{\partial T_{vs}}{\partial x_j} \end{aligned}$$

ただし、モル平均の粘性係数  $\mu$ 、並進・回転温度の熱伝導率  $\kappa$ 、分子振動・電子温度の熱伝導率  $\kappa_s$  は各々の化学種の粘性係数  $\mu_s$ 、並進・回転温度の熱伝導率  $\kappa_s$ 、分子振動・電子温度の熱伝導率  $\kappa_{vs}$ 、モル分率  $M_s$  などを用いてあらわすと、

$$\begin{aligned} \mu &= \sum_s \frac{X_s \mu_s}{\phi_s}, \quad \kappa = \sum_s \frac{X_s \kappa_s}{\phi_s} \\ X_s &= \frac{\rho_s M}{\rho M_s}, \quad M = \left( \sum_s \frac{\rho_s}{\rho M_s} \right)^{-1} \\ \phi_s &= \sum_{r \neq e} X_r \left[ 1 + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_r}} \left( \frac{M_r}{M_s} \right)^{1/4} \right]^2 \left[ \sqrt{8 \left( 1 + \frac{M_s}{M_r} \right)} \right]^{-1} \end{aligned}$$

さらに、化学種  $s$  の粘性係数として、Blottner が提案した次式のような粘性モデルを用いた。

$$\mu_s = 0.1 \exp[(A_s \ln T + B_s) \ln T + C_s]$$

$A_s$ 、 $B_s$ 、 $C_s$  は化学種  $s$  の経験定数である。

#### 3.4 拡散速度

化学種  $s$  の流速を  $u_{sj}$ 、質量平均の流速を  $u_j$  とすると、化学種  $s$  は拡散速度は  $v_{sj} = u_{sj} - u_j$  と表せる。ここでは次式を用いた。

$$\rho_s v_s = \rho D_s \frac{\partial(\rho_s/\rho)}{\partial x_j}$$

ただし  $D_s$  は拡散速度係数で Lee によるモデル関数を用いた。

### 4. 数値解法

#### 4.1 線形化

まず、線形化のために必要なヤコビ行列  $A_i$  は、

$$A_i = \begin{bmatrix} (\delta_{sr} - \rho_s/\rho) U_i & \rho_s/\rho \cdot \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} \\ -u_1 U_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} \phi_r^2 & U_i + (1 - \bar{\gamma}) \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} u_1 \\ -u_2 U_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} \phi_r^2 & \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} u_{21} - \bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} u_1 \\ -\psi^2 U_i + U_i \phi_r^2 & \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} \psi^2 - \gamma U_i u_1 \\ -E_v/\rho \cdot U_i & E_v/\rho \cdot \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} \\ \rho_s/\rho \cdot \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} & 0 & 0 \\ \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} u_1 - \bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} u_2 & \bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} & -\bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} \\ U_i + (1 - \bar{\gamma}) \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} u_2 & \bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} & -\bar{\gamma} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} \\ \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} \psi^2 - \bar{\gamma} U_i u_2 & \gamma U_i & -\bar{\gamma} U_i \\ E_v/\rho \cdot \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} & 0 & U_i \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\phi_r^2 = \left( \frac{R}{M_r} - \bar{R} \frac{C_{vr}}{C_v} \right) T + \left( \frac{1}{2} u_j u_j - h_r^0 - e_{elr} \right) \quad (r = 1, \dots, n)$$

$$\psi^2 = (E + p)/\rho$$

$$\gamma = 1 + \frac{\bar{R}}{C_v}, \quad \bar{\gamma} = \gamma - 1 = \frac{\bar{R}}{C_v}$$

$$C_v = \sum_{s=1}^n \frac{\rho_s C_{vs}}{\rho}$$

ヤコビ行列  $A_i$  は次式のように固有ベクトルと固有値からなる行列に分割される。

$$\begin{aligned} A_i &= S_i^{-1} \Lambda_i S_i \\ S_i &= C_i \cdot N \end{aligned}$$

ただし、 $C_i$ 、 $N$  はそれぞれ非保存系から特性方程式系に変換する行列、保存系から非保存系へ変換する行列であり、たとえば  $C_1$  と  $N$  は、

$$C_1 = \begin{bmatrix} \delta_{sr} & 0 & 0 & -\rho_s/\rho c^2 & 0 \\ 0 & \xi_{1,x} & \xi_{1,y} & \sqrt{g_{11}}/\rho c & 0 \\ 0 & -\xi_{1,y} & \xi_{1,x} & 0 & 0 \\ 0 & -\xi_{1,x} & -\xi_{1,y} & \sqrt{g_{11}}/\rho c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$N = \begin{bmatrix} \delta_{sr} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -u_1/\rho & 1/\rho & 0 & 0 & 0 \\ -u_1/\rho & 0 & 1/\rho & 0 & 0 \\ \phi_r^2 & -\tilde{\gamma}u_1 & -\tilde{\gamma}u_2 & \tilde{\gamma} & -\tilde{\gamma} \\ -E_v/\rho & 0 & 0 & 0 & 1/\rho \end{bmatrix}$$

$$c^2 = \gamma \tilde{R}T, \quad g_{ij} = \nabla \xi_i \cdot \nabla \xi_j$$

$$\xi_{1,x} = \partial \xi_1 / \partial x_1, \quad \xi_{1,y} = \partial \xi_1 / \partial x_2$$

$$\xi_{2,x} = \partial \xi_2 / \partial x_1, \quad \xi_{2,y} = \partial \xi_2 / \partial x_2$$

$\delta_{sr}$  は単位行列であるので、実際には式 (7) は成分が  $(n+4) \times (n+4)$  の行列である。また、固有値を対角成分とする行列  $\Lambda_i$  は、

$$\Lambda_1 = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & & & & 0 \\ & \lambda_{13} & & & \\ & & \lambda_{11} & & \\ & & & \lambda_{14} & \\ & & & & \lambda_{11} \end{bmatrix}$$

$$\Lambda_2 = \begin{bmatrix} \lambda_{21} & & & & \\ & \lambda_{21} & & & \\ & & \lambda_{23} & & \\ & & & \lambda_{24} & \\ & & & & \lambda_{21} \end{bmatrix}$$

ただし、

$$\lambda_{11} = U_i, \quad \lambda_{13} = U_i + c\sqrt{g_{ii}}, \quad \lambda_{14} = U_i - c\sqrt{g_{ii}}$$

#### 4.2 陰的離散化

次に、この計算を効率よく行うための陰解法について示す。既存の数値解法では Gauss-Seidal に基づいた陰的緩和法が数多く利用されている。本解法でもその中で Eberhardt[5] の提案した方法に基づいた方法を用いる。すなわち、まず  $n+1$  時間の  $\ell+1/2$  における数値流束は次のように表すことができる。

$$(F_i)_{\ell+1/2}^{n+1} = (F_i)_{\ell+1/2}^n + (\delta F_i)_{\ell+1/2}^n$$

$\ell$  は  $\xi_i$  方向の点で、 $\delta$  は時間微分演算子である。数値流束  $(F_i)_{\ell+1/2}^n$  と  $(\delta F_i)_{\ell+1/2}^n$  はそれぞれ、

$$(F_i)_{\ell+1/2}^n = (A_i^+)_{\ell+1/2} Q_{\ell+1/2}^L + (A_i^-)_{\ell+1/2} Q_{\ell+1/2}^R$$

$$(\delta F_i)_{\ell+1/2}^n = (A_i^+)_{\ell+1/2} \delta Q_{\ell+1/2}^L + (A_i^-)_{\ell+1/2} \delta Q_{\ell+1/2}^R$$

ただし、 $A_i^\pm$  ( $i = 1, 2$ ) はそれぞれ正または負の特性速度のみから成るヤコビ行列である。 $Q^{L(R)}$  は未知変数ベクトル  $(q_s, q_{u_1}, q_{u_2}, q_e, q_{e_s}) = (\rho, \rho u_1, \rho u_2, E, E_v)$  で、 $\delta Q^{L(R)}$  はその時間微分である。 $L$  と  $R$  は MUSCL アプローチを用いてそれぞれ左、右側から補間されることを意味する。これらより式 (1) は陰的に離散化され、

$$\delta Q + \Delta t(\Delta_i F_i^{n+1} + S^{n+1} + H^{n+1}) = 0$$

または、

$$\delta Q + \Delta t(\Delta_i \delta F_i^{n+1} + \delta S^{n+1} + \delta H^{n+1}) = RHS \quad (8)$$

$$RHS = -\Delta t(\Delta F_i^n + S^n + H^n)$$

$\delta S^n$  と  $\delta H^n$  は近似して次式のように対角化される。

$$\delta S^n \simeq \text{diag}(\alpha_j) \delta Q, \quad \delta H^n \simeq \text{diag}\left(\frac{1}{\tau}\right) \delta Q$$

ここで、 $1/\tau \equiv 1/\tau_s$  ( $s = 1, \dots, n, E_v$ ) は文献 [5] で提案されたもので、また  $\alpha_j$  は  $2\mu g_{ii}/(Re\rho\Delta\xi_j)$  とする。さらに、 $\delta Q_{\ell-1/2+k}^L \simeq \delta Q_{\ell-1+k}$ 、 $\delta Q_{\ell-1/2+k}^R \simeq \delta Q_{\ell+k}$  ( $k = 0, 1$ )、 $\delta\xi_1 = \delta\xi_2 = 1$  などの近似と Yoon ら [2] の提案した近似的な対角化を行うことによって式 (8) は、

$$[I + \Delta t\{\beta\sigma(A_i) + \text{diag}\left(\frac{1}{\tau}\right) + \text{diag}(\alpha_j)\}] \delta Q$$

$$= RHS - \Delta t\{(A_j^-)_{\ell+1/2} \delta Q_{\ell+1} - (A_j^+)_{\ell-1/2} \delta Q_{\ell-1}\} \quad (9)$$

$\sigma(A_i)$  は  $A_i$  のスペクトル半径で、ここでは  $A_i$  の固有値の絶対値の最大値とした。結局、式 (9) は完全に対角化され次式に書き換えられる。

$$\delta Q^* = D^{-1}[RHS - \Delta t(A_j^+)_{\ell-1/2} \delta Q_{\ell-1}]$$

$$\delta Q = \delta Q^* - D^{-1} \Delta t(A_j^-)_{\ell+1/2} \delta Q_{\ell+1}$$

$$D = [I + \Delta t\{\beta\sigma(A_i) + \text{diag}\left(\frac{1}{\tau}\right) + \text{diag}(\alpha_j)\}]$$

この式は独立した代数方程式系になっており、計算時間を大幅に節約できる。

#### 4.3 流束分離法

次に本解法で用いる流束分離法について説明する。流束  $A_i^\pm Q$  と  $A_i^\pm \delta Q$  が同一の式で表され、効率良く計算することができる。

$$A_i^\pm \bar{Q} = J \begin{bmatrix} \bar{q}_s \\ \bar{q}_{u_1} \\ \bar{q}_{u_2} \\ \bar{q}_e \\ \bar{q}_{e_s} \end{bmatrix} \lambda_{i1}^\pm$$

$$+ \frac{J}{c\sqrt{g_{ii}}} \begin{bmatrix} 0 & + & \bar{q}_s/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \xi_{i,1} \bar{p} & + & \bar{q}_{u_1}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \xi_{i,2} \bar{p} & + & \bar{q}_{u_2}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{U}_i \bar{p} & + & (\bar{\chi}^2 + c^2)/\bar{\gamma} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ 0 & + & \bar{q}_{e_s}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \end{bmatrix} \lambda_{ia}^\pm$$

$$+ \frac{J}{c^2} \begin{bmatrix} \bar{q}_s/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & 0 \\ \bar{q}_{u_1}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & \xi_{i,1} c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{q}_{u_2}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & \xi_{i,2} c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ (\bar{\chi}^2 + c^2)/\bar{\gamma} \cdot \bar{p} & + & \bar{U}_i c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{q}_{e_s}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & 0 \end{bmatrix} \lambda_{ib}^\pm \quad (10)$$

ここで、

$$\bar{p} = \bar{q}_0 \bar{\phi}^2 - \tilde{\gamma}(\bar{q}_{u_1} \bar{q}_{u_1} - \bar{q}_0 \bar{q}_e - \bar{q}_0 \bar{q}_{e_s})/\bar{q}_0$$

$$\bar{\phi}^2 = \tilde{\gamma}(\bar{q}_{u_i} + \bar{q}_{u_i}/2\bar{q}_0^2 - \sum_{s \neq e} \bar{q}_s h_s^0/\bar{q}_0 - \sum_{s \neq e} \bar{q}_s e_{e,s}/\bar{q}_0)$$

$$\bar{\chi} = \tilde{\gamma}(\bar{q}_{u_i} + \bar{q}_{u_i}/2\bar{q}_0^2 + \bar{q}_{e_s}/\bar{q}_0$$

$$+ \sum_{s \neq e} \bar{q}_s h_s^0/\bar{q}_0 + \sum_{s \neq e} \bar{q}_s e_{e,s}/\bar{q}_0)$$

$$\Delta \bar{U}_i = \xi_{i,j} \bar{q}_{u_j} - \bar{q}_0 \xi_{i,j} \bar{q}_{u_j}/\bar{q}_0$$

$$\lambda_{ij}^\pm = (\lambda_{ij} \pm |\lambda_{ij}|)/2 \quad (j = 1, 3, 4)$$

$$\lambda_{ia}^\pm = (\lambda_{i3}^\pm - \lambda_{i4}^\pm)/2$$

$$\lambda_{ib}^\pm = (\lambda_{i3}^\pm + \lambda_{i4}^\pm)/2 - \lambda_{i1}^\pm$$

式(10)を右辺に利用する場合は  $\bar{Q} = (\bar{q}_s, \bar{q}_{u_1}, \bar{q}_{u_2}, \bar{q}_e, \bar{q}_{e_v})$  とし、左辺の計算では  $\bar{Q}$  を  $\delta Q$  に置けばよい。すなわち、

$$A_i^\pm \delta Q = J \begin{bmatrix} \delta q_s \\ \delta q_{u_1} \\ \delta q_{u_2} \\ \delta q_e \\ \delta q_{e_v} \end{bmatrix} \lambda_{i1}^\pm$$

$$+ \frac{J}{c\sqrt{g_{ii}}} \begin{bmatrix} 0 & + & \bar{q}_s/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \xi_{i,1}\bar{p} & + & \bar{q}_{u_1}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \xi_{i,2}\bar{p} & + & \bar{q}_{u_2}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{U}_i\bar{p} & + & (\bar{\chi}^2 + c^2)/\bar{\gamma} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ 0 & + & \bar{q}_{e_v}/\bar{q}_0 \cdot \Delta \bar{U}_i \end{bmatrix} \lambda_{ia}^\pm$$

$$+ \frac{J}{c^2} \begin{bmatrix} \bar{q}_s/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & 0 \\ \bar{q}_{u_1}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & \xi_{i,1}c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{q}_{u_2}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & \xi_{i,2}c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ (\bar{\chi}^2 + c^2)/\bar{\gamma} \cdot \bar{p} & + & \bar{U}_i c^2/g_{ii} \cdot \Delta \bar{U}_i \\ \bar{q}_{e_v}/\bar{q}_0 \cdot \bar{p} & + & 0 \end{bmatrix} \lambda_{ib}^\pm$$

$$\bar{p} = \delta q_0 \bar{\phi}^2 - \bar{\gamma}(\bar{q}_{u_1} \delta q_{u_1} - \bar{q}_0 \delta q_e - \bar{q}_0 \delta q_{e_v})/\bar{q}_0$$

$$\Delta \bar{U}_i = \xi_{i,j} \delta q_{u_j} - \delta q_0 \xi_{i,j} \bar{q}_{u_j} / \bar{q}_0$$

となり、必要以上の固有ベクトル行列などの計算が省略できる。なお、上式の“-”の付いた量は Roe の平均化の操作などが適用され、境界層内の過度の数値粘性を回避できる。

5. 計算結果

課題 OREX A-1 について計算を行った。図1に計算格子を示す。格子点数は 55 × 39 で代数的に発生させた。図2によどみ流線に沿う質量分率を示す。他の数値計算結果より衝撃波後方の N<sub>2</sub> の質量分率が高く、逆に N のそれが低くなっている。また定性的には平衡流に近い分布を示している。これは N<sub>2</sub> + M → 2N + M の反応が進んでいないこと、モデルの利用に関する問題などが考えられる。また図3のよどみ流線に沿う温度分布を見ると、衝撃波後方に 8000 度よりやや高い温度で一定となる部分が存在するが、これも同じ原因と推測される。

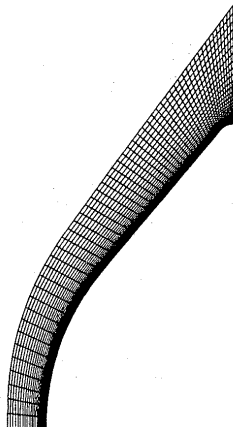


図1 計算格子

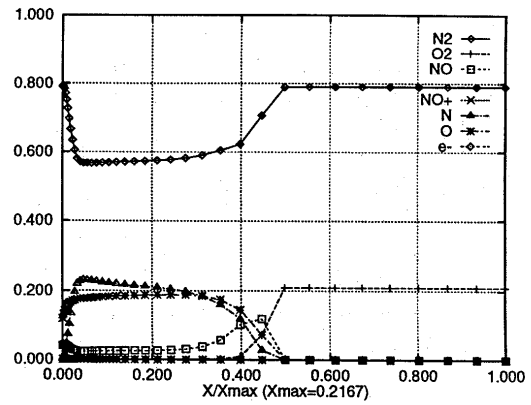


図2 よどみ流線に沿う質量分率

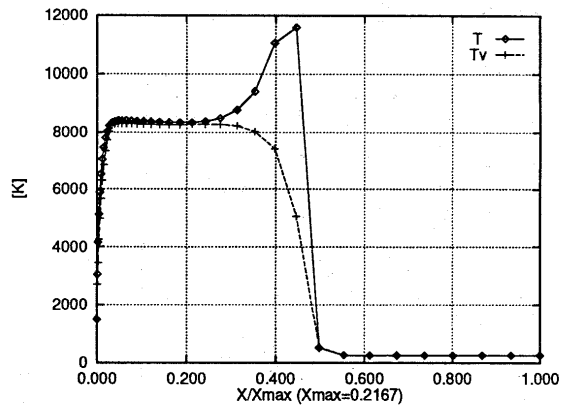


図3 よどみ流線に沿う温度分布

5. まとめ

著者らによって提案された高効率陰的差分スキームによる OREX 周りの極超音速・化学非平衡流の数値計算を行った。今回の計算結果は非平衡現象が完全に捕らえられなかった。その理由として、化学反応モデルとスキームの適合性、計算格子の依存性等が考えられ、現在検討、改善を進めている。

参考文献

[1] Candler, G., Ph.D Thesis, Stanford University, (1988).  
 [2] Park, C., and Yoon, S., *J. Spacecraft and Rockets*, Vol.1 (1991), pp.31-39.  
 [3] Yamamoto, S., and Daiguji, H., *J. Compu. & Fluids*, Vol.22, No.2/3 (1993), pp.259-270  
 [4] Daiguji, H., Yamamoto, S. ad Ishizaka, K., *Proc. of the 13th Internal Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics-Oxford, Lecture Notes in Phys.*, 414 (1992), pp.315-319. (1993), pp.259-270  
 [5] Imlay, S.T. and Eberhardt, S., AIAA Paper 91-0468 (1991)  
 [6] Anderson, J.D., Jr., *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*, McGraw-Hill, (1989). pp.31-39.

# H-3 再突入物体周りの極超音速非平衡流の数値解析

黒滝卓司\*

## Numerical Analysis of Non-equilibrium Hypersonic Flow around Reentry Vehicle

by

Takuji Kurotaki

Kamakura Works, Mitsubishi Electric Corporation

### ABSTRACT

Numerical analyses of chemically and thermally non-equilibrium hypersonic flow around a reentry vehicle are carried out. Three types of flow are investigated; real flight condition (OREX-A-1), hypersonic wind tunnel test condition (OREX-B-1) and arc wind tunnel test condition (ARC-A-1).

Axisymmetric full Navier-Stokes equations which have chemically and thermally non-equilibrium effects are considered by using Park's two-temperature model and several types of vibrational relaxation model. An efficient numerical algorithm of an implicit finite difference method is used, which consists of the combination of LU-SGS scheme and Diagonal Implicit method for a source Jacobian matrix for the time integration and MUSCL-type TVD scheme based on Roe-type flux splitting for convective terms.

Several numerical results of each flow cases are presented. Especially, in the real flight condition (OREX-A-1), the influence of grid distribution near the wall on the heat-transfer rate around the vehicle and the effects of physical models of vibrational-translational relaxation on the flow field in the shock layer are investigated in detail. Three physical models for vibrational relaxation times are evaluated; the Landau-Teller theory, the SSH theory and thermally equilibrium approximation.

#### 1. はじめに

大気圏再突入物体等を設計する際には、厳しい空力加熱現象を正確に予測することが必要とされる。これらの設計データを風洞試験からのみ得ることは、技術的にもコスト的に不可能であり、従って数値解析によるアプローチが有望な手段となる。しかし、その前提として実験あるいは実フライトデータとの比較による検証を事前に十分行っておくことが必要とされる。その意味で、本ワークショップの意義は大きい。

われわれは、今回与えられた課題のうちで、非平衡流実飛行条件 (OREX-A-1)、極超音速風洞一様流条件 (OREX-B-1)、アーク加熱風洞軸対称校正モジュール一様流条件 (ARC-A-1) の3課題について解析を試み、いくつかの知見を得た。

本論文では、紙数の都合上結果を網羅的に並べること避け、解析に用いた物理モデル、スキーム及び非平衡流実飛行条件での結果を中心に論じる。

#### 2. 基礎方程式及びスキーム

基礎方程式系として、軸対称の Full ナビエ-ストークス方程式を考える。気体モデルとして7成分24反応空気モデル ( $O_2, N_2, O, N, NO, NO^+, e^-$ ) を用い、 $e^-$  を除く各化学種に連続の方程式を適用する。また、解離反応速度に及ぼす分子振動緩和の影響を入れるため Park の2温度モデル<sup>1)</sup>を用い、並進・回転及び振動・電子励起エネルギーモードはそれぞれ平衡状態にある

とする (代表温度をそれぞれ  $T, T_v$  で表わす)。これらの仮定のもとに、基礎方程式はアカルト座標系で以下のように表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(E - E_v) + \frac{\partial}{\partial y}(F - F_v) + \alpha H = S + \alpha H_v$$

ここに、 $\alpha = 1$  (軸対称時)

$$Q = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho v \\ E_t \\ E_{vib} + E_e \\ \rho_s \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E_t + p) \\ u(E_{vib} + E_e) \\ \rho_s u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(E_t + p) \\ v(E_{vib} + E_e) \\ \rho_s v \end{bmatrix} \quad (1)$$

$E_v, F_v$  : 粘性項マトリックス

$S$  : ソース項マトリックス

$H, H_v$  : 軸対称時の対流項及び粘性項マトリックス追加項

$\rho$  : 密度、 $u, v$  : 速度、 $p$  : 圧力

$E_t$  : 単位体積当たり全エネルギー

$E_{vib}, E_e$  : 単位体積当たり振動、電子エネルギー

添字  $s$  : 気体種 ( $O_2, N_2, O, N, NO, NO^+$ ); 1 ~ 6

である。化学反応速度定数は Park によって提唱されたモデル、輸送係数は kinetic theory を基礎にして構築したものを用いた<sup>1, 2)</sup>。なお、流れは定常とし、層流境界層のみを考慮した。また、課題 OREX-B-1 では、一様流マッハ数が 7.1 と小さいため実在気体効果は考慮する必要はないが、3課題とも (1) 式を基礎方程式

\* 三菱電機 (株) 鎌倉製作所



とした同一の計算コードを用いた。

基礎方程式 (1) は無次元化された後、一般座標系に変換されて解かれるが、本解析では陰的差分法を用いて定式化を行い、時間積分には並列計算に適した LUSGS スキームを用いた<sup>3)</sup>。非平衡流の場合には、左辺の反転すべき係数マトリックスにソース項マトリックス  $S$  のヤコビアンが含まれる。これは一般に密なマトリックスとなるため、反転には緩和法等の反復法を必要とする。この非効率性を避けるため、ソース項のヤコビアンを対角行列で近似する Diagonal Implicit 法を組み合わせている<sup>4)</sup>。また、対流項の評価に関しては、Roeの近似リーマン解法に基づく MUSCL-type の TVD スキームを非平衡流に拡張したものをを用いた。この際、保存量の内挿は Chakravarthy による方法によった<sup>5)</sup>。これらの組み合わせにより、非常に強い衝撃波を 3 点程度で捕獲することが可能である<sup>6)</sup>。

### 3. 分子振動緩和時間に対する物理モデル

筆者らは、振動・電子エネルギー方程式のソース項に現れる、分子振動緩和項

$$\frac{E_{vib,s} - E_{vib,s}}{\tau_{s,q}} \quad (2)$$

及び解離時における振動エネルギー損失を表す項

$$\left( \frac{\partial E_{vib,s}}{\partial t} \right)_r = \epsilon_{v,s} \left( \frac{\partial n_s}{\partial t} \right)_r \quad (3)$$

に着目し、これらの量が衝撃層内の温度分布及び衝撃波位置に比較的大きな影響を及ぼすことを示した<sup>7)</sup>。ここで、 $E_{vib,s}$  は分子  $s$  の単位体積当り振動エネルギー、 $\tau_{s,q}$  は化学種  $s, q$  の衝突による振動緩和時間、 $n_s$  は分子  $s$  の密度、 $\epsilon_{v,s}$  は 1 個の分子  $s$  が解離する際に失う平均振動エネルギーである。また、(2) 式中の  $\bar{\phantom{x}}$  は熱的平衡状態、(3) 式中の添字  $r$  は化学反応によることを表す。

本解析では、(3) 式中の  $\epsilon_{v,s}$  に関しては調和振動子を仮定した場合の値  $\epsilon_{v,s}/D_s = 0.5$  ( $D_s$  は分子  $s$  の解離エネルギー)<sup>1)</sup> に固定し、また特に非平衡流実飛行条件 (OREX-A-1) では、(2) 式中の振動緩和時間  $\tau_{s,q}$  に関して以下に示す 3 種類のモデルを考え、物理モデルの影響を比較した。

#### [1] SSH理論モデル<sup>8,9)</sup>

分子の調和振動及び monoquantum transition を仮定すると、

$$1/\tau_{s,q} = Z_{coll}^{s,q} P_{10}(A_s, A_q) [1 - \exp(-\theta_{v,s}/T)] \quad (4)$$

ここに、 $Z_{coll}^{s,q}$  は分子  $s$  の  $q$  種に対する衝突頻度、 $P_{10}(A_s, A_q)$  は  $q$  種との衝突で分子  $s$  の振動エネルギーレベルが 1 から 0 に変化する遷移確率を表す。SSH理論における遷移確率  $P_{10}(A_s, A_q)$  は、文献 8) における表記を用いると以下のようにまとめられる。

$$P_{10}(A_s, A_q) = A/Z_0^s Z_s^{v,s} Z_T^{s,q} Z_q^{t,q} \quad (5)$$

ここに、 $A$  は衝突断面積に関する変換係数、 $Z_0^s$  は steric factor、 $Z_s^{v,s}$  は vibrational factor、 $Z_T^{s,q}$  は translational factor、 $Z_q^{t,q}$  は  $s, q$  間の引力に起因する係数である。

#### [2] Landau-Teller 型半実験式<sup>1,8)</sup>

おそらく最も一般に用いられているモデルで、次式で表される。

$$p\tau_{s,q} = \exp[1.16 \times 10^{-3} \mu_{s,q}^{1/2} \theta_{v,s}^{4/3} (T^{-1/3} - 0.015 \mu_{s,q}^{1/4}) - 18.42] \quad (6)$$

ここに、 $p$  は圧力 (単位 [atm])、 $\mu_{s,q}$  は reduced mass (単位 [g])、 $\theta_{v,s}$  は分子  $s$  の特性振動温度である。

#### [3] 熱的平衡モデル

数学的には  $\tau_{s,q} \rightarrow 0$  の場合に相当するが、本解析では SSH理論における  $\tau_{s,q}$  の  $10^6$  倍の値を用いた。

[1] 及び [2] によるモデルの比較を  $\tau_{O_2, O_2}$ ,  $\tau_{N_2, N_2}$  の場合についてそれぞれ 図 3.1 及び 図 3.2 に示す。Landau-Teller 型のモデルは、約 8,000K 以上の高温時に  $\tau_{s,q}$  を過小評価してしまうことが知られているが、図からわかるように、上記並進温度以上の領域において SSH理論から求めた緩和時間は、Landau-Teller 型のものより大きくなる。

また、SSH理論モデルにおいて、 $O_2-O$ ,  $N_2-O$ ,  $NO-NO$  衝突に関しては、(1) 式からそのまま求めた値は実験値との一致が良くないことが知られており<sup>8)</sup>、理論から得られる関数形を実験データに当てはめた次の半実験式を用いる。

$$\begin{aligned} p\tau_{O_2, O} &= T^{2/3} \exp(33.4 T^{-1/3} - 24.98) \\ p\tau_{N_2, O} &= T^{2/3} \exp(49.7 T^{-1/3} - 22.55) \\ p\tau_{NO, NO} &= T^{2/3} \exp(75.6 T^{-1/3} - 27.63) \end{aligned} \quad (7)$$

図 3.3 に  $\tau_{O_2, O}$ ,  $\tau_{N_2, O}$  の場合を示す。Landau-Teller 型のモデルをそのまま形式的に用いた場合、約 10,000K 以下の領域で緩和時間を大きく過大評価してしまうことがわかる。なお、緩和時間の実験データの無いものについては、 $P^{\tau_{O_2, N}} = P^{\tau_{O_2, O}}$ ,  $P^{\tau_{N_2, N}} = P^{\tau_{N_2, O}}$

$P^{\tau_{NO, s}} = P^{\tau_{NO, NO}}$  ( $s = O_2, N_2, O, N, NO^+$ ) を仮定した。

### 4. 境界条件

本解析では、壁面境界条件として、壁面に直交する方向での圧力勾配を 0、速度及び温度に関してはすべて無しを仮定し、さらに振動・電子励起温度も壁温  $T_w$  に等しいとした。密度に関しては、非触媒壁の場合には、それぞれの化学種の質量分率の壁面に直交する方向における勾配が 0 とし、触媒壁の場合には、壁面に衝突する酸素原子及び窒素原子は全てそれぞれ酸素分子及び窒素分子に再結合するとし、NO 分子につ

いては非触媒を仮定した。

また、流れの流出条件としては、流出面より1格子  
上流側の物理量を0次外挿で与えた。

5. 計算結果

図5.1に本解析で使用した計算格子を示す。格子点  
は、物体に沿う方向 ( $\xi$ -方向)、物体に直交する方向  
( $\eta$ -方向) にそれぞれ  $81 \times 81$  である。格子は代数的  
手法で作成し、壁面での熱流束を評価することを重視  
して、壁面から $\eta$ -方向に数点は、厳密に壁面に直交さ  
せ、かつ間隔も等しく与えている。また、物体前方の  
淀み点流線付近 ( $\xi = 1, 2$ ) では、この線をまたぎ、か  
つこの線に対して対称な位置に格子点を与えた。

壁面近傍の熱流束等を正確にシミュレートするた  
めには、壁面付近の格子点間隔が重要であることが知  
られており、対流項に関するスキームの違い、特に Flux  
difference splitting 法か Flux vector splitting 法 によ  
って傾向が異なることが報告されている<sup>10)</sup>。本解析では、  
非平衡流実飛行条件 (OREX-A-1) において壁面近傍  
の格子間隔を変えることにより、本解析で使  
用したスキーム (Flux difference splitting 法の一つである Roe スキ

ームを非平衡流に拡張したもの) の壁面熱流束  $\dot{q}$  への  
格子間隔の影響を調べた。図5.2にセルレイノルズ数  
 $R_{cell}$  (壁面及び $\eta$ -方向の次の格子点との間隔を基準長  
としたレイノルズ数) を50から1まで変化させた場  
合の結果を示す。この図より、格子間隔が大きい場合  
には、壁面熱流束を過小評価してしまうことがわかる。  
この課題の場合、 $R_{cell}$  が2程度で淀み点から肩部ま  
で全体的に一定値に収束しており、この課題に関する  
限りでは他の計算は全て  $R_{cell} = 2$  で行った。しかし、  
他の課題での収束し始める  $R_{cell}$  の値は、極超音速風  
洞一様流条件 (OREX-B-1) では10程度、アーク加熱  
風洞軸対称校正モジュール一様流条件 (ARC-A-1) だ  
けは0.2程度と、上記の数値とは異なっており、従っ  
て、必要とされる格子間隔は、一般にスキームの種類と解  
くべき問題によって異なることが推測される。

次に、前々節で述べた、振動緩和時間に関する物理  
モデルの衝撃層内温度分布に与える影響の違いを非平  
衡流実飛行条件 (OREX-A-1) の場合について図5.3に  
示す。図は淀み点流線上における並進・回転温度  $T$  及  
び振動・電子励起温度  $T_v$  を示し、図5.3 (a) 及び (b)  
はそれぞれSSH理論モデル、Landau-Teller型半実験式

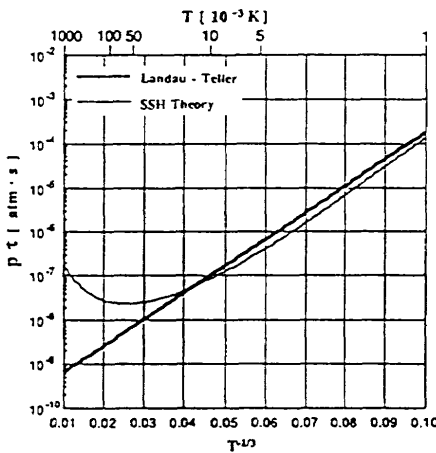


図3.1 振動緩和時間  $\tau_{O_2, O_2}$

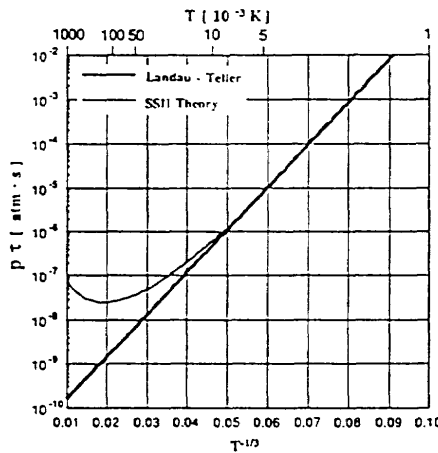


図3.2 振動緩和時間  $\tau_{N_2, N_2}$

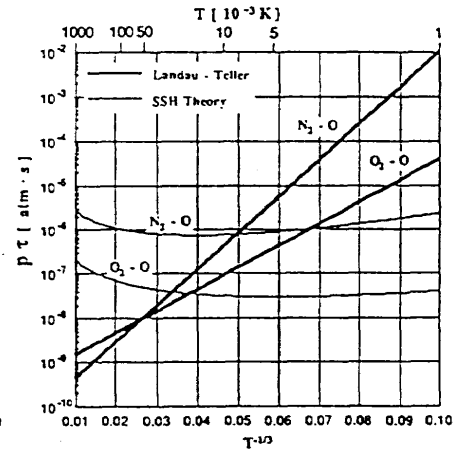


図3.3 振動緩和時間  $\tau_{O_2, O}$ ,  $\tau_{N_2, O}$

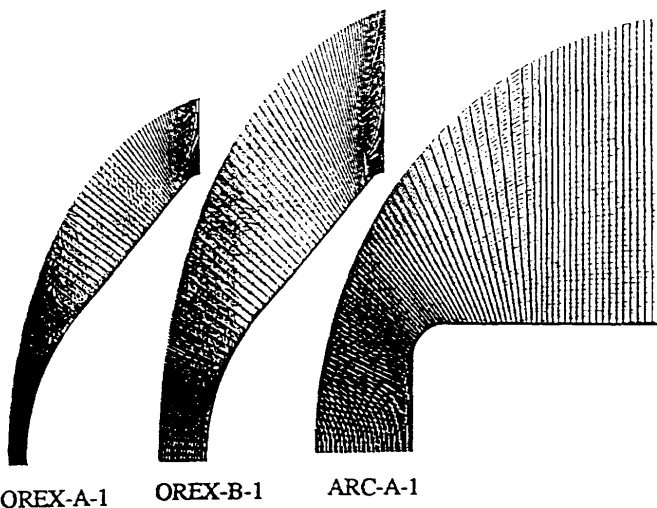


図5.1 計算格子

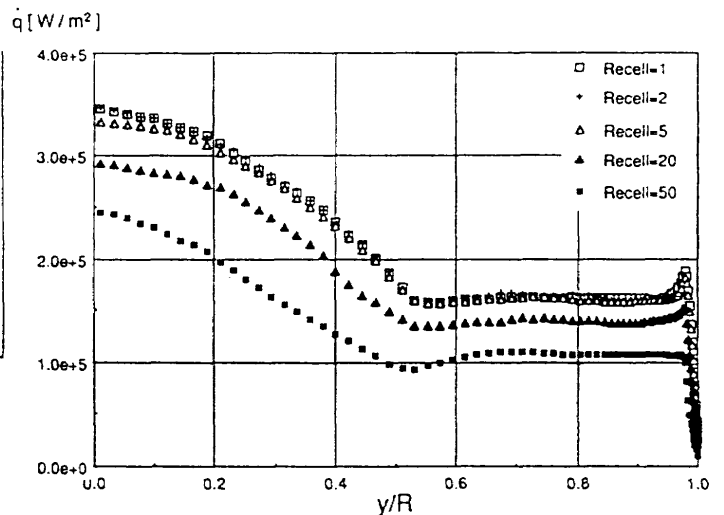
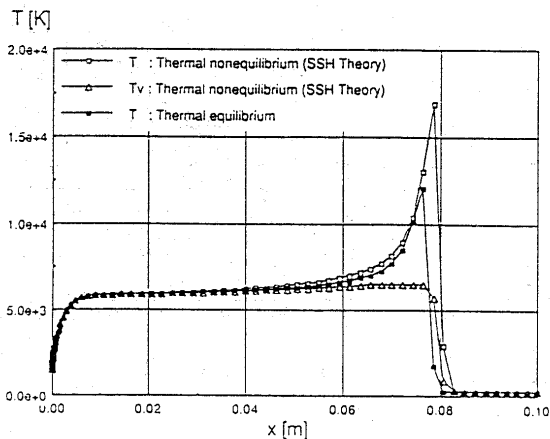


図5.2 壁面近傍格子間隔による壁面熱流束分布比較  
(課題 OREX-A-1、Landau-Teller 型)

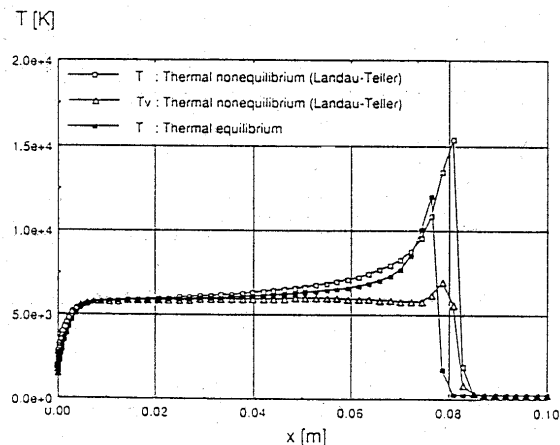
の結果である。両者とも比較のために熱的平衡モデルの場合の結果を並記した。熱的平衡 ( $T=T_v$ ) を仮定した場合には分子の解離反応が十分進み、従って衝撃層内温度分布、特に衝撃波直後のピーク温度が小さくなり、かつ衝撃層の厚さも小さくなる。これに対し、熱的非平衡の場合には、熱的平衡の場合に比べて、衝撃波直後の並進・回転温度のピーク値は大きくなり、衝撃層内の並進温度も大きいため、衝撃波位置もわずかであるが前方に移動する。しかし、両者のグラフからわかるように、並進・回転温度のピーク値、振動・電子励起温度のプロファイル、衝撃波位置等は使用する物理モデルにより、いくらかの差異が認められる。図3.1～図3.3からわかるように、Landau-Teller型のモデルを用いた場合、衝撃波直後の高温領域で分子同士の衝突による $\tau_{s,q}$ を過小評価するため、より熱的平衡状態に近づく ( $|T-T_v|$ が小) こと、及び衝撃層中央の中高温領域で分子と原子の衝突による $\tau_{s,q}$ を過大評価するため、熱的非平衡性が強まる ( $|T-T_v|$ が大) 傾向が予想される。図5.3(b)中のLandau-Teller型の結果において、衝撃波直後で振動・電子励起温度の局所の上昇が見られること、また衝撃層中央部において両温度の差がSSH理論モデルの場合よりも若干大きいことがこの予想の正しさを裏付けている。

上述した両モデルの比較を流れ場全体にわたって描いたのが図5.4である。図5.4(a)からわかるように、並進・回転温度分布は両モデルでほとんど差は見られないが、図5.4(b)における振動・電子励起温度分布は流れ場全体にわたってかなり異なった様相を見せている。

振動緩和時間に関する物理モデルが衝撃層内の流れ場に与える影響は以上のようなものであるが、壁面熱流束 $\dot{q}$ に与える影響を比較してみると図5.5のようになり、少なくともOREX実機形状(直径3.4m)の物体が本課題(OREX-A-1)で与えられた高度及び速度で飛行する際には、熱的非平衡性は壁面熱流束の評価にはほとんど影響しないことがわかる。この理由は、図5.3において衝撃層内の壁面側では並進・回転温度と振動・電子励起温度がほとんど一致していることから推測されるように、比較的高密度の空气中を比較的ディメンジョンの大きい物体が飛行する際には、気体分子

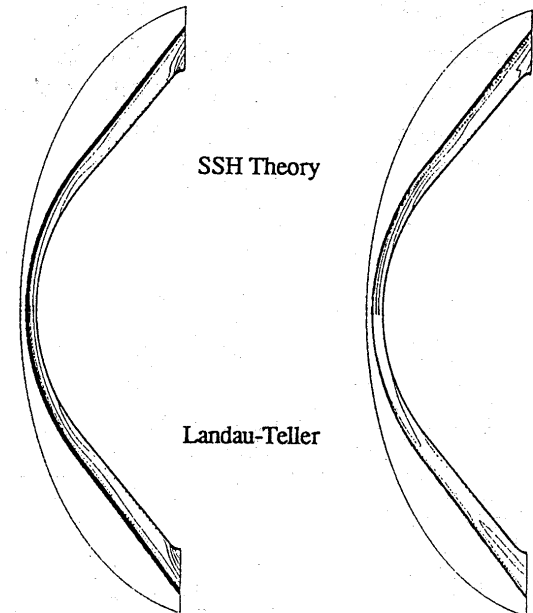


(a) SSH Theory & Thermal equilibrium



(b) Landau-Teller & Thermal equilibrium

図5.3 淀み点流線上温度分布 (課題 OREX-A-1)



(a) 並進・回転温度分布 (b) 振動・電子励起温度分布

図5.4 温度分布 (課題 OREX-A-1)

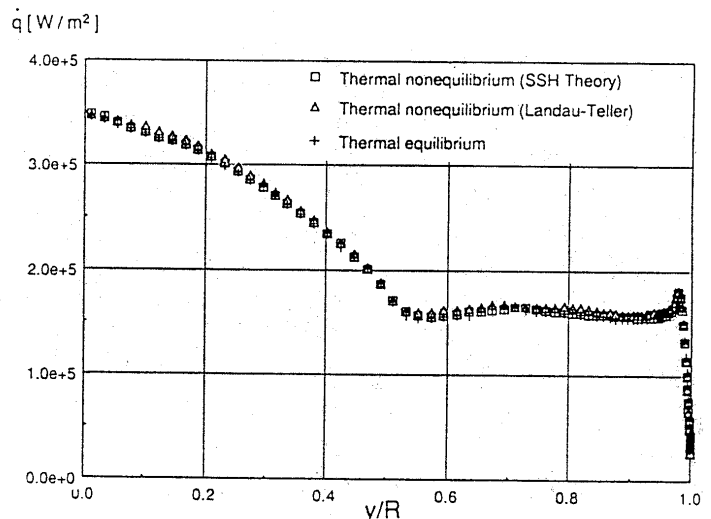


図5.5 物理モデルによる壁面熱流束分布比較 (課題 OREX-A-1)

及び気体原子が壁面に到達するまでに十分な衝突を経験し、壁面付近では十分な熱的平衡が達成されているためである。なおこの条件での淀み点における壁面熱流束の計算結果は約  $0.35 \text{ MW/m}^2$  であり、輻射能を  $1.0$  とした場合、輻射平衡温度  $1,300 \text{ }^\circ\text{C}$  に相当する。

図 5.6 には、極超音速風洞一様流条件 (OREX-B-1) での壁面熱流束分布を示す。本課題では、壁面近傍における格子間隔をセルレイノルズ数 5 相当で計算した。対応する実験結果はまだ得られていないようであるが、淀み点における熱流束の計算結果は、Fay & Riddle の式を用いた解析値約  $0.102 \text{ MW/m}^2$  と良く一致しており、精度的には問題ないと考えられる。

図 5.7 にはアーク加熱風洞軸対称較正モジュール一様流条件 (ARC-A-1) における温度分布の結果を示す。本図は触媒壁のケースであるが、非触媒壁の場合もほとんど差異はない。本課題では、振動緩和時間に関する物理モデルにSSH 理論モデルを用い、壁面近傍における格子間隔をセルレイノルズ数 0.2 相当で計算した。この課題の場合、一様流気体は解離気体であり、一様流が離脱衝撃波に到達するまでに酸素原子及び窒素原子の再結合がわずかに起こり、その結果放出された解離エネルギーが各エネルギーモードに分配されるため、離脱衝撃波前方で温度上昇が見られる。

この結果に対応した淀み点流線上での温度分布を図 5.8 に示す。本課題では、物体のディメンジョンが小さいため (直径  $5 \text{ cm}$ ) 熱的非平衡性が比較的大きい結果となっている。

最後に、本課題における壁面熱流束分布を触媒、非触媒壁の場合について図 5.9 に示す。触媒壁の場合の計算結果と実験値<sup>11)</sup>との一致は比較的良好。しかし、淀み点付近のプロファイル、肩部におけるピーク値等における計算結果の良否は不明であり、今後より詳細な実験結果の発表が待たれる。

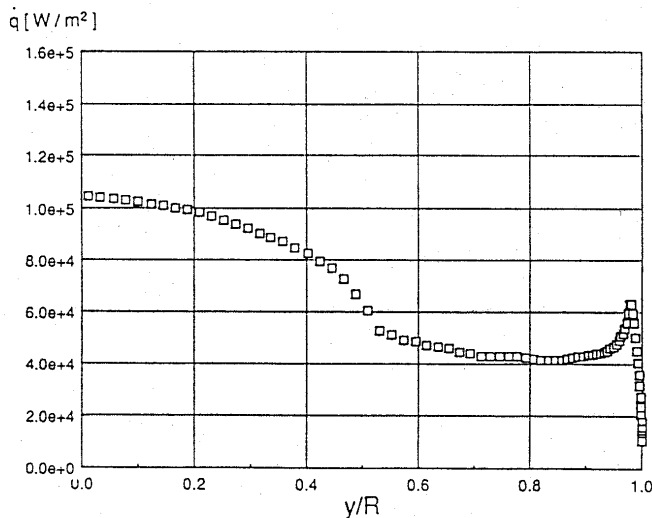


図 5.6 壁面熱流束分布 (課題 OREX-B-1)

#### 4. 結論

今回のワークショップで与えられた課題のうちで、非平衡流実飛行条件 (OREX-A-1)、極超音速風洞一様流条件 (OREX-B-1)、アーク加熱風洞軸対称較正モジュール一様流条件 (ARC-A-1) の3課題について解析を試みた。本論文では、計算手法、物理モデル等の概略を解説するとともに、いくつかの計算結果について考察を加えた。

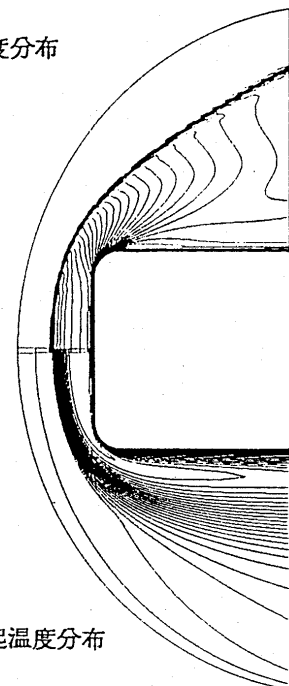
極超音速流の数値解析を実施する場合、それと比較すべき実験及び計測法自体が困難であることや、流れ自体が化学反応を含み非常に複雑であることから、基礎的な物理モデルやスキームとの比較検証の場が乏しく、本論文中で述べたような格子間隔の計算結果に与える影響や分子振動緩和等のモデル化の影響、あるいはここでは述べなかったが電子密度の計算精度に対するモデル化の影響等解決すべき課題は多い。

今後、これらの検証をすすめながら、より洗練されたスキーム及び物理モデルを構築していくことが、設計にCFD 技術を導入していく上で必要となるであろう。

#### 参考文献

- 1) Park, C., Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics, John Wiley & Sons, Inc., 1990.
- 2) Gnoffo, P.A., Gupta, R.N. and Shinn, J.L., "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium", NASA TP-2867, 1989.
- 3) Yoon, S. and Kwak, D., "Implicit Methods for the Navier-Stokes Equations", Computational Technology for Flight Vehicles, Vol. I, pp.535-547, 1990.

並進・回転温度分布



振動・電子励起温度分布

図 5.7 温度分布 (課題 ARC-A-1、触媒壁)

- 4) Eberhardt, S. and Imaly, S., "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite-Rate Chemistry", AIAA Paper 90-1577, 1990.
- 5) Chakravarthy, S.R., "The Versatility and Reliability of Euler Solvers Based on High-Accuracy TVD Formulations", AIAA Paper 86-0243, 1986.
- 6) 黒滝卓司, "2次元/軸対称極超音速非平衡流の数値解析", 第10回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-19, pp.93-98, 1992.
- 7) 黒滝卓司, "極超音速非平衡流の数値解析 - 物理モデルに関する考察 -", 第6回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.73-76, 1992.
- 8) Thivet, F., Perrin, M.Y. and Candel, S., "A Unified Nonequilibrium Model for Hypersonic Flows", Phys. Fluids, A3, pp. 2799-2812, 1991.
- 9) Schwartz, R.N., Slawsky, Z.I. and Herzfeld, R.N., "Calculation of Vibrational Relaxation Times in Gases", J. Chem. Phys., 20, PP. 1591-1599, 1954.
- 10) Gaitonde, D. and Shang J.S., "Accuracy of Flux-Split Algorithms in High-Speed Viscous Flows", AIAA Journal, Vol.31, No.7, pp. 1215-1221, 1993.
- 11) 山本行光, "アーク加熱風洞試験空力加熱数値解析", 第11回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-22, pp.145-150, 1994.

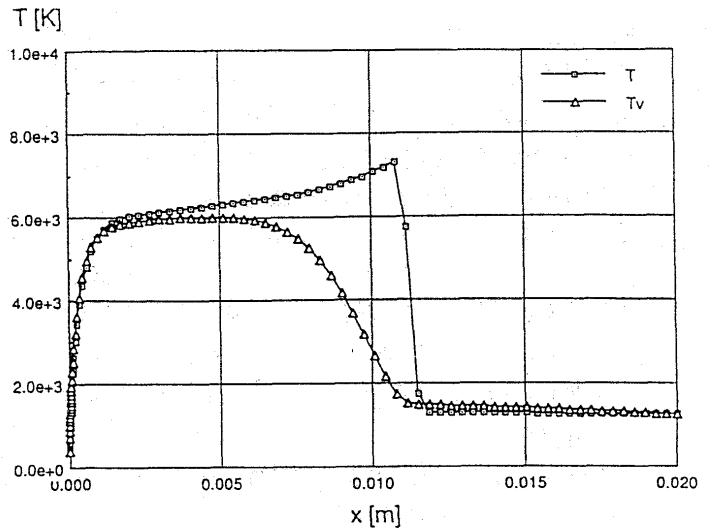


図5.8 淀み点流線上温度分布 (課題 ARC-A-1、触媒壁)

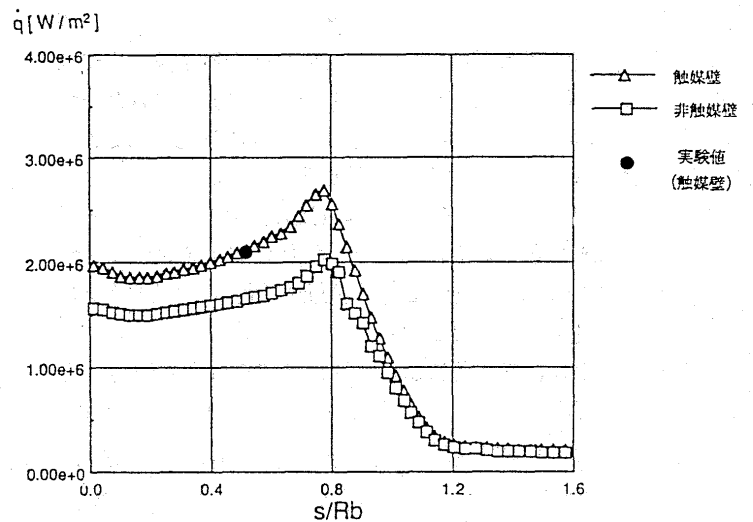


図5.9 壁面熱流束分布比較 (課題 ARC-A-1)

# H-4 OREX再突入飛行体まわり極超音速流の化学非平衡粘性衝撃層解析

鈴木宏二郎、安部隆士  
宇宙科学研究所

Chemical Nonequilibrium Viscous Shock-Layer Analysis of Forebody Flowfield over OREX Reentry Vehicle

Kojiro Suzuki and Takashi Abe  
The Institute of Space and Astronautical Science

## ABSTRACT

The forebody flowfield of the OREX reentry vehicle at the flight condition of the maximum wall heating is studied by using the axisymmetric viscous shock-layer equations with the seven-air-species nonequilibrium chemistry. At this condition, the shock layer is in severe chemical nonequilibrium and the wall heating rate is significantly augmented due to the wall catalyticity. The effects of the wall catalyticity on the wall heating rate strongly depend on the extent of the chemical nonequilibrium in the shock layer. Consequently, the chemical nonequilibrium analysis is necessary for the prediction of the aerothermodynamic environment of the OREX reentry vehicle. The results show that the viscous shock-layer analysis has sufficient potential to be a useful tool not only for the estimation of the wall heating rate but also for the investigations on the physics of the real gas effects in the shock layer.

## 1. はじめに

地球周回軌道からペイロードを回収する再突入型宇宙機の開発では、機体周りの熱空力的環境に関し迅速かつ十分な信頼性を持つ解析が要求される。特に極超音速飛行時の空力加熱や機体周り的高温プラズマ流中の電子数密度の推算は熱防御システムの設計や通信ブラックアウト領域を定めるに当たり重要である。一般に機速が2km/s以上では機体に生ずる衝撃波背後の温度が高くなり、窒素や酸素の解離を含む様々な化学反応が発生する。一方、高度約40km以上では大気密度が低くなり、化学的さらには熱的非平衡流れとなる。最大空力加熱となる飛行領域は通常上記の範囲にあるため、再突入飛行体の熱空力的環境の解析には少なくとも化学非平衡の効果を考慮する事が必要である<sup>1)</sup>。

化学反応を含んだ実在気体効果の解析では、それに伴う諸現象のモデル化が要求されるが、中には確定が困難なものも多い。機体壁面上における化学反応の境界条件は壁触媒性の問題を含み加熱率の推算に大きな影響を与え、と言う点で特に重要である。壁触媒性に関しては壁で全く化学反応が起こらないNon-Catalytic Wall (NCW)モデルと壁で一様流の組成に完全に再結合するFully-Catalytic Wall (FCW)モデルが知られており、壁触媒性による加熱率の上昇の効果を推算するのに用いられている<sup>2,3)</sup>。従って化学非平衡流における壁面加熱率の推算では両者について解析を行いその効果について見積もる必要がある。また壁触媒性の影響の大きさは衝撃層流れにおける化学的非平衡性の度合に大きく依存する<sup>3)</sup>。

再突入飛行体の熱空力的環境を解析するには、上記のような実在気体効果を含めたNavier-Stokes方程式による全機周りの詳細な数値シミュレーションが望ましい。しかし、このような数値シミュレーションは多くの計算時間、メモリーを必要とし再突入飛行体のシステムデザインや気体モデル検証のための試験台としてのパラメトリックスタディーには適していない。Davis<sup>4)</sup>によって提唱された粘性衝撃層(Viscous Shock-LayerまたはVSL)方程式は、基礎方程式における粘性項の取扱の精度からEuler方程式+境界層解析とNavier-Stokes解析の中間に位置するものである。この手法は化学非平衡流<sup>6,7)</sup>や熱的・化学的非平衡流<sup>8,9)</sup>へと拡張され宇宙飛行体の熱空力環境の解析において多くの実績を挙げている。VSL解析は剥離流れや複雑な物体形状には適用できないと言った制限はあるが、極超音速飛行体前面の衝撃層流れに関し、境界層解析レベルの計算時間でNavier-Stokes解析に比較し得る流れ場の情報を得る事が期待される<sup>3)</sup>が、壁面加熱率や圧力分布のみならず衝撃層形状やその中での諸物理量の分布に関しNavier-Stokes解析との十分な比較検討がなされているとは言えない。

本研究では、OREX再突入飛行体前方の衝撃層についてVSL解析を行い、Navier-Stokes等他の解析や実飛行実験結果との比較のためのデータを提供することを主たる目的とする。ここではVSL解析の特徴と数値解法上の問題点について述べる。さらに、再突入飛行体の熱空力環境に対する化学非平衡性の効果について議論する。

## 2. 解析対象とその手法

### 2. 1 機体形状と飛行条件

解析は宇宙開発事業団のOREX再突入飛行実験機について行われた。機体形状は最大直径3400mm、先端の鈍頭半径1350mm、半頂角50度の鈍頭円錐である。実機では円錐肩部に曲率を持つが、VSL解析の性質上、解析範囲は鈍頭及び円錐部上の衝撃層のみとした。飛行条件は最大空力加熱が生じると予想される再突入軌道点(速度6374m/s高度62km)で与えた。この時、大気圧、大気温度及び窒素と酸素の質量分率はそれぞれ17.26Pa、251K、0.79、0.21である。機体の迎角は0度で流れは軸対称である。

解析の前に上記の飛行条件における衝撃層流れの化学反応の特性を把握しておく事は、問題に対し必要かつ十分な実在気体モデルを選ぶと言う観点から重要である。図1に速度-高度領域上での直径30cm球の淀み点流れにおける化学反応の分類<sup>1)</sup>を示す。化学反応によって生ずる化学種は衝撃波直後の温度に依存するため、ほぼ飛行速度によって決定される。上記の飛行条件に対しては7化学種(N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, NO, NO<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>)の考慮が必要である。一方、非平衡性に関しては高度約50km以上で化学非平衡、80km以上で熱的非平衡を考慮しなければならない事がわかる。機体のサイズは流れの特性時間に影響し、鈍頭半径135cmのOREXでは図1の分類に比べ非平衡性の境界がより高高度側に移動すると思われるが、定性的には高度62kmで熱的平衡化学非平衡と判断できる。

本計算条件では壁は1500Kの等温で非触媒と指定されている。しかし衝撃層流れが化学非平衡と判定され、壁触媒性が壁面加熱率に影響を及ぼすと思われるため、NCWとFCWの両方について解析を行いその効果について検討した。壁温度は壁面加熱率に影響を及ぼす事が知られているが、それについては壁触媒性と関連させて文献3に述べられている。流れは層流を仮定しているが、これは鈍頭半径でとった主流レイノルズ数が $1.3 \times 10^5$ である事からも妥当と思われる。

### 2. 2 気体モデル

上記の飛行条件に対する実在気体モデルとしては7化学種、熱的平衡化学的非平衡が適当であり、本研究ではこの仮定の下にVSL解析を行う。同時に、比較のため熱的平衡化学的平衡、凍結及び完全気体に対しても解析が行われた。VSL解析では衝撃層内部を計算領域とするため物体表面上のみならず衝撃波直後の状態も境界条件として与える必要があり、それらは各気体モデルに依存する。以下に各気体モデルの概要を述べる。

#### (a) 7化学種熱的平衡化学非平衡モデル

Blottnerによる7化学種モデル<sup>1)</sup>を用いる。扱う

化学種はN<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, NO, NO<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>である。各化学種の比熱やエンタルピー等の熱力学的特性は熱的平衡の仮定の上でGupta<sup>1)</sup>によってまとめられた30000Kまで有効な温度のべき関数として与えられる。各化学種の粘性係数 $\mu$ は、

$$\mu = \exp(C) \cdot T^{[A \cdot \ln(T) + B]} \quad \dots (1)$$

なる温度のcurve-fit関数で与えられる<sup>1)</sup>。熱伝導係数はEuckenの経験則<sup>6)</sup>より求められる。混合気体の粘性係数及び熱伝導係数はWilkeの経験式<sup>5)</sup>から計算する。拡散については壁に垂直方向のみ考慮し、ルイス数1.4で一定のBinary Diffusionモデル<sup>5)</sup>を用いた。

衝撃波直後の状態は熱的平衡で化学反応は一様流の組成で凍結の仮定からRankine-Hugoniotの式より算出される。壁では速度のすべり無し、1500Kで等温、壁に垂直方向の圧力勾配無しとした。化学比平衡流ではその組成についても境界条件を与える必要がある。ここでは壁触媒性に関しlimiting caseを与えるものとして非触媒壁(NCW)と完全触媒壁(FCW)を仮定する。NCWは壁での化学反応が無く、組成が変化しないとして、

$$\begin{aligned} (\partial C_i / \partial y)_{\text{wall}} &= 0 \\ (i = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{N}, \text{O}, \text{NO}, \text{NO}^+, \text{e}^-) \end{aligned} \quad \dots (2)$$

(C<sub>i</sub>は化学種iの質量分率、yは壁に垂直方向の座標)で定式化される。FCWは衝撃層内で解離した全ての気体種が壁で一様流の組成に再結合するとしたもので、

$$\begin{aligned} C_{\text{N}_2} &= 0.79, C_{\text{O}_2} = 0.21, \\ C_i &= 0 \quad (i = \text{N}, \text{O}, \text{NO}, \text{NO}^+, \text{e}^-) \end{aligned} \quad \dots (3)$$

で与えられる。

#### (b) 凍結流モデル

上記の化学非平衡モデルにおいて反応速度を0と置き換える事によって化学反応凍結流のモデルが得られる。

#### (c) 熱的平衡化学的平衡モデル

組成はPrabhuによる計算コード<sup>9)</sup>を用いて求めた。扱う化学種はN<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, NO, NO<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>の9種である。粘性係数、熱伝導係数の推算は化学非平衡流モデルと同じ方法によった。平衡気体モデルでは状態量によって組成が決るので拡散の効果及び壁触媒性の効果は考慮されない。このモデルでは衝撃波直後から熱的平衡と仮定される。他の境界条件は非平衡モデルと同様である。

#### (d) 完全気体モデル

比熱比1.4、プラントル数は0.72とし、粘性係数の算出にはSutherlandの式<sup>5)</sup>を用いている。

## 2. 4 VSL方程式とその特徴

本解析における基礎方程式は、軸対称層流VSL方程式である。VSL方程式のNavier-Stokes方程式から

の導出とその解法については文献5,6,7に詳しいのでここではその概略と特徴についてのみ述べる。VSL方程式は衝撃層内でNavier-Stokes方程式に対しレイノルズ数パラメータ  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \sqrt{\mu(T=V_\infty^2/Cp_\infty) / (\rho_\infty \cdot V_\infty \cdot R_N)} \quad \dots(4)$$

に関し2次精度を持っている。 $\varepsilon$ はほぼ飛行高度の関数で変化し、OREXの高度62kmでの飛行条件では0.012と小さく、Navier-Stokes方程式に対し十分な精度を持っているものと期待される。

VSL方程式による解法の特徴とその問題点は以下のようにまとめられる。

- (1) 淀み点流線の解より下流に向かって衝撃層内流れを空間進行法によって解いている。そのため計算速度がNavier-Stokes解析に比べ非常に短い、計算の安定性を保つための工夫が必要になる。
- (2) 淀み点流線上の解はそこからの距離でTaylor展開して得られた壁に垂直方向(y)の連立常微分方程式の解として得られる。従って、淀み点流線上の解のみを短時間で求める事も可能で、これは実在気体の物理現象を理解するための試験台として非常に有用である。
- (3) 衝撃層内のみを計算領域とするShock-Fitting法であり、衝撃波の形状は衝撃層内の流量のバランスにより修正しながら決定される。従って、解の安定性や精度は衝撃波形状の初期設定に大きく依存するためOREX肩部など複雑な形状への対応は非常に困難である。
- (4) 物体に沿う方向とそれに垂直な方向からなる座標系を用い表面の曲率が方程式に陽に出てきているため、鈍頭部と円錐部の接合点やOREX肩部などの曲率の不連続や急変部で解に不安定性が生じる。
- (5) 連続の式、運動量式等各方程式は非保存系で記述され、それぞれを連立させず順に解いていく事を繰り返して収束を得る。従って、収束を得るために多くの反復を要し計算は非効率的なものとなる。その反面、気体モデルの変更による方程式の削除・追加が容易に可能である。

本VSL解析では計算の安定性を確保するため以下のような手法を採用した。VSLにおける空間進行では圧力 $p$ と壁に垂直な速度成分 $v$ に不安定性が出る事が知られている。そこで連続の式とy方向運動量式についてのみは連立させて解くcoupling法<sup>12)</sup>を用い、さらに $p$ と $v$ について不足緩和法を組み合わせている。緩和パラメータとしては円錐部で0.4、淀み点付近では安定性が低下するため0.05程度の小さな値を用いている。また、化学非平衡の場合、方程式系には各化学種についての連続の式が追加されエネルギー式には化学反応による生成項と拡散項が付け加えられるが、

計算の安定性を得るため、i種の生成項 $\dot{W}_i$ に対して

$$\begin{aligned} \dot{W}_i / \rho &= \dot{W}_i^0 - \dot{W}_i^1 \cdot C_i, \\ \sum_i h_i \cdot \dot{W}_i &= \dot{W}_1 + \dot{W}_2 \cdot T \end{aligned} \quad \dots(5)$$

なる線形化がなされ生成項を陰的に扱うようにしている<sup>5,6)</sup>。

### 3. 結果とその考察

#### 3. 1 計算格子と最小格子間隔依存性

図2に化学非平衡解析に用いた計算格子を示す。格子点数は物体に沿った方向(s)に31点、壁に垂直方向(y)に99点である。図に示すように計算領域は物体表面と衝撃波で囲まれており、衝撃波直後と物体近傍の諸量の急な変化を捉えるために双方に向かって格子が集められている。y方向の最小格子間隔は衝撃層厚みの0.0005にとられた。一方、s方向は淀み点から円錐部後端までほぼ等間隔でかなり粗い格子としている。これは、淀み点付近で格子間隔を狭めると空間進行時に解の不安定性がでる事が経験的に知られているためである。なお、衝撃波の形状はs方向のスweepを数回繰り返す事で収束し、化学非平衡解析の場合、1回のスweepに要する計算時間はFujitsuVP-200で約15秒であった。

y方向の最小格子間隔は解の安定性のみならず空力加熱量の推算に大きな影響を及ぼす。図3に最小格子間隔による淀み点加熱率の変化を示す。壁での温度勾配の算出には3次精度の片側差分を用いている。どの場合も最小格子間隔が衝撃層厚みの0.001以下で5%以内で収束しているが、非平衡計算ではFCWの方がNCWに比べ収束が悪くなっている。これはFCWでは壁付近で急激に再結合を強制するため温度勾配のみならず各化学種の濃度勾配についても十分な収束が要求されるためである。

#### 3. 2 OREX衝撃層解析における実在気体効果

図4に化学非平衡解析と完全気体解析における衝撃層内温度等高線を示す。壁はNCWを仮定している。図の等高線間隔は1000Kである。化学反応を考慮した実在気体モデルの場合、衝撃層厚みが半分以下になっている。これは実在気体の場合、衝撃波背後での解離反応で温度が下がり衝撃層の密度が増加してより少ない衝撃層厚さで流量のバランスがとれるためである。化学非平衡解析では衝撃波直後の解離反応による温度の急下降が卓越するため衝撃層中央での流れ方向の温度勾配はあまり大きくなく等温度線もほとんど物体に平行になっている。図5に衝撃層内の等圧線を示す。圧力は一様流動圧で無次元化され等高線の間隔は0.1



である。温度分布と異なり、衝撃層の厚みによる差を除けば化学非平衡流と完全気体では圧力分布はほぼ相似なものとなっている。

図6に物体表面上の加熱率の分布を示す。完全気体の場合、淀み点近傍と鈍頭/円錐接合部でその分布に若干の振動や跳びが見られるが、前者は空間進行法の不安定性、後者は物体表面の曲率の不連続によるものである。化学非平衡解析において完全壁触媒性壁を仮定する事により2倍近い加熱率の増加が見られる。従って、加熱率の推算には壁触媒性の考慮が非常に重要である。図7に物体表面上の圧力係数分布を示す。鈍頭部で実在気体は完全気体に比べ4%程度圧力が高くなっている。それにより実在気体では完全気体に比べ風圧中心が前進するものと予想される。

### 3. 3 Rate-Factorによる化学非平衡効果の評価

本解析条件では、衝撃層流れが化学的非平衡となっているのは明らかであるが、化学的凍結流と化学的平衡流の間で非平衡性により熱空力環境がどのように影響を受けるか検討しておく必要がある。衝撃層流れの化学的非平衡性の度合は、全ての反応速度定数にRate-Factorをかける事によって変化させる事ができる。Rate-Factorを1より小さくすれば流れの非平衡性は強くなるが、さらに小さくして0にすると化学反応が起らない凍結状態となる。一方、Rate-Factorを1より大きくしていくと平衡流に近い状態が擬似的に得られる。図8にRate-Factorを変化させた場合の淀み点流線上の温度分布の変化を示す。Rate-Factorを0.1とする事で衝撃波背後の温度の降下がゆるやかとなり流れの化学的非平衡性が強くなっている。逆にRate-Factorを10とすると衝撃波直後で急激な化学反応が生じ以後ほとんど平衡流に近い温度分布が達成されている。図9に化学非平衡性による衝撃層厚みの変化を示す。Rate-Factorに従い凍結流から平衡流へと滑らかに衝撃層厚みが減少しているのがわかる。これは平衡流に近付く程、衝撃層内の温度が下がるとともに密度が上昇するためである。非平衡計算が平衡流計算の値に漸近していないのは両者の化学種モデルが厳密には一致していないからである。

図10に化学非平衡性による淀み点加熱率の変化を示す。Rate-Factorを小さくしていく事でNCW,FCWともに凍結流の値に近付き、触媒性の効果は小さくなっていく。逆に、Rate-Factorを大きくしていく場合もNCW,FCWともに平衡流に近付くため触媒性の効果は小さくなる。NCWではその間の変化は必ずしも単調ではない。NCWの加熱率は壁面での温度勾配で決定されるが、非平衡流では衝撃波後流の解離による温度の降下が緩やかになり衝撃層中央での温度が高くな

る事と、図9に示した衝撃層が厚くなる事の双方の影響が出ていると考えられる。一方、FCWでは凍結流と平衡流の間の加熱率の変化はほぼ単調となっている。図11に壁触媒性による壁近傍での酸素分子の質量分率分布に対する影響を示す。Rate-Factorを10とする事でNCW,FCWともに平衡流の分布に近付いているのがわかる。また、Rate-Factorが1の時は壁から衝撃層厚みの10%程度までその分布に触媒性の影響が出ているが、Rate-Factorを10としてより平衡流に近づけるとその影響領域は5%に狭まっているのがわかる。

## 4. まとめ

(1)VSL解析は、基礎方程式の精度から境界層解析とNavier-Stokes解析の中間に位置し、衝撃層流れの解析に関し、前者程度の計算時間で後者に匹敵する情報量が得られる可能性がある。しかし、計算の安定性、形状の任意性に制限があり、その使用には多くのノウハウが要求される。

(2)OREX再突入飛行体について最大空力加熱の飛行条件での熱空力環境を熱的平衡化学非平衡VSL方程式を用いて解析した。この飛行条件では衝撃層は非平衡であり、壁面加熱率は壁触媒性により2倍近く増加する可能性がある。

(3)VSL解析は、淀み点流線上のみを解として求める事が可能であり、実在気体流れの物理現象の理解のための試験台として非常に有用である。ここでは、化学反応速度定数にFactorをかける事で擬似的に凍結や平衡に近い流れを得、化学的非平衡性の淀み点加熱への影響及び壁触媒性との関係について議論した。

## 5. 文献

- 1) Gupta, R. N. et al., NASA TM 101528 (1989).
- 2) Zoby, E. V. et al., *J. Spacecraft*, 26(1989), pp.221-228.
- 3) Suzuki, K. and Abe, T., *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 36(1993), pp.21-35.
- 4) Davis, R. T., *AIAA J.*, 8 (1970), pp. 843-851.
- 5) Moss, J. N., NASA TR R-411 (1974).
- 6) Miner, E. W. and Lewis, C. H., NASA CR-2550 (1975).
- 7) Sakamura, Y. and Nishida, M., *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 34(1991), pp.27-45.
- 8) Suzuki, K. and Abe, T., AIAA 93-2839 (1993).
- 9) Prabhu, R.K. and Erickson, W.D., NASA TP-2792 (1988).
- 10) Waskiewicz, J. D. et al., *AIAA J.*, 16(1978), pp.189-192.

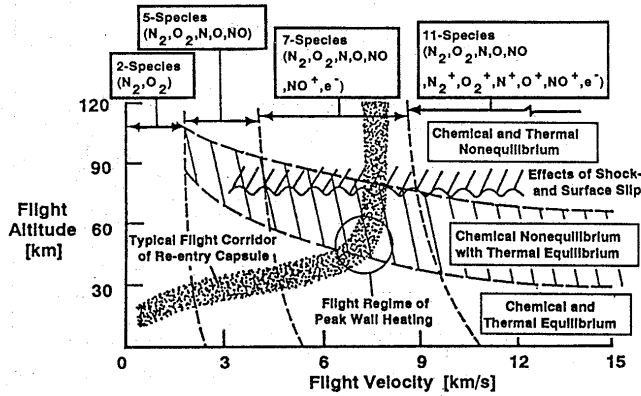


図1 飛行条件による淀み点流れの化学反応の分類

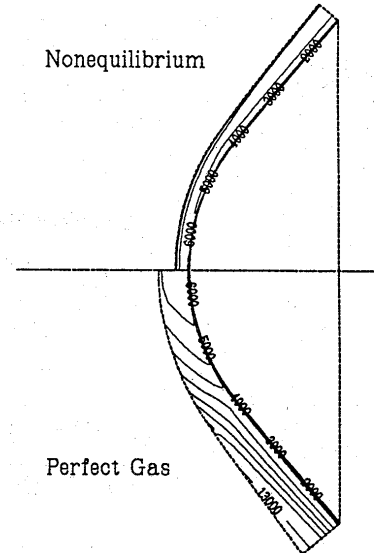


図4 OREX衝撃層内の等温度線

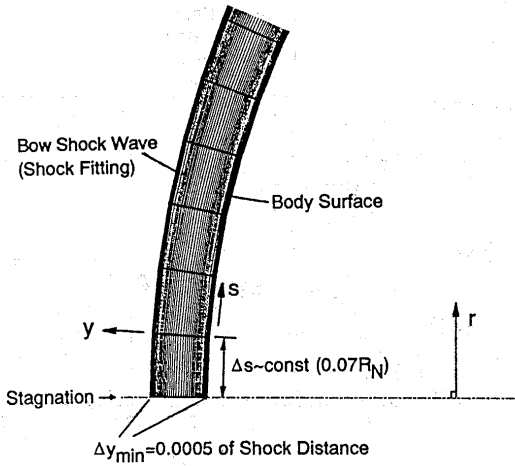


図2 化学非平衡VSI解析での計算格子

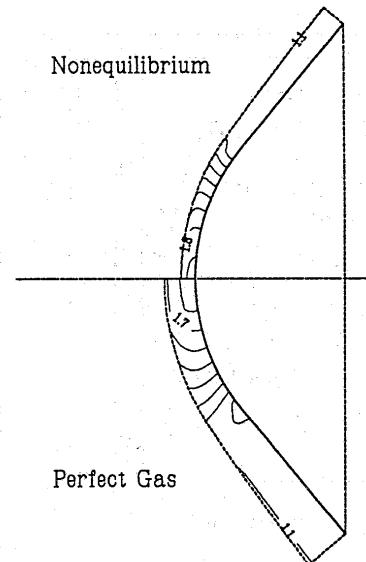


図5 OREX衝撃層内の等圧線

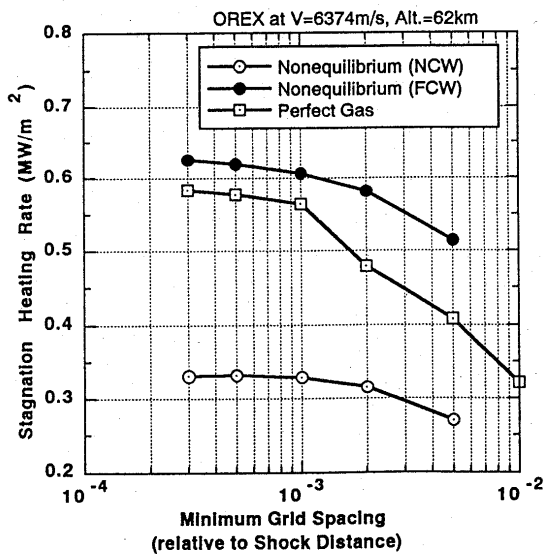


図3 最小格子幅と淀み点加熱率の収束

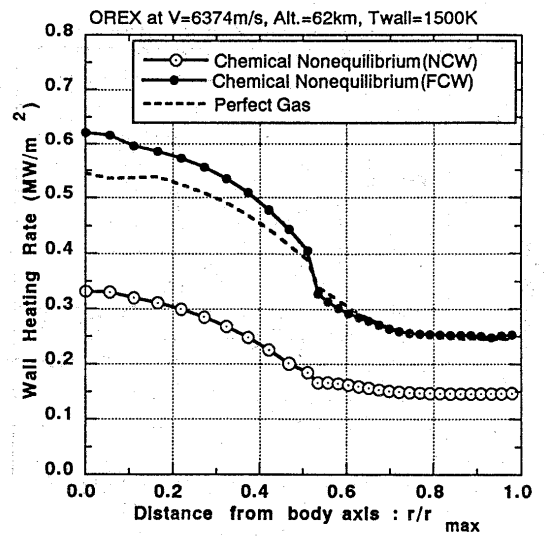


図6 OREX壁面加熱率分布

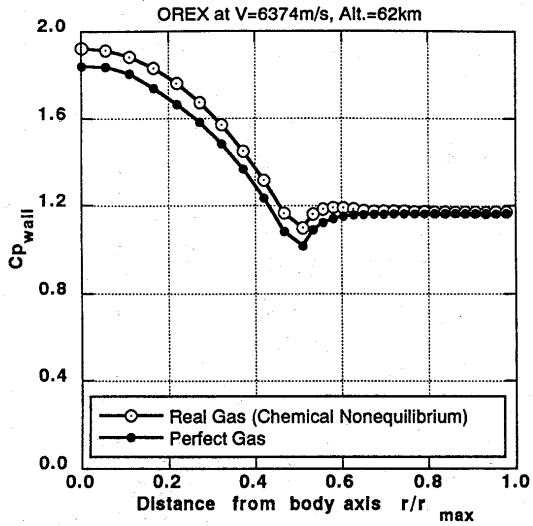


図7 OREX 壁面圧力係数分布

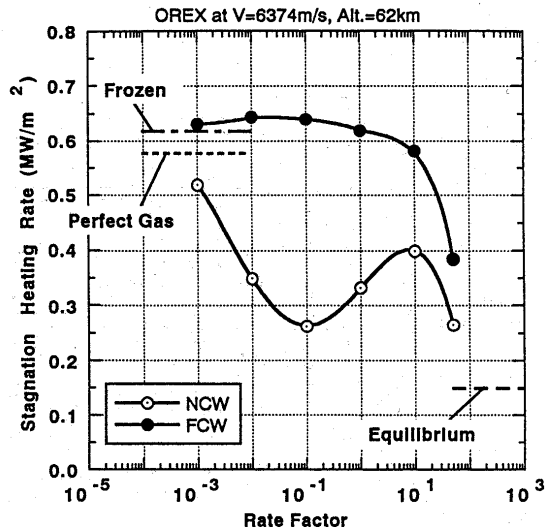


図10 壁面加熱率に対する化学非平衡性の影響

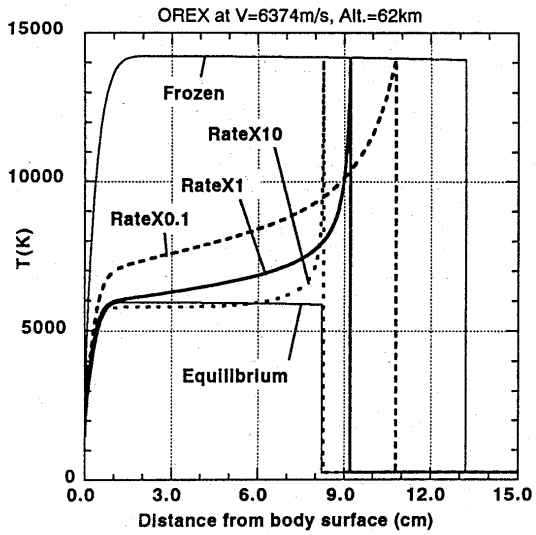


図8 淀み点流線上の温度分布と化学非平衡性の影響

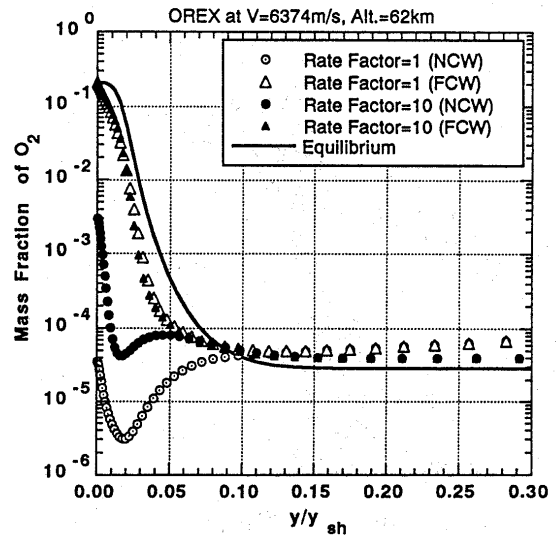


図11 壁触媒性の酸素分子質量分率分布に対する影響

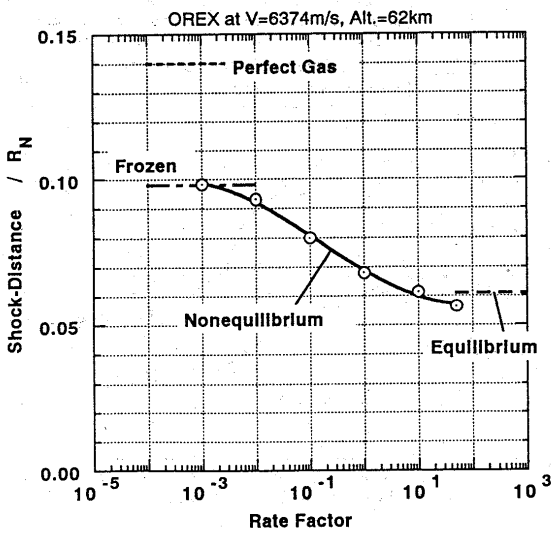


図9 衝撃層厚さに対する化学非平衡性の影響

## H-5 OREXまわりの極超音速ナビエ・ストークス解析

瀬川 清\*, 中野 晋\*, 坪内 邦良\*

## Hypersonic Navier-Stokes Simulations around OREX

by

Kiyoshi SEGAWA, Susumu NAKANO and Kuniyoshi TSUBOUCHI

## ABSTRACT

Numerical simulations of the flows around OREX has been performed in a Mach 7.1 air stream by solving axisymmetric Navier-Stokes equations. Hänel's Flux Vector Splitting, which is a modified form of the original van Leer's splitting, is adopted to the numerical method in order to avoid an accumulated error appearing in the regions where strong shock and expansion waves are generated and interact with each other. Additionally, the TVD-MUSCL approach is applied to the finite volume method as a high resolution scheme. The two-step Runge-Kutta method is used for time integration.

## 1. はじめに

宇宙往還機HOPE(H-II Orbiting Plane)の研究開発の一環として、平成6年2月にH-IIロケット試験機1号機の打ち上げを利用して、軌道再突入実験(OREX: Orbital Re-entry EXperiment)が行われた。実験機は大気圏再突入に関する各種計測データを取得し、当初の試験目的を達成したといわれる。

一般に、大気圏再突入現象を地上試験設備で模擬することは極めて困難である。このため、高い信頼性を有したCFD(Computational Fluid Dynamics)コードを開発し、これによる予測が必要不可欠となる。

本研究では、極超音速流の中でも比較的lowマッハ数で、完全気体の仮定が成立する範囲の流れ場を対象に、CFDコードの信頼性を検証するためにOREXまわりの流れ解析を実施した。本コードでは、近年宇宙航空分野の高速流の数値解析には不可欠となったTVD(Total Variation Diminishing)法を採用することにより、衝撃波のような不連続面や粘性流における境界層や剪断層も高精度に捕獲することが可能となっている。

## 2. 数値解析手法

## 2.1 支配方程式

支配方程式は非定常軸対称二次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式で、積分形で表すと次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S Q ds + \int_C \left\{ \left( E n_x + F n_y \right) - \left( E_v n_x + F_v n_y \right) \right\} dl + \int_Y Z dS = 0 \quad (1)$$

ただし、

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p \\ \rho u v \\ u(e + p) \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v v + p \\ v(e + p) \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ v\tau_{xy} + u\tau_{yy} - q_y \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

$$Z = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v - \tau_{xy} \\ \rho v v - \tau_{yy} + \tau_{\theta\theta} \\ v(e + p - \tau_{yy}) - u\tau_{xy} + q_y \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

解析手法としては有限体積法を適用し、時間進行法により定常解を得る。

## 2.2 数値解析スキーム

対流項の扱いは、流束分離(Flux Vector Splitting)法[1],[2]とTVD条件を課したMUSCL(Monotone Upwind Scheme for Conservation Laws)法[3]により行う。しかし、近年の研究[4]~[6]により、van Leerの流束分離法を用いると、境界層内で過度の数値粘性が働き、高マッハ数領域または強い膨張領域では、誤差が大きくなることが明らかとなった。

本研究は比較的高マッハ数流れの解析であり、物体形状より強い衝撃波と膨張波が発生することが予想される。最近、Hänelらはこのvan Leerの流束分離法を改良して上記の問題点を解決している[4],[5]。そこで、本研究

\* (株)日立製作所 機械研究所

ではHänelによる流束分離法を採用することにした。以下、式を使って説明する。

式(1)の対流項を考えると、

$$En_x + Fn_y = T^{-1}T(En_x + Fn_y) = T^{-1}H = T^{-1}(H^+ + H^-) \quad (3)$$

ただし、

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & 0 \\ 0 & -n_y & n_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n u_n + p \\ \rho u_n u_t \\ u_n(e+p) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$u_n = un_x + vn_y, \quad u_t = -un_y + vn_x \quad (5)$$

ここで、 $T$ は局所回転行列である。van Leerが提唱した流束分離法は局所マッハ数で流束を分離する方法である。

$u_n/a > 1$ 及び $u_n/a < -1$ に対しては、van Leerの流束分離法をそのまま適用する。すなわち、

$$u_n/a \geq 1 : H^+ = H, \quad H^- = 0 \quad (6)$$

$$u_n/a \leq -1 : H^+ = 0, \quad H^- = H \quad (7)$$

$|u_n/a| < 1$ に対しては、以下に示すHänelの流束分離法を適用する。

$$H^* = \begin{bmatrix} h_1^* \\ h_2^* \\ h_3^* \\ h_4^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pm \frac{1}{4} \rho c (u_n/c \pm 1)^2 \\ h_1^* \left\{ u_n - \frac{p}{\rho c^2} (u_n \mp 2c) \right\} \\ h_1^* u_t \\ h_1^* H_t \end{bmatrix} \quad (8)$$

ここで、 $H_t$ は全エンタルピで、次式で示される。

$$H_t = (e+p)/\rho \quad (9)$$

また、 $c$ は全エンタルピの平方根に比例し、音速点で通常の音速( $a = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ )になるように選択されたもので、以下の式で示される。

$$c = \sqrt{2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} H_t} \quad (10)$$

上記の $c$ を使うと、通常の音速に比べ変化が小さいので、流束 $H$ の制御変数としては適切であると考えられる。

空間精度の向上には、van LeerのMUSCL法を採用し、制限関数を導入することによりTVD化を図った。すなわち、原始変数( $\rho, u, v, p$ )に対して、

$$u_{1/2}^- = u_0 + \frac{s}{4} \{ (1-\kappa s) du_{-1/2} + (1+\kappa s) du_{1/2} \} \quad (11)$$

$$u_{1/2}^+ = u_1 - \frac{s}{4} \{ (1-\kappa s) du_{3/2} + (1+\kappa s) du_{1/2} \} \quad (12)$$

ここで、 $du_{1/2} = u_1 - u_0$ 、 $-1 \leq \kappa \leq 1$ であるが、本研究では

$\kappa = 1/3$ (3次精度)とした。また $s$ は制限関数で以下の式で表せるvan Albada[7]のものを使用した。

$$s = \frac{2 du_{1/2} \cdot du_{-1/2} + \epsilon}{(du_{1/2})^2 + (du_{-1/2})^2 + \epsilon} \quad (13)$$

以上より、 $H$ の数値流束関数 $\hat{H}$ は次のように表すことができる。

$$\hat{H}_{1/2} = H^+(u_{1/2}^-) + H^-(u_{1/2}^+) \quad (14)$$

なお、粘性項に対する離散化は中心差分により行う。時間積分には、2段階ルンゲ・クッタ法を適用した。

### 2.3 境界条件

入口境界ではマッハ数、静圧及び静温を固定し、出口境界では全ての物理量を0次外挿した。また壁面境界では全ての物理量を0次外挿し、粘性計算時に速度を0とした。一方、対称境界には対称条件を課した。

### 2.4 計算条件

解析モデルのOREXは、図1に示すような半径1350 mmの球頭部に半頂角 $50^\circ$ の円錐部が続き、肩の曲率100 mm、最大径3.4 mである。実際の計算には最大径が10 cmとなるように、図1の実寸法の2.94%模型を考える。またワークショップ事務局から、図1のOREXの後方はベース領域となるため、計算領域を肩までとすると計算が困難になる場合があるとの注意があった。そこで、最大径から後方部分をそのまま円柱でうめることにした。計算格子を図2に示す。格子生成には楕円型方程式を用い、境界形状を与えた後に内部格子を生成させた。OREXの肩付近は解の変化が激しいと考えられるため、特に格子を集中させた。なお、解析領域は上下対称であると仮定し、上側半分だけとする。格子点数の許容範囲は最大 $100 \times 100$ で、本研究では、要素分割数は流れ方向( $i$ 方向)に99分割、半径方向( $j$ 方向)に60分割とした。なお、最小格子幅は $4.9 \times 10^{-6}$ であり、セルレイノルズ数は32である。

計算条件は、表1に示すように航技研所有の極超音速風洞の実験条件に合わせた。気流は空気とし、軸対称流で層流とする。なお、物体表面上で等温壁300 Kを仮定する。

表1 計算条件

$M_\infty$	7.1
$T_\infty$	62.53 K
$U_\infty$	1125 m/s
$P_\infty$	432.9 Pa
$Re_\infty$	$6.518 \times 10^5$ 1/m

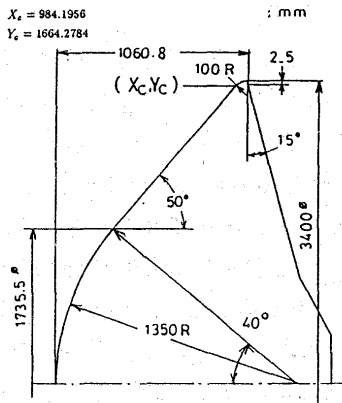


図1 OREXの形状寸法<sup>(8)</sup>

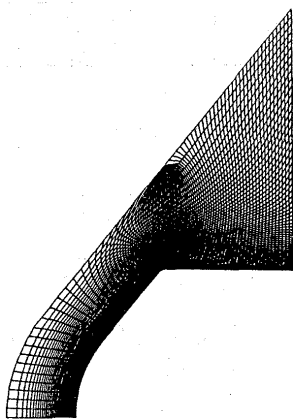


図2 要素分割図

### 3. 計算結果及び考察

#### 3.1 発散原因の考察

解析対象のOREXは、鈍頭形状をしており、マッハ数7.1という極超音速では強い衝撃波が発生することが予想される。さらに物体形状をみると、肩付近で流れが急膨張することにより強い膨張波が発生し、それが衝撃波と強く干渉することが考えられる。計算開始当初は、特別なことはせずに、従来のノウハウで計算を行っていた。ところが流れ場全体の解が収束し始めた頃に、肩付近で解が発散する傾向が続いた。このため、各種パラメータを変えて計算してみたが、発散傾向は収まらなかった。図3はその代表例で、等マッハ数分布を示したものである。図をみると、よどみ点から肩口にかけて解が収束傾向にある反面、肩付近で衝撃波が押し上げられ、その背後によどみ領域を形成してしまった。このまま計算を続行すると、このよどみ領域で温度が負になり発散する。後述する収束解との比較により、図3の解析結果は、衝撃波が壁面に近づきすぎ、この位置で収束しようとしたために、肩付近での強い衝撃波と膨張波との干渉に耐えき

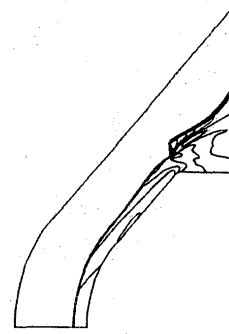


図3 OREXまわりの発散解（等マッハ線図）

れなくなり発散したものと考えられる。

そこで、以下の対策を採用した。

- (1) Hänelの流束分離法を対流項に適用した。
- (2) 解析領域を大きめにとった。
- (3) メッシュを肩付近に集中させた。
- (4) スムージングを適用した。

結果的には非粘性計算の段階で、解析領域全体で変化の激しい部分に必要量だけスムージングをかけることで、発散は収まった。なお、粘性計算時には、スムージングをかけずに計算を行った。

#### 3.2 等圧線図

図4に等圧線図を示す。等高線は圧力 $P$ を動圧 $\rho_\infty U_\infty^2$ で無次元化した値をプロットしたものである。等圧線の間隔は0.0から1.0の間を等間隔で20分割している。よどみ点から球頭部までは等高線がほぼ等間隔の配置となった。球頭部を過ぎると肩付近まではフラットな分布となっている。肩付近では流れが急激に膨張するために強い膨張波が発生している。なお、OREXの肩より前方が対象となるため、本研究ではメッシュを前方に集中させ、後半の円柱部に関しては粗くした。このため等圧線がややぼやけてしまった。

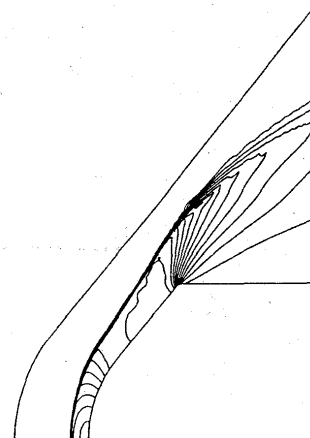


図4 等圧線図

3.3 等温度線図

図5に等温度線図を示す。図の等高線は温度 $T$ を計算領域内の最高温度 $T_{max}$ で無次元化した値 $T/T_{max}$ をプロットしたものである。等温度線の間隔は0.0から1.0の間を等間隔で20分割している。図を見ると、温度境界層が形成されており、壁面近傍のごく限られた領域となっている。また、最高温度は $T_{max}$ は690 K付近となり、マッハ数7.1のよどみ点温度(693 K)にほぼ等しい。

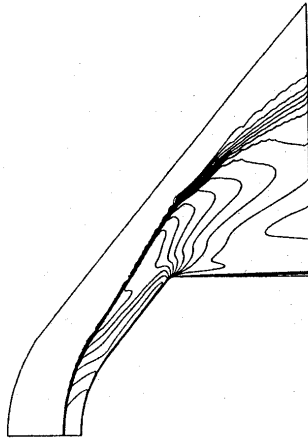


図5 等温度線図

3.4 等マッハ線図

図6に等マッハ線図を示す。等マッハ線の間隔は0.0から10.0の間を等間隔で20分割している。したがって、マッハ数の間隔は0.5である。これらの図からも、肩付近からの膨張波をみる事ができる。また、マッハ数1.0の線が肩まで達しており、OREX前方のほとんどが亜音速領域となった。

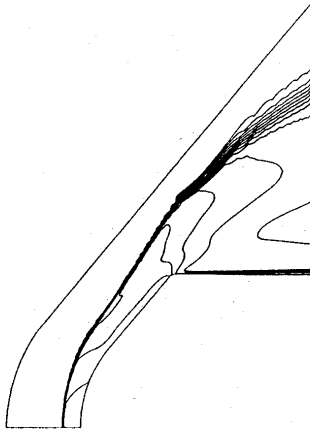


図6 等マッハ線図

3.5 表面圧力分布

図7に表面圧力分布を示す。表面圧力 $P$ は表面圧力の最高値 $P_{max}$ で無次元化した値 $P/P_{max}$ を、物体対称軸に垂直な座標に沿ってその分布をプロットしている。なお、横軸は物体の $y$ 座標を物体最大半径で無次元化した値 $y/r_{max}$ である。図から、よどみ点で最大値をとり、その後急激に減少して $y/r_{max}=0.5$ 付近(球頭部と円錐部との接点)で極小値約 $P/P_{max}=0.6$ をとることがわかる。その後、円錐部上ではやや上昇するが、 $y/r_{max}=1.0$ 付近(肩)で急激に減少する分布形状となった。また、計算で得られた圧力の最大値 $P_{max}$ を $(\rho_{\infty} U_{\infty}^2)$ で無次元化した値 $P_{max}/(\rho_{\infty} U_{\infty}^2)$ は約0.92となった。

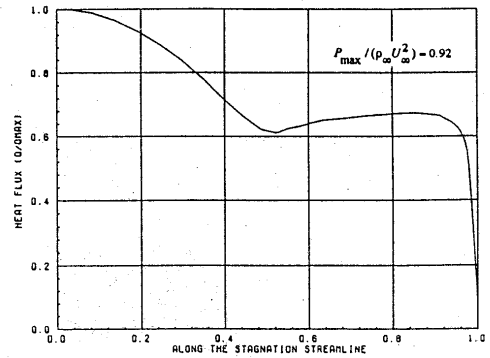


図7 表面圧力分布

3.6 表面空力加熱分布

図8に表面空力加熱分布を示す。表面空力加熱 $Q$ は表面熱流束で表し、空力加熱の最高値 $Q_{max}$ で無次元化した値 $Q/Q_{max}$ をプロットしている。なお、横軸は図7と同様に物体の $y$ 座標を物体最大半径で無次元化した値 $y/r_{max}$ である。図から、よどみ点で最大値をとり、その後急激に減少して $y/r_{max}=0.5$ 付近(球頭部と円錐部との接点)から分布形状がやや緩やかになることがわかる。円錐部上ではフラットな分布( $Q/Q_{max}=0.39$ )であるが、 $y/r_{max}=1.0$ 付近(肩)で急激に上昇し、ピークをむかえる。ピーク値はほぼ $Q/Q_{max}=0.62$ である。その後、急激に減少する。ピークをと

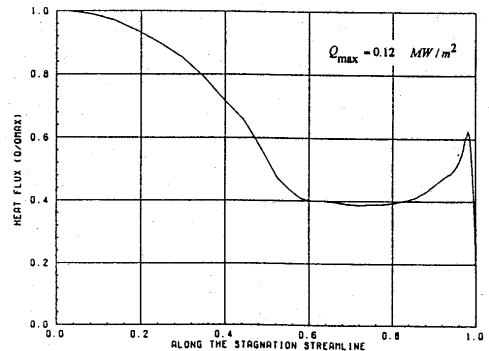


図8 表面空力加熱分布

る理由は、肩付近の境界層が薄くなることにより、熱伝達が促進されることによるといわれる[8]。また、計算で得られた最大空力加熱量 $Q_{\max}$ は約 $0.12 \text{ MW/m}^2$ となった。

#### 4. おわりに

マッハ7.1の気流中に置かれたOREXまわりの極超音速ナビエ・ストークス解析を実施し、以下の結論を得た。

(1) 計算開始当初、肩付近で解が発散したため、非粘性計算の段階で、変化の激しい部分に必要量だけスムージングをかけることで、発散は収まり、収束解を得ることができた。

(2) 計算結果から、最高温度 $T_{\max}$ は約690 K、表面圧力の最大値 $P_{\max}/(\rho_{\infty} U_{\infty}^2)$ は約0.92、最大空力加熱量 $Q_{\max}$ は約 $0.12 \text{ MW/m}^2$ となった。

#### 5. 参考文献

- [1] van Leer, B., Flux-Vector Splitting for the Euler Equations, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 170, (1982), 507.
- [2] Anderson, W. K., Thomas, J. L., and van Leer, B., Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations, *AIAA J.*, 24-9 (1986), 1453.
- [3] van Leer, B., Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. A Second-Order Sequel to Godunov's Method, *J. Comp. Phys.*, 32, (1979), 101.
- [4] Hänel, D., Schwane, R., and Seider, G., On the Accuracy of Upwind Schemes for the Solution of the Navier-Stokes Equations, *AIAA* 87-1105, (1987).
- [5] Hänel, D., and Schwane, R., An Implicit Flux-Vector Splitting Scheme for the Computation of Viscous Hypersonic Flow, *AIAA* 89-0274, (1989).
- [6] Schröder, W., and Hartman, G., Implicit Solutions of Three-Dimensional Viscous Hypersonic Flows, *Computers & Fluids*, Vol. 21, No. 1, (1992), 109.
- [7] van Albada, G. D., Van Leer, B., and Roberts, W. W., A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics, *Astron. Astrophys.*, 108, (1982), 76.
- [8] 山本行光, OREXまわりの極超音速化学反応非平衡流の計算, 第9回航空機計算空気力学シンポジウム, NAL SP-16, (1991), 149.



# H-8 極超音速流のワークショップ 課題 OREX-B

中森一郎\* 中村佳朗\*\*

Workshop OREX-B

by

Ichiro NAKAMORI

Graduate school of Engineering, Nagoya University

Yoshiaki NAKAMURA

Department of Aeronautical Engineering, Nagoya University

## ABSTRACT

A numerical analysis of compressible and viscous flow around the OREX has been carried out with the Roe's approximate Riemann solver and MUSCL type extrapolation. The calculation was performed at Mach number 7.1 and Reynolds number  $6.518 \times 10^6$ .

### 1. はじめに

現在、数値スキームとそれに伴う計算格子作成の技術、それらを支える計算機の能力は非常に進歩し、Navier-Stokes方程式を数値的に解き、流れ場を精度良く予測することが可能となってきた。極超音速流の風洞試験は亜音速流、遷音速流と比べて技術的に困難な面が多々あり、数値計算はこの領域で大きな役割を担っている。それと同時に、基本的な問題による計算コードの検証も重要である。今回、本ワークショップのOREX-B部門に参加した。この部門ではマッハ数が7.1、レイノルズ数が $6.518 \times 10^6$ の理想気体が扱われおり、化学反応流の場合や乱流モデルを使用する場合と違い、この課題の数値計算結果は計算格子の性質でおおよそ決定されるものと考えられる。本報告では数値計算法の概要、及びOREX表面の熱流束分布と計算格子の関係について述べる。

### 2. 数値計算法

支配方程式は2次元軸対称Navier-Stokes方程式と理想気体の状態方程式である。N-S方程式は有限体積法によって以下のように離散化される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} Q d\Omega + \int_{\partial \Omega} (E_n x + F_n y) ds = \int_{\Omega} (G + G_v) d\Omega \quad (1)$$

where

$$Q = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T,$$

$$E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \sigma_x \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ (e + \sigma_x)u + \tau_{xy}v - k \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ \rho v^2 + \sigma_y \\ (e + \sigma_y)v + \tau_{xy}u - k \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$G$ ,  $G_v$ は軸対称時の対流項及び粘性項に対する補正項である。対流項に対してはRoeの近似リーマン解法<sup>[1]</sup>とMUSCL法<sup>[2]</sup>に基づく3次精度スキームを適用する。粘性項は中心差分的に評価した。

時間積分は陽解法であり2次のルンゲ・クッタ公式を適用し、局所時間刻み法を併用した。

### 3. 計算格子

格子はOREX表面に沿う方向を $\xi$ 方向、垂直な方向を $\eta$ 方向とし、 $\xi$ ,  $\eta$ 方向とも97点とした。物体表面上の最小格子幅 $\Delta \eta_{\min}$ は $1.0 \times 10^{-3}$ である。この場合、基準長を最小格子幅としたときのセルレイノルズ数 $Re_{\text{cell}}$ が8程度となる。比較のために $\xi$ ,  $\eta$ 方向に65点の格子も作成した。 $\Delta \eta_{\min}$ は $1.5 \times 10^{-3}$ であり、セルレイノルズ数 $Re_{\text{cell}}$ が14である。計算格子は、物体表面の直交性と $\Delta \eta$ を考慮しつつ、楕円型偏微分方程式を数値的に解いて作成した。計算格子を第1図に示す。

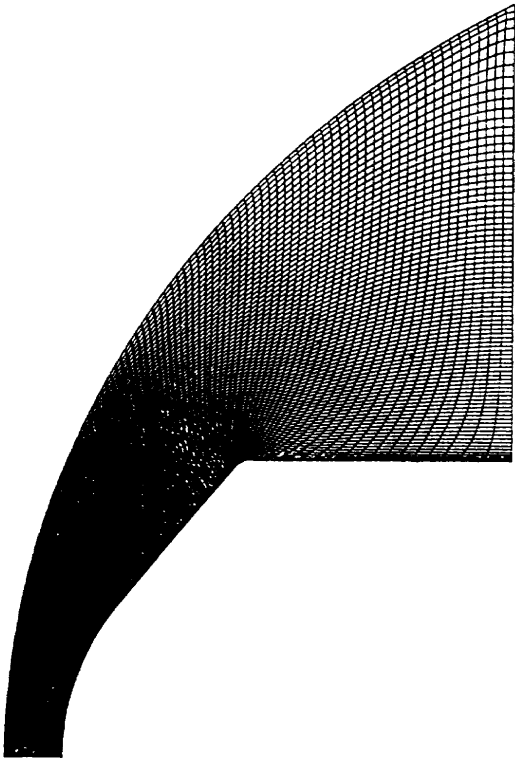
### 4. 計算結果

ここでは課題とされている図表を順に提示する。等高線の刻み幅や無次元化方法は全て課題の表記法に従った。等圧線図、等温度線図、及び等マッハ線図を第

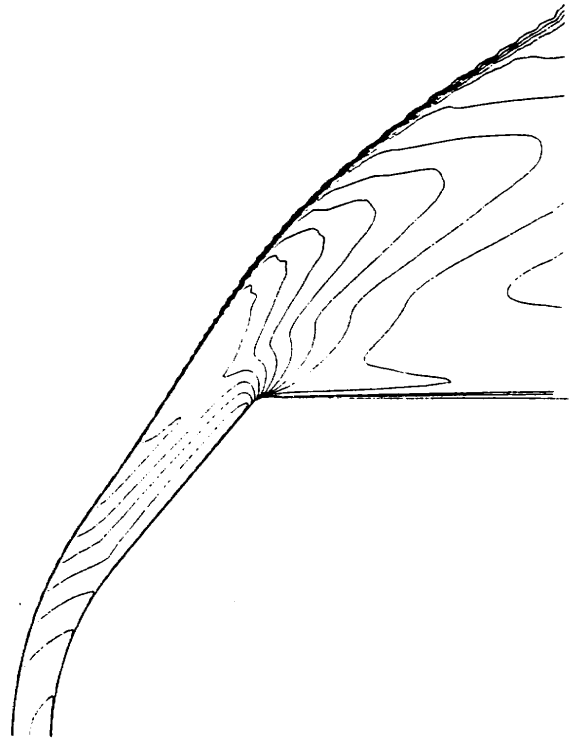
\* 名古屋大学工学部航空工学専攻

\*\* 名古屋大学工学部航空宇宙工学科

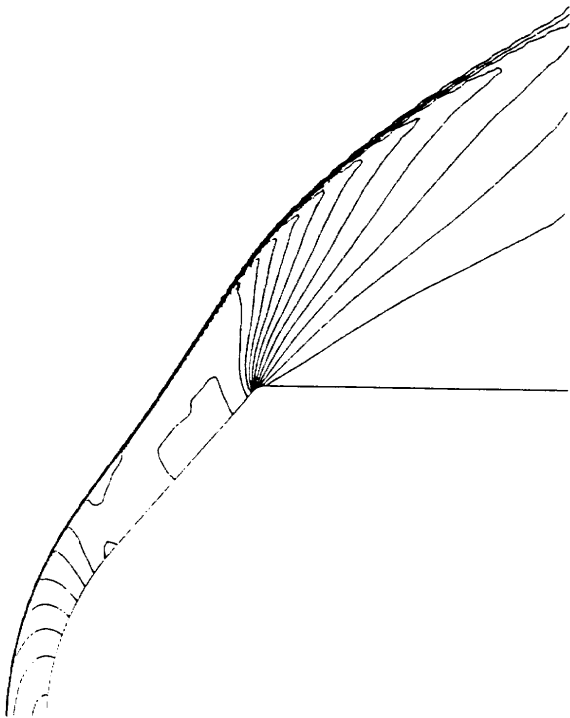
2～4図に示す。



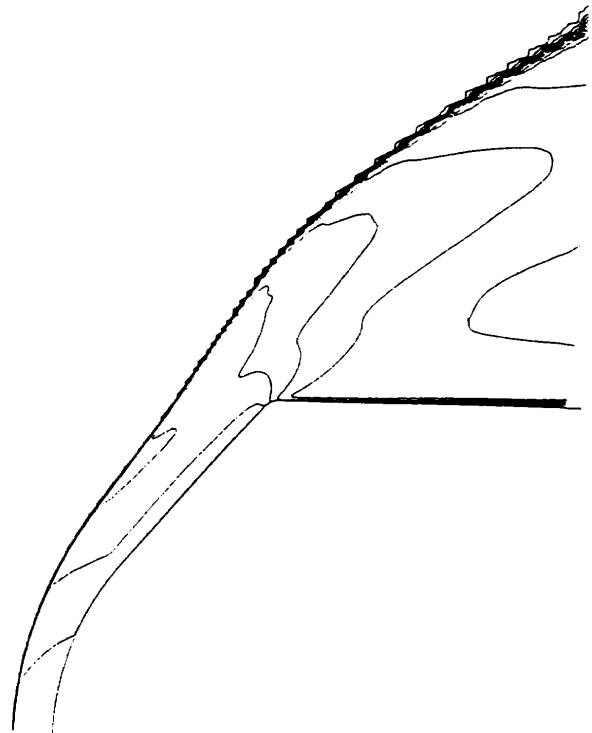
第1図 計算格子 (96×96)



第3図 等温度線図



第2図 等圧線図

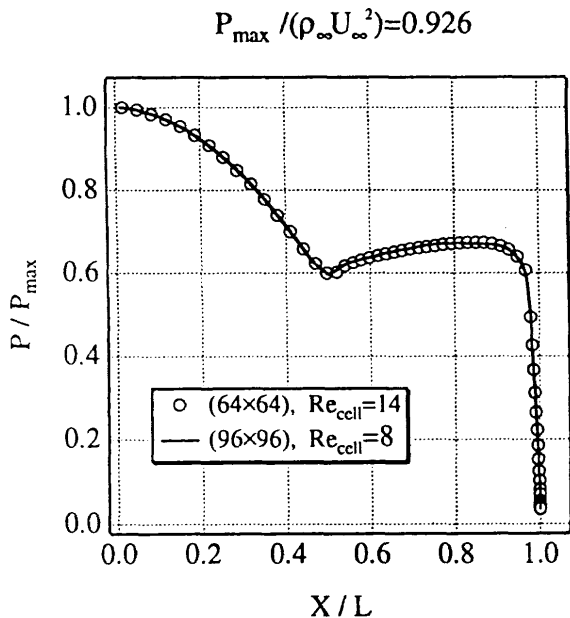


第4図 等マッハ線図

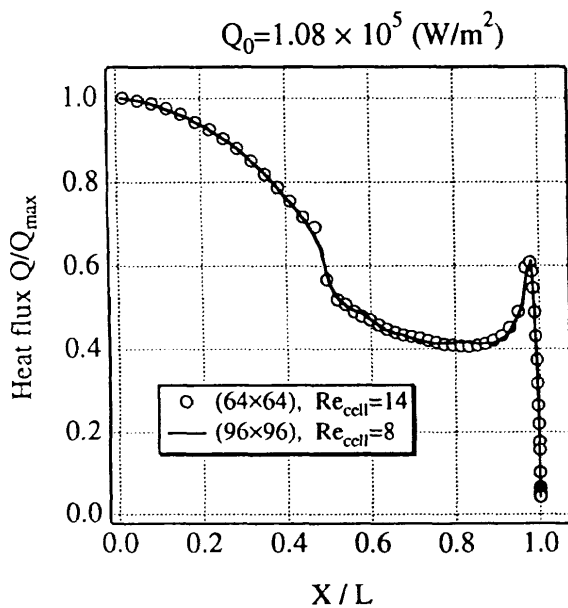
次に表面圧力分布と表面熱流束分布を第5図と第6図に示す。これらの図には(96×96)と(64×64)の計算格子による計算結果を示してある。第6図から熱流束値は澁点で最大となり、その予測値は(64×64)の格子で既に十分な精度を有している。

6. まとめ

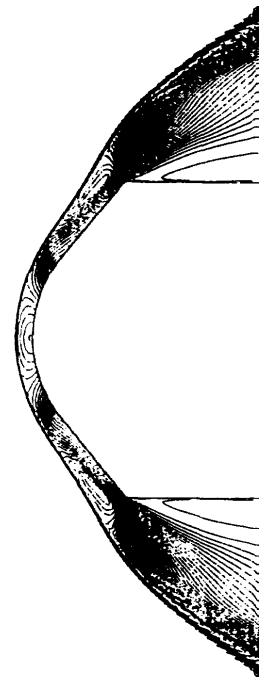
・上記の計算を行う際、極超音速流にRoe schemeを適用すると強い離脱衝撃波付近で数値振動を伴うことが知られており、ここでは文献(3)に示されている修正法を用いている。修正有りと修正無しの場合の比較をし、その等密度線図を第7図に示す。



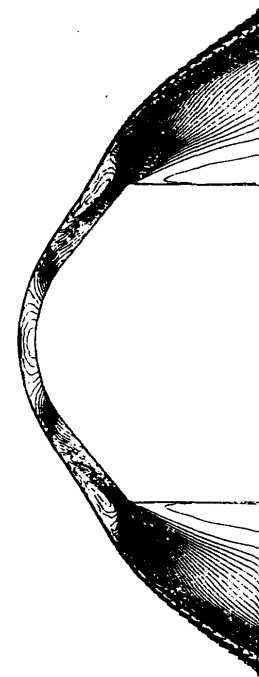
第5図 圧力分布



第6図 熱流束分布



(a) 修正有り



(b) 修正無し

第7図 離脱衝撃波の数値振動に対する修正

・ 激点の空力加熱について以下の表にまとめる。

Re,cell	格子数	激点の空力加熱 (W/m <sup>2</sup> )
14	(64×64)	1.08×10 <sup>5</sup>
8	(96×96)	1.08×10 <sup>5</sup>

ただし、 $Re_{cell} = \rho_{\infty} U_{\infty} \Delta \eta_{min} / \mu_{\infty}$ である。

#### 参考文献

- (1) Roe, P. L., "Approximated Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes," *J. Comput. Phys.*, **43**, 357-372, 1981.
- (2) Anderson, W. K., Thomas, J. L., and Van Leer, B., "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations," *AIAA Journal*, **24**, 1453-1460, 1986.
- (3) Wada, Y. and Liou, M. S., "A Flux Splitting Scheme With High-Resolution and Robustness for Discontinuities," NASA TM 106452, 1994.

# H-9 CFDコードによるOREXまわりの極超音速流計算

中尾雅弘\*

## Hypersonic Real-gas Flow Simulations around OREX by a CFD Code

by

Masahiro NAKAO

Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.

### ABSTRACT

A flowfield around the OREX is calculated by the MHI three-dimensional hypersonic real gas Navier-Stokes code, CHRIS (Computer code for Hypersonic Reentry Information Synthesis). The code is based on the Roe's upwind flux difference splitting scheme with the LU-ADI time integration method. The real gas effect is considered using the VEG (Variable Equivalent Gamma) method. Thermodynamic properties of equilibrium air are calculated by empirical curve fit method.

The flow condition is Mach number of 20 and altitude of 62 km. The flow calculation is done on the assumption of thermodynamic and chemical equilibrium. Pressure, temperature, heat transfer distributions are obtained. Results are compared with other numerical results and good agreement is observed.

### 1. 緒言

米国ではじまった極超音速CFDの開発は、ここ数年の間に国内でも研究機関やメーカーで各種のコードが開発されている。しかしながら、極超音速流計算コード開発において不可欠な精度検証のためのデータが、国内では非常に少ない。遷、亜音速の領域では風洞試験によって得たデータを用いることにより、容易に検証ができたが、気体の解離、電離等の現象が起こるような極超音速の領域では、地上の試験設備では試験そのものが困難である。MHIが宇宙科学研究所との共同研究で開発した極超音速流計算コードに関して、風洞試験が可能な領域での検証は進めてきたが、実在気体効果に関しては十分な検証がされていなかった。

一方、今年、純国産H-IIロケットの成功により我が国も宇宙開発へと本格的に参入したが、このH-IIの初号機には極超音速領域の再突入実験機OREXが搭載されていた。これにより国内で初めて極超音速領域の飛行試験データを取得することができた。

このたび、OREXの実験が行われたことに併せて、航空機計算空気力学シンポジウムにおいてワークショップ

が開かれた。ここでは、国内の各機関で開発されたCFDコードによってOREXの飛行条件を課題として同じ条件での計算を行いその結果を比較するというものである。

本稿ではワークショップに参加した際用いた極超音速流計算コードについて紹介するとともに、計算結果の比較とコードの計算精度向上のための課題について検討する。

### 2. 極超音速流計算コード

計算に用いたコードは、宇宙科学研究所との共同研究を通じて開発した3次元極超音速平衡流ナビア・ストークスコードでCHRIS(Computer code for Hypersonic Reentry Information Synthesis)と名付けている。本コードは薄層近似ナビア・ストークス方程式を基礎方程式とし、Roeの近似Riemann解法を用いて有限差分法で解いている<sup>1),2)</sup>。基礎方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = 0$$

\*三菱重工業(株)

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho wu \\ (e+P)u \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{pmatrix}$$

$$H = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + P \\ (e+P)w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{zz} - q_x \end{pmatrix}$$

$$G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + P \\ \rho vw \\ (e+P)v \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{pmatrix}$$

ここで、 $t$ は時間、 $\rho$ は密度、 $x, y, z$ は空間方向の座標、 $u, v, w$ は各方向の速度、 $e$ はエネルギー、 $p$ は圧力である。また、 $\tau_{xx}$ 等は剪断応力、 $q_x$ 等は熱流束である。

この基礎方程式を風上差分法を用いて計算する。基本的な差分式は以下のようになる。

$$Q^{n+1} - Q^n = \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{j+1/2} - F_{j-1/2})$$

$$F_{j+1/2} = \frac{1}{2} [F(Q_R) + F(Q_L) - |A_{j+1/2}| (Q_R - Q_L)]$$

ここで添字  $n$  は時間ステップ、添字  $j$  は空間方向のインデックスであり、 $j + 1/2$  は  $j$  と  $j + 1$  の間の境界での値を表している。添字  $L, R$  はそれぞれ数値流束を定義している境界の  $j$  側、 $j + 1$  側の値を示す。また、 $F$  は数値流束、 $A$  はヤコビアンマトリックスで  $\partial F / \partial Q$  である。数値流束は MUSCL を用いると以下のように表される。

$$(Q_L)_{j+1/2} = Q_j + \frac{s}{4} [(1-ks)\Delta_x + (1+ks)\Delta_x]_j$$

$$(Q_R)_{j+1/2} = Q_{j+1} - \frac{s}{4} [(1-ks)\Delta_x + (1+ks)\Delta_x]_{j+1}$$

$$\Delta_x = Q_{j+1} - Q_j$$

$$\Delta_x = Q_j - Q_{j-1}$$

ここで  $k$  は空間精度を定義するパラメータで  $-1$  で 2 次精度の風上差分、 $1/3$  で風上側にバイアスした 3 次精度となる。本稿の計算では  $-1$  を用いている。また、 $s$  は流束制限関数でここでは Van Albada の制限関数を用いている。Van Albada の制限関数は以下のよ

うに示される。

$$s = \frac{2\Delta_x \Delta_x + \epsilon}{(\Delta_x)^2 + (\Delta_x)^2 + \epsilon}$$

ここで、 $\epsilon$  は数値計算上、 $s$  が 0 となることを避けるための 0 でない小さな数である。

気体の解離、電離等の実在気体効果は VEG (Variable Equivalent Gamma) 法を用いて計算に導入している。また、平衡状態の物理量は Tannehill らの曲線近似<sup>9,5)</sup>を用いて計算している。VEG 法は、比熱比を流れ場の物理量 (密度、圧力等) の関数と仮定することにより、気体の解離、電離等の現象を計算に導入する方法である。すなわち、圧力と密度、内部エネルギーについて実在気体に対しても完全気体と同じような関係式が成り立つとすると以下のようになる。

$$p = p(\gamma - 1)e_i$$

ここで、 $e_i$  は内部エネルギーで、 $\gamma$  は比熱比である。また、 $\gamma$  は密度と内部エネルギーから以下のような曲線近似で求める。

$$\begin{aligned} \gamma = & a_1 + a_2 Y + a_3 Z + a_4 Y Z + a_5 Y^2 \\ & + a_6 Z^2 + a_7 Y^2 Z + a_8 Y Z^2 + a_9 Y^3 + a_{10} Z^3 \\ & + (a_{11} + a_{12} Y + a_{13} Z + a_{14} Y Z + a_{15} Y^2 \\ & + a_{16} Z^2 + a_{17} Y^2 Z + a_{18} Y Z^2 + a_{19} Y^3 + a_{20} Z^3) \\ & / [1 \pm \exp(a_{20} + a_{21} Y + a_{22} Z + a_{23} Y Z)] \end{aligned}$$

$$Y = \log_{10} \left( \frac{p}{p_0} \right)$$

$$Z = \log_{10} \left( \frac{e_i}{RT_0} \right)$$

ここで、添字 0 は標準気体の値であり、 $a_1 \sim a_{24}$  は曲線近似の係数で数値データの表として与えられている。

上記のように仮定した  $\gamma$  は実際の比熱比とは異なるため、音速等の値に関しても、曲線近似で計算する必要がある。前述の比熱比  $\gamma$  と音速の関係は以下のようになる。

$$a = \left( e_i \left[ (\gamma - 1) \left[ \gamma + \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \ln e_i} \right) \right] + \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \ln p} \right) \right] \right)^{1/2}$$

これらの式を用いて前述の風上差分法を構築するこ

とで、実在気体効果を入れた計算が可能となる。

なお、時間積分としては、陰解法であるLU-ADI法<sup>1)</sup>を用いている。また時間ステップには局所時間刻みを用いて計算の効率化を図っている。

### 3. 計算格子

ワークショップの課題として出されたOREXの形状を図1に示す。形状は軸対称で計算条件は迎角 $0^\circ$ であるので軸対称計算をすればよいことになるが、ここでは3次元コードを用いて計算を行っている。また、OREXは図1に示すように後方が切れた形状となっているが、極超音速流であることより最大径より後方は円筒を接続して計算した。計算にあたってはまず広い領域に格子を生成して初期計算を実施し、その結果を基に再度格子を生成しなおした。図2に初期格子の形状を示す。格子点数は物体に沿う方向に60点、物体から離れる方向に51点、物体を囲む方向に8点の計約2万4千点である。初期計算により衝撃波の位置を捉えた後、格子の境界を衝撃波の位置より1.5倍程度前方まで格子を作成すると、前方の境界は物体半径の約5%の距離となった。最終計算に用いた格子を図3に示す。なお、空力加熱率計算で問題となる表面格子の細かさについてはセルレイノルズ数で約10程度としている。

### 4. 計算結果と検討

ワークショップの課題として与えられた計算条件は以下の通りである。

- ・ 一様流速度：6374 m/s
- ・ 一様流圧力：17.26 Pa
- ・ 一様流温度：251.0 K
- ・ 壁面温度：1500.0 K

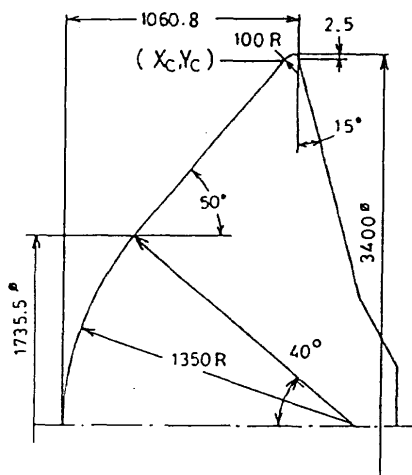


図1 OREX形状

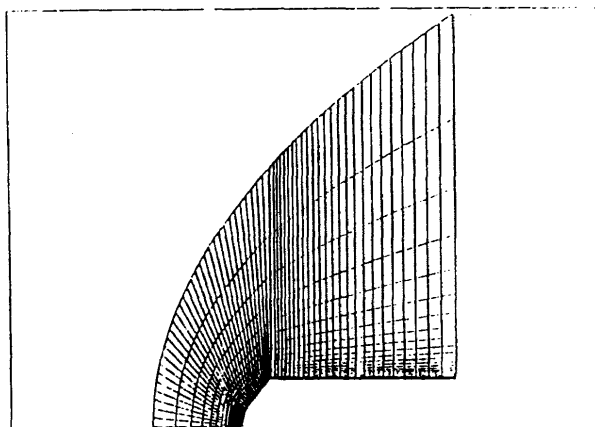


図2 初期格子

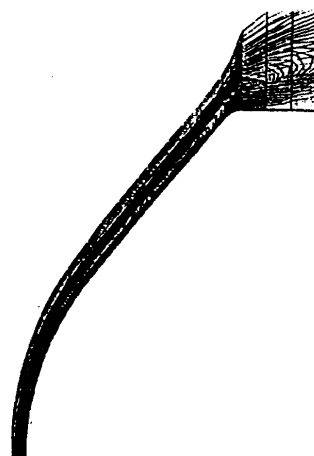


図3 最終格子と初期計算  
圧力分布

課題の中の部門としては平衡流計算部門に参加した。計算は航技研のVP-2600を用いた。計算時間は約1時間である。図4-1に計算で求めたOREXまわりの圧力分布を示す。また図4-2に温度分布を示す。最高温度に関しては、ワークショップで紹介された他の計算例<sup>6)</sup>による値も約5900Kで、ほぼ同等の結果が得られているが、圧力の最大値 ( $P_{max}/\rho U_\infty^2$ ) は0.99と他の結果(約0.96)に比べてやや高くなっている。図5-1に表面に沿った圧力の分布を示す。横軸は中心軸に垂直な方向の座標で最大半径を1としている。図5

— 2 にワークショップで紹介された他の計算例を示すが、圧力分布の形状はほぼ同じである。図 5-3 は表面の空力加熱率分布を表したものである。図 5-4 のワークショップで紹介された他の計算例と比較すると全体的に振動がみられる。計算スキームのパラメータ等を修正し、さらに計算を進めたところ図 5-5 のようになった。振動成分は減ったが分布としてはまだ改良の余地が有りそうである。図 6-1 はよどみ点流線に沿う温度分布を示している。また、図 6-2 はよどみ点流線に沿う気体の成分分布を示している。解離気体の成分計算は計算結果を用いて成分計算用のプログラム<sup>2)</sup>で実施した。この成分計算用プログラムでは、 $O_2$ ,  $N_2$ ,  $O$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $NO^+$ ,  $e$ ,  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $Ar$ ,  $Ar^+$  の 11 成分を計算することができる。図 6-3 にワークショップで紹介された他の計算例の結果を示す。温度分布はほぼ同等であるが、成分分布に関しては  $N_2$  の解離が他の結果と比較してやや大きく出ている。図 7-1 に OREX の Cone 部と肩の接合点から垂直方向に延ばした直線上における電子密度分布を示す。図 7-2 にワークショップで紹介された他の計算結果を示すが、この分布はほぼ一致している。

以上の結果より全般的な圧力分布等は合っているが、空力加熱率分布等、ワークショップで紹介された他の例と異なっているところも明らかになった。特に空力加熱は表面の格子粗さや、人工粘性の大きさを決める計算スキームのパラメータによって、差異が生じることが考えられるため、今後この点に関してはさらに検討が必要である。

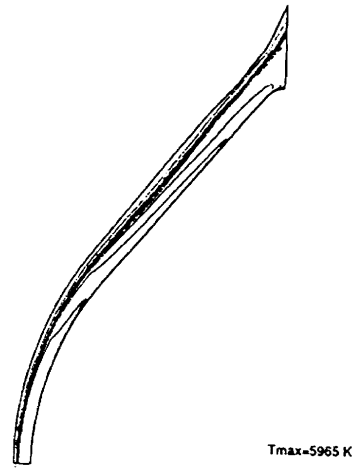


図 4-2 空間温度分布

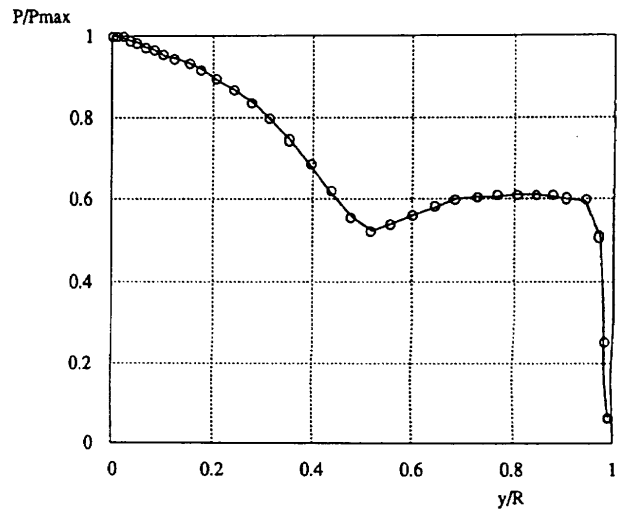


図 5-1 表面圧力分布

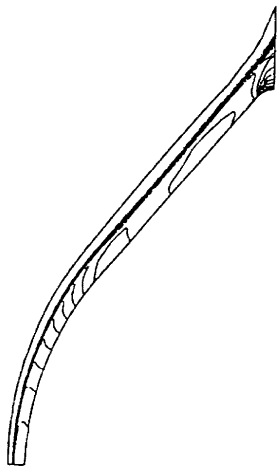


図 4-1 空間圧力分布

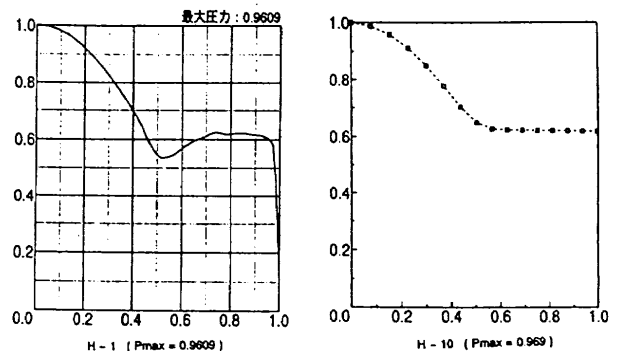


図 5-2 表面圧力分布  
(他の計算例<sup>6)</sup>)



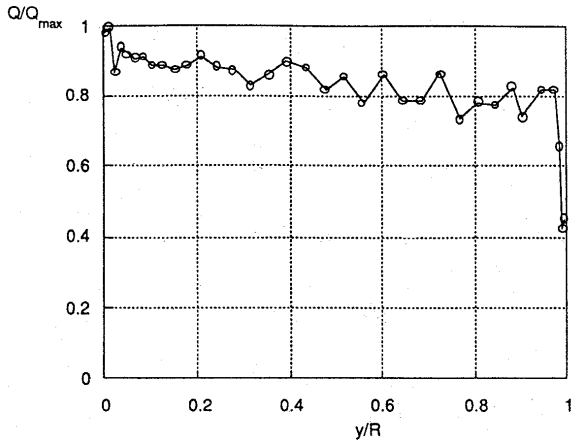


図 5-3 空力加熱率分布

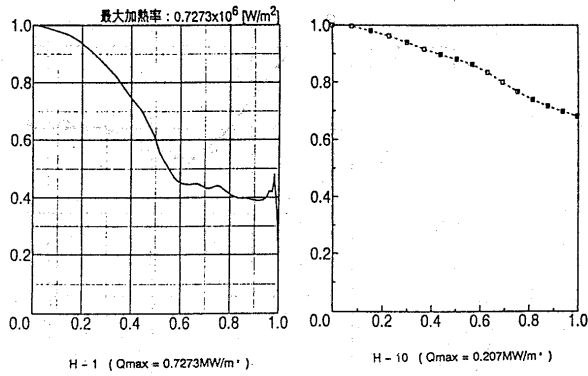


図 5-4 空力加熱率分布  
(他の計算例<sup>6)</sup>)

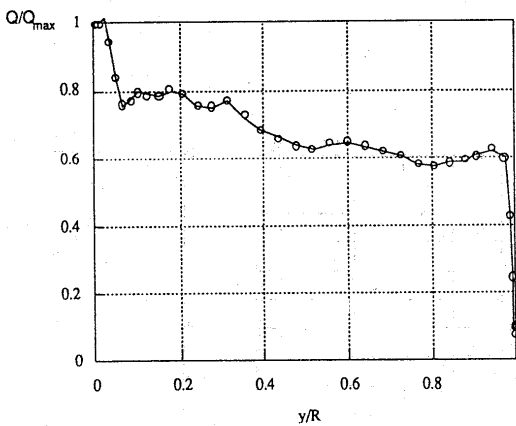


図 5-5 空力加熱率分布  
(再計算)

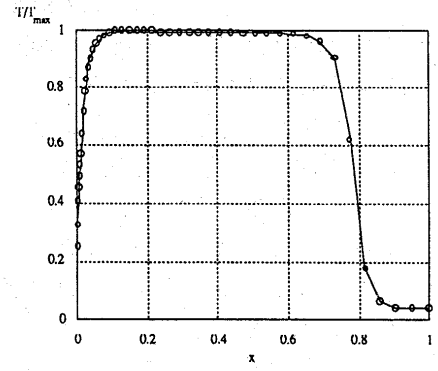
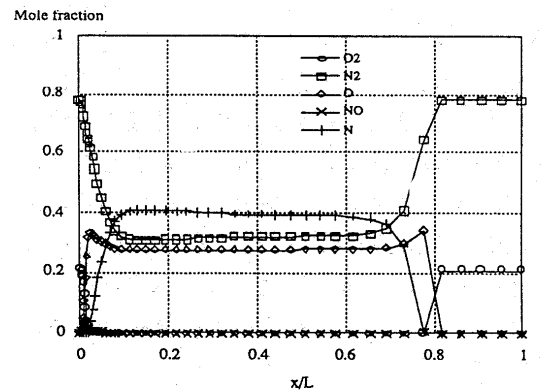


図 6-1 よどみ点流線に沿う温度分



物体面から計算領域外側までの距離 = 0.0743m

図 6-2 よどみ点流線に沿う成分分

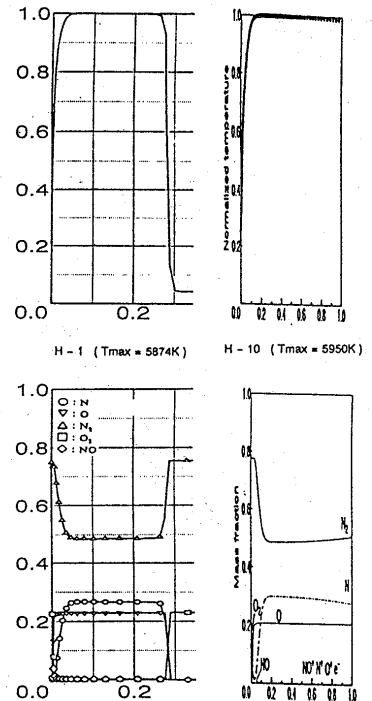


図 6-3 よどみ点流線に沿う温度および成分分布 (他の計算例<sup>6)</sup>)

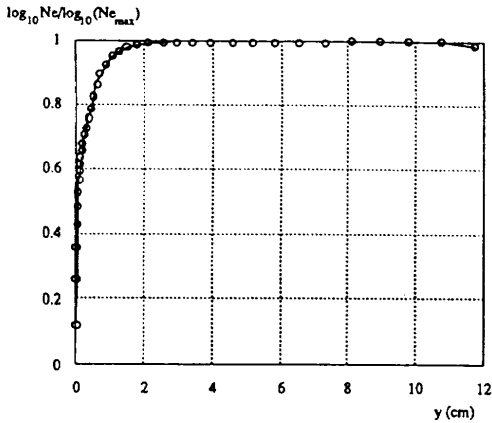


図7-1 電子密度分布

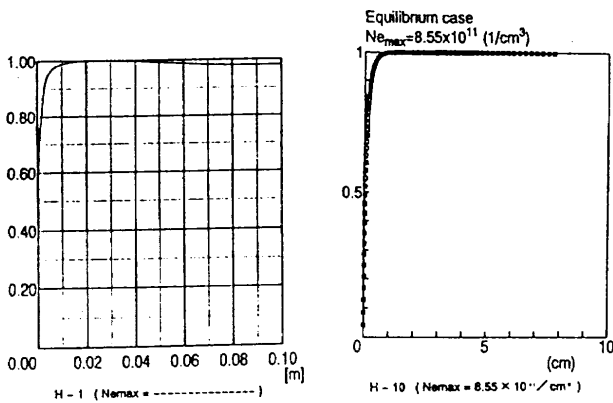


図7-2 電子密度分布  
(他の計算例<sup>6)</sup>)

5. まとめと今後の課題

当社が宇宙科学研究所と共同で開発したCFDコードを用いてOREXまわりの極超音速流の計算を実施した。計算結果は、概ね他の計算結果と合っていたが、空力加熱率の分布等の推算精度に関しては、今後、OREXの実験データとも比較し、さらに検討加える予定である。なお、本計算コードは航技研との共同研究を通して並列化を進めており、実用化を目指した高効率化も同時に進めている。

6. 謝辞

本計算においては航技研コンピュータVP-2600を使用

したが、これにあたっては、航技研側のご好意により、NAL-MHIの並列化に関する共同研究の一環としての利用を許可頂いた。

7. 参考文献

- 1) 中尾, 藤井; 空力設計ツールとしての極超音速流計算コードの開発, 第9回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 航空宇宙技術研究所, SP-16, 1991.
- 2) 中尾, 藤井; 空力設計ツールとしての極超音速流計算コードの開発(その2), 第10回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 航空宇宙技術研究所, SP-19, 1992.
- 3) Nakao, M. and Fujii, K., "Code Development for Hypersonic Real-gas Flow Simulations Toward the Design of Space Vehilces," 4th ISCFD, 1991.
- 4) Srinivasan, S., Tannehill, J. C. and Weilmuenster, K. J., "Simplified Curve Fits for the Thermodynamic Properties of Equilibrium Air," NASA RP1181, 1987.
- 5) Srinivasan, S. and Tannehill, J. C., "Simplified Curve Fits for the Transport Properties of Equilibrium Air," NASA CR178411, 1987.
- 6) 第12回 航空機計算空気力学シンポジウム 特別企画「極超音速流のワークショップ」計算結果出力 1994年6月.

# H-10 3温度モデルを用いた OREX 実験機周りの 熱化学的非平衡流の VSL 解析

坂村 芳孝\*, 西田 迪雄\*\*

## VSL Analysis of a Thermochemical Nonequilibrium Flow around the OREX Using a Three-Temperature Model

by

Y. Sakamura\* and M. Nishida\*\*

\* Department of Mechanical Systems Engineering, Toyama Prefectural University

\*\* Department of Aeronautics and Astronautics, Kyushu University

### Abstract

A viscous shock-layer (VSL) method for thermochemical nonequilibrium flows using a three-temperature model is presented. In the three-temperature model, translational-rotational, vibrational and electron temperatures are treated separately. The analysis of a thermochemical nonequilibrium flow around the OREX model is performed for reentry conditions at an altitude of 62 km. The results show that there is a very strong coupling between the vibrational and the electron energy modes and the two energy modes are almost at a state of thermal equilibrium under the present conditions.

#### 1. はじめに

OREX 実験機のように極超音速で大気圏に突入する物体前方には非常に強い衝撃波が生じ、その背後の流れは分子内部エネルギー励起や解離・電離等の化学反応を伴うものとなる。気体密度の比較的低い高度においてそれらの熱化学的現象の特性時間は大きくなり流れ場のそれと比べて無視できない程度になる。衝撃波背後の高温気体から再突入体壁面への空力加熱量及び輻射加熱量は熱化学的現象に強く影響を受けるため、その正確な評価のためには熱化学的非平衡流としての取り扱いが必要とされる。

分子の内部エネルギーモードのうち、回転モードは重粒子並進モードと効率良くエネルギーを交換することができるため、その二つのエネルギーモードは比較的速やかに平衡となる。一方、分子の振動エネルギーを励起するには大きなエネルギーを持つ粒子との衝突が必要で、その緩和にはある程度の時間を要する。また、電離反応により生じる電子も、その小さな質量のために、重粒子との衝突の際にエネルギーを効率良く交換することができず、衝撃波直後での他のモードと速やかに平衡に達することができない。このような熱的非平衡現象は化学反応に影響を及ぼし、逆に化学反応によって各モード間のエネルギー輸送は影響を受ける。例えば、本研究で扱う反応の中で最も重要なものであ

る解離反応の場合、高振動励起状態にある分子の方が解離しやすいことから、その反応速度は振動励起状態に依存し、また逆に、解離が起こるとき反応エネルギーとして多くの振動エネルギーが奪われる<sup>1)</sup>。

本論文では、重粒子並進・回転、振動、電子並進エネルギーの3つのエネルギーモード間の非平衡性を考慮した粘性衝撃層 (Viscous Shock-Layer, VSL) 法による数値解析法及びその中で用いられている熱化学モデルについて述べ、OREX 実験機周りの極超音速衝撃層流に対する解析結果を示す。

#### 2. 数値解析

##### 2.1 支配方程式

VSL 方程式は、各変数をその代表値で無次元化した、図1の座標系における定常 Navier-Stokes 方程式の、パラメータ  $\epsilon = \sqrt{\mu_{\text{ref}}^*/(\rho_{\infty}^* U_{\infty}^* R_n^*)}$  について3次以上の高次項を省略することにより得られる<sup>2)</sup>。ただし、 $\mu_{\text{ref}}^*$ : 規準温度 ( $T_{\text{ref}}^* = U_{\infty}^{*2}/C_{p,\infty}^*$ ) で評価した粘性係数、 $\rho_{\infty}^*$ : 一様流密度、 $U_{\infty}^*$ : 一様流速度、 $C_{p,\infty}^*$ : 一様流の単位質量当たりの定圧比熱、 $R_n^*$ : 鈍頭物体の前縁半径である。また、添字\*,  $\infty$  はそれぞれ有次元量、一様流中の値を示している。

本解析で用いた VSL 方程式は、熱化学的非平衡流に対する軸対称 VSL 方程式で、1) 分子の回転モードは重粒子の並進モードと平衡で、全ての化学種の並進・回転

\*富山県立大学 工学部 機械システム工学科

\*\*九州大学 工学部 航空工学科

温度は等しい, 2) 分子の振動エネルギー単位は振動温度に対する Boltzmann 分布に従い、全ての分子の振動温度は等しい, 3) 電子励起の熱力学的状態量に及ぼす影響は小さい, 4) 衝撃層内の気体は輻射の放出, 吸収を行わない, という仮定の下で導かれたもので、以下のような無次元形で書かれる。

連続式:

$$\frac{\partial}{\partial s} [(r + y \cos \phi) \rho u] + \frac{\partial}{\partial y} [(1 + \kappa y)(r + y \cos \phi) \rho v] = 0 \quad (1)$$

s 方向運動量式:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{1 + \kappa y} \rho u \frac{\partial u}{\partial s} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho u v \frac{\kappa}{1 + \kappa y} \\ & + \frac{1}{1 + \kappa y} \frac{\partial p}{\partial s} = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right) \right] \\ & + \epsilon^2 \mu \left( \frac{2\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \\ & \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

y 方向運動量式:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\kappa}{1 + \kappa y} \rho u^2 - \frac{1}{1 + \kappa y} \rho u \frac{\partial v}{\partial s} - \rho v \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3)$$

並進-回転エネルギー式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} \hat{C}_p \frac{\partial T}{\partial s} + \rho v \hat{C}_p \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{u}{1 + \kappa y} \frac{\partial \hat{p}}{\partial s} - v \frac{\partial \hat{p}}{\partial y} \\ & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{tr-rot} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left( \frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left( \lambda_{tr-rot} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 \sum_{i \neq e} J_i \hat{C}_{p,i} \frac{\partial T}{\partial y} + \epsilon^2 \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right)^2 \\ & - \sum_{i \neq e} \hat{h}_i \dot{w}_i - Q_{T-v} - Q_{T-e} - Q_{R-e} \\ & - Q_d - Q_e + Q_I \end{aligned} \quad (4)$$

振動エネルギー式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} C_{v,vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial s} + \rho v C_{v,vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \\ & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left( \frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left( \lambda_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 \sum_{i=M} J_i C_{v,vib,i} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} - \sum_{i=M} e_{vib,i} \dot{w}_i \\ & + Q_d + Q_{T-v} + Q_{e-v} \end{aligned} \quad (5)$$

電子エネルギー式:

$$\frac{\rho C_e u}{1 + \kappa y} C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial s} + \rho C_e v C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial y} - \frac{u}{1 + \kappa y} \frac{\partial p_e}{\partial s} - v \frac{\partial p_e}{\partial y}$$

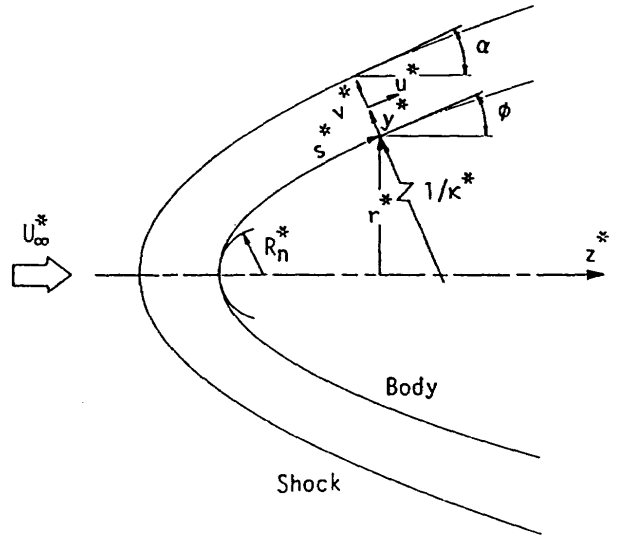


図 1 座標系

$$\begin{aligned} & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left( \frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 J_e C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial y} - h_e \dot{w}_e + Q_{T-e} + Q_{R-e} - Q_{e-v} \\ & + Q_e - Q_I \end{aligned} \quad (6)$$

化学種 i の質量保存式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} \frac{\partial C_i}{\partial s} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \dot{w}_i - \epsilon^2 \frac{\partial J_i}{\partial y} \\ & - \epsilon^2 \left( \frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) J_i \end{aligned} \quad (7)$$

状態方程式:

$$p = \frac{\mathfrak{R}^*}{C_{p\infty}^*} \rho \left[ \sum_{i \neq e} (C_i / M_i^*) T + (C_e / M_e^*) T_e \right] \quad (8)$$

ここで,

$$\hat{C}_p = \sum_{i \neq e} C_i \hat{C}_{p,i}, \quad C_{v,vib} = \sum_{i=M} C_i C_{v,vib,i}, \quad \hat{p} = \sum_{i \neq e} p_i,$$

$\dot{w}_i$ : 単位体積当たりの化学種 i の質量生成率,  $T$ : 重粒子並進-回転温度,  $T_{vib}$ : 振動温度,  $T_e$ : 電子温度,  $\lambda$ : 重粒子並進-回転熱伝導率,  $\lambda_{vib}$ : 振動熱伝導率,  $\lambda_e$ : 電子熱伝導率,  $C_i$ : 質量分率,  $\hat{h}_i$ ,  $\hat{C}_{p,i}$ : 振動エネルギーの寄与を除いた単位質量当たりのエンタルピー及び定圧比熱,  $e_{vib,i}$ ,  $C_{v,vib,i}$ : 単位質量当たりの振動エネルギー及び振動比熱,  $M_i^*$ : 分子量,  $\mathfrak{R}^*$ : 普遍気体定数,  $J_i$ : y 方向の拡散質量流束,  $Q$ : 異なるモード間のエネルギー輸送率 (詳細は 2.4),  $\sum_{i=M}$ : 分子種についての

和,  $\sum_{i \neq e}$ : 電子以外の全ての化学種についての和, 添字  $i$  は化学種  $i$  に関する諸量を表しており, その他の記号は慣例に従ったものである. さらに, 分子振動には調和振動子モデルが仮定され, 電子エネルギー式中の慣性項と粘性応力項が無視されている. また, 輸送係数については電子温度の非平衡性を考慮した Yos の公式<sup>3)</sup> を用いて評価している.

これらの VSL 方程式は, 岐点流線上の解を初期条件, 衝撃波背後および物体壁面上での値を境界条件として差分法により数値的に解かれる. ただし, 岐点流線上の解としては,  $s \rightarrow 0$  として得られる常微分方程式の解を用いる.

## 2.2 境界条件

衝撃波背後での境界条件は, 衝撃波を通過する間に化学反応や振動励起は起きないと仮定して決定している.

後に述べるように, 計算を行った条件で大気密度は比較的大きいため, 速度, 並進-回転温度及び振動温度に対し, 壁面では滑り無し条件を用いた. すなわち, 壁面上で

$$u = v = 0, \quad T = T_{\text{vib}} = T_w$$

壁面温度  $T_w$  は次式で表される輻射平衡条件で決定した.

$$q_w + \epsilon \sigma T_w^4 = 0$$

ただし,  $q_w$ : 壁面熱流束,  $\sigma$ : Stefan-Boltzmann 定数,  $\epsilon$ : 放射率で, OREX 実験機の前縁部に用いられた C/C 複合材の場合, 放射率は 0.7 程度である. この条件を用いることにより再突入体壁面の耐熱材の現実的な壁面温度を与えることができる.

再突入体のように電氣的に絶縁された物体が電離気体中に置かれるとき, 壁面近傍にイオン鞘が形成され, その外端での電子温度の勾配はほぼゼロになる<sup>4)</sup>. このイオン鞘の厚さは Debye 長程度で, 衝撃層の厚さに比べてはるかに薄いためイオン鞘外端での条件を壁面条件とみなすことができる. したがって, 電子温度の壁面条件として次の条件を用いた.

$$\left( \frac{\partial T_e}{\partial y} \right)_w = 0$$

化学種に対する壁面条件として, 本解析では NCW (Non-Catalytic Wall) を仮定しており, 以下のよう表される.

$$\left( \frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w = 0$$

## 2.3 化学反応モデル

一様流は空気 ( $C_{N_2} = 0.79, C_{O_2} = 0.21, C_{i \neq N_2, O_2} = 0$ ) で, 衝撃層内の気体は 11 種の成分 ( $N_2, O_2, NO, N,$

表 1 化学反応モデル

反応物	生成物	$T_f$	$T_b$
$N_2 + M_1^a$	$= N + N + M_1$	$T_a^*$	$T$
$N_2 + M_2^b$	$= N + N + M_2$	$T_b^{\dagger}$	$T$
$N_2 + e^-$	$= N + N + e^-$	$T_b^{\dagger}$	$T_e^{\ddagger}$
$O_2 + M_1$	$= O + O + M_1$	$T_a^*$	$T$
$O_2 + M_2$	$= O + O + M_2$	$T_a^*$	$T$
$NO + M_3^c$	$= N + O + M_3$	$T_a^*$	$T$
$NO + M_4^d$	$= N + O + M_4$	$T_a^*$	$T$
$N_2 + O$	$= NO + N$	$T$	$T$
$NO + O$	$= N + O_2$	$T$	$T$
$N + O$	$= NO^+ + e^-$	$T$	$T$
$N + N$	$= N_2^+ + e^-$	$T$	$T$
$O + O$	$= O_2^+ + e^-$	$T$	$T$
$NO^+ + O$	$= N^+ + O_2$	$T$	$T$
$O_2^+ + N$	$= N^+ + O_2$	$T$	$T$
$NO + O^+$	$= N^+ + O_2$	$T$	$T$
$O_2^+ + N_2$	$= N_2^+ + O_2$	$T$	$T$
$O_2^+ + O$	$= O^+ + O_2$	$T$	$T$
$NO^+ + N$	$= O^+ + N_2$	$T$	$T$
$NO^+ + O_2$	$= O_2^+ + NO$	$T$	$T$
$NO^+ + O$	$= O_2^+ + N$	$T$	$T$
$O^+ + N_2$	$= N_2^+ + O$	$T$	$T$
$NO^+ + N$	$= N_2^+ + O$	$T$	$T$
$N + e^-$	$= N^+ + e^- + e^-$	$T_e$	$T_e$
$O + e^-$	$= O^+ + e^- + e^-$	$T_e$	$T_e$

<sup>a</sup> $M_1 = N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+$

<sup>b</sup> $M_2 = N, O, N^+, O^+$

<sup>c</sup> $M_3 = N_2, O_2, N_2^+, O_2^+$

<sup>d</sup> $M_4 = NO, N, O, NO^+, N^+, O^+$

<sup>e</sup> $T_a = \sqrt{T \cdot T_{\text{vib}}}$

<sup>f</sup> $T_b = \sqrt{T_e \cdot T_{\text{vib}}}$

<sup>g</sup> $T_c = \sqrt{T \cdot T_e}$

$O, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, e^-$ ) から成ると仮定する. 本解析では表 1 に示される 24 の素反応を考慮している. 反応速度に及ぼす振動温度や電子温度の効果を考慮するため, Park の 2 温度モデル<sup>1)</sup> を拡張し, 順, 逆方向反応速度係数  $k_f, k_b$  を以下のような “有効” 温度  $T_f, T_b$  の関数としたものを用いた.

$$k_f(T_f) = CT_f^s \exp(-\theta_d/T_f)$$

$$k_b(T_b) = k_f(T_b)/K_{\text{eq}}(T_b)$$

ここで定数  $C, s,$  and  $\theta_d$  は文献 5) に拠り, 平衡定数  $K_{\text{eq}}$  は文献 1) にある近似関数を用いた. また, 有効温度は表 1 に示してある.

## 2.4 エネルギー交換モデル

### 2.4.1. 重粒子並進-振動エネルギー交換

重粒子並進モードと振動モード間の, 単位体積当た

りのエネルギー交換率  $Q_{T-v}$  は以下の形に書かれる.

$$Q_{T-v} = \sum_{i=M} \rho_i \frac{e_{vib,i}(T) - e_{vib,i}(T_{vib})}{\langle \tau_i^{MW} \rangle + \langle \tau_i^P \rangle}$$

ここで,  $\langle \tau_i^{MW} \rangle$  は Millikan と White<sup>6)</sup> の半経験式を用いて計算した平均振動緩和時間である. また,  $\langle \tau_i^P \rangle$  は Park<sup>1)</sup> により提案された高温での振動緩和時間の修正項で, この値を評価する際に仮定した振動励起に対する有効断面積は  $10^{-20} \text{ m}^2$  である.

#### 2.4.2. 重粒子並進-電子エネルギー交換

重粒子と電子間の並進エネルギー交換率  $Q_{T-e}$  は

$$Q_{T-e} = \sum_{i \neq e} n_e \frac{2m_e}{m_i} \nu_{e,i} \frac{3}{2} k(T - T_e)$$

と書くことができる. ここで,  $k$ : Boltzmann 定数,  $m_i$ : 質量,  $n_i$ : 数密度,  $\nu_{e,i}$ : 電子と重粒子との衝突頻度<sup>3)</sup> である.

#### 2.4.3. 回転-電子エネルギー交換

分子結合の生成の際の電子雲の歪みにより生じる分子の電気的多重極子と電子とが相互に影響を及ぼすために, 電子並進モードと分子回転モード間のエネルギー交換もまたエネルギー保存式の中で考慮されなければならない<sup>7)</sup>. 特に異核分子の場合, 分子が持つ電気的雙極子モーメントと電子は強く干渉するため, このエネルギー輸送機構は重要になってくる. エネルギー損失係数  $g_{rot,i}$  を用いると, そのエネルギー交換率は

$$Q_{R-e} = \sum_{i=M} n_e \frac{2m_e}{m_i} g_{rot,i} \nu_{e,i} \frac{3}{2} k(T - T_e)$$

と書くことができる<sup>8)</sup>. 損失係数  $g_{rot,i}$  は  $Q_{R-e}$  と  $Q_{T-e}$  との比であり, 本解析では, 等核分子に対して  $g_{rot,i} = 10^9$ , 異核分子に対して  $g_{rot,i} = 100^{10)}$  とした. 本解析では, 荷電粒子の場合も中性粒子と同じ損失係数を仮定している.

#### 2.4.4. 電子-振動エネルギー交換

本解析では, 電子モードと振動モード間のエネルギー交換に対して, 窒素分子のみを考慮している. それは, 他の分子の場合に比べ, 窒素分子がはるかに大きな励起断面積を有するからである<sup>11)</sup>. Lee<sup>12)</sup> により非経験的に求められた振動緩和時間  $\tau_e$  を用いて電子-振動エネルギー交換率を以下の形式で書くことができる.

$$Q_{e-v} = \rho_{N_2} \frac{e_{vib,N_2}(T_e) - e_{vib,N_2}(T_{vib})}{\tau_e}$$

ただし,

$$\log_{10}(p_e \tau_e) = 3.91(\log_{10} T_e)^2 - 30.36(\log_{10} T_e)$$

$$\begin{aligned} & + 48.90, \quad 1000\text{K} \leq T_e \leq 7000\text{K} \\ \log_{10}(p_e \tau_e) & = 1.30(\log_{10} T_e)^2 - 9.09(\log_{10} T_e) \\ & + 5.58, \quad 7000\text{K} \leq T_e \leq 50,000\text{K} \end{aligned}$$

ここで  $p_e$  の単位は atm である.

#### 2.4.5. 解離・電離反応による振動・電子エネルギー損失<sup>1)</sup>

高振動準位にある分子の方が解離し易いことから, 解離の際に失われる振動エネルギーは, 平均振動エネルギーよりも大きくなる. 本解析では解離エネルギーの50%が振動エネルギーモードから奪われると仮定している. したがって, 解離による振動エネルギー損失  $Q_d$  は以下のように書かれる.

$$Q_d = \sum_{i=M} 0.5 E_i^d \dot{w}_i^d$$

ここで,  $E_i^d$ : 単位質量当たりの分子  $i$  の解離エネルギー,  $\dot{w}_i^d$ : 解離反応による単位体積当たりの質量生成率である.

自由電子衝突により中性粒子が電離するとき, その電離エネルギーのほとんどは電子並進エネルギーから供給される. 電離による電子エネルギーの損失  $Q_I$  は

$$Q_I = \sum_{r=1} E_r^I \dot{n}_{e,r}$$

と書くことができる. ここで  $E_r^I$ : 反応  $r$  の電離エネルギー,  $\dot{n}_{e,r}$ : 反応  $r$  により単位時間に生成される電子の数密度である.

同様に自由電子衝突により窒素分子が解離するとき, その解離エネルギーのほとんどが電子並進エネルギーから供給される. この電子エネルギー損失も以下のように書かれる.

$$Q_e = -E_{N_2}^d \dot{w}_{N_2}^d$$

ここで,  $\dot{w}_{N_2}^d$ : 電子衝突解離による単位体積当たりの窒素分子の質量生成率である.

### 3. 計算結果

OREX 実験機の形状は図2に示されているような球頭部を持つ円錐であるため, その結合部で物体表面の曲率は不連続に変化する. VSL 方程式中には曲率  $\kappa$  が含まれており, 滑らかでない  $\kappa$  分布を持つ物体の場合非物理的な解を与えることがある. 実際, 本解析コードでは結合部から先へ解を進めることが不可能であったため, 結合部付近で滑らかに変化する  $\kappa$  を持つ近似形状物体に対して計算を行った. なお,  $s$  方向に16点,  $y$  方

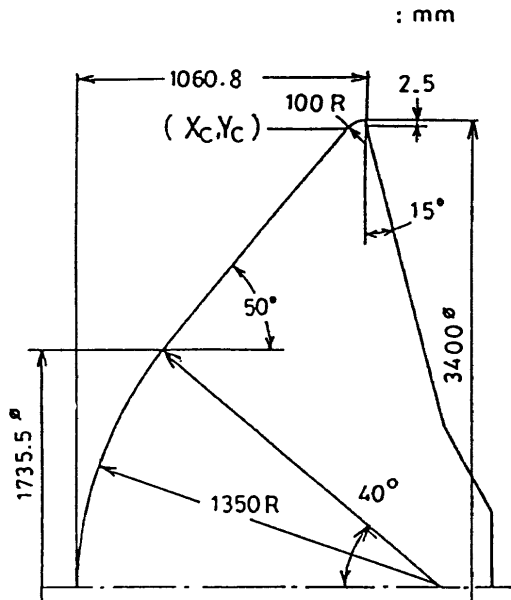


図2 OREX形状寸法

表2 一様流条件

高度 (km)	マッハ数	圧力 (Pa)	温度 (K)
62	20	17.26	251.0

向に100点の計算格子点を用いた。また、一様流条件は最大空力加熱が生じると予想される再突入軌道点で、表2に与えられている。

図3は岐点流線上の各温度分布を示している。この図から、振動エネルギーモードと電子エネルギーモードとの結合が非常に強く、この計算条件において両者はほぼ熱平衡状態にあると見なせることがわかる。一方、重粒子並進-回転温度は  $y/y_{sh} = 0.3$  で他の2温度と熱平衡に達しており、衝撃波背後で他の2つの温度との違いは大きい。このことから、この飛行条件下で OREX 実験機周りの温度場は並進-回転温度と振動-電子温度とで記述できるであろう。また、電子温度の壁面条件は他の温度のそれと異なり断熱的であるので、壁面上での電子温度 (2906 K) は壁面温度 (1689 K) よりもかなり高くなっている。

最後に、物体壁面に沿う壁面熱流束及び壁面温度の分布をそれぞれ図4と5に示す。ただし、壁面の放射率は0.7としている。

#### 4. まとめ

重粒子並進-回転、振動、電子並進エネルギーの3つのエネルギーモード間の非平衡性を考慮した粘性衝撃層 (Viscous Shock-Layer, VSL) 法による数値解析法及びその中で用いられている熱化学モデルについて述べた。さらに、OREX 実験機周りの極超音速衝撃層流に対し

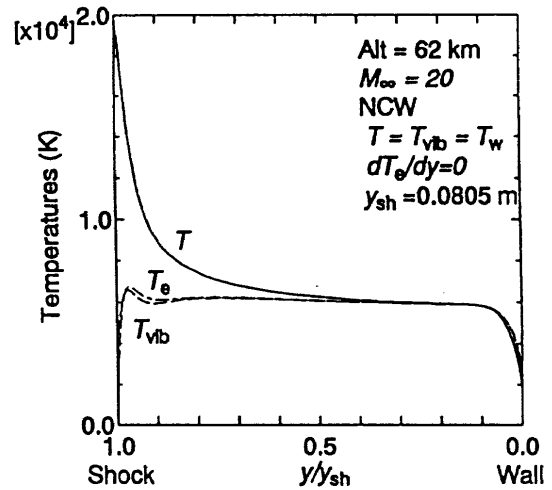


図3 岐点流線上の温度分布

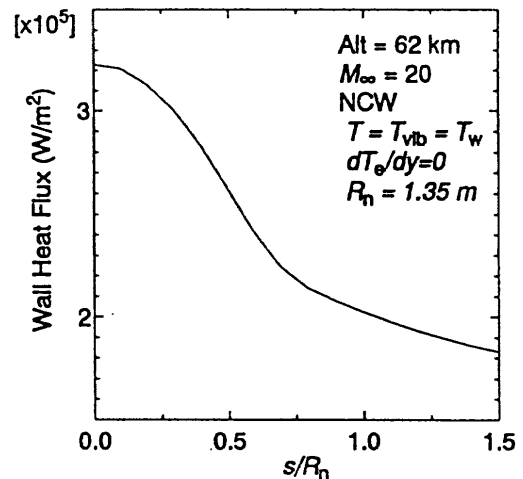


図4 壁面熱流束分布

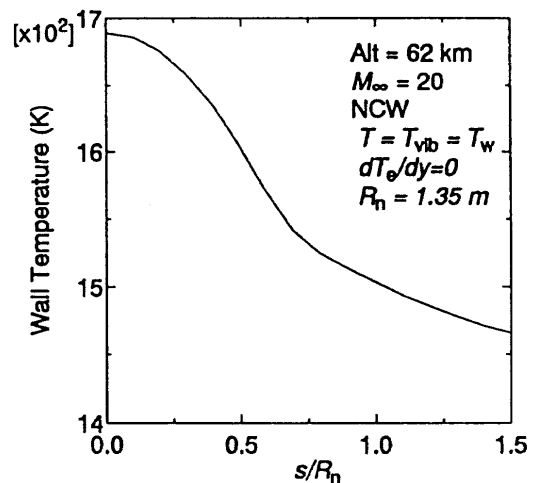


図5 壁面温度分布

解析を行い、振動エネルギーモードと電子エネルギーモードとの結合は非常に強く、高度62kmでの OREX 実験機の計算条件において両者はほぼ熱平衡状態にあると見なせるが、衝撃波背後で重粒子並進-回転温度は他の2つの温度との違いは大きく、強い非平衡流であることを示す結果を得た。

#### 参考文献

- 1) Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, Wiley, New York, 1990.
- 2) Miner, E. W. and Lewis, C. H., "Hypersonic Ionizing Air Viscous Shock-Layer Flows over Nonanalytic Blunt Bodies," NASA CR-2550, May, 1975.
- 3) Gupta, R. N., Yos, J.M., Thompson, R.A., Lee, K.-P., "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K," NASA RP-1232, 1990.
- 4) Nishida, M., "Nonequilibrium Viscous Shock Layer in a Partially Ionized Gas," *Phys. Fluids*, Vol. 15, 1972, pp. 596-602.
- 5) Park, C., "Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, July-Sept., 1993, pp. 385-398.
- 6) Millikan, R.C. and White, D.R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *J. Chem. Phys.*, Vol. 39, 1963, pp. 3209-3213.
- 7) Takayanagi, K. and Itikawa, Y., "The Rotational Excitation of Molecules by Slow Electrons," In: Bates, R. & Estermar, I. (eds) *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 6, Academic Press, New York, pp.105-153
- 8) Gilardini, A., "Low Energy Electron Collisions in Gases," Wiley, New York, 1972, p. 43.
- 9) Lazdinis, Š.S. and Petrie, S.L., "Free Electron and Vibrational Temperature Nonequilibrium in High Temperature Nitrogen," *Phys. Fluids*, Vol. 17, 1974, pp. 1539-1546.
- 10) Massey, H.S.W., Burhop, E.H.S., and Gilbody, H.B., *Electronic and Ionic Impact Phenomena Vol.2* 2nd ed., Oxford Univ. Press, 1969, pp.350-357
- 11) Schulz, G.J., "Resonances in Electron Impact on Diatomic Molecules," *Review of Modern Physics*, Vol. 45, 1973, pp. 423-486.
- 12) Lee, J.-H., "Electron-Impact Vibrational Relaxation in High-Temperature Nitrogen," *J. Thermophysics & Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, 1993, pp. 399-405.



# H-11 O R E X まわりの極超音速流解析 ～極超音速流のワークショップ～

岸本 琢司\* , 金子 進一\*\*

Hypersonic Flow Analysis around OREX  
～ CFD Workshop for Hypersonic Flow ~

by

Takuji Kishimoto  
Gifu Technical Institute,  
Kawasaki Heavy Industries, LTD.

Shinichi Kaneko  
Aerospace Engineering Division,  
Kawasaki Heavy Industries, LTD.

## ABSTRACT

We have carried out hypersonic flow analysis around OREX (Orbiter Re-entry Experiment) by solving axi-symmetric Navier-Stokes Equations. Two different flow conditions as we calculated correspond to a hypersonic wind tunnel test condition on NAL (National Aerospace Laboratory) and a flight condition at altitude 62km, respectively. In these analysis, we did not treat only a perfect gas, but also a chemical equilibrium air to investigate real gas effects at a flight condition.

Our flow solver is based on a finite volume implicit TVD upwind scheme. Convective fluxes are evaluated by modified AUSM (Advection Upstream Splitting Method) scheme with a shock fix procedure using Hanel's flux vector splitting method for a perfect gas and HLLC (Harten-Lax-van Leer) scheme for an equilibrium air in order to remove "carbuncle phenomena", that are unphysical solution often appeared on hypersonic flow analysis around a blunt body. We also adopted a curve-fitting method to estimate thermodynamic and transport properties of an equilibrium air.

### 1. はじめに

純国産ロケットH-IIの打ち上げが成功し、わが国の宇宙開発も新たな一步を踏み出した。宇宙往還機HOPE (H-II Orbiting Plane) もその例外ではなく、その開発はいよいよ本格化し、極超音速実験機HYFLEXや自動着陸実験機ALFLEX等HOPE開発に欠か

せないデータ取得のための試験計画も進行中である。H-II初号機とともに打ち上げられ、大気圏再突入後回収された再突入実験機OREX (Orbiter Re-entry Experiment) も、HYFLEX, ALFLEX同様、HOPE開発のための試験の一環であるが、得られたデータは、HOPEそのものだけでなく、HOPE開発のための設計ツールとして大きな期待をよせられているCFDにとっても非常に貴重なものである。

\* 川崎重工業(株) 岐阜技術研究所

\*\* 川崎重工業(株) 航空宇宙技術本部

今回我々は、現状のNavier-Stokes 解析コードの極超音速流に対する有効性の確認という目的も兼ねて、「極超音速流のワークショップ」に参加しOREXまわりの Navier-Stokes解析を行なったので、以下その概略について報告する。

## 2. 解析手法の概要

今回我々は、完全気体および化学平衡流の解析を実施したが、用いた解析コードは、薄層近似 Navier-Stokes 方程式を有限体積法にもとづくTVD風上差分法により離散化したものである<sup>1, 2)</sup>。

空間の離散化については、各セル内の特性変数 (Characteristic Variables) の勾配に対してminmod関数による制限を加えるMUSCL型TVD法を導入することにより、2次精度を実現している。

対流項流束の評価に関しては、完全気体の解析においては、Flux Vector Splitting の簡便さ・頑丈さと Flux Difference Splitting の高解像度とを合わせ持つことで最近注目を集めている「一粒子的風上法<sup>3)</sup> (Uni-Particle Upwind Scheme)」の1つに数えることのできるAUSMDV法<sup>4)</sup>を採用した。これは、和田らにより提案された手法で、Liouらが提案した一粒子的風上法<sup>5)</sup>の一種であるAUSM (Advection Upstream Splitting Method) 法<sup>6)</sup>の精度を向上させたものである (AUSMDV, AUSMの詳細については、文献4, 5を参照のこと)。これら一粒子的風上法は、鈍頭物体まわりの極超音速解析に特有の数値的不安定現象である「カーバンクル現象」が比較的現れにくいといわれているが、今回の解析ではその発生を完全に抑えることができなかつたので、さらにHanel のFlux Vector Splitting<sup>8)</sup>を用いたShock Fix<sup>4)</sup>の手法も合わせて導入している。

一方、平衡流の解析においては、AUSMDV+Shock Fixの手法を用いてもカーバンクル現象の発生を抑えることができなかつたので、境界層内の解像度はやや低下するがカーバンクル現象の発生しないHLLE (Harten-Lax-van Leer) 法<sup>7)</sup>により対流項流束の計算を行なった。なおHLLE法は、Roe法と同様の手法で平衡流に拡張することができる<sup>8)</sup>。さらに、平衡空気の熱力学的特性 (比熱比, 温度等) および輸送係数 (粘性係数, 熱伝導係数) は、Srinivasanらの Curve-Fit法<sup>9, 10)</sup>により求めている。

時間積分に関しては、1次精度のFlux Vector Splittingの手法とGauss-Seidel緩和法による陰解法を用いている。

## 3. 解析結果

本解析は、今回の「極超音速流のワークショップ」で与えられた課題のうち、OREXの高度62kmでの飛行条件に対応したOREX-Aのうちの平衡流 (OREX-A-2) および完全気体 (OREX-A-3), NAL極超音速風洞試験に対応したOREX-Bについて計算を行なったものである。なお、解析はすべて軸対称流で層流を仮定している。

用いた計算格子は、OREX本体のまわりに周方向, 半径方向それぞれ100点ずつとられている (図1)。さらに、肩付近での計算の困難さを避けるために、最大径から後方部分をそのまま円柱で埋めている。

以下に、OREX-A, Bの解析結果について簡単に紹介する。

### (1) OREX-A

この課題は、OREXの飛行条件の中で最大空力加熱が生じると予想される再突入軌道点に対応するもので、完全気体および平衡流について解析を行なった。与えられた解析条件は、以下のとおり。

- ・高 度: 62 km
- ・一様流速度: 6374 m/s
- ・大気圧力: 17.26 Pa
- ・大気温度: 251.0 K
- ・壁 温 度: 1500 K

図2~5および表1にOREX-Aの解析結果の例を示す。

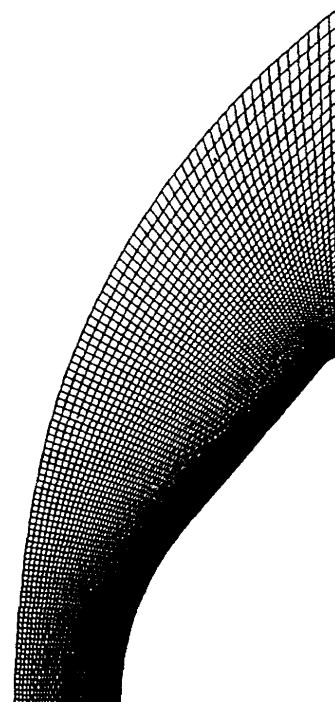


図1. OREXまわりの計算格子

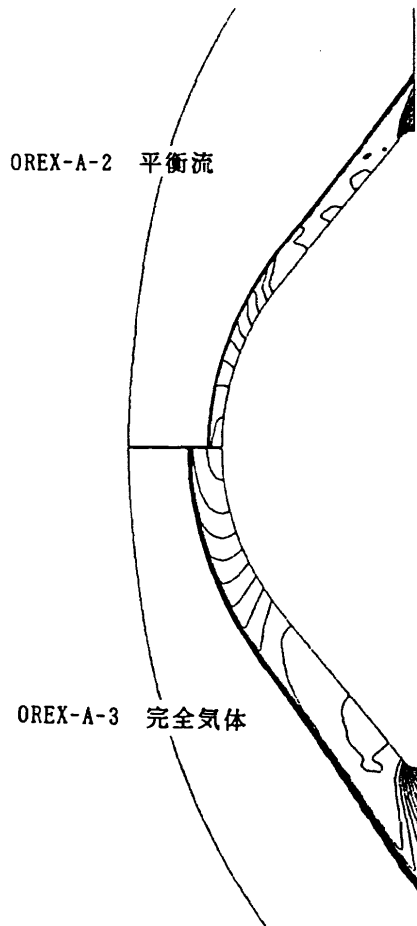


図 2. OREX-A 等圧線図

表 1. OREX-A 抵抗係数

	完全気体	平衡流
圧力抵抗 $C_{Dp}$	1.2067	1.2082
粘性抵抗 $C_{Dv}$	0.0058	0.0046
全抵抗 $C_D$	1.2125	1.2128

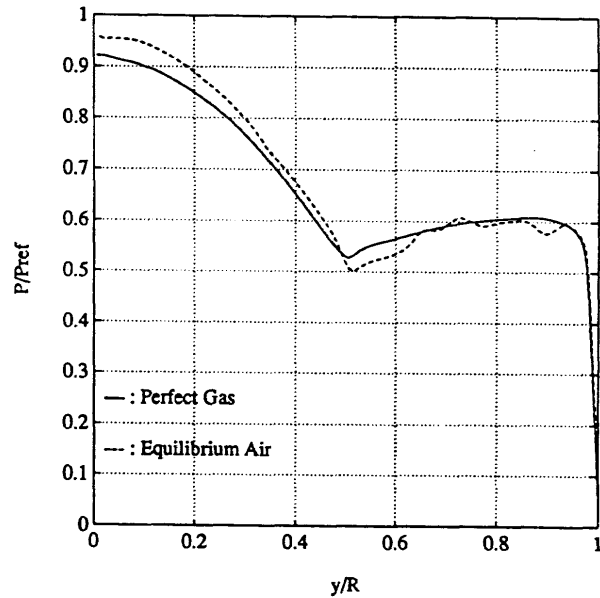


図 3. OREX-A 表面圧力分布

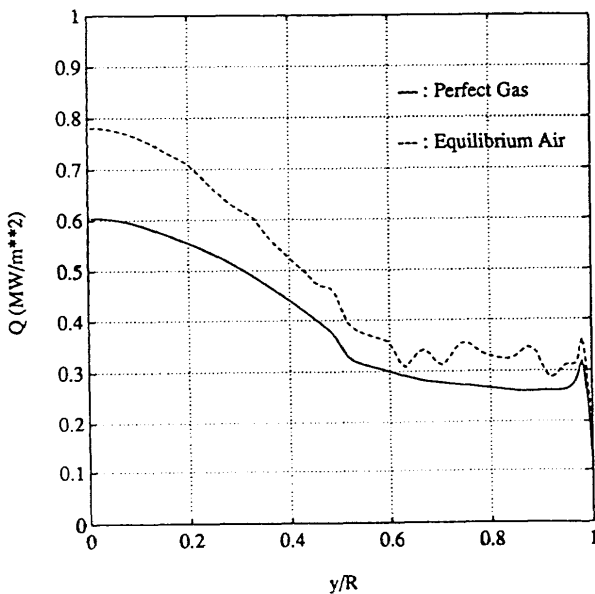


図 4. OREX-A 表面空力加熱分布

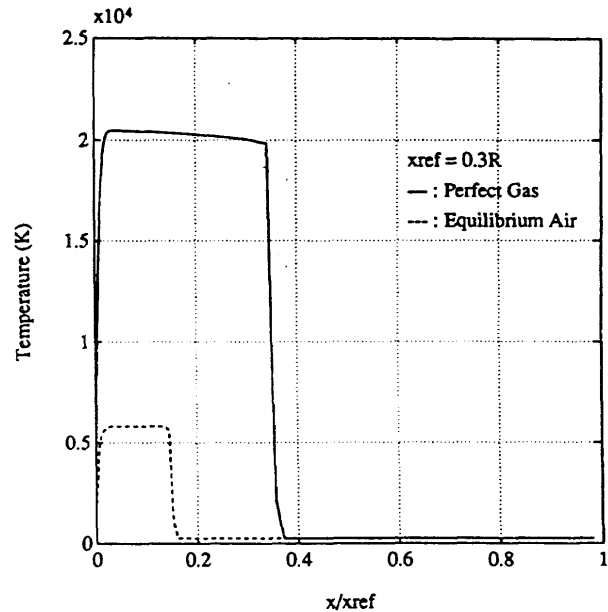


図 5. OREX-A よどみ点流線上の温度分布

(2) OREX-B

この課題は、NAL極超音速風洞試験に対応したもので、完全気体についてのみ解析を行なった。与えられた解析条件は、以下のとおり。

- ・マッハ数： 7.1
- ・一様流温度： 62.53 K

- ・レイノルズ数：  $6.518 \times 10^6 / m$
- ・一様流速度： 1125 m/s
- ・一様流圧力： 432.9 Pa
- ・壁温度： 300 K

図6～8にOREX-Bの解析結果の例を示す。



図6. O R E X - B 等圧線図

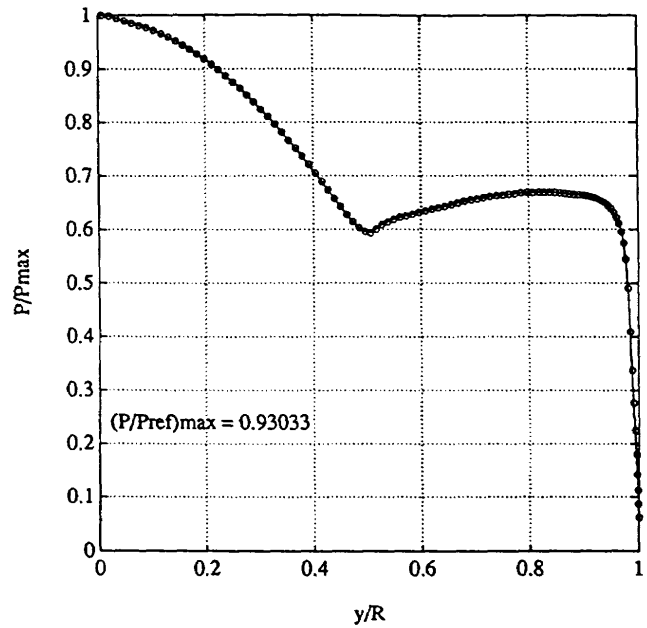


図7. O R E X - B 表面圧力分布

4. おわりに

以上、「極超音速流のワークショップ」の課題であるOREXまわりの極超音速流解析の結果について簡単に紹介してきた。

今回の解析では、「カーバングル現象」に代表される鈍頭物体まわりの極超音速流解析に特有の数値的不安定現象が、Riemann Solverをはじめとする数値解法そのものの影響を受けるだけでなく、用いた計算格子の点数あるいは最小格子間隔等にも大きく左右されることがわかり、あらためて鈍頭物体まわりの極超音速流解析の難しさを痛感させられた。

今後H O P E設計作業の本格化とともに、このような解析への期待はますます高まっていくのは明らかであり、このワークショップへの参加を機会に高精度で効率的な極超音速流解析システムの構築をめざして、今後一層研究に力を注いでいきたいと考えている。

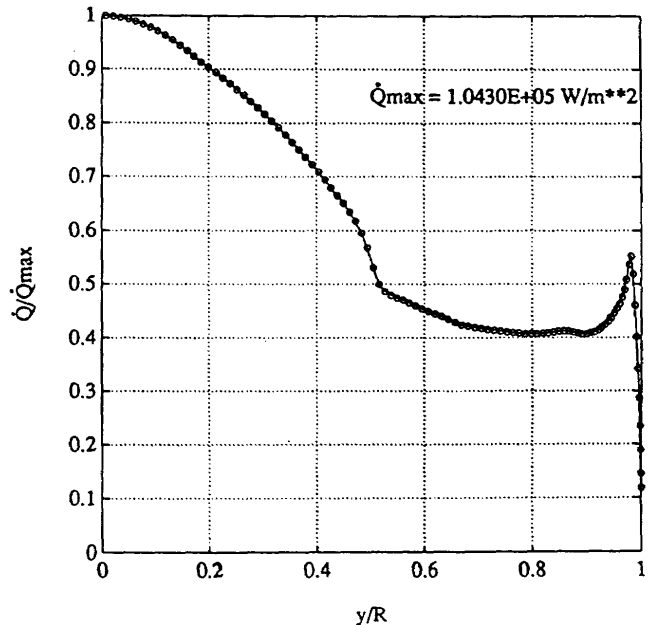


図8. O R E X - B 表面空力加熱分布

参考文献

- 1) Sawada, K., and Takanashi, S., "A Numerical Investigation on Wing/Nacelle Interferences of USB Configuration", AIAA paper 87-0455, 1987.
- 2) 岸本琢司, 花光明, "設計における数値解析の活用について(その9) - 極超音速平衡流の解析 -", 第9回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-16, 1991.
- 3) 嶋英志, 城之内忠正, "設計における数値解析の活用について(その12) - 粒子的风上法とその応用 -", 第12回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, To be appeared.
- 4) Wada, Y., and Liou, M.-S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities", AIAA paper 94-0083, 1994.

- 5) Liou, M.-S., and Steffen, C.S., "A New Flux Splitting Scheme", *Journal of Computational Physics*, vol.107, 1993.
- 6) Hanel, D., and Schwane, R., "An Implicit Flux Vector Splitting Scheme for the Computation of Viscous Hypersonic Flow", AIAA paper 89-0274, 1989.
- 7) Einfeldt, B., Munz, C.D., Roe, P.L., and Sjogreen, B., "On Godunov-Type Method near Low Densities", *Journal of Computational Physics*, vol.92, 1991.
- 8) Vinokur, M., and Montagne, J.-L., "Generalized Flux-Vector Splitting and Roe Average for an Equilibrium Real Gas", *Journal of Computational Physics*, vol.89, 1990.
- 9) Srinivasan, S., Tannehill, J.C., and Weilmuenster, K.J., "Simplified Curve Fits for the Thermodynamic Properties of Equilibrium Air", ISU-ERI-Ames-86401, ERI Project 1626, CFD 15, 1986.
- 10) Srinivasan, S., and Tannehill, J.C., "Simplified Curve Fits for the Transport Properties of Equilibrium Air", NASA CR-178411, 1987.

# H-12 極超音速非平衡流れの数値解析

高木亮治\*

## Numerical Simulation of Thermochemical Non-Equilibrium Flow

by

Ryoji Takaki

*National Aerospace Laboratory*

### ABSTRACT

Numerical simulations are made to validate CFD ability for hypersonic viscous flows which are thermochemically non-equilibrium. The calculations are carried out with the Harten-Yee type TVD scheme. The LU-SSOR implicit method and local time stepping method are used for time integration in order to suppress calculation time and increase code stability. Also finite-rate chemical reactions of seven species and the Park's two-temperature model are used in order to take account of non-equilibrium effects. Some results have good agreement with experimental data. However, further validation is required in order to use CFD as a design tool.

## 1 はじめに

NASA の宇宙ステーション"Freedom" 計画に対応して宇宙往還機に関する研究・開発が盛んに行なわれている。これらの研究・開発では従来の航空機設計とは異なりその設計段階から CFD が設計ツールとして大いに活躍している。設計ツールとして活用されるためにはそのツールの信頼性が十分確認されていなければならないが、特にこういった極超音速流れにおける CFD では、ごく普通の空気の流れとは異なり、化学反応、内部エネルギーの自由度といった種々の物理現象を考慮しなければならない。そのため従来の流体モデルに加えて化学反応モデル、熱力学モデルといったものが必要となり、CFD の検証の重要性をますます増大させるとともに、検証方法をも困難なものにしていく。

しかしながら設計ツールとして使用するためには、CFD の能力を確認することは重要であり、現時点での適用範囲を見極めておく必要がある。そのためにもさまざまな手法、モデルの比較、今後の課題等について議論が行える今回のワークショップは貴重な場であり、こういった機会に極超音速流の CFD の検証及び設計

ツールとしての能力の評価ができるのではと期待している。

## 2 数値解析法

### 2.1 支配方程式

流れ場は 2 次元軸対称定常流れであると考え、粘性、圧縮性の混合気体を考えた。また、非平衡効果として内部エネルギーの振動温度と有限速度の化学反応を考慮に入れた。これらにより支配方程式は 2 次元非定常完全 Navier-Stokes 方程式に各化学種の質量保存式、振動エネルギーの保存式が加わったものになる [1]。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{F}_v j}{\partial \mathbf{x}_j} = \mathbf{S} \quad (1)$$

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \\ \rho \gamma_s \\ e_v \end{pmatrix}, \mathbf{F}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \\ (E + p) u_j \\ \rho \gamma_s u_j \\ e_v u_j \end{pmatrix}, \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_i \\ 0 \\ \dot{w}_s \\ \beta \end{pmatrix},$$

\*航空宇宙技術研究所

$$F_{Vj} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{ij} \\ \tau_{ij} u_i - \rho \sum_s h_s D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} - \eta \frac{\partial T}{\partial x_j} - (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x_j} \\ -\rho D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} \\ -\rho \sum_s h_{v,s} D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} - (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x_j} \end{pmatrix}$$

$$E = \sum_s \rho \gamma_s (\varepsilon_{t,r,s} + \varepsilon_{v,s} + \varepsilon_{e,s}) + \frac{1}{2} \rho u_j^2,$$

$$e_v = \sum_s \rho \gamma_s (\varepsilon_{v,s} + \varepsilon_{e,s}) + \varepsilon_{t,r,e},$$

$$p = \sum_{s \neq e} \rho \gamma_s \bar{R} T + \rho \gamma_e \bar{R} T_V,$$

$$\tau_{ij} = -\mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right),$$

$$y_s = \frac{\rho \gamma_s}{\sum_r \rho \gamma_r},$$

$$\beta = -p_e \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \sum_{s=mol} \rho_s \frac{(\varepsilon_{v,s}^* - \varepsilon_{v,s})}{\langle \tau_s \rangle} + 2\rho_e \frac{3}{2} \bar{R} (T - T_V) \sum_s \frac{\nu_{e,s}}{M_s} + \sum_{s=mol} \dot{w}_s \hat{D}_s.$$

記号の説明は [1] を参照のこと。上記の式は基本的に 2次元のものと同じであり、軸対称の効果はメトリックの取り扱いと  $\alpha_i$  の項で取り入れられている。

## 2.2 物理モデル

非平衡の効果として以下の物理モデル [2] を使用した。化学反応モデルとして Dunn & Kang の 7 種 18 反応モデルを使用した。熱力学的非平衡モデルとして Park の 2 温度モデル [3] を採用し並進・回転温度と振動・電子励起温度の 2 つの温度を考慮した。並進-振動緩和モデルとして Millikan White による半経験式に Park による collision limiting の修正を加えたものを使用した。化学反応における解離・再結合モデルとして 選択的解離モデルを使用した。これらの各モデルで使用する化学反応速度定数、輸送係数などの物理定数は Gnoffo らの文献のものを使用した。

## 2.3 空間の離散化

対流項の離散化には、Vinokur らによって一般の非平衡流れに拡張された Roe の近似 Riemann 解法 [4] を基にした Harten-Yee type の TVD スキーム [5] を使用し、粘性項の離散化には一般によく使われる 2 次精度の中心差分を用いた。

## 2.4 時間積分法

時間積分には LU-SSOR (Lower-Upper Symmetric Successive Overrelaxation) 法 [6] を適用し、局所時間刻法によって定常解を求めた。この時、ソース項に関しては対流項とは別に Point Implicit 法を用いて時間積分を行なった。

## 2.5 計算格子

計算格子は代数的手法で生成した。今回の計算に用いた格子の格子点数は  $71 \times 66$  である。図 1、2 にそれぞれ課題 OREX-A-X 用、ARC-A-X 用の格子を示す。

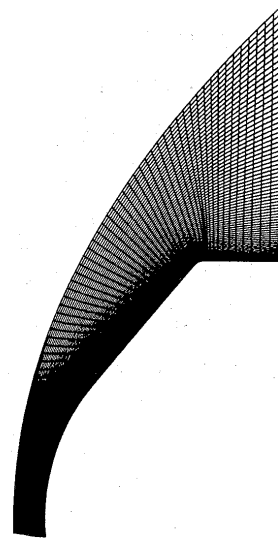


図 1 : OREX-A-X 用の計算格子

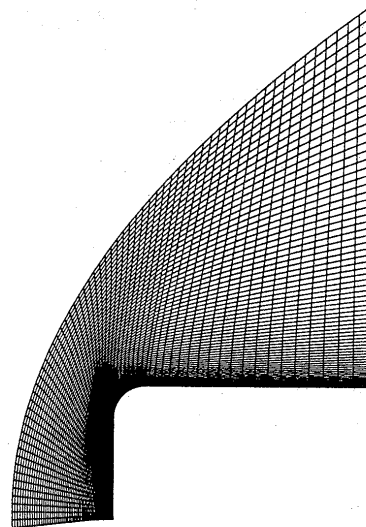


図 2 : ARC-A-X 用の計算格子

### 3 結果と考察

計算は課題 OREX-A-1、OREX-A-3、ARC-A-1、ARC-A-2 に対して行なった。それぞれの課題における計算条件を表1、2、3に示す。

表1 OREX-A-1、OREX-A-3

大気状態	圧力	17.26 Pa
	温度	251.0 K
	飛行体速度	6374 m/s
物体表面	等温壁	1500 K
	触媒性	非触媒性

表2 ARC-A-1

一様流	圧力	437.8 Pa	
	温度	1251.0 K	
	速度	3776 m/s	
	質量分率	$N$	0.0508
		$O$	0.2215
$N_2$		0.7101	
$O_2$		0.0032	
	$NO$	0.0145	
物体表面	等温壁	400 K	
	触媒性	完全触媒性 (C)	完全非触媒性 (N)

表3 ARC-A-2

一様流	圧力	130.6 Pa	
	温度	1128.0 K	
	速度	3976 m/s	
	質量分率	$N$	0.1591
		$O$	0.2219
$N_2$		0.6122	
$O_2$		0.0002	
	$NO$	0.0066	
物体表面	等温壁	400 K	
	触媒性	完全触媒性 (C)	完全非触媒性 (N)

#### 3.1 課題 OREX-A-1、OREX-A-3

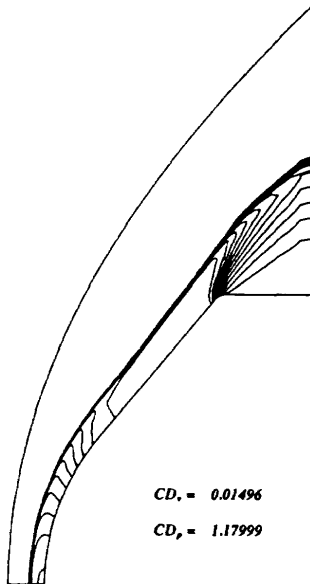


図3-a 圧力分布 (OREX-A-1)

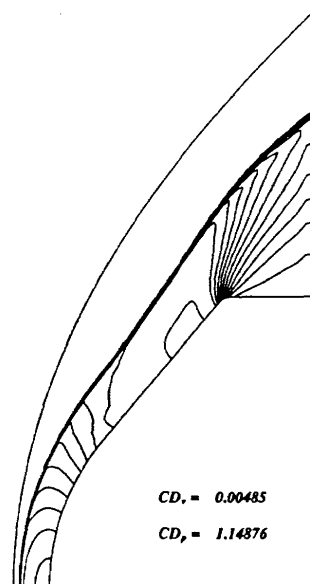


図3-b 圧力分布 (OREX-A-3)



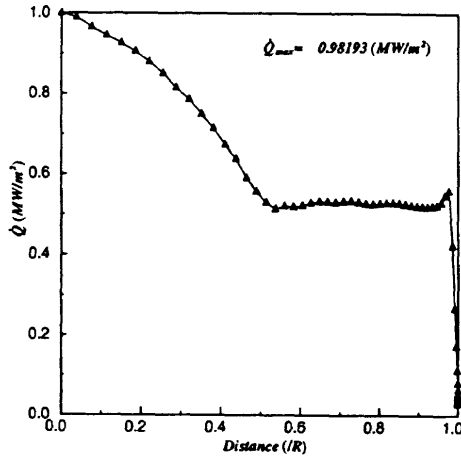


図4-a 物体表面に沿った空力加熱率分布 (OREX-A-1)

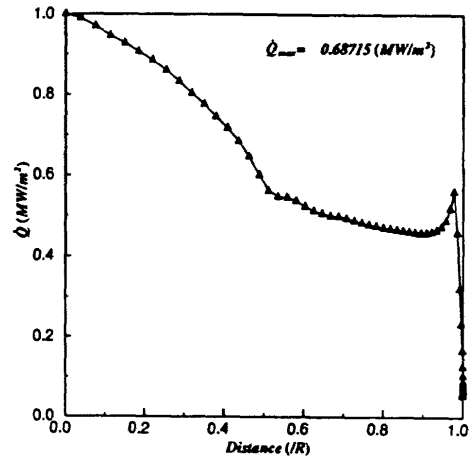


図4-b 物体表面に沿った空力加熱率分布 (OREX-A-3)

図3に圧力分布を示す。また物体表面に沿った空力加熱率分布を図4に示す。図5に OREX-A-1 における淀み線上の各化学種の質量分率の分布を示す。

媒性条件時の温度分布を、また図7に物体表面に沿った圧力分布を示す。

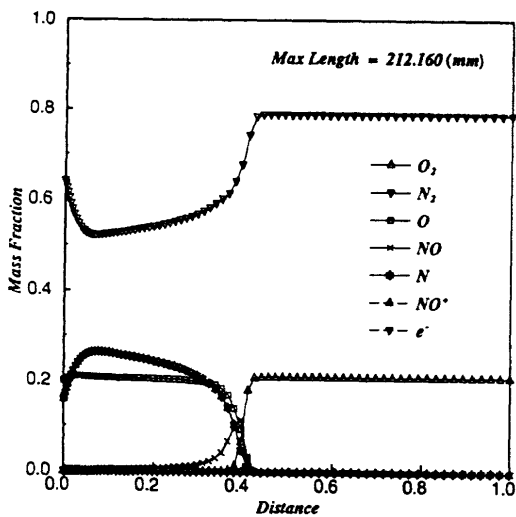


図5 淀み軸上の各化学種の質量分率分布

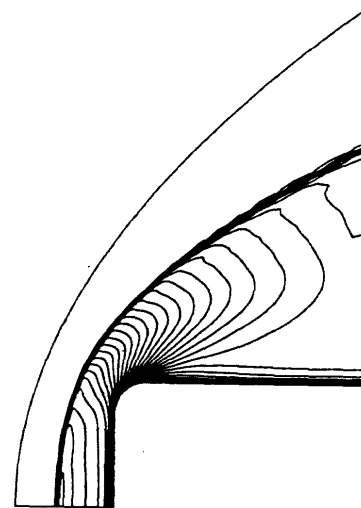


図6 温度分布

OREX-A-1 において  $C_{Dv}$  の値及び最大空力加熱率の値が大きめの値となっており、非平衡気体における粘性係数、熱伝導係数の計算モデルの基礎的な確認が必要ではないかと考えている。これらの結果については後日 OREX の実フライトデータとの比較が望まれる。

### 3.2 課題 ARC-A-1、ARC-A-2

ARC-A-1 及び ARC-A-2 に関しては物体表面の境界条件として完全触媒性 (C)、完全非触媒性 (N) の2種類の計算をそれぞれ行なった。図6に ARC-A-1、完全触

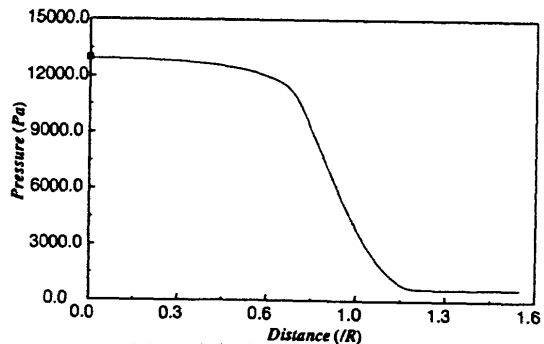


図7 物体表面に沿った圧力分布

温度分布、圧力分布等に関しては触媒性の影響はほとんど見られない。また、図7には実験値も表記して

あるが、良い一致を示している。淀み線上の各温度分布を図8に、各化学種の質量分率分布を図9に示す。

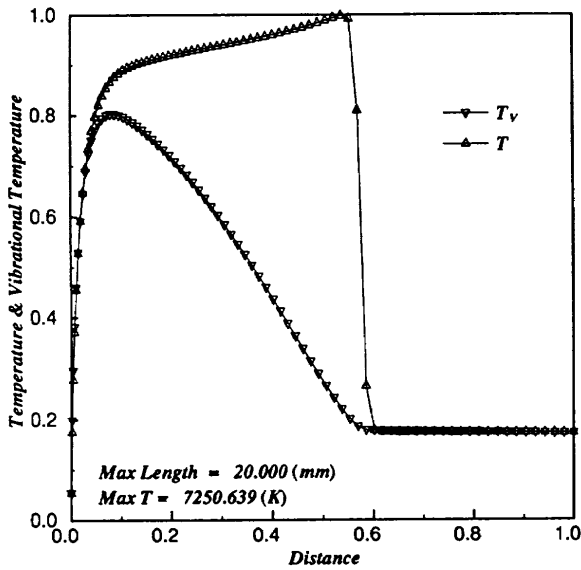


図8-a 淀み線上の各温度分布  
(ARC-A-1、完全触媒性)

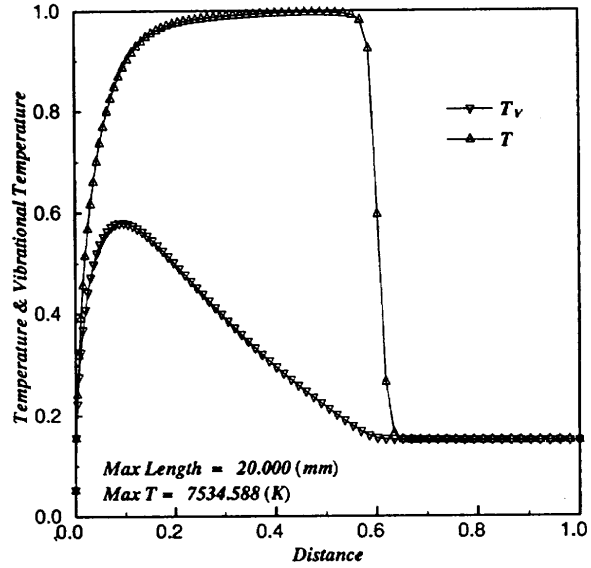


図8-b 淀み線上の各温度分布  
(ARC-A-2、完全触媒性)

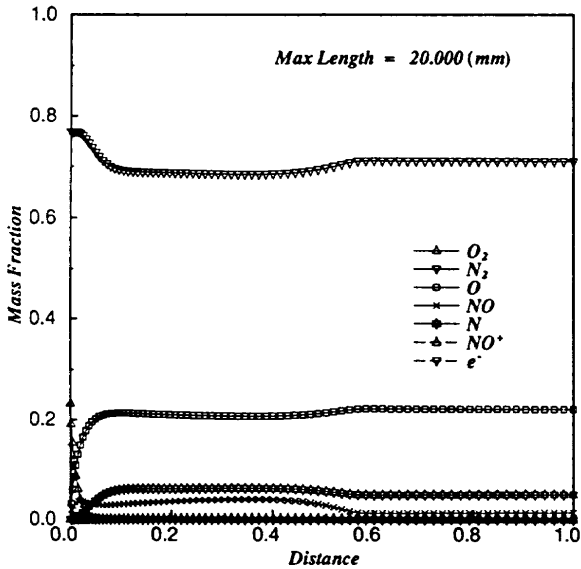


図9-a 淀み線上の各化学種の質量分率  
(ARC-A-1C)

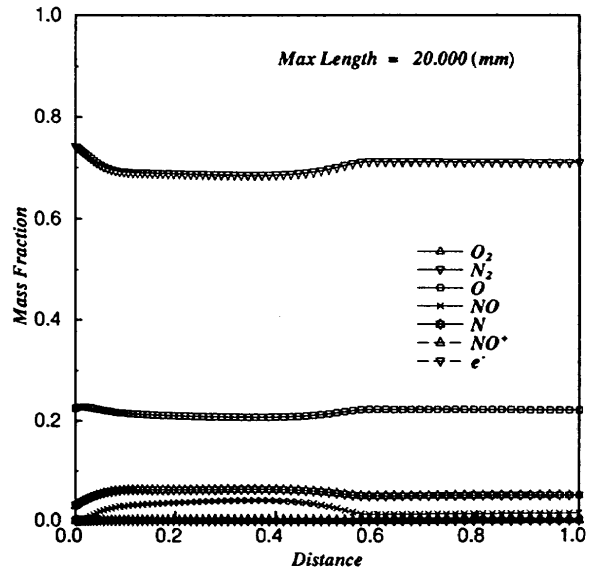


図9-b 淀み線上の各化学種の質量分率  
(ARC-A-1N)

これらの図より2条件とも非平衡性が強く、衝撃波による急激な並進温度上昇に振動温度が追従できていないことが観測できる。またARC-A-2の方が非平衡性

が強いため衝撃波後の解離吸熱反応が進まずARC-A-1に比べて温度の下がり方が少なくなっていることも分かる。

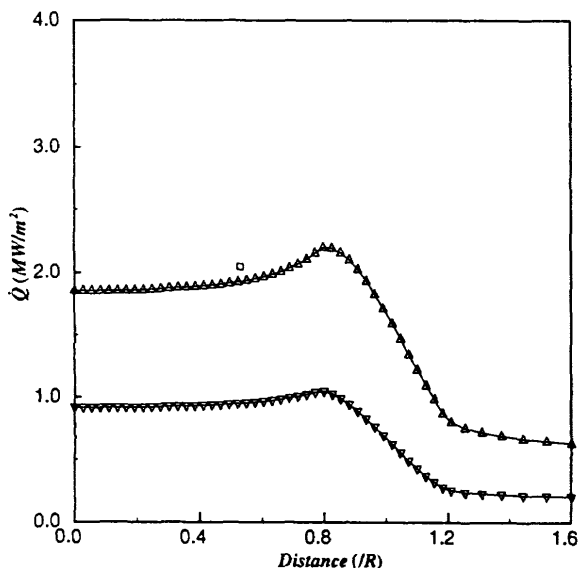


図10-a 物体表面に沿った空力加熱率分布  
(ARC-A-1)

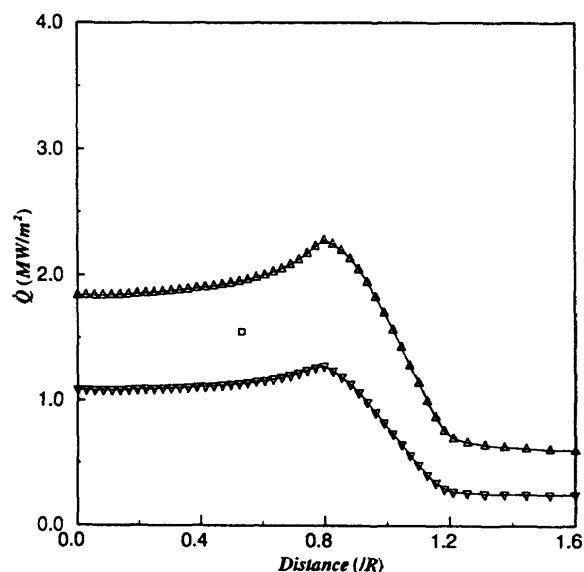


図10-b 物体表面に沿った空力加熱率分布  
(ARC-A-2)

図10はARC-A-1、ARC-A-2の表面空力加熱率分布を完全触媒性、非完全触媒性の両方についてまとめてプロットしたものである。図中の四角い印は実験値である。計算結果と実験データを比較すると良好な結果が得られている。また触媒性の空力加熱率に与える影響が大きいということも分かる。ただ、供試体肩部における空力加熱率の増加量が少ないように思われる。この辺りに関しては、実験値との一点だけの比較ではなく分布形状の比較などできるだけ沢山のデータと比較を行なう必要があると考えている。

#### 4 まとめ

極超音速非平衡流れの数値解析を課題 OREX-A-1、OREX-A-3、ARC-A-1、ARC-A-2 に対して行なった。課題 ARC-A-X の計算で淀み点の圧力、空力加熱率に関して実験データとの比較を行ない良好な結果を得た。しかしながら設計ツールとしての検証という観点からするとまだまだ不十分である。なぜなら今回の計算対象は比較的単純な形状であったが、実機レベルでは衝撃波干渉部、剥離域の空力加熱率の推算などより複雑な状態での推算能力が要求される。また比較した実験データに関しても質、量ともに満足のいくものではない。

豊富な実験データによるさらなる CFD の検証が必要であると考えている。

#### 参考文献

- [1] R.Takaki, "Numerical Simulation of Arc Wind Tunnel Flow Using Navier-Stokes," ISTS 94-d-38 (1994)
- [2] Peter A.Gnoffo, Roop N.Gupta and Judy L.Shinn, "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium," NASA TP-2867 (1989).
- [3] C.Park, "Assessment of Two-temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly-Ionizing Nitrogen," AIAA Paper 91-5012 (1991)
- [4] Y.Liu and M.Vinokur, "Upwind Algorithms for General Thermo-Chemical Nonequilibrium Flows," AIAA Paper 89-201 (1989)
- [5] H.C.Yee, R.F.Warming and A.Harten, "Implicit Total Variation Diminishing(TVD) Schemes for Steady-State Calculations," *J. of Comput. Phys.* vol 57, pp.327-360 (1985)
- [6] S.Yoon and A.Jameson, "An LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations," AIAA Paper 87-0600 (1987).

# H-13 2次元軸対称OREX回りの非平衡流の計算

松本 崇\* 山内 豊誠\*\* 越岡 康弘\* 清島 哲\*

Numerical Calculation of Non-equilibrium Flow  
around two-dimensional axisymmetric OREX

by

Takashi MATSUMOTO Yasuhiro KOSHIOKA  
Satosi KIYOSHIMA  
Fuji Heavy Industries Co., Ltd

Toyosei YAMAUCHI  
Subaru Research Center Co., Ltd

## abstract

A two dimensional Axisymmetric hypersonic flow around OREX, that consist of Non-equilibrium laminar flow, was solved numerically. Roe's flux difference splitting upwind technique was adopted to solve the hypersonic flow that contains strong shock stably. To treat dissociating-recombining gas phenomena, Park's 5-species model was utilized. The numerical result shows Non-equilibrium gas phenomena behind the strong shock clearly.

### 1. はじめに

近年の計算手法の発達、計算機的能力向上により解離、再結合等の現象含む極超音速流れの解析が可能となり、スペースシャトルの飛行試験データ、高エンタルピー風洞（ストーカーチューブ等）による実験データとの比較が盛んに行われている。

我が国でも、本年2月に行われたH-II/OREXによる軌道再突入実験により、貴重な飛行データが得られた。これらのデータと数値解析結果との比較により解析技術の向上、物理現象の理解がなされることが期待される。

今回のワークショップでは、5 speciesモデルを用いた非平衡化学反応流計算コードを開発し、2次元軸対称ナビエーストックス方程式によるOREX回りの流れの数値シミュレーションを実施したので報告する。

### 2. 数値計算手法

基礎方程式は、各化学種の保存式を加えた、2次元軸対称ナビエーストックス方程式である。

以下に計算手法の概略を示す。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{H}{r} + S$$

$$E = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho_i \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u + p \\ \rho uv \\ (E+p)u \\ \rho_i u \end{pmatrix} \quad G_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \\ \rho_i D_i \frac{\partial X_i}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$$H = \begin{pmatrix} -\rho u \\ -\rho u^2 + \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ -\rho uv + \tau_{xy} \\ -(E+p)u + u\tau_{yy} + v\tau_{xy} + q_y \\ \rho_i u + \rho D_i \frac{\partial X_i}{\partial y} \end{pmatrix} \quad S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ w_i \end{pmatrix}$$

G、G<sub>v</sub>は同様

\* 富士重工株式会社  
\*\* 株式会社スバル研究所

$$E = \sum \rho_i h_i - p + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) \quad p = \sum \rho_i R_i T$$

以下に計算手法の概略を示す。

- (1) スキーム： Roeの近似リーマン解法<sup>(1)</sup>を用いたFDS風上差分法
- (2) 高次精度化は、Chakravarthy-Osherタイプの流束制限関数<sup>(2)</sup>で行っている。
- (3) 時間積分は陽解法（ルンゲクッタ）でおこなっている。
- (4) 化学反応モデルは以下のような、Parkの5 Species、12反応モデルを用いた。<sup>(3)</sup>また、今回は化学反応のみを考え、振動、電子的励起に関しては並進温度と平衡状態にあると仮定した、1温度モデルを使用した。

- 1)  $O_2 + M \rightleftharpoons O + O + M$  ( $O_2, N_2, O, N, NO$ )
- 2)  $N_2 + M \rightleftharpoons N + N + M$  ( $O_2, N_2, O, N, NO$ )
- 3)  $N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$
- 4)  $NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$

- (5) 実在気体効果については、各化学種の定圧比熱比をJANAF table より温度の3次関数とした。

$$C_{ps} = a_{11} + a_{21}T + a_{31}T^2 + a_{41}T^3$$

- (6) 輸送係数については、以下のように扱った。

#### 1. 粘性係数<sup>(4)</sup>

各化学種の粘性係数：Blottner&Johnsonの理論式

混合気体の粘性係数：Wilkeの公式

$$\mu_s = 0.1 \exp[(A_s \ln T + B_s) \ln T + B_s]$$

$$\mu = \sum_s \frac{X_s \mu_s}{\phi_s}$$

$$X_s = Z_s / \sum Z$$

$$\phi_s = \sum_i X_i \left[ 1 + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_i} \left( \frac{M_i}{M_s} \right)^{1/4}} \right] \left[ \sqrt{8} \sqrt{1 + \frac{M_s}{M_i}} \right]$$

ここで、M：分子量  
Z：モル分率

## 2. 熱伝導係数<sup>(4)</sup>

各化学種の熱伝導係数：Euckenの公式

混合気体の熱伝導係数：Wilkeの公式

$$\lambda_s = \mu_s R \left( C_{ps} + \frac{5}{4} \right)$$

$$\lambda = \sum_s \frac{X_s \lambda_s}{\phi_s}$$

- (7) 拡散係数は、Leeの理論に基づきシュミット数は5とした。

$$D_s = \sum_i Z_i [(1 - Z_s M_i)(1/(1 - X_s))] D$$

$$D = (\mu / S_c \rho)$$

- (8) 化学反応による生成項の取り扱い、各格子点ごとに陽解法を用いて行い、反応時間が流れの時間と一致した時点で終了。または、反応が流れの時間内に平衡に達した場合に終了するものとした。
- (9) 今回使用したプログラムは、スイッチングにより完全気体、Equivalent Gamma、多成分完全気体、JANAFによる多成分実在気体、及び非平衡化学反応流の計算が可能としている。
- (10) 計算格子は図1に示す様な81×51であり、壁面近傍のセルレイノルズ数は、約1である。

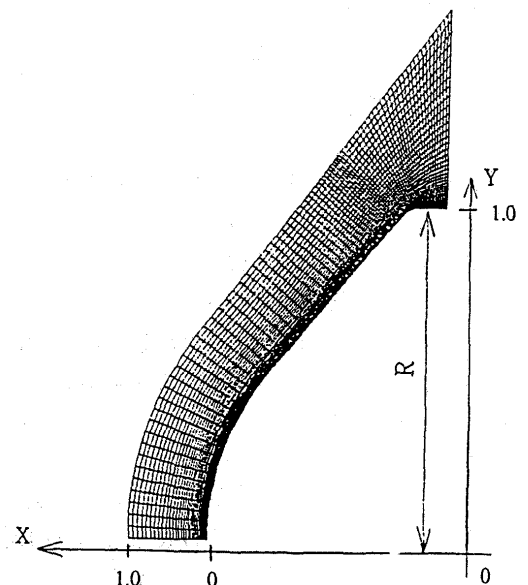


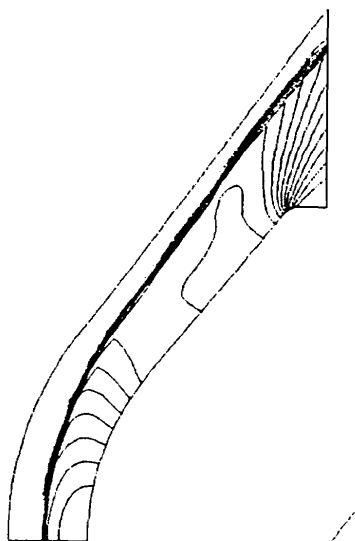
図1 計算格子

### 3. 計算結果

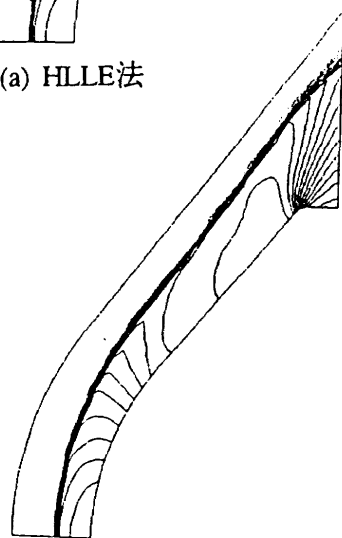
#### 3.1 カーバンクルへの対処

今回のワークショップの課題である極超音速における鈍頭物体回りの流れでは、カーバンクルを如何に回避するかが問題である。通常のRoeスキームでは、膨張圧縮の激しい場所では、数値的な振動現象（カーバンクル）を生じ物理現象を正確に捕えられなかった。そこで、カーバンクル現象を回避する方法として、HLLE法<sup>(4)</sup>が上げられるが、数値粘性が大きく、境界層の解像度が悪くなる。このため、今回の計算ではShock fix法<sup>(5)</sup>により対処することとした。図2に等圧線図を示す。

(a)及び(b)は、それぞれ、HLLE法、Shock fix法である。図3は淀み点流線上の温度分布である。ここでの計算は完全気体である。計算条件は課題Aで2次精度で行った。図3より、両手法では、衝撃波の離脱距離、及び温度勾配が異なっていることが解る。HLLE法は、淀み点付近で数値粘性を含むもので、ナビエーストークス方程式による粘性解析を実施する際、境界層の現象を捕えるには、注意が必要であると思われる。



(a) HLLE法



(b) Shock fix法

図2 等圧線図

$$T_{\infty} = 251K$$

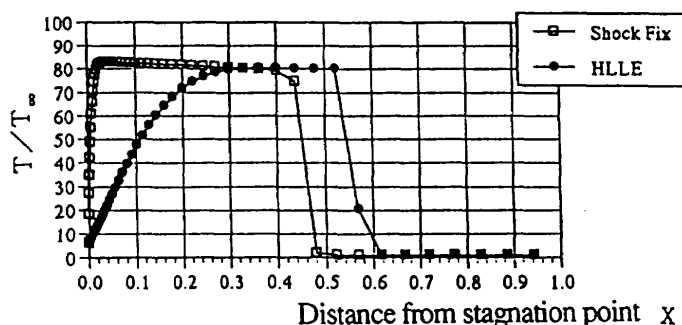


図3 淀み点流線上の温度分布

#### 3.2 非平衡流の計算結果

前述のShock fix法を用いてN-S方程式を計算した。課題Aの計算結果について述べる。今回の計算では5 Speciesの計算であるので、電子密度分布は、算出できない。図4、5、6、7、8、および9は、それぞれ等圧線図、等温線図、淀み点流線上の温度分布、表面空力加熱分布、表面圧力分布、および質量分率である。なお、温度分布には、成分分離の完全気体 ( $O_2 = 21\%$ ,  $N_2 = 79\%$ )、実在気体効果 ( $O_2 = 21\%$ ,  $N_2 = 79\%$ ) の計算結果も併記した。

図6より、気体モデルによる、衝撃波の位置の違いを捕えている。また、実在気体、非平衡流について、衝撃波後方での解離などの吸熱反応による温度変化を捕えていることが分かる。

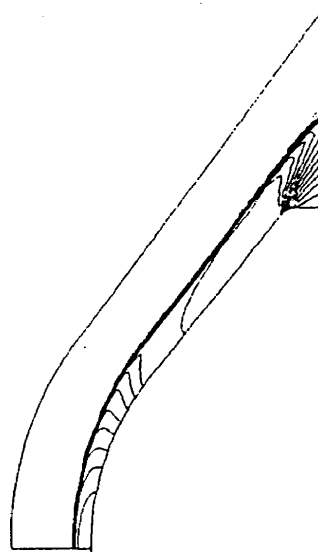


図4 等圧線図

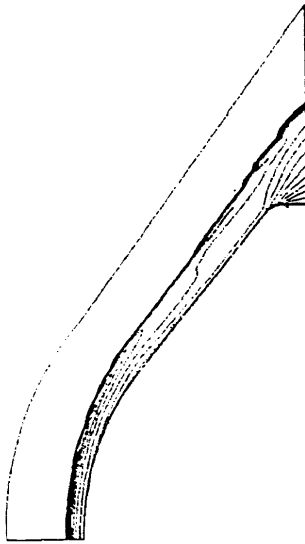


図5 等温線図

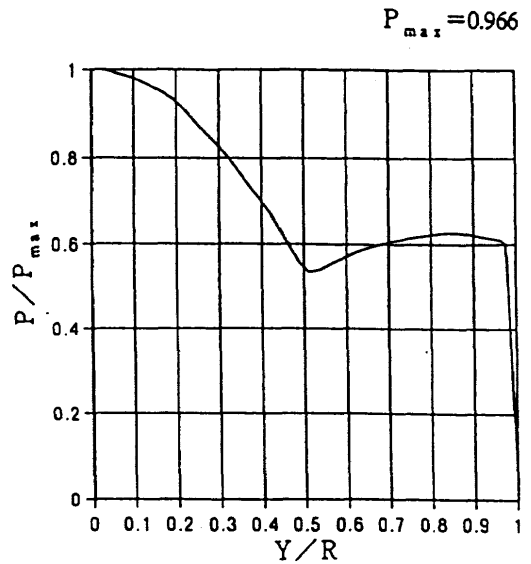


図8 表面圧力分布

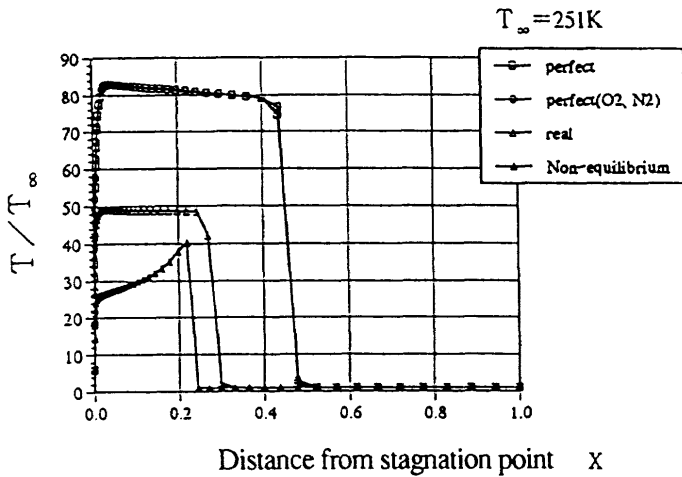


図6 淀み点流線上の温度分布

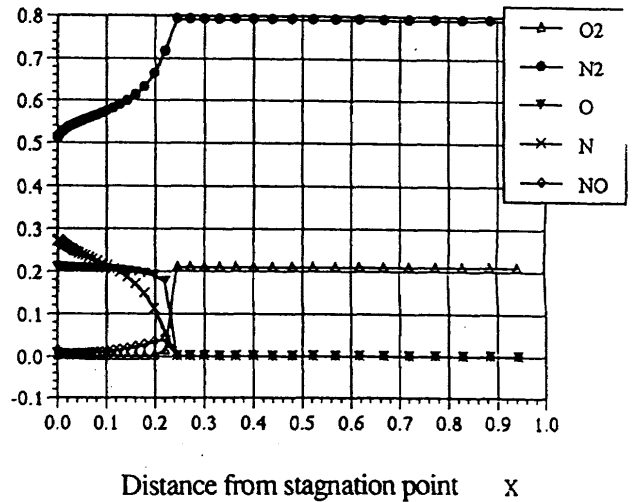


図9 質量分率

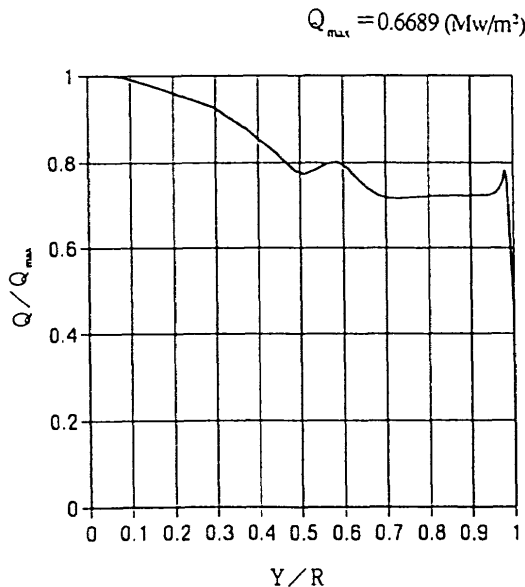


図7 表面空力加熱分布

4. まとめ

O R E X 回りの非平衡化学反応流について、5 Species、1 温度モデルを用いて計算を行い、良好な結果を得た。

今後の課題として、7 Speciesモデル、および2 温度モデルへの拡張、計算時間の効率化等を行っていく予定である。

参考文献

- (1) AIAA-89-0201, Y.Liu and M.Vinokur
- (2) AIAA-86-0363, Chakravarthy,S,R et al.
- (3) J.Spacecraft&Rockets,Vol.28, No.1, 1991, PP.31; C.Park et al.
- (4) AIAA-88-0511, G.V.Candler et al.
- (5) AIAA-94-0083, Yasuhiro WADA

# H-14 極超音速流のワークショップ課題 OREX A-1 and A-3

和田安弘  
航空宇宙技術研究所 数理解析部

## ABSTRACT

We solved hypersonic flows around the OREX as an entry of the hypersonic CFD workshop. Here, the subjects OREX A-1 and A-3 were chosen, being ideal and non-equilibrium gas flow problems, respectively. For the the non-equilibrium gas calculation, Park's two-temperature model and Blottner's 7-species chemical reaction model were used in order to take accounts of thermal non-equilibrium effects as well as chemical ones. In this computation, we used a generalized Roe's approximate Riemann solver extended to the second-order accuracy by Chakravarthy-Oshers' TVD scheme, and employed an infinitely thin three-dimensional control volume in discretizing the full Navier-Stokes equations under the axis-symmetric assumption.

### 1. はじめに

極超音速流のワークショップの課題として与えられた、OREX まわりの流れの問題 A-1 および A-3 の計算を行った。与えられた計算条件は

- 一様流速度 6374 m/sec
- 高度 62km: 大気圧力 17.26Pa; 大気温度 251.0K; 質量分率  $Y_{N_2} = 0.78, Y_{O_2} = 0.21$
- 軸対称、層流、1500K の等温非触媒壁

で、A-1,A-3はそれぞれ理想気体、非平衡気体の気体モデルを用いて計算するものである。ここでは、非平衡気体モデルとして化学的非平衡とともに熱的非平衡も考慮した Park の 2 温度モデルを用いて計算を行う。計算手法として一般化された Roe の近似リーマン解法に Chakravarthy-Osher の Non-MUSCL type の TVD 高精度化を施したものをを用いる。軸対称条件は、無限に薄い 3次元セルにより full Navier-Stokes 方程式にとり入れる。理想気体については、2 温度モデルの計算コードで化学反応と振動電子励起を凍結して計算する。

### 2. 基礎方程式

2 温度モデルの基礎方程式は、全質量 / 運動量 / エネルギー / 各化学種の質量 / 熱的内部エネルギーの保存方程式から構成され、その 3 次元表示は以下のように与えられる [1, 2]。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \mathbf{F}_k}{\partial x_k} = \mathbf{S} \quad (1)$$

ここで

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ E \\ \rho z_1 \\ \rho z_2 \\ \vdots \\ \rho z_n \\ \epsilon_V \end{bmatrix}, \mathbf{F}_k = \begin{bmatrix} \rho u_k \\ \rho u_1 u_k + \delta_{1,k} p - \tau_{k,1} \\ \rho u_2 u_k + \delta_{2,k} p - \tau_{k,2} \\ \rho u_3 u_k + \delta_{3,k} p - \tau_{k,3} \\ (E + p) u_k - \tau_{Ek} \\ \rho z_1 u_k - \rho D_1 \frac{\partial}{\partial x_k} X_1 \\ \rho z_2 u_k - \rho D_2 \frac{\partial}{\partial x_k} X_n \\ \vdots \\ \rho z_n u_k - \rho D_n \frac{\partial}{\partial x_k} X_n \\ \epsilon_V u_k - \tau_{Vk} \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ S_1 \\ S_2 \\ \vdots \\ S_n \\ S_V \end{bmatrix}$$

$z_s$  は化学種  $s$  のモル質量比、 $E$  は全エネルギーで、

$$E = e + \frac{1}{2} \rho (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)$$

内部エネルギー  $e$  は、以下のように、並進温度  $T$  と分子振動電子励起温度  $T_V$  にそれぞれ平衡状態にあるエネルギーの和として表せられる。

$$e = e_V + e_T$$

ただし、

$$e_V = \sum_{s=mol} \rho z_s e_{Vs} + \sum_s \rho z_s e_{es} + \rho z_e \frac{3}{2} R T_V,$$

$$e_T = \sum_s \rho z_s e_{trans} + \sum_{s=mol} \rho z_s e_{rot}$$

$e_V$  は熱的内部エネルギーで分子振動 / 電子励起 / 自由電子の並進エネルギーの和である。 $e_{Vs}, e_{es}$  は分子振動、電子励起のエネルギーで、分子振動として調和振動子を仮定し、電子励起については第 1 電子励起準位までを考慮すればそれぞれ次式で与えられる。

$$e_{Vs} = \frac{R \theta_{Vs}}{\exp(\theta_{Vs}/T_V) - 1}, e_{es} = \frac{R \theta_{es} g_{1s} \exp(-\theta_{es}/T_V)}{g_{0s} + g_{1s} \exp(-\theta_{es}/T_V)}$$

$\tau_{ki}$  は応力歪テンソルで、

$$\tau_{ki} = \mu \left\{ \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{ki} \left\{ \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right\} \right\}$$

全エネルギーと振動電子励起エネルギーの粘性項  $\tau_{Ek}, \tau_{Vk}$  は、

$$\tau_{Ek} = \tau_{ik} u_i + \kappa \frac{\partial T}{\partial x_k} + \kappa_V e \frac{\partial T_V}{\partial x_k} + \rho \sum_n h_n D_n \frac{\partial X_n}{\partial x_k},$$

$$\tau_{Vk} = \kappa_V e \frac{\partial T_V}{\partial x_k} + \rho \sum_n h_{Vn} D_n \frac{\partial X_n}{\partial x_k}$$

である。 $S_1 \sim S_n$  は化学反応による化学種の生成消滅項であり、 $S_V$  は振動緩和などによる  $e_V$  に対する生成項で次式で与えられる。

$$S_V = \sum_{s=mol} \rho z_s \frac{e_{Vs}^* - e_{Vs}}{\tau_s} + \sum_{s=mol} \dot{w}_s \hat{D}_s - p_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + 2 \rho z_e \frac{3}{2} R (T - T_V) \sum_s \frac{v_{es}}{M_s} \quad (2)$$



ここでは特に熱的内部エネルギーの方程式を支配する、選択的解離モデルと、分子振動緩和モデルについて記述する。まず解離/再結合する分子の持っている振動エネルギーがその場の分子の持っている平均の振動エネルギーと異なる効果を考慮するのが選択的解離モデルである。ここではそのエネルギーが、次式で表されるものとした。

$$\hat{D}_s = \hat{C} \times (\text{dissociation energy of the molecule}) \quad (3)$$

$\hat{C}$  は、化学反応により生成・消滅する分子が持っている平均の振動エネルギーと分子の解離エネルギーの比 ( $0 < \hat{C} < 1$ ) で、0.5 として計算を行った。選択的モデルは 2 温度モデルにとって不可欠であるがパラメータ  $\hat{C}$  解に大きな影響を与えない [3]。

分子振動緩和は Landau-Teller 緩和方程式が多く用いられるが、Park は高温気体用に二つの修正を行っている。一つは、collision limiting で緩和時間が平均衝突時間よりも短くなることはないという制限、もう一つは拡散的振動緩和モデルで、高温では非調和振動子の効果が大きくなって Landau-Teller 型よりも緩和が遅くなる効果を考慮したものである。その緩和方程式は次式で与えられる。

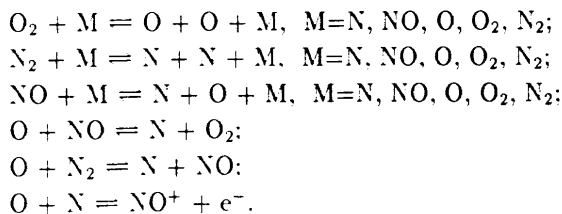
$$\frac{\partial e_V}{\partial t} = \frac{e_V^* - e_V}{\tau} \left| \frac{T - T_V}{T_s - T_V} \right|^{s-1} \quad (4)$$

$$\tau = \tau_{MW} + \tau_{collision}, \quad s = 3.5 \exp(-5000/T_s)$$

但し  $T_s, T_{V_s}$  は衝撃波直後での並進温度と分子振動温度、 $\tau_{MW}$  の振動緩和時間の実験式 [4]、 $\tau_{collision}$  は平均衝突時間である。拡散的振動緩和モデルは Park の 2 温度モデルの中で重要な役割をはたしているが、このモデルは衝撃波直後の情報を必要とし多次元計算への拡張性に問題がある。筆者らは、master 方程式から出発して高温での緩和の遅れを考慮した緩和方程式を導出することを試みた。その結果得られた緩和方程式は

$$\frac{\partial e_V}{\partial t} = \frac{e_V^* - e_V}{\tau} \{1 - \exp(-\theta_V/T_V)\}^n \quad (5)$$

である。この式は  $T_V \ll \theta_V$  で Landau-Teller の緩和方程式に一致する。 $n$  は 1 に近い定数であるが、 $n = 2$  を用い場合に Stalker-tube の実験結果と良好な一致を得ている [3]。ここではこの緩和モデルを高温緩和モデルと呼ぶ。今回の計算では (5) 式の緩和モデルを用いた場合、(4) 式に比べ振動温度等にとどの程度違いが表れるかも調べた。反応モデル/定数として 7-species モデル [5] を用いた。



最後に粘性モデルであるが、高温での粘性モデルが空力加熱率へ与える影響を調べるために 2 種類の粘性モ

デルにをとりあげて計算を行なった。1 つは、collision integral から計算するもので、もう 1 つは直接粘性係数を温度の関数として与えるものである。ここでは便宜上前者の粘性モデルを Gnoffo 粘性モデル、後者を Blottner 粘性モデルと呼ぶ。ここでは誌面の都合上 Blottner モデルについてのみ記述する (Gnoffo モデルについては文献 [2] を参照のこと)。Blottner モデル [5, 6] では、各化学種の粘性係数は次式であたえられる。

$$\mu_s = 0.1 \exp[(A_s \log_{10} T + B_s) \log_{10} T + C_s] \quad (6)$$

また各化学種の熱伝導率は

$$\kappa_s = \mu_s \left( \frac{5}{2} C_{v,trans} + C_{v,internal} \right) \quad (7)$$

混合気体の粘性係数と熱伝導率は Wilke's mixing rule により

$$\mu = \sum_s \frac{X_s \mu_s}{\phi_s}, \quad \kappa = \sum_s \frac{X_s \kappa_s}{\phi_s} \quad (8)$$

ここで

$$\phi_s = \sum_i X_i \left[ 1 + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_i} \left( \frac{M_i}{M_s} \right)^{1/4}} \right]^2 \left[ \sqrt{8} \sqrt{1 + \frac{M_s}{M_i}} \right]^{-1}$$

Schmidt 数  $S_c (= 0.5)$  により 2 化学種間の拡散係数が全て同じ  $D_{av}$ :

$$D_{av} = \frac{\mu}{S_c \rho} \quad (9)$$

として計算できると仮定すると各化学種の拡散係数は

$$D_s = \sum_i z_i (1 - z_s M_s) \frac{1}{1 - X_s} D_{av} \quad (10)$$

となる。

### 3. 数値計算法

基礎方程式は一般座標に変換して計算を行った。数値流束は実在気体に対して一般化された Roe の近似リーマン解法を用いた。Roe のスキームを構築する際には対流項のヤコビ行列を対角化をすることが必要であるが、われれの定式化では化学非平衡も、熱的非平衡も同じ扱いが可能となっている [7, 8]。実在気体での Roe 平均には [9] の方法を用いた。さらに、post-processing TVD スキーム [10] で高精度化を施している。化学反応の生成項は point implicit 法で常に陰的に扱った。また局所時間刻みで効率化を図っている。鈍頭物体周りの極音速流れの計算ではカーバンクル現象と呼ばれる強い衝撃波での数値的な不安定現象が生じる。ここでは音速点を検出して局所的に粘性を加える shock-fix 法 [11] を用いてこの不安定現象を抑えた。この方法は必要なところ以外に余分な数値粘性が入らないので粘性流計算に適している。

OREX の形状より軸対称の流れを仮定する。ここでは軸対称の Navier-Stokes 方程式を一般座標に変換して解くのではなく、3次元 full Navier-Stokes 方程式を無限に薄い (中心軸  $x$  に対する中心角が無限小の) 3次元セルに適用することで空間の離散化をおこなった。軸対称の流れをそのようにして計算する利点は次の通りである。

- 有限体積法に基づく離散化によって free-stream capturing ができる;
- metric の計算と若干の生成項付加による 2次元計算コードの軸対称計算に用いることができる;
- 3次元計算との整合性がある。

以下その metric、および、full Navier-Stokes 方程式に用いる場合に注意すべき点について述べる。まず解くべき基礎方程式は (1) 式同様

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_z}{\partial z} = \mathbf{S} \quad (11)$$

であるが、3次元セル内での z 方向の速度 w は求める必要がないので (1) 式から z 方向の運動量の式を省略してよい。つまり

$$\mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho v, E, \rho z_1, \rho z_2, \dots, \rho z_n, e v)^t$$

さらに (11) 式を一般座標  $(\tau, \xi, \eta, \zeta)$  に変換して

$$\frac{\partial V \mathbf{q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{F}_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}_\eta}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{F}_\zeta}{\partial \zeta} = V \mathbf{S} \quad (12)$$

を得る。V は control volume の体積である。

いま、図1のように、x-y平面で点1、2、3、4よりなる2次元計算セルP(斜線、 $\xi-\eta$ 面)をx軸まわりに微小角度 $\pm\theta$ (ラジアン)回転して3次元セルを構成する。ただし、 $\theta$ は十分に小さく  $\sin\theta \approx \theta, \theta^2 \approx 0$  が成り立つものとする。

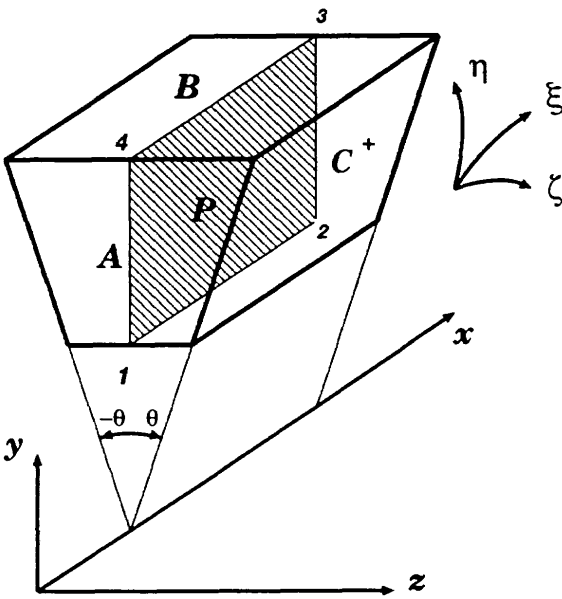


図1 3次元 Control Volume

x-y平面上の計算セルを構成する4点  $i(i=1,2,3,4)$  の座標をそれぞれ  $(x_i, y_i, 0)$  とし、線分1-4、4-3が構成する面をA( $\xi$ 面)、B( $\eta$ 面)、計算セルPが角度 $\pm\theta$ 移動してできた面をそれぞれ  $C^\pm$ ( $\zeta$ 面)とする。このときそれぞれの面ベクトル  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}^\pm$  を成分で表すと

$$\begin{aligned} \vec{a} &= ((y_4^2 - y_1^2)\theta, -(x_4 - x_1)(y_4 + y_1)\theta, 0), \\ \vec{b} &= (-(y_3^2 - y_4^2)\theta, (x_3 - x_4)(y_3 + y_4)\theta, 0), \\ \vec{c}^\pm &= (0, \mp n_c \theta, n_c) \end{aligned} \quad (13)$$

となる。ただし、

$$n_c = ((x_3 - x_1)(y_4 - y_2) - (y_3 - y_1)(x_4 - x_2))/2$$

でこれは2次元計算セルPの面積である。6面体の体積Vは、6面体を6つの4面体に分割して求めることができる。つまり

$$\begin{aligned} V = & \theta(|y_4(x_1y_3 - x_1y_4 - x_3y_1 + x_3y_4 + x_4y_1 - x_4y_3)| \\ & + |y_3(x_1y_3 - x_1y_4 - x_3y_1 + x_3y_4 + x_4y_1 - x_4y_3)| \\ & + |y_1(x_1y_3 - x_1y_4 - x_3y_1 + x_3y_4 + x_4y_1 - x_4y_3)| \\ & + |y_1(x_1y_2 - x_1y_3 - x_2y_1 + x_2y_3 + x_3y_1 - x_3y_2)| \\ & + |y_3(x_1y_2 - x_1y_3 - x_2y_1 + x_2y_3 + x_3y_1 - x_3y_2)| \\ & + |y_2(x_1y_2 - x_1y_3 - x_2y_1 + x_2y_3 + x_3y_1 - x_3y_2)|)/3 \end{aligned} \quad (14)$$

まず面  $C^\pm$  を通過する flux  $F_\zeta$  を考えよう。そのためには面  $C^\pm$  での状態を知る必要がある。それは軸対称条件より求まって、面Pでの物理量  $\mathbf{q}$  が与えられている時  $C^\pm$  面での z 方向速度は、

$$w_{C^\pm} = \pm v \theta \quad (15)$$

でそれ以外は全て  $q_{C^\pm} = \mathbf{q}$  となる ( $v_{C^\pm} = v \cos\theta \approx v$ )。よって (11) 式において

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_\zeta}{\partial \zeta} &= F_{\zeta C^+} - F_{\zeta C^-} \\ &= \vec{c}^+ \cdot (\mathbf{F}_x, \mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z)_{C^+} - \vec{c}^- \cdot (\mathbf{F}_x, \mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z)_{C^-} \\ &= 2n_c \theta \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_P \end{aligned} \quad (16)$$

となる。

$\xi, \eta$  方向の flux については、それぞれ  $F_\xi = \vec{a} \cdot (\mathbf{F}_x, \mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z)$ 、 $F_\eta = \vec{b} \cdot (\mathbf{F}_x, \mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z)$  より求めることができるが、(13)式より面ベクトル  $\vec{a}$  と  $\vec{b}$  の z 成分は0なので、2次元計算コードの metric を  $\vec{a}, \vec{b}$  の x, y 成分で置き換えれば評価することができる。最後に粘性項を計算する場合の勾配の計算について1つ注意をしておく。それは z 方向速度成分 w の勾配が軸対称条件より発生するということである。つまり

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{v}{y} \quad (17)$$

となる。この項は  $\xi, \eta$  方向について応力歪みテンソル  $\tau_{ki}$  を計算する際必要となる。

以上、 $\xi$ 、 $\eta$ 、 $\zeta$ 方向の flux、3次元セル体積を求めることができるが、これらは全て微小角度 $\theta$ に比例している。従って一般座標に変換された基礎方程式(12)全体を $\theta$ で割って $\theta$ を消去することができる。よって $\lim_{\theta \rightarrow 0}$ としたときの計算は、以上の式で $\theta = 1$ として行なえばよい。

#### 4. 計算結果

2温度モデルの計算において基準となる計算を、

- 格子点数  $81 \times 91$
- Park の拡散的振動緩和モデル
- Gnoffo の粘性モデル

とした。各範疇の解への影響を調べるために計算格子、振動緩和モデル、粘性モデルを変えた計算も行なった。

##### 4.1 計算格子

計算格子は代数的方法によって生成した。格子点数は  $81 \times 91$  で最小格子幅はノーズ半径を 1 として OREX 表面で  $1.25 \times 10^{-4}$  である (図 2 参照)。またそのときのセルレイノルズ数は 17 であった。計算格子の解の依存性を調べるために、格子点数  $41 \times 51$ 、最小格子幅  $2.54 \times 10^{-4}$ 、セルレイノルズ数 34 の  $\xi$ 、 $\eta$  方向それぞれ半分にした計算格子でも計算をおこなった。ここでは、計算格子の影響が顕著に表れると考えられる空力加熱率を比べてみた。図 3(a),(b) はそれぞれ基準格子、粗い格子で計算された空力加熱分布である。

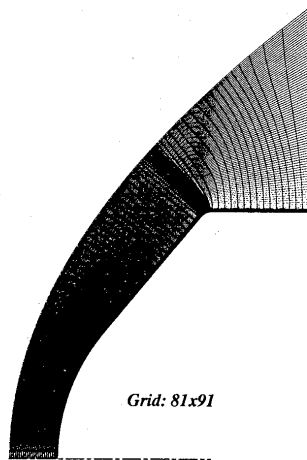


図 2 計算格子

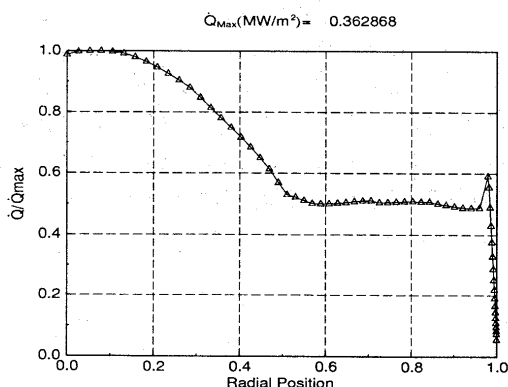


図 3(a) 基準格子での空力加熱率

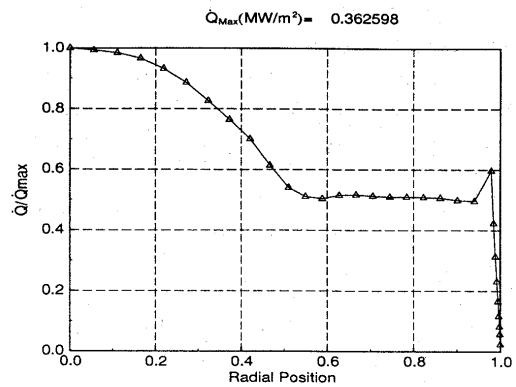


図 3(b) 粗い格子での空力加熱率

空力加熱最大値はそれぞれ、 $0.3628 \text{ MW/m}^2$ 、 $0.3626 \text{ MW/m}^2$  で加熱率の計算格子への依存性は小さく、この結果は基準格子が十分な細かさであることを示している。

##### 4.2 振動緩和モデル

基準計算では Park の拡散的振動緩和モデルを採用した。その理由はこのモデルが高温気体の計算で最も一般的に用いられるモデルで、今回のような課題計算に適すると思われるからである。しかしながらこのモデルは衝撃波直後の情報を必要とし多次元計算への拡張性に問題がある。ここでは前述の高温緩和モデルを用いた場合の計算も参考のため行なった。緩和モデルは振動温度、化学種組成を左右するのでそれらの物理量を比較してみよう。図 4(a),(b) に淀み線上での振動温度を示す。

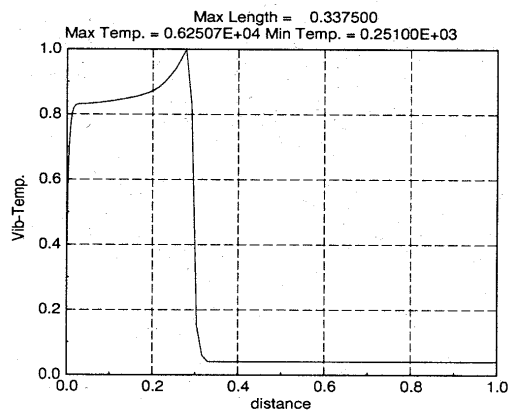


図 4(a) 拡散的振動緩和モデルでの振動温度

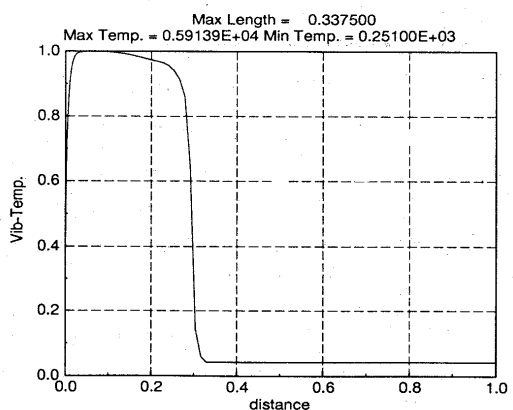


図 4(b) 高温振動緩和モデルでの振動温度

この図より振動温度の最大値はそれぞれ 6250K、5914K できほど変わらないがその分布は大きく異なっていることが分かる。拡散的緩和モデルではその最大値が衝撃波後方にあるのに対して高温緩和モデルでは淀み点に近いところで最大値をとっている。どちらの profile が正しいかは実験データがないので分からないが、高温緩和モデルに関しては検証例が少ないのでより注意が必要である。図 5(a),(b) は並進回転温度の比較であるが両者に大きな違いはない。淀み線上での化学組成を比較したのが図 6(a),(b) である。NO のピークが高温緩和モデルの方が若干高いが両者に大きな差は認められない。この計算条件ではどちらのモデルも化学反応速度という点ではほぼ同じ解をあたえたと考えられる。また、高温緩和モデルを用いた時の空力加熱率の最大値は  $0.3550\text{MW/m}^2$  であり、拡散的緩和モデルを用いた場合のそれが  $0.3628\text{MW/m}^2$  であったことを考えると緩和モデルの違いが空力加熱に与える影響は小さい。

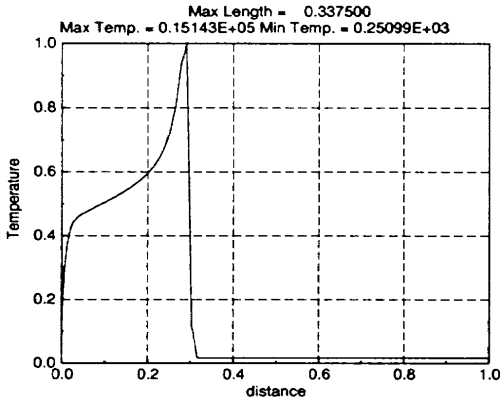


図 5(a) 拡散的振動緩和モデルでの並進温度

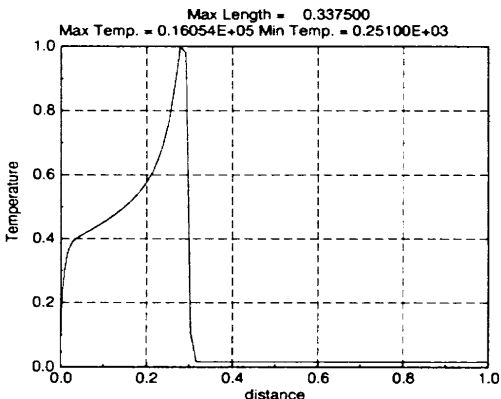


図 5(b) 高温振動緩和モデルでの並進温度

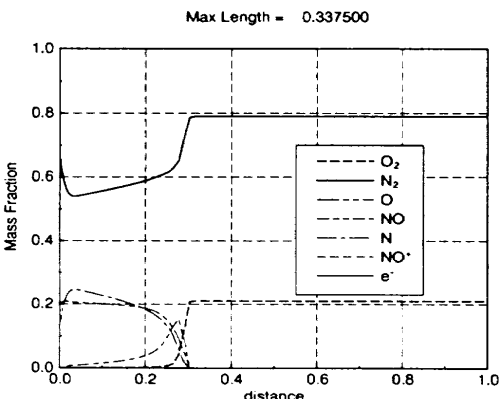


図 6(a) 拡散的振動緩和モデルでの化学組成

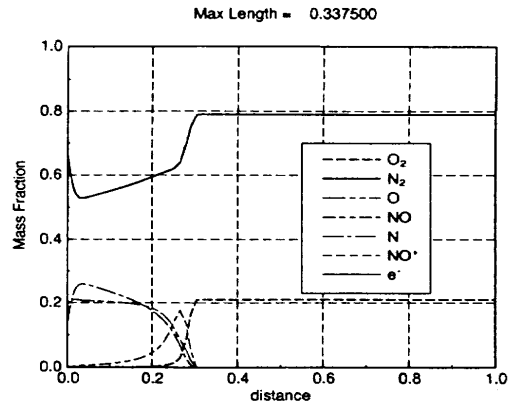


図 6(b) 高温振動緩和モデルでの化学組成

4.3 粘性モデル

高温での粘性モデルが空力加熱率へ与える影響を調べるために、2種類の粘性モデルによる計算を行なった。1つは、collision integral から計算するもので (Gnoffo モデル)、もう1つは直接粘性係数を温度の関数として与えるものである (Blottner モデル)。両モデルの計算結果による淀み線上での熱伝導率  $\kappa$  と拡散係数  $D_s$  を図 7、8 に示す。図 7 (a)(b) より熱伝導率について大きな両者のモデルで大きな違いはないことが分かる。粘性係数  $\mu$  に関しても同様であった。一方図 8(a),(b) より拡散係数は両モデルによって大きな差があることが分かる。これは Blottner モデルで共通の Schmidt 数 (あるいは Lewis 数) を仮定して 2 化学種間の拡散係数を簡略化していることが影響しているかも知れない。なお両粘性モデルとも  $\text{NO}^+$  について両極性拡散を仮定し、Gnoffo 粘性モデルでは自由電子の圧力による collision integral の補正は行っていない。

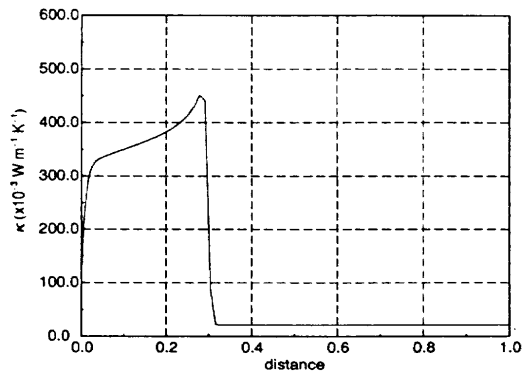


図 7(a) Gnoffo 粘性モデルでの熱伝導率

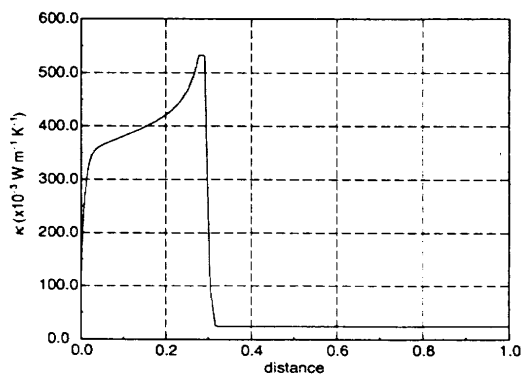


図 7(b) Blottner 粘性モデルでの熱伝導率

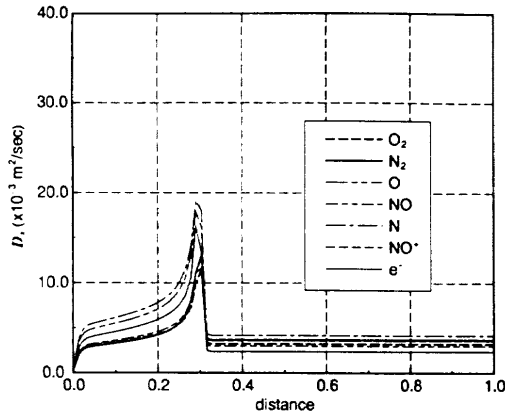


図 8(a) Gnoffo 粘性モデルでの拡散係数

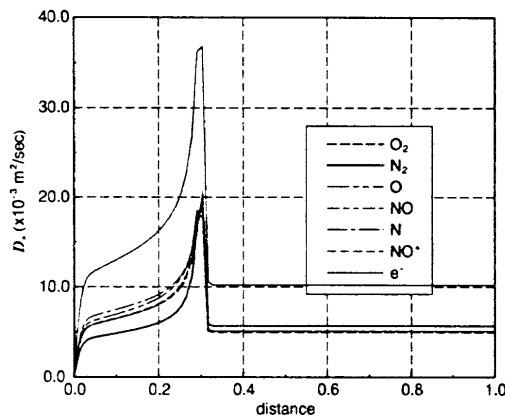


図 8(b) Blottner 粘性モデルでの拡散係数

さて空力加熱率への影響であるが、図 9 に Blottner 粘性モデルによる空力加熱分布を示す。空力加熱率の最大値は  $0.3786 \text{ MW/m}^2$  で Gnoffo 粘性モデルの  $0.362868 \text{ MW/m}^2$  (図 3(a)) とくらべてほとんど違いはない。これは熱伝導率について大きな違いがなかったので妥当な結果であるといえよう。拡散係数の違いが化学組成にあたる影響も小さかった。なお電子密度への影響はほとんどなく、静電プローブ近傍での電子密度最大値は、Gnoffo モデルの  $1.8769 \times 10^{13} \text{ 個/cm}^3$  に対して Blottner モデルの  $1.8762 \times 10^{13} \text{ 個/cm}^3$  であった。

$$Q_{\text{max}} (\text{MW/m}^2) = 0.378626$$

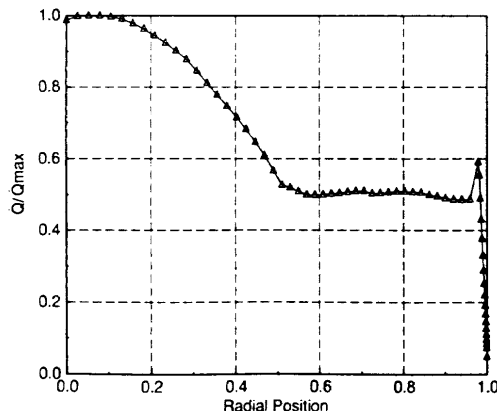


図 9 Blottner 粘性モデルでの空力加熱率

## 5. まとめ

極超音速流のワークショップの課題として与えられた OREX まわりの流れの問題の計算を Park の 2 温度モデルを用いて行なった。軸対称条件は無限に薄い 3 次元セルを用いることで計算に取り込んだ。計算格子、振動緩和モデル、粘性モデルが解に及ぼす影響を調べたが、拡散係数、振動温度分布はモデルによって左右されるものの、今回計算した範囲ではそれ以外の物理量に大きな違いはなかった。

## 参考文献

- [1] Park, C., Assessment of a two-temperature kinetic model for dissociating and weakly ionizing nitrogen, *AIAA Journal of Thermophysics*, vol.2, 1988, pp.8-16.
- [2] Gnoffo, P.A., Gupta, R.N. and Shinn, J.L., Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, NASA TP-2867, 1989.
- [3] Wada, Y., Ogawa, S and Kubota, H., "On the Thermo-Chemical Models for Hypersonic Flows," *Computers and Fluids*, vol.22, 1993, pp.179-187.
- [4] Millikan, R.C. and White, D.R., "Systematics of vibrational relaxation," *J. Chem. Phys.*, vol. 39, no. 12, Dec. 1963, pp.3209-3213.
- [5] Blottner, F.C., Johnson, M. and Ellis, M., Chemically reacting viscous flow program for multi-component gas mixtures, Report No. SC-RR-70-754, Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1971.
- [6] Candler, G.V., Park, C. and Deiwert, G.S., AIAA professional study, "Series, Nonequilibrium gasdynamics," Numerical techniques and application, June, 1989.
- [7] Wada, Y., Kubota, H., Ishiguro, T. and Ogawa, S., "Fully Implicit High Resolution Scheme for Compressible Chemically Reacting Flows," *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Vol.24, Vieweg, 1988, pp.648-659.
- [8] 和田安弘, "反応流の基礎方程式と数値計算法 (I)", 日本数値流体力学会誌, to appear, 1994.
- [9] Liu, Y., and Vinokur, M., "Nonequilibrium Flow Computations I. An Analysis of Numerical Formulations of Conservation Laws," *J. Comp. Phys.* Vol.83, 1989, pp.373-397.
- [10] Chakravarthy, S. R. and Osher, S., "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws," AIAA Paper 85-0363, January 1985.
- [11] Wada, Y. and M.-S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, January 1994, also a similar paper at 第 1 2 回航空機計算空気力学シンポジウム, 1994.

### 3. 計算結果出力フォーマット



## 1. OREX - A 部門 出力フォーマット

非平衡流、平衡流及び完全気体計算結果については、それぞれ別個の図を作成し、名図とも大きさはA4におさまるようにする。図番号の付け方は、たとえば非平衡流の等温度線図の場合には課題番号の OREX-A-1 と図番号の②を組み合わせるとして OREX-A-1-② とする。

### ① 等圧線図

圧力  $P$  は一様流の密度  $\rho_\infty$ 、一様流の速度  $U_\infty$  を用いて無次元量

$P/(\rho_\infty U_\infty^2)$  をプロットする。等圧線の間隔は 0.0 から 1.0 の間で等間隔で 20 分割する。なお、計算の外側境界もプロットすること。(参考図 1 参照)

### ② 等温度線図

温度  $T$  はケルビン単位とし、計算領域内の最高温度  $T_{\max}$  で無次元化した値  $T/T_{\max}$  をプロットする。等温度線の間隔は 0.0 から 1.0 の間を等間隔で 20 分割する。なお、最高温度  $T_{\max}$  は図中にその値を明記すること。(参考図 2 参照)

2 温度モデルを用いた計算では振動温度についても振動温度の最高値  $T_{v,\max}$  で無次元化し、同様なプロットを行う。

### ③ 表面圧力分布

表面圧力  $P$  は、表面圧力の最高値  $P_{\max}$  で無次元化し、物体対称軸に垂直な座標に沿ってその分布をプロットする。縦軸を圧力、横軸を座標軸とし、座標は物体の最大半径で無次元化を行う。(参考図 3 参照) なお、圧力の最大値を  $P/(\rho_\infty U_\infty^2)$  で無次元化した形で、図中にその値を明記すること。

### ④ 表面空力加熱分布

空力加熱 ' $\dot{Q}$ ' は表面熱流束 ( $W/m^2$ ) で表し、空力加熱の最高値  $\dot{Q}_{\max}$  で無次元化を行い、これをプロットする。表示方法は③の圧力分布の方式と同様とする。ただし、 $\dot{Q}_{\max}$  の値を  $W/m^2$  で図中に明記すること。

### ⑤ よどみ点流線に沿う質量分率 (課題 A-1, A-2 に対して)

質量分率は、用いた化学反応種のすべての成分を 1 枚の図にプロットすること。横軸は物体面から、物体軸に沿って計算領域の最外側の点までとり、最外側の座標値が 1.0 となるように無次元化する。縦軸は質量分率で 0.0 から 1.0 の範囲を取る。(参考図 4 参照) また、物体面から計算領域最外側の点までの距離を図中に明記すること。



## ⑥ よどみ点流線に沿う温度分布

横軸は⑤と同様とし、縦軸は、よどみ点流線上の最高温度  $T_{max}$  で無次元化した値  $T/T_{max}$  を 0.0 から 1.0 の範囲でプロットすること。また図中に  $T_{max}$  の値をケルビン単位 (K) で明記すること。(参考図 5 参照)

2 温度モデルを用いた計算では振動温度の最高値  $T_{v,max}$  で無次元化した値をプロットし、 $T_{v,max}$  の値を明記すること。

## ⑦ Cone 部と肩の接合点から垂直方向にのぼした直線上における電子密度分布 (課題 A-1,A-2 に対して)

今回は内挿のわずらわしいことも有り、Cone 部と肩の接合点に最も近い、物体面に交わる方向の計算面での座標線に沿う電子密度分布に変更いたします。

電子密度の単位は電子数密度  $N_e(1/cm^3)$  とし、座標線に沿う電子数密度の最高値で無次元化し、縦軸へのプロットは  $\log_{10}(N_e)/\log_{10}(N_{e,max})$  を用います。横軸は座標線に沿った物体面からの距離とし、実スケールで物体面から 10 cm 前後までの座標線に沿った分布をプロットします。

## ⑧ 抵抗係数

抵抗係数は圧力の積分による抵抗成分  $CD_p$  及び粘性抵抗  $CD_v$  を計算し、その値を明記してください。

なおキャプション、図番号、各最大値の値は手書きでも結構です。

## 2. OREX - B 部門 出力フォーマット

各図とも大きさは A4 におさまるようにする。図番号のつけ方は、課題と図の項目番号を組み合わせ、たとえば等温度線図の場合には、OREX - B - ②とする。

① 等圧線図

OREX - A 部門フォーマットの ①項にしたがう。

② 等温度線図

OREX - A 部門フォーマットの ②項にしたがう。

③ 等マッハ線図

マッハ数の範囲を、0.0 から 10.0 までとし、この間を 20 分割する。したがって等マッハ線間のマッハ数の差は 0.5 となる。他の様式は ①、② と同様。

④ 表面圧力分布

OREX - A 部門フォーマットの ③項にしたがう。

⑤ 表面空力加熱分布

OREX - A 部門フォーマットの ④項にしたがう。

なお、キャプション、図番号、各最大値の値は、手書きでも結構です。

### 3. ARC - A 部門 出力フォーマット

各図ともおおきさは A4 におさまるようにする。図番号の付け方は、ARC - A - 1 の課題での等温度線図の場合には、課題番号と図の項目番号を組み合わせ、ARC - A - 1 - ①とする。また、触媒性有または、無の場合を明記する必要がある場合は、図番号の後にさらに N (触媒性無)、C (触媒性有) の文字をつける。

#### ① 等温度線図

温度  $T$  はケルビン単位とし、0 から 8000 K までを等間隔で 40 分割する。したがって、等温度線のとなりどうしの温度差は 200 K となる。二温度モデルを用いた計算では、振動温度についても同様なプロットを別の図で行う。(参考図 6 参照)

#### ② 表面圧力分布

表面圧力  $P$  は、パスカルの単位とし、縦軸の最高値を ARC - A - 1 では  $15 \times 10^3$  パスカルに、ARC - A - 2 では、 $5 \times 10^3$  パスカルに設定する。横軸は、よどみ点からモジュール表面に沿った距離  $S$  を、モジュールの半径  $R_0$  で無次元化した値とする。 $S / R_0$  の 0 から 1.6 前後までの間を、触媒性無しの表面圧力をプロットする。(参考図 7 参照)

#### ③ 表面空力加熱分布

表面空力加熱は、熱流束  $Q$  で表し、単位は  $W / m^2$  とする。縦軸を  $Q$  とし、その範囲を 0 から  $4.0 \times 10^6$  ( $W / m^2$ ) とする。横軸は、モジュール表面に沿った距離  $S$  とし、②の表面圧力分布のプロットと同様にする。なお、プロットは触媒性有及び無しの加熱分布を同じ図の中に表示する。(参考図 8 参照)

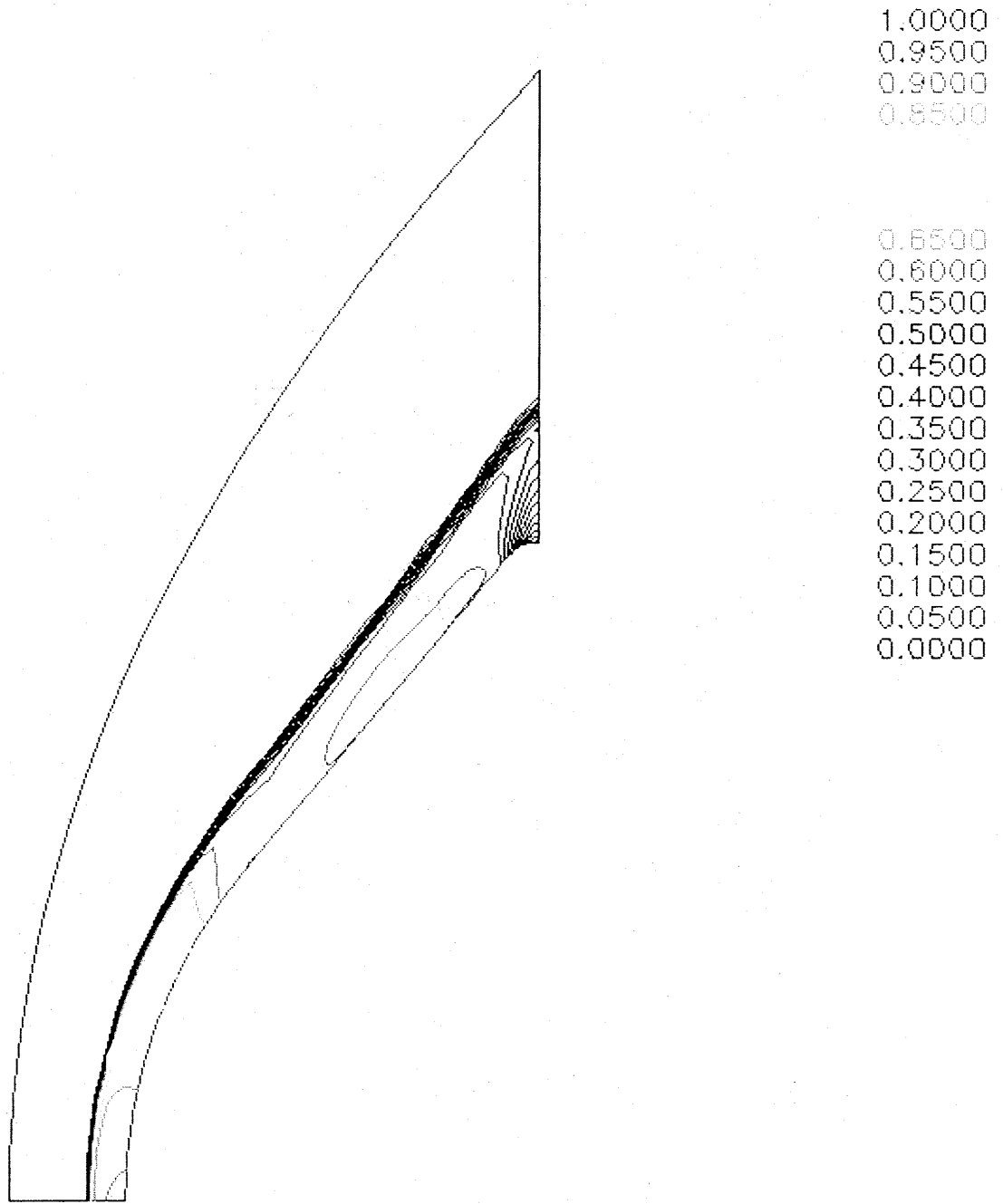
#### ④ よどみ点流線に沿う分量分率

OREX - A 部門出力フォーマットの ⑤と同様とする。但し、触媒性有及び無の結果はそれぞれ別の図とする。

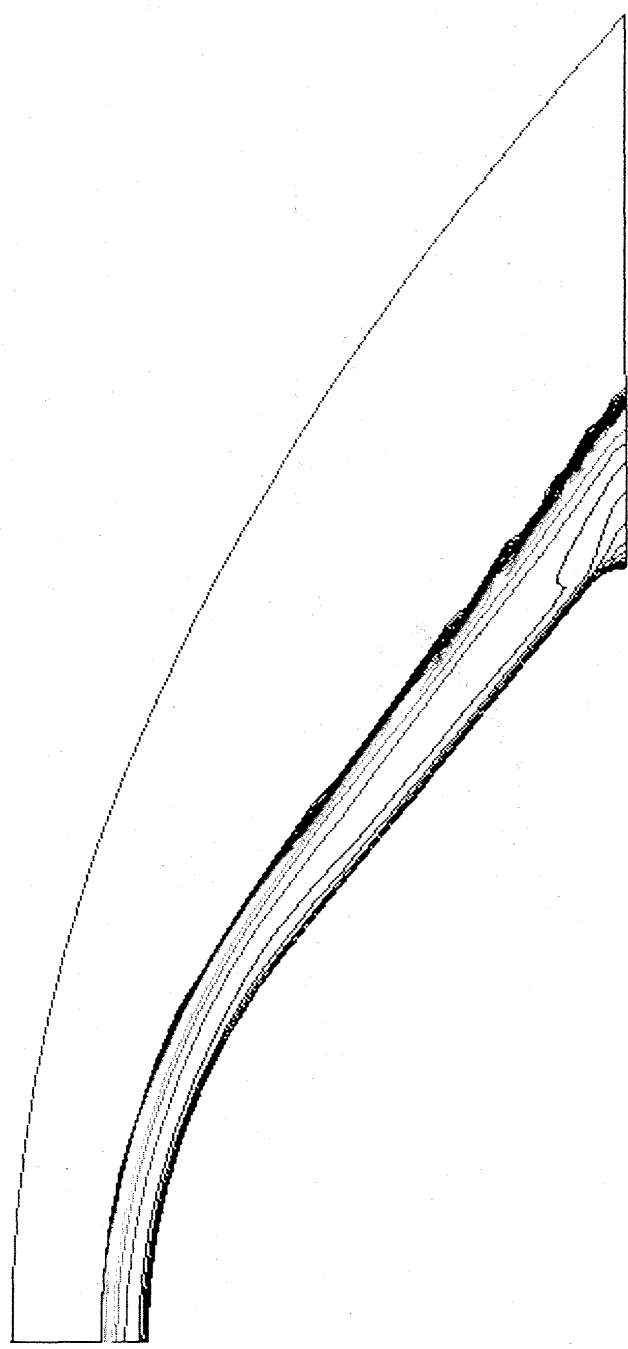
#### ⑤ よどみ点流線に沿う温度分布

OREX - A 部門出力フォーマットの ⑥と同様にする。二温度モデルを用いた計算では、図中に振動温度のプロットも行う。但し、触媒性有及び無の結果はそれぞれ別の図とする。

なお、キャプション、図番号、各最大値の値は、手書きでも結構です。



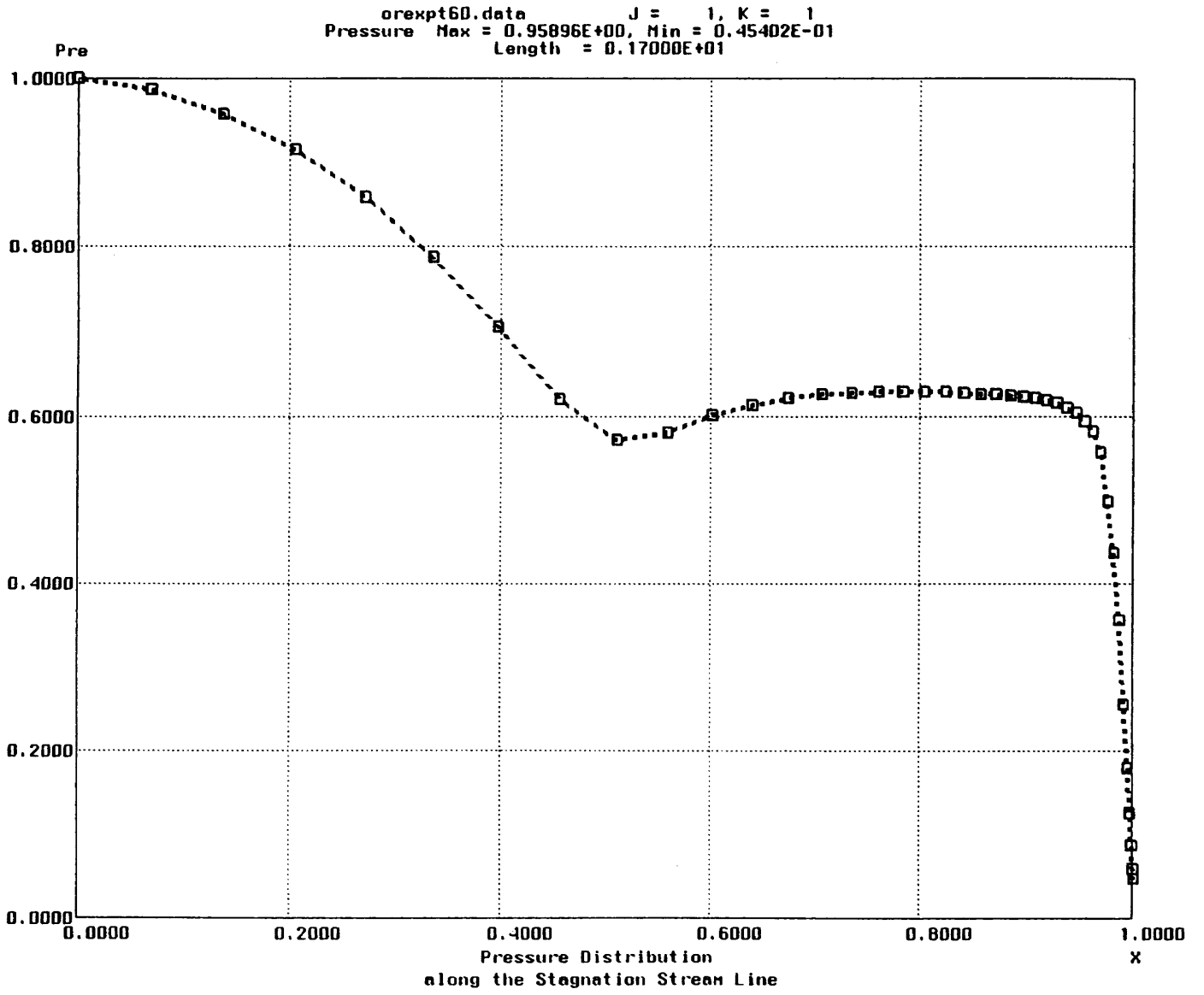
**Pressure Contour**



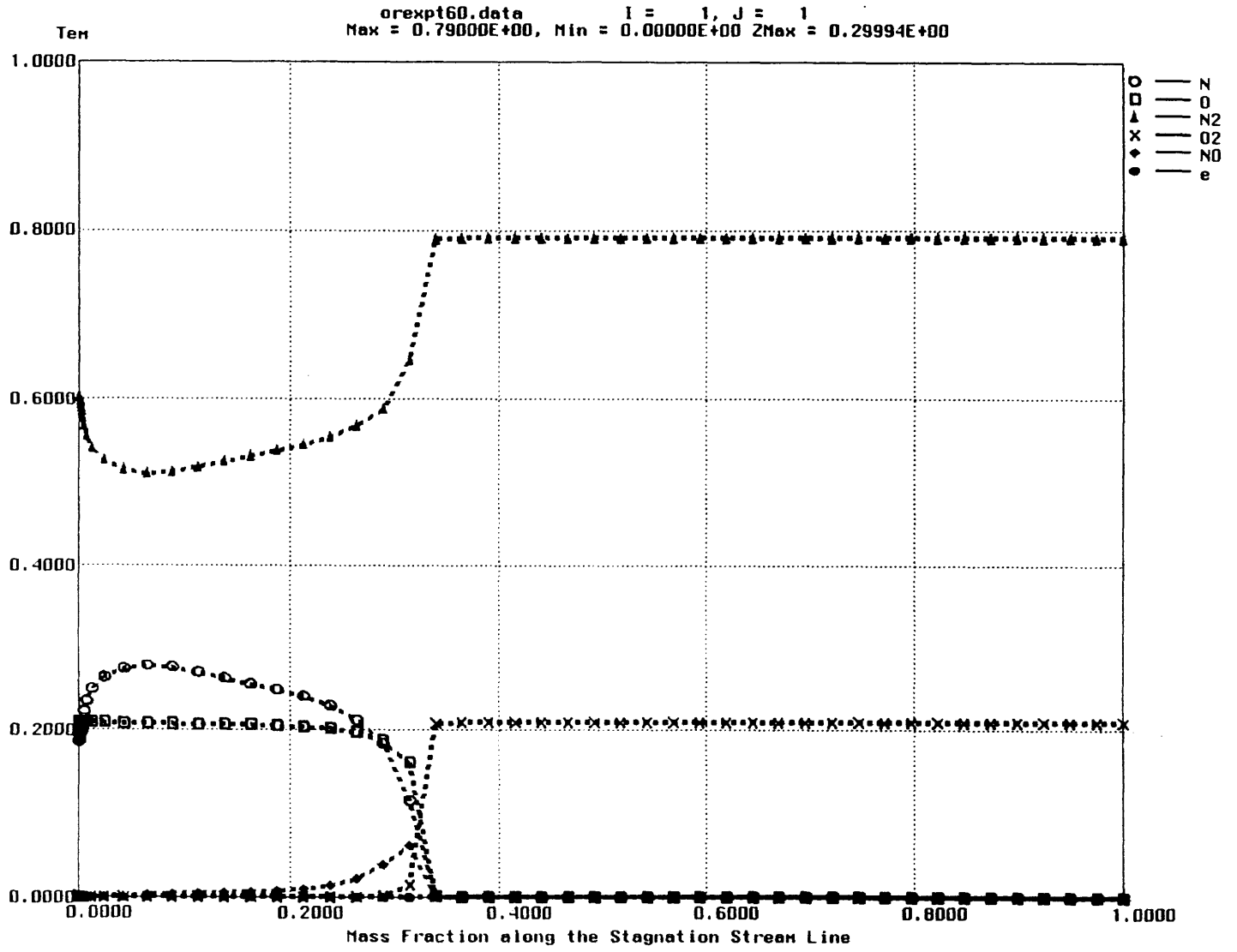
12000.000  
11410.000  
10820.000  
10230.000

7870.000  
7280.000  
6690.000  
6100.000  
5510.000  
4920.000  
4330.000  
3740.000  
3150.000  
2560.000  
1970.000  
1380.000  
790.000  
200.000

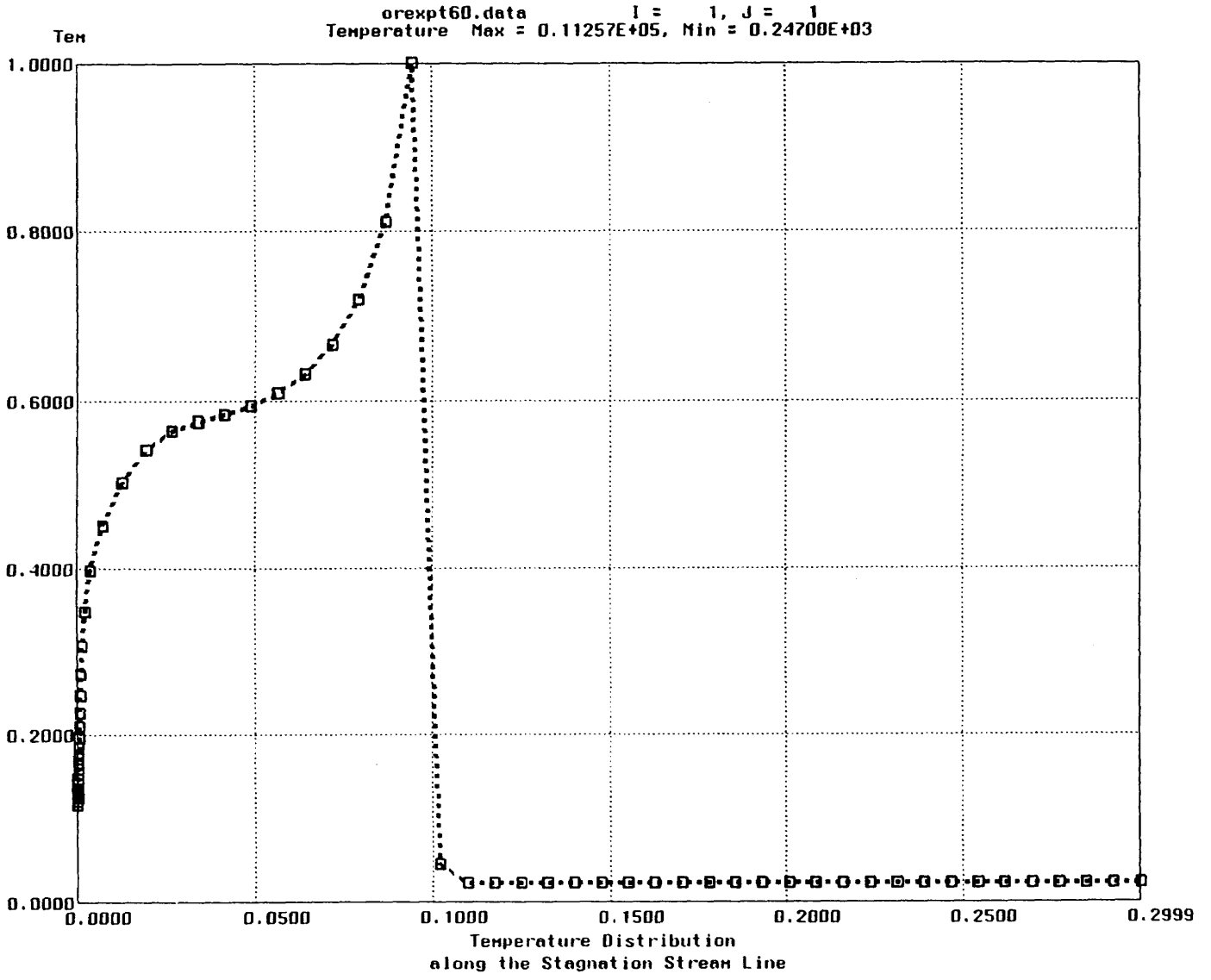
Temperature Contour



参考図 3

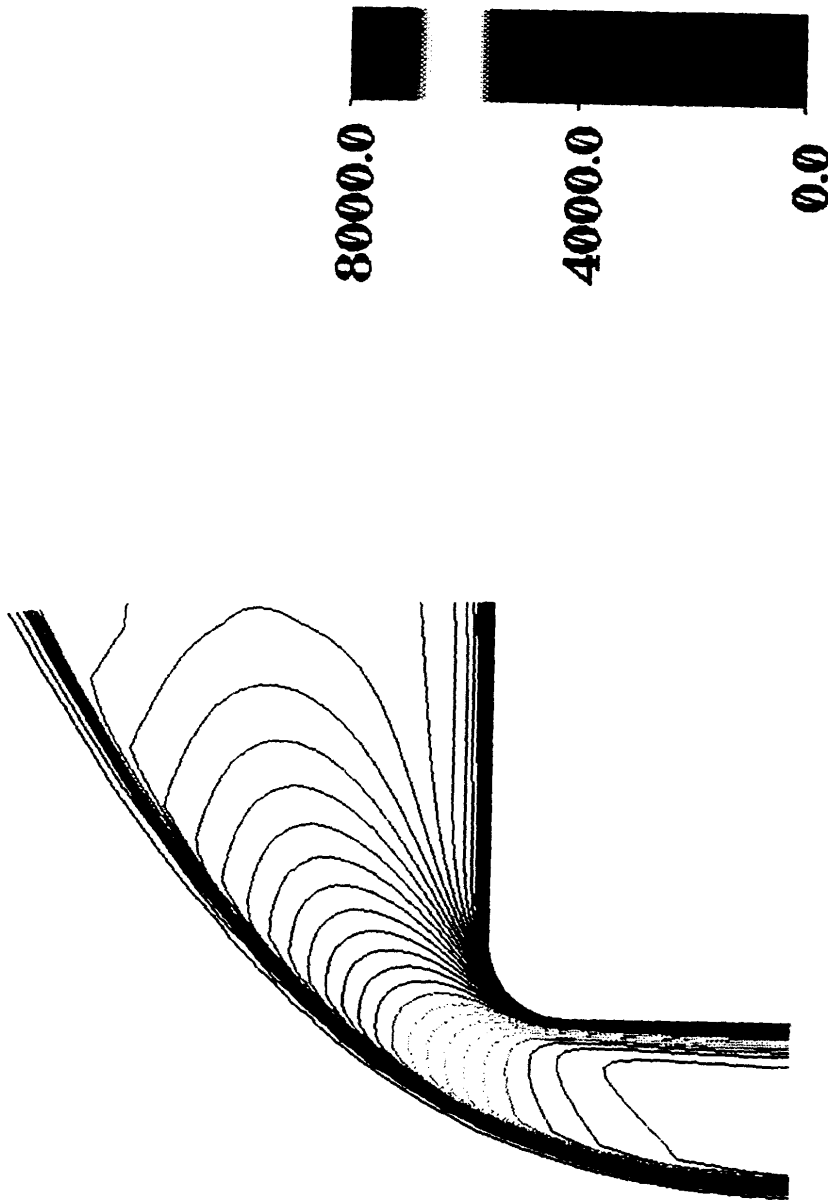


参考図 4



参考図 5

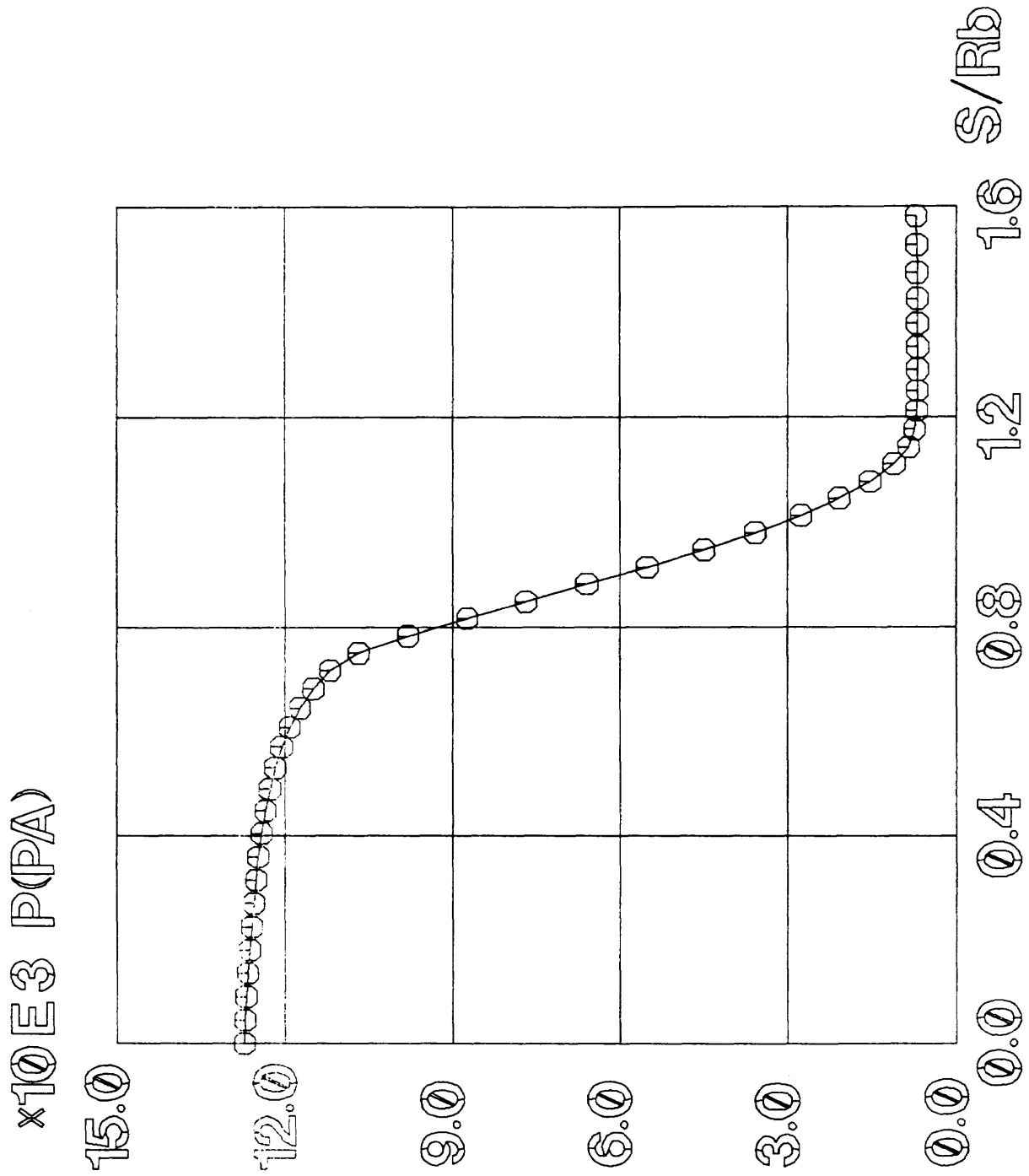




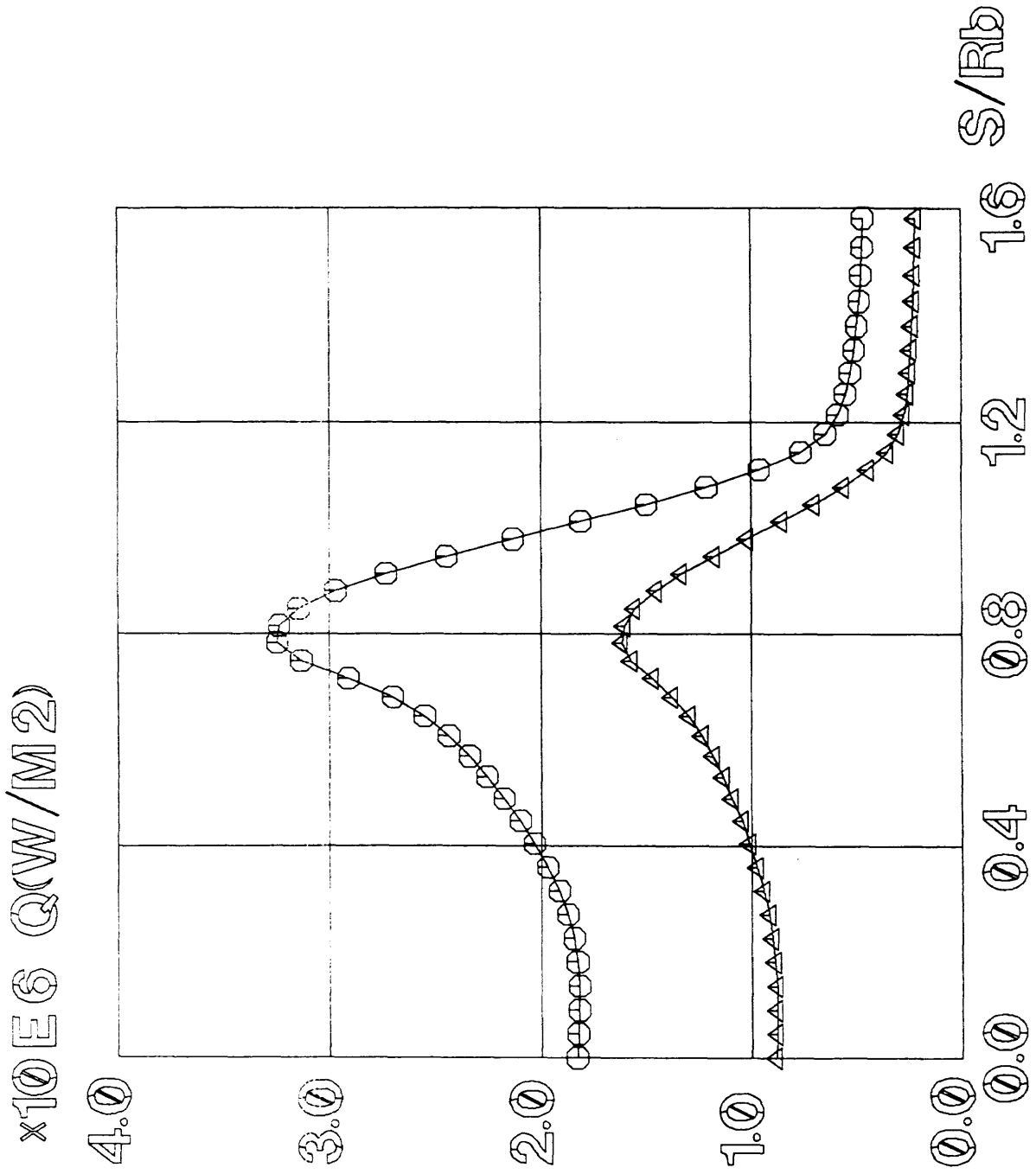
**Temperature Contours of CC HOT STRUCTURE**

(  $M_{\infty}=5.038$   $T_{\infty}=1128\text{K}$   $Re_{\infty}=1263.0$   $T_w=400\text{K}$  )

(  $U_{\infty}=3976\text{ m/s}$   $P_{\infty}=130.6\text{ Pa}$  )



参考図 7



参考図 8

## 4. まとめ



# 極超音速流のCFDワークショップ まとめ

航空宇宙技術研究所

山本 行光

## Summary of Hypersonic CFD Workshop

National Aerospace Laboratory

Yukimitsu YAMAMOTO

### Abstract

In the perspective of Japanese space projects, the knowledge of high enthalpy and high Mach number flow, occurring during the atmospheric reentry of space vehicles, has regained recently considerable interest. The need to support aerodynamic design of space vehicles under the environments where experiments is very difficult and costly, has driven the use of CFD. Hence, CFD workshop was held at NAL in June, 1994 for hypersonic flow problems. Two problems are proposed to the participants; Flow around OREX(Orbital Re-entry Experiments) and Non-equilibrium flow around axisymmetric cylinder module in an arc jet. This paper summarizes the computational results and discusses future improvement in the analysis of high enthalpy and high Mach number flow by CFD.

### 1. はじめに

我が国におけるOREX、HYFLEX、HOPE等の宇宙往還輸送機システムのための実験、開発が進展するとともに、これらの機体の再突入飛行時の極超音速空気力学の問題が、熱防御システムの構築を中心として、重要な研究課題として位置づけられるようになってきた。とりわけ再突入時の衝撃波直後の再圧縮加熱による、高温環境下での空気中の分子の解離、電離を伴う実在気体効果は機体表面の空力加熱特性のみならず、空力特性にも大きな影響を与えるため、この評価は超高速飛行体の設計、開発にとって、必須の条件となっている。この分野では、実飛行条件に対応可能な完全な風洞試験設備が存在しないため、CFDによる評価・検討が主要な手段になると考えられる。

このため平成6年度6月に、第12回航空機計算空気力学シンポジウムの特別企画として、極超音速流のワークショップを開催し、再突入問題に対するCFDの設計ツールとしての工学的有効性、信頼性の現状を認識し、それらの成果を今後の極超音速流CFDの改良、発展に資することを目的として、OREX形状、及びアーク風洞較正モジュールまわりの極超音速流のCFD解析結果の比較、検討を行った。本まとめでは、これらの結果についてその概要を紹介する。

### 2. 課題設定背景

課題は二つに大別され、一つはOREX形状まわりの実飛行条件における非平衡流(OREX-A-1)、平衡流(OREX-A-2)、完全気体(OREX-A-3)及び航技研極超音速風洞試験条件での完全気体(OREX-B-1)モデルによる計算である。本課題の目的は各課題におけるCFDコード相互間の比較とともに、非平衡、平衡、完全気体モデルによる、空力、空力加熱特性の変化をみることにある。また航空宇宙技術研究所と宇宙開発事業団共同で行われたOREX実験の成功により、実飛行計測データ<sup>1)</sup>が得られることからこれらのデータとの比較を通じたCFD検証も目的の一つにしているが、課題条件の設定が若干実飛行条件と異なってきたこと、また飛行条件の大気データが得られていないことから生じる不確実性や、触媒性の影響を考慮したデータの吟味が十分整っていないことから、検証についてはなお今後検討を必要としている。

他のもう一つの課題は、アーク加熱風洞軸対称較正モジュールまわりの非平衡流で、アーク風洞解離一様流条件をもとでのレイノルズ数効果(よどみ点圧力の変化)、および表面触媒性の有(完全触媒)、無(完全非触媒)の効果を見るものである。本課題は宇宙往還機の耐熱材料試験に用いられるアーク加熱風洞気流条件下での非平衡性の強い流れが特色となっている。対応する実験は宇宙開発事業団により米国のマクダネル・ダグラス社(MDAC)のアーク加熱風洞で行われた<sup>2)</sup>。

### 3. 形状と出力形式

OREX形状はOREX-A部門の課題では最大径3.4mの実機サイズ、OREX-B部門の課題では、モデルの最大径が10cmの2.94%縮小模型を考える。アーク風洞軸対称輻正モジュールの形状は直径5cm、肩の曲率半径が6.25mmの平頭円柱である。

OREX-Aでの結果は(1)等圧線図、(2)等温度線図、(3)表面圧力分布、(4)表面空力加熱分布、(5)よどみ点流線に沿う質量分布、(6)同温度分布(7) Cone部と肩の接合点から物体面に垂直方向にのびた電子数密度分布、及び(8)抵抗係数である。OREX-B部門では、上記(1),(2),(3),(4)と等マッハ線図である。ARC部門では、(2),(3),(4),(5),(6)が課題出力として設定された。

#### 4. 比較検討

応募者ID及び実施課題一覧を5-1節に、解析概要を5-2節に示す。表にみられる通りID番号H-4,H-10はViscous Shock Layer近似による方法で、その他はナビエ・ストークス方程式の差分法により解析がなされた。以下にその比較結果の概要を説明する。個々の詳細については応募論文及び応募者提出図を参考されたい。なお今回の応募者提出図においては、比較の便宜をはかるため、各応募者からいただいた図を、それぞれ拡大、または縮小コピーをしてサイズを統一して掲載した。そのため若干図面に不揃いのある点は御容赦していただきたい。

##### (1) OREX-A-1非平衡流

本課題にはH-1,2,3,4,10,12,13,14の8件の応募があり最も応募数の多かった課題である。このうちH-1,2,3,10,12,14の6件は熱的非平衡性も考慮した多温度モデルである。等圧力線図では、H-1,H-3,H-12,H-13,H-14が円錐部の等圧力線のパターンにおいて類似した結果を示す。並進、回転の等温度線図ではどのケースにおいても衝撃波前後で温度の急激なピークが生じるため、その近傍で等温度線が密になり、その後、熱的平衡に近付くため、衝撃波層内では集中度がゆるやかになる傾向を示す。振動温度についてはモデルの影響を大きく受けるため、今回の提出図においてはそれぞれ異なったパターンを示している。

表面圧力分布に関してはナビエ・ストークス方程式を用いた解析によるH-1,H-2,H-3,H-12,H-13,H-14がコーン部及び肩の部分で若干の違いをみせるが、ほぼ一致した分布を示している。H-4とH-10のViscous Shock Layer近似による解析では、コーン部の形状を修正した影響のためと考えられるが、ナビエ・ストーク

ス解析による分布とはコーン部で若干異なる結果を示す。よどみ点の空力加熱で無次元化を行った表面空力加熱分布では、肩の曲率部分での局所的なピークに差はあるもののコーン部でH-10,H-13をのぞき0.45から0.5の値を示し、ほぼ定性的に良好な一致がみられる。よどみ点の空力加熱の値はH-1,H-3,H-4, H-10, H-14の0.35MW/m<sup>2</sup>前後の値が多い。H-2はこれより低めに、H-12,H-13は、これより高く見積もっている。空力加熱の定量的値は各解析に用いられた熱伝導係数、温度勾配等のより詳細な部分まで比較検討する必要がある。

よどみ点流線に沿う並進、回転温度については衝撃波直後での温度の最高値に格子の精度等にもよるバラツキが見られる。よどみ点近傍に近づいていく温度を見るとH-1,H-3,H-4,H-10,H-12の6000K前後が多数をしめる。これに対してH-2,H-13,H-14が衝撃波層内においてやや高い温度分布を示している。振動温度については衝撃波直後のピークを除くと熱的平衡に近づくため、並進、回転温度と同レベルの6000K台が多く、H-1, H-3,H-10,H-12がこの傾向を示す。H-14では振動温度が1000Kほど低くまだ熱的平衡に達していない結果を示している。

よどみ点流線に沿うN<sub>2</sub>,N,O等の質量分率は各応募者とも類似した分布を示すが、詳細に見ていくと、物体表面でのN<sub>2</sub>の質量分布がH-2では高く、逆にH-13では窒素原子の再結合がおこらず、そのまま低く下がっていく。さらに、H-2,H-14では窒素分子N<sub>2</sub>の解離が進まず、そのぶん窒素原子Nの発生がおさえられる傾向にある。NOの分布については衝撃波直後でのピークに差はあるもののその後の分布についてはH-2の結果を除きほぼゼロに近づいていく。

肩とコーン部の接合点での電子数密度分布では定性的な分布の傾向は同じであるが、電子数密度の最高値に6倍ほどのバラツキが見られる。また物体表面での密度もH-1, H-3では0.8前後、H-4,H-10,H-12,H-14では0.9をややうわまわる値を示す。電子数密度分布に関しては電子励起エネルギーの取り込み方、3温度モデル等による温度モデルの表し方による影響因子が多く、定量的な差が大きくあらわれるものと考えられる。

##### (2) OREX-A-2平衡流

平衡流についてはH-1,H-9, H-10,H-11の4件の応募があった。圧力分布については、どの解析も相似な傾向であるが、H-9のよどみ点圧力が、他と比べて高いこと、及びH-11のコーン部での圧力が振動していることが目につく。加熱率分布については、H-10の結果を除き、コーン部で振動が大きい。また、よどみ点空力加熱の値はH-9,H-10が0.2MW/m<sup>2</sup>台、H-1,H-11が0.7MW/m<sup>2</sup>台であるが、非平衡

0.2MW/m<sup>2</sup>台、H-1,H-11が0.7MW/m<sup>2</sup>台であるが、非平衡流のケースのよどみ点空力加熱では0.35MW/m<sup>2</sup>台が多いことを考えると、平衡流では再結合現象により、この値より大きな値が出るのが一般的であると思われる。ただし、H-10は表面温度条件として輻射平衡温度を仮定しているため、表面温度が高く、必ずしも上記の議論はあてはまらないかもしれない。

よどみ点流線に沿う温度分布では、最高温度の絶対値、無次元化された分布とも、各応募結果はすぐれた一致を示すが、衝撃波離脱距離は必ずしも一致していない。よどみ点流線に沿う質量分率ではH-1とH-10が相似な結果を示すが、H-9は窒素分子N<sub>2</sub>の解離が大きく、また酸素原子Oの発生も多い。電子数密度分布では、無次元化を行なった分布では、H-1,9,10とも相似であるが、電子密度数の最高値の値には、大きな開きがある。なお、H-11では上記二つの分布は提出されていない。

### (3) OREX-A-3完全気体

この課題では、H-1,H-4,H-10,H-11,H-12,H-14の6件の応募があり、化学反応モデル等が入ってこないことから、圧力線図、等温度線図、衝撃波離脱距離、表面圧力分布とも、各計算ですぐれた一致を示す。H-10での圧力分布がコーン部においてなめらかになっているが、これはViscous Shock Layer法によるため、コーン部において、曲率をつけたことによる影響と考えられる。空力加熱分布については、各計算とも相似な出力結果を示すが、H-1,H-4の計算でよどみ点近傍で若干の不規則なふるまいがみられる。また加熱率も0.54MW/m<sup>2</sup>から0.709MW/m<sup>2</sup>までばらつきが大きい。よどみ点流線に沿う温度分布は最高温度20300Kを中心に定性、定量的にもすぐれた一致が得られている。あらためて温度勾配から計算を行なう空力加熱分布算出の困難さがうかがえる。

### (4) OREX-B極超音速風洞風試条件

++本課題にはH-1,H-3,H-4,H-5,H-8,H-11の6件の応募があり、OREX-A課題とは異なり、温度が高くないことから、圧力、温度、等マッハ線図ともそれぞれの計算においてすぐれた定量的一致が示されている。ただし、コーン部で圧力線がH-3,H-5,H-8,H-11において、わずかなゆらぎが生じている。表面圧力分布ではH-5のよどみ点近傍の分布を除き、よい一致が得られている。表面加熱率分布はH-1,H-3,H-4,H-8,H-11が、定量的にもよい一致を示す。よどみ点空力加熱も

Fay-Riddelleの理論値に近い値がこれらの結果で得られている。

(5) ARC-A-1; この課題はアーク風洞内の解離した一様流中での表面解媒性の空力加熱特性に与える影響を調べるためのもので、H-1,H-3,H-12の3件の応募があった。並進回転の等温度線図及びよどみ点流線に沿う温度分布は各計算ともすぐれた定量的一致が得られている。また振動温度のよどみ点流線に沿う分布では、H-1とH-12が類似し、H-3が衝撃波層内で振動温度の高い部分の範囲が大きくなっている。表面の解媒性の影響は上記出力に関してはほとんどない。表面圧力分布も定量的にすぐれた一致を見せる。表面空力加熱分布についてはそれぞれの計算で少しずつ分布特性、値とも異なる結果となっている。解媒性による影響はH-3の計算では比較的小さい。最後によどみ点流に沿う質量分率であるが、非解媒、解媒の結果とも各計算は、優れた定量的一致が得られている。

(6) ARC-A-2; ARC-A-1の課題に対してレイノルズ数が小さくなっているのが特徴である。本課題にはH-1,H-6,H-12の3件の応募があった。このうちH-1とH-12が熱的非平衡性を考慮した2温度モデルH-6が1温度モデルによる計算である。振動温度の等値線図はH-1,H-12ともほぼ同じである。表面圧力分布もH-1,H-6,H-12の各計算ともすぐれた定量的一致を示す。表面空力加熱分布については分布形態は似ているもののH-12,H-1,H-6の順に加熱量が下がっていく。よどみ点流線に沿う並進、回転の温度分布では、H-1,H-12が定量的に一致した値を示し、H-6の温度が衝撃波層内において他の計算と比較してやや低い値を示す。振動温度の分布はH-1,H-12とも定量的にもすぐれた一致を示す分布が得られる。

## 5. まとめ

極超音速流のCFDワークショップを通して、基本的な鈍頭物体まわりの流れの検証、計算結果の比較、検討を行い、CFD検証に関する多くの有意義な示唆を得ることができた。総じて、圧力、温度分布などに関してはOREX、アーク風洞較正モジュールの両課題とも良好な一致を示した。しかしながら、高エンタルピー下での空力加熱分布の差が顕著にあらわれている。空力加熱の推定は宇宙往還機の形状、熱防御システム



を設計する上で最も重要な課題の一つになっており、各計算に使用された熱伝導率、温度勾配、格子密度等の個々のより詳細な値を比較検討することが必要と考えられる。今回は初めての極超音速流ワークショップということもあり、本まとめも表面にあらわれた結果のちがいをのみを指摘するにとどまり、比較すべき実験結果も少なかったことなど、オーガナイザーの不手際も多々あったと思われるが、御容赦いただきたい。今後は格子や物性モデルを統一した課題の設定、結果をディスクにいただき、より詳細な比較が行なえる体制、さらには、これらがデータベースとして活かされるようなシステムの構築に向けて発展させていきたいと考える。

最後に、今回のワークショップ応募のため、貴重な時間をさいていただいた応募者各位には本誌面を借りて、深く感謝の意を表す。

#### 参考文献

- 1) 航空宇宙技術研究所、宇宙開発事業団  
HOPE/OREXワークショップ前刷集  
1994年7月13、14日
- 2) 平成4年度 宇宙開発事業団委託業務成果報告書  
「外国アーク風洞試験評価解析(そのア～そのオ)」  
1993年3月

## 5. 資料編



## 5-1 応募者ID、実施課題一覧



## 応募者 ID, 実施課題 一覧

ID	応募者氏名	所属	OREX-A			OREX-B	ARC	
			A-1	A-2	A-3		A-1	A-2
H-1	関野 展弘、嶋田 徹	日産自動車	●	●	●	●	●	●
H-2	山本 悟、長友 英夫	東北大学	●					
H-3	黒滝 卓司	三菱電機	●			●	●	
H-4	鈴木 宏二郎、安部 隆士	宇宙科学研究所	●		●	●		
H-5	瀬川 清内、中野 晋 坪内 邦良	日立製作所				●		
H-6	和田 鞆彦、伊丹 博幸 福田 信之 藤原 俊隆、村上 桂一	日立製作所 名古屋大学						●
H-8	中森 一郎、中村 佳朗	名古屋大学				●		
H-9	中尾 雅弘	三菱重工		●				
H-10	坂村 芳孝 西田 迪雄	富山県立大 九州大学	●	●	●			
H-11	岸本 琢司、金子 進一	川崎重工		●	●	●		
H-12	高木 亮治	航技研	●		●		●	●
H-13	清島 哲、山内 豊誠 松本 崇	富士重工	●					
H-14	和田 安弘	航技研	●		●			



## 5-2 解析概要一覽





解析概要一覽

応募者ID	解析法	解法7プログラム	格子数	反応種数	輸送係数	カーボン現象の回避	温度及び振動緩和モデル	その他
H-1	Harten-Yee	LU-SSOR LU-ADI	100x100 Rece11=15	11species 43反応	Yos式	人工粘性を付加	2 温度 Landau-Teller型	
H-2	流束分離	LU-SGS	55x39	7species 24反応	Blottner式		2 温度 Landau-Teller+拡散	
H-3	Reeのリーマン解法 MUSCL (Chakravarthy型)	LU-SGS	81x81 Rece11=2.0(OREXA) Rece11=10(OREXB) Rece11=0.2(ARC)	7species 24反応	Kinetic Theory		2 温度 Landau-Teller or SSH	
H-4	VSL	-	31x99	7species	Guptaのカーブ747 サ・ラント(完全気体)		1 温度	
H-5	Hänel型FVS	2段階 M/ケ・クッタ	91x60 Rece11=32	-		HLL&び Shock Fix	完全気体	
H-8	Roeのリーマン解法 MUSCL	2段階 M/ケ・クッタ	97x97 Rece11=8.0 14.0	-			完全気体	
H-9	Roeのリーマン解法 Van albadadの 流束制限関数	LU-ADI	60x51 Rece11=10.0	平衡流 Tannehill の曲線近似			平衡流	
H-10	VSL	-	16x100	11species 24反応			3 温度モデル	輻射平衡温度 条件 $\epsilon=0.7$

応募者ID	解析法	解法プログラム	格子数	反応種	輸送係数	カーブシフト現象の回避	温度及び振動緩和種	その他
H-11	AUSMDY法 (註録) HLLC法 (平衡流)	カウス・サイデル 緩和法	100x100	-	Srinivasan の カーブシフト	Shock Fix (註録)	平衡流 完全気体	
H-12	Roeのリーマン解法 Harten-Yee	LU-SSOR	71x66	Dunn & Kang 7 species 18反応	Gnoffo		2 温度	
H-13	Roeのリーマン解法 Chakravarthy -osher	ルンゲクッタ	81x51 Recell=1.0	5 species 12反応	Blottner式		1 温度	
H-14	Roeのリーマン解法	対角化ADI	81x91 Recell=17.34	7 species 24反応	Gnoffo Blottner	Shock Fix	2 温度	

Re cell : セルレイノルズ数

## 5-3 数值比较表



## OREX-A 最大圧力 及び 温度

応募 番号	A-1 非平衡		A-2 平衡		A-3 完全	
	Pmax	Tmax(K)	Pmax	Tmax(K)	Pmax	Tmax(K)
1	0.944	12620	0.961	5874	0.912	20586
2	0.931	12194				
3	0.964 0.961	16877 15721				
4	0.963	14087			0.921	20457
5						
6						
8						
9			0.99	5965		
10	0.962	19800	0.969	5950	0.921	20300
11			0.961	5848	0.921	20472
12	0.961	14115			0.927	20340
13	0.966	10114				
14	0.949	15248			0.918	20321

## OREX-B、ARC、最大圧力 及び 温度

応募 番号	OREX-B 完 全		ARC-1 非平衡 (非触媒)		ARC-2 非平衡	
	Pmax	Tmax(K)	Tmax	Tvmax(K)	Tmax	Tvmax(K)
1	0.919	695	7267	5835	7645	4763
2						
3	0.923	690	7329	5997		
4	0.926	692				
5						
6					6780	
8	0.927	693				
9						
10						
11	0.930	695				
12			7251	5798	7534	4220
13						
14						

## O R E X - A 最大空力加熱、振動温度 及び 電子密度

応募 番号	A - 1 非平衡			A - 2 平 衡		A - 3 完 全
	Qmax(MW/m <sup>2</sup> )	Tvmax	Nemax(/cm <sup>3</sup> )	Qmax(MW/m <sup>2</sup> )	Nemax(/cm <sup>3</sup> )	Qmax(MW/m <sup>2</sup> )
1	0.3889	7337	12.3e+12	0.727	12.1e+12	0.6453
2	0.1509	8282	—			
3	0.3487 0.3468	7396 6986	6.55e+12 6.63e+12			
4	0.3320		18.2e+12			0.544
5						
6						
8						
9				0.244	6.99e+12	
10	0.3370	7210	3.13e+12	0.207	0.855e+12	0.735
11				0.781		0.605
12	0.5185		16.9e+12			0.687
13	0.6689					
14	0.3680	6248	18.8e+12			0.709



## OREX-B 課題 よどみ点空力加熱 及び よどみ点圧力

応募 番号	OREX-B 極超風試条件	
	$Q_{max}(MW/m^2)$	$P_{max}$
1	0.108	0.9188
2		
3	0.105	0.9234
4	0.102	0.926
5	0.120*	0.9235
6		
7		
8	0.112	0.9266
9		
10		
11	0.104	0.9303
12		
13		
14		

\*講演集にのせられている最新データを採用

## O R E X - A 抵抗係数

応募 番号	A - 1 非平衡		A - 2 平 衡		A - 3 完 全	
	C D p	C D v	C D p	C D v	C D p	C D v
1	1.20	0.0060	1.21	0.0067	1.19	0.0078
2	0.75	0.0014				
3	1.21 1.21	0.0049 0.0049				
4	1.21	0.0030			1.17	0.0042
7						
9			1.35	0.0031		
10	1.31	0.0034	1.29	0.0046	1.29	0.0055
11			1.21	0.0046	1.207	0.0058
12	1.18	0.0075			1.149	0.0049
13	1.37	0.0038				
14	1.20	0.0036			1.207	0.0050



## 5-4 応募者提出図

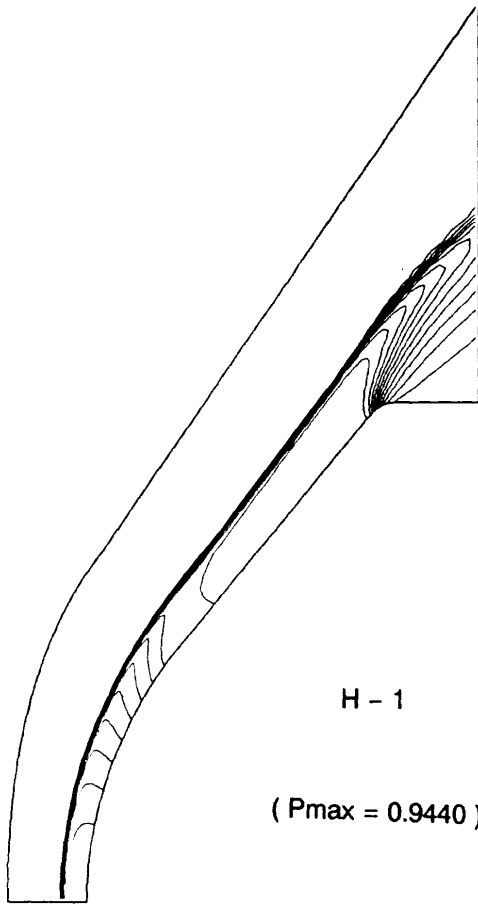


## O R E X A — 1

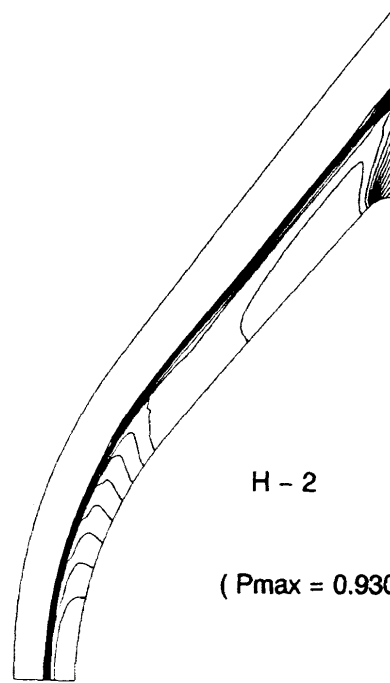
## 非平衡流

## O R E X — A 計算条件

高度	6 2	K m
速度	6 3 7 4	m / s e c
压力	1 7 . 2 6	P a
温度	2 5 1 . 0	K
壁温度	1 5 0 0 . 0	K

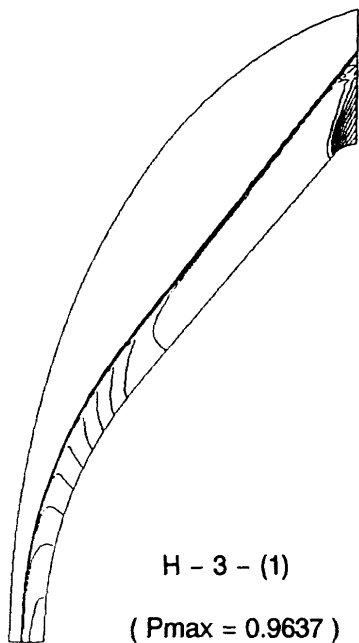


H - 1  
(  $P_{max} = 0.9440$  )

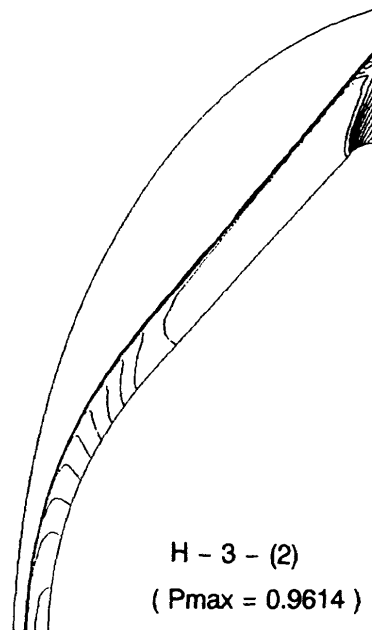


H - 2  
(  $P_{max} = 0.9308$  )

OREX A-1 非平衡流 压力线图

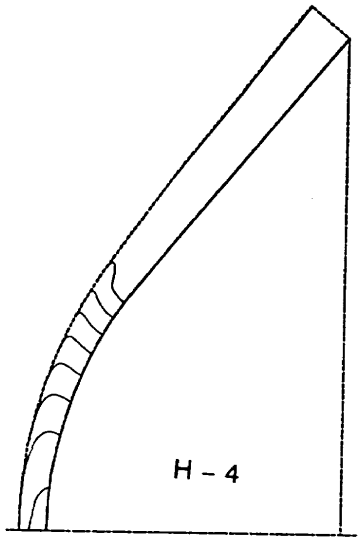


H - 3 - (1)  
(  $P_{max} = 0.9637$  )

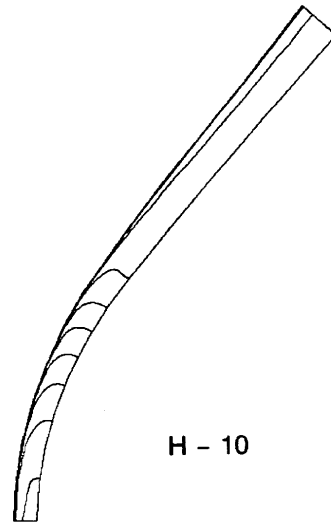


H - 3 - (2)  
(  $P_{max} = 0.9614$  )

OREX A-1 非平衡流 压力线图

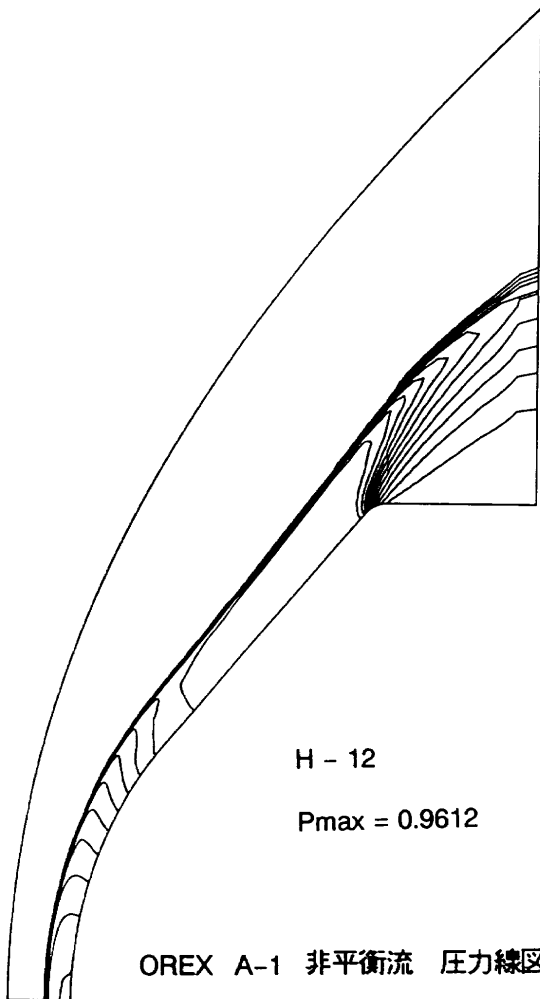


Pressure(non.-dim.)  
( Pmax = 0.963 )



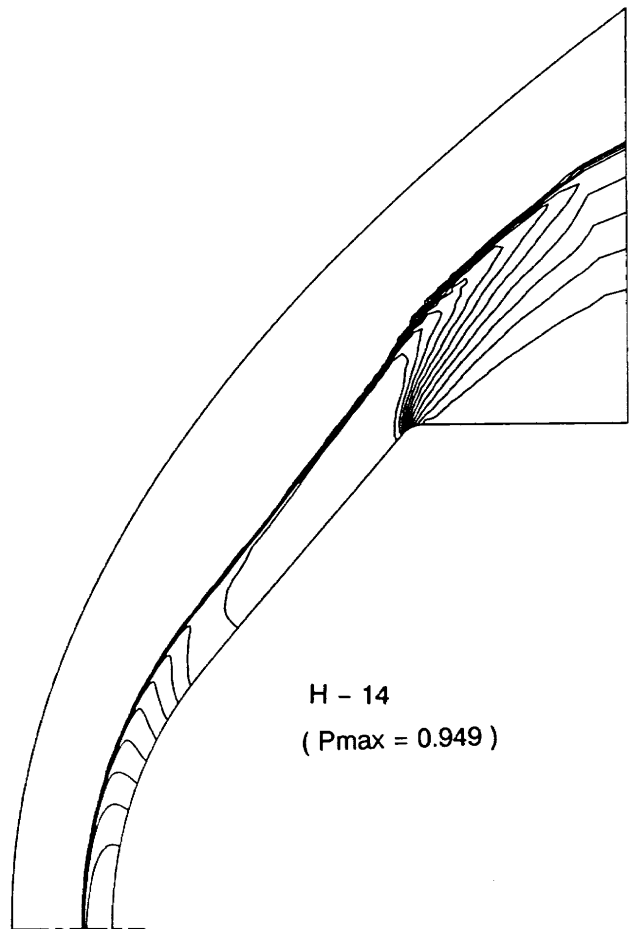
H - 10  
( Pmax = 0.962 )

OREX A-1 非平衡流 压力线图



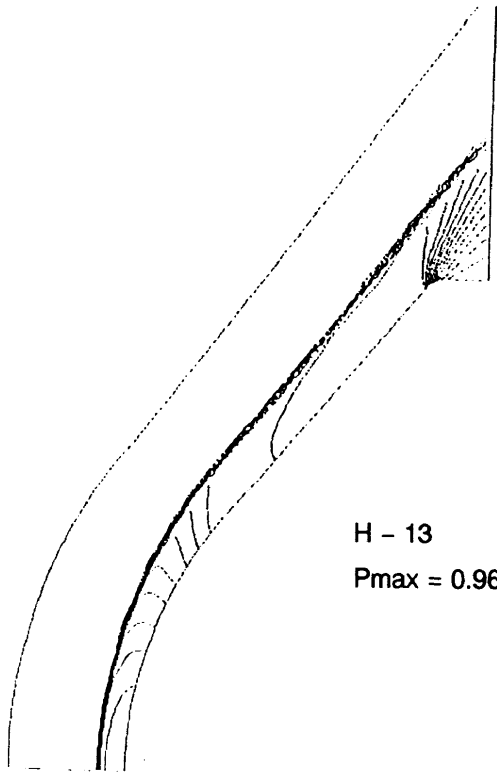
H - 12  
Pmax = 0.9612

OREX A-1 非平衡流 压力线图



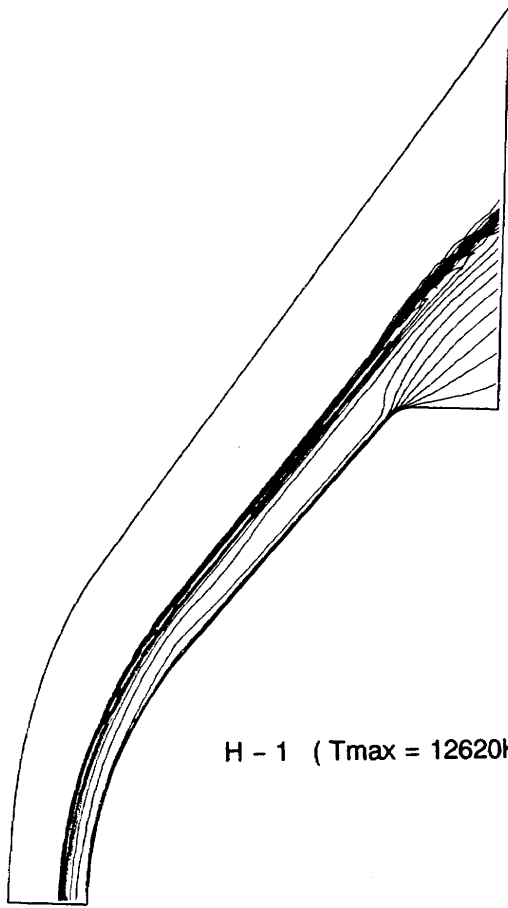
H - 14  
( Pmax = 0.949 )



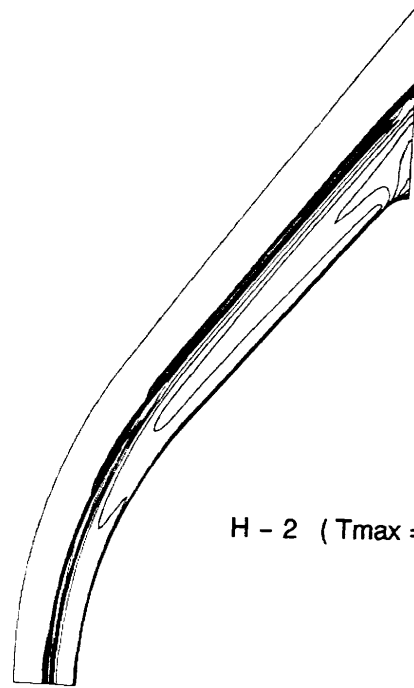


H - 13  
Pmax = 0.966

OREX A-1 非平衡流 压力线图

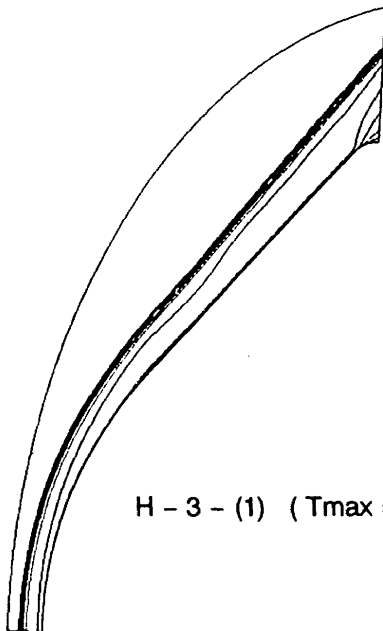


H - 1 (  $T_{max} = 12620K$  )

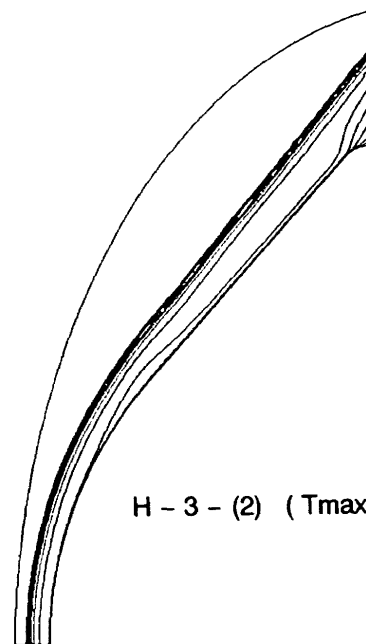


H - 2 (  $T_{max} = 12194K$  )

OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (並進、回転)

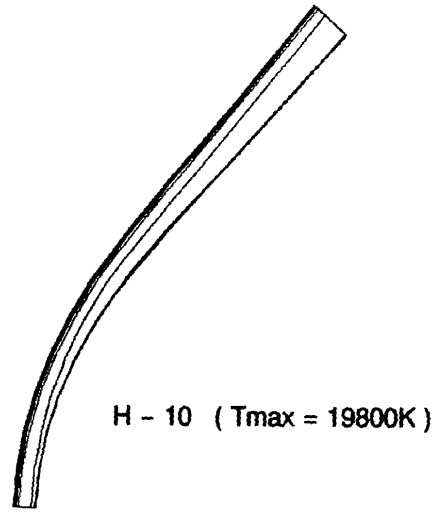
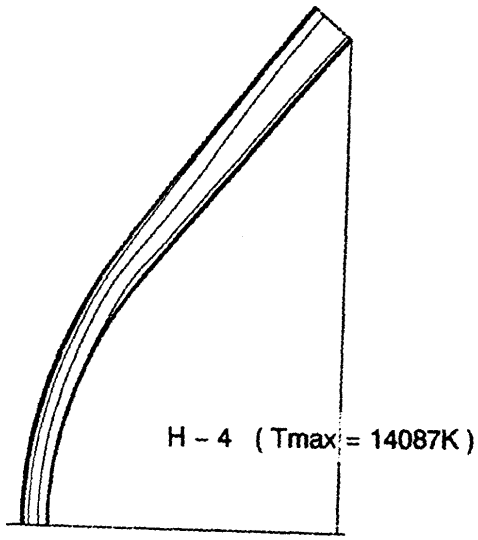


H - 3 - (1) (  $T_{max} = 16877K$  )

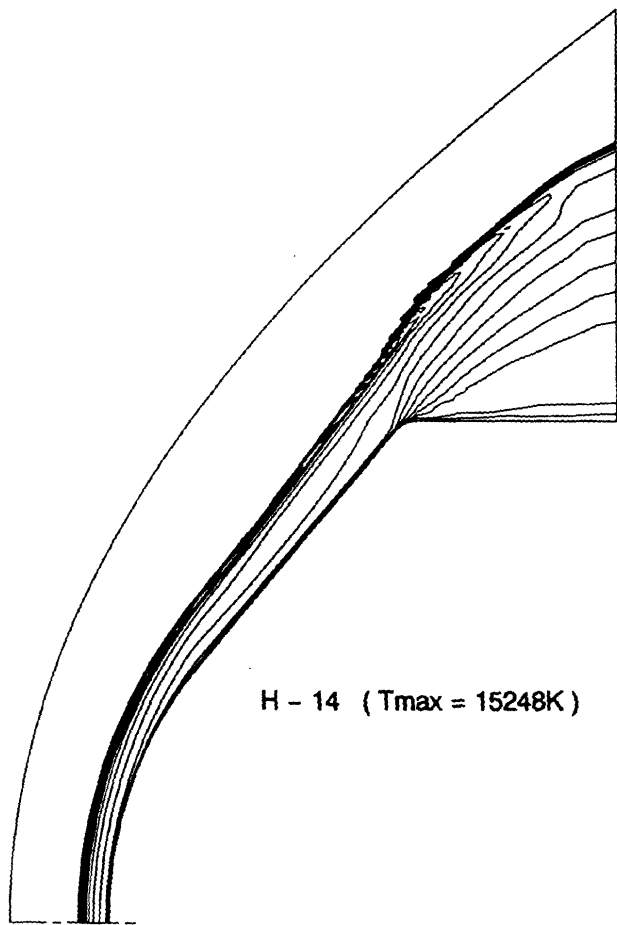
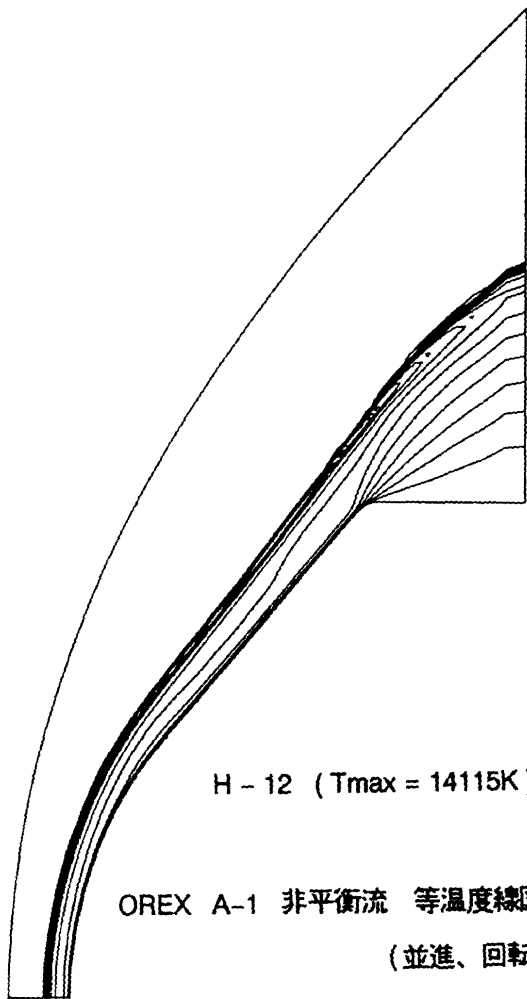


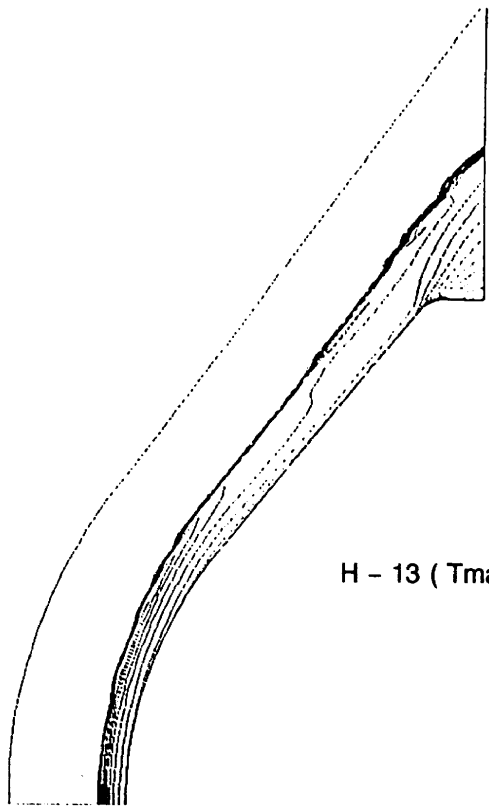
H - 3 - (2) (  $T_{max} = 15721K$  )

OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (並進、回転)



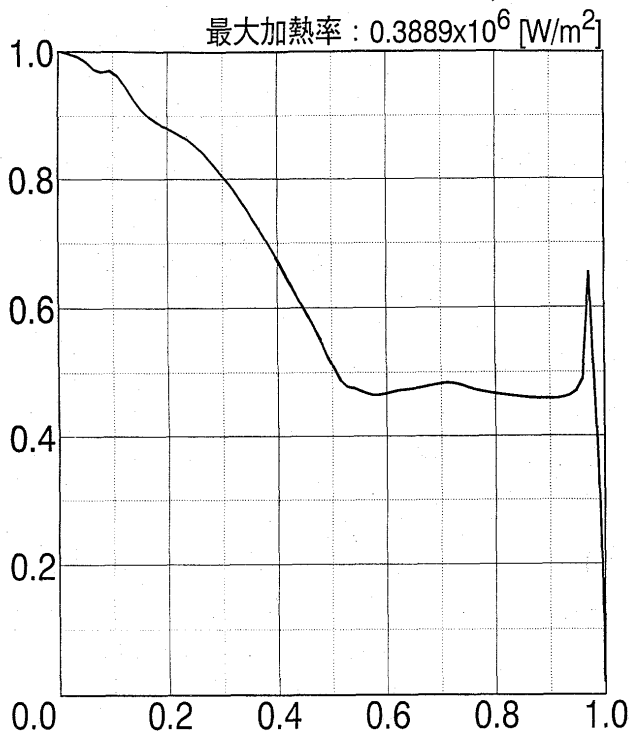
OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (並進、回轉)



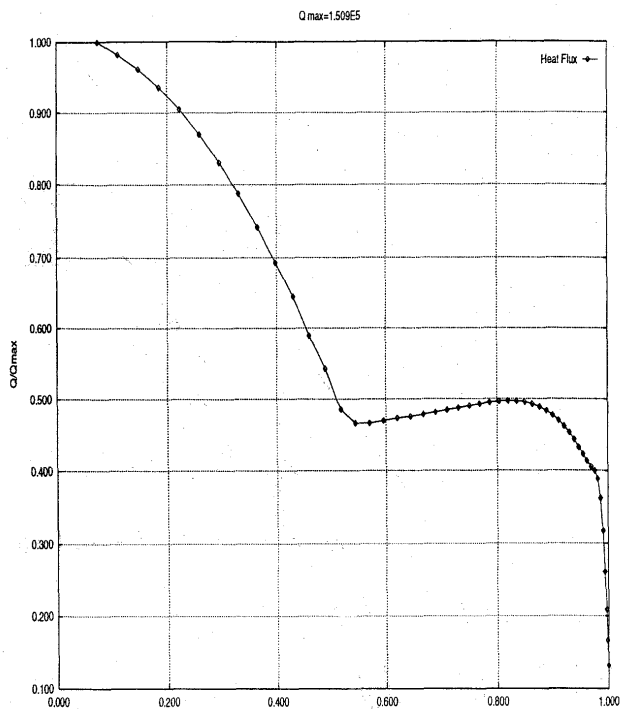


H - 13 ( Tmax = 10114 K )

OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (並進、回転)

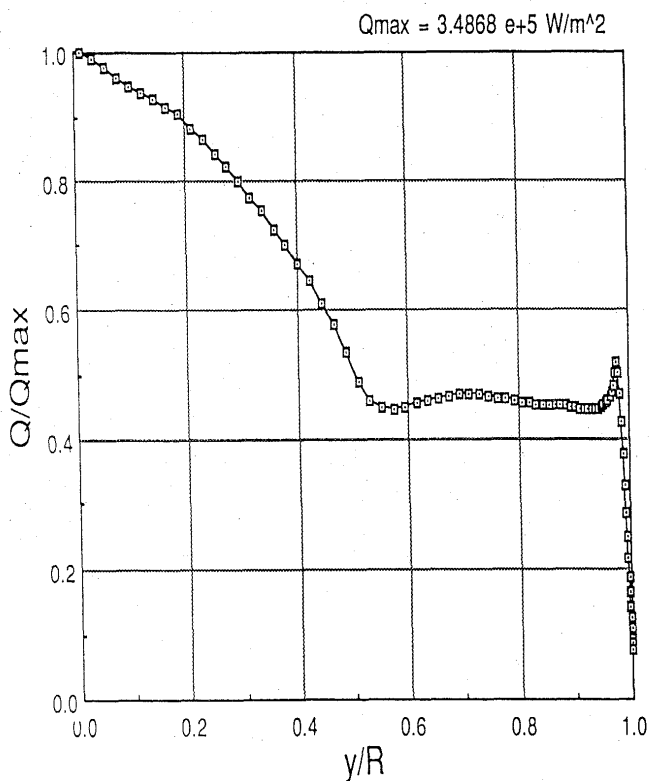


H - 1 (  $Q_{\text{max}} = 0.3889 \text{ MW/m}^2$  )

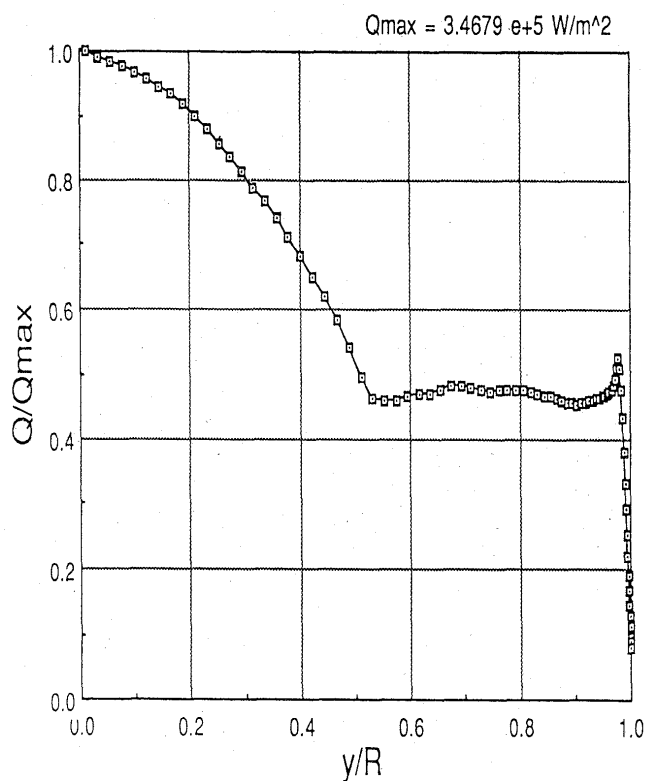


H - 2 (  $Q_{\text{max}} = 0.1509 \text{ MW/m}^2$  )

OREX A - 1 非平衡流 表面熱流束分布

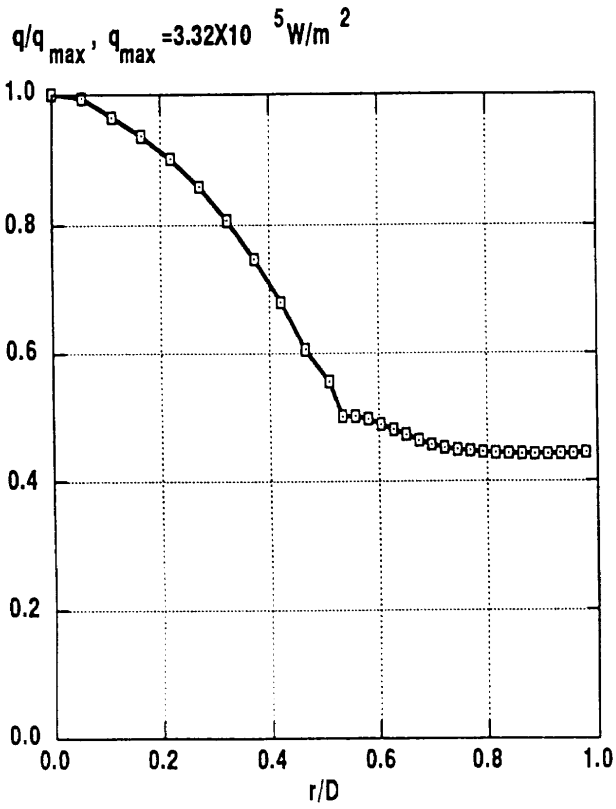


H - 3 - (1) (  $Q_{\text{max}} = 0.3487 \text{ MW/m}^2$  )



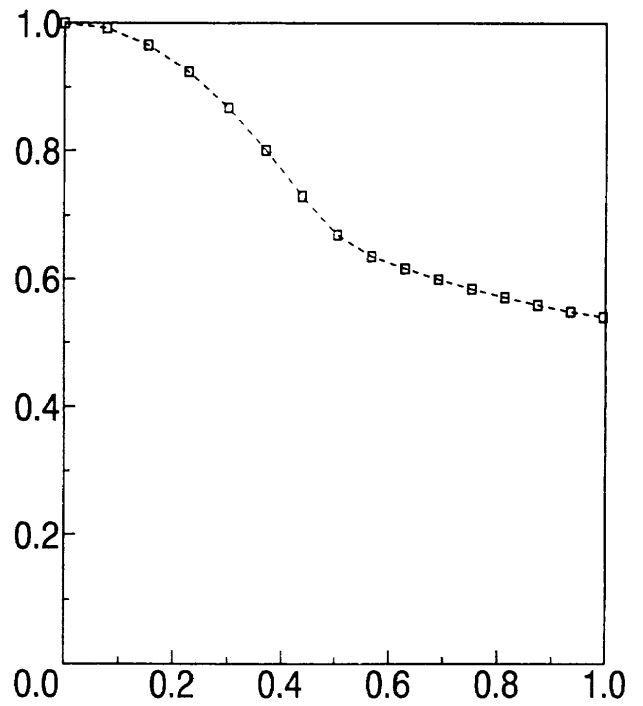
H - 3 - (2) (  $Q_{\text{max}} = 0.3468 \text{ MW/m}^2$  )

OREX A - 1 非平衡流 表面熱流束分布



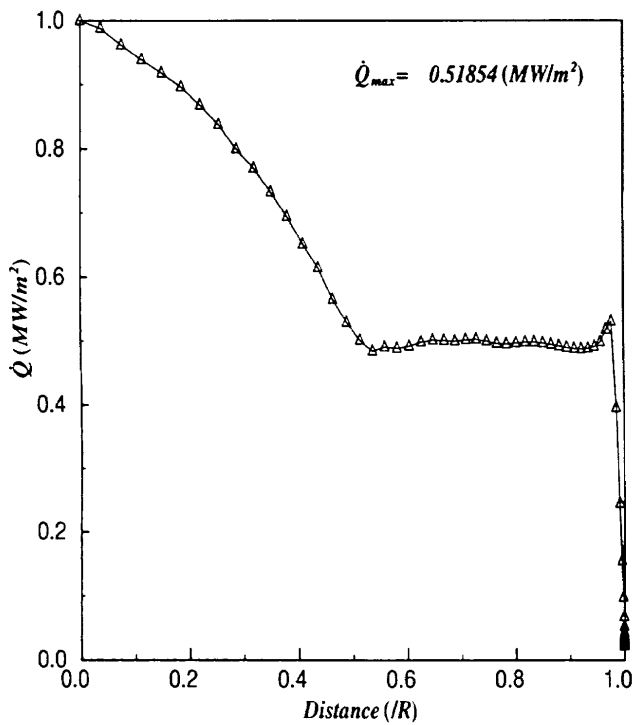
H - 4 (  $Q_{max} = 0.332 \text{ MW/m}^2$  )

$Q_w$  distribution 3-temp case  
 $(Q_w)_{max} = 0.337 \text{ (MW/m}^2)$



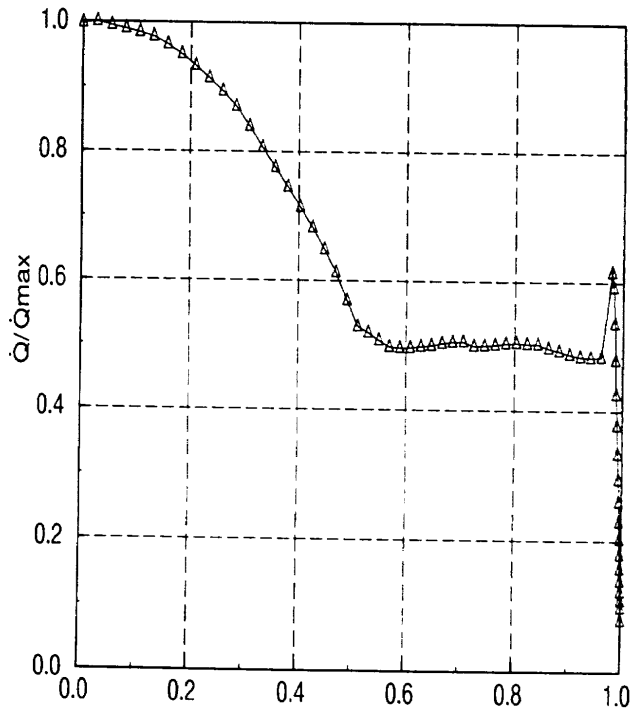
H - 10 (  $Q_{max} = 0.337 \text{ MW/m}^2$  )

OREX A - 1 非平衡流 表面熱流束分布



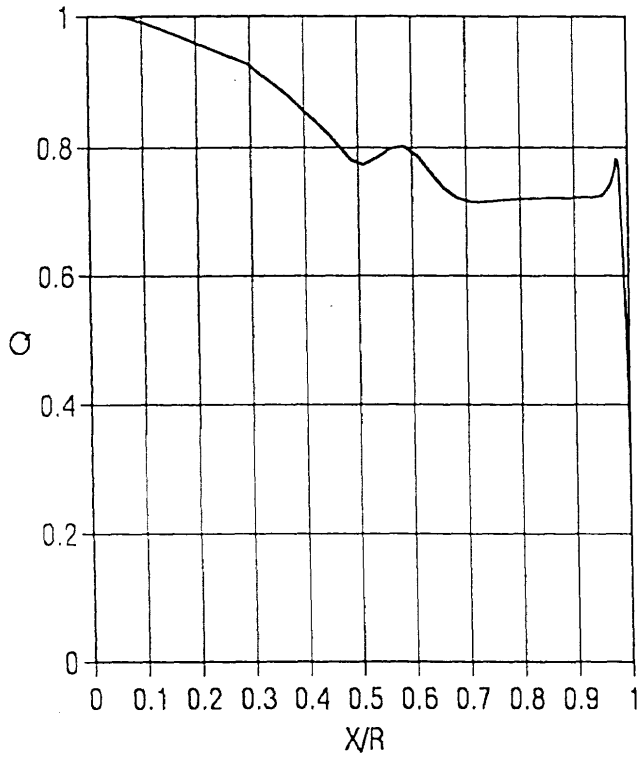
H - 12 (  $Q_{max} = 0.5185 \text{ MW/m}^2$  )

$\dot{Q}_{Max} \text{ (MW/m}^2) = 0.368047$



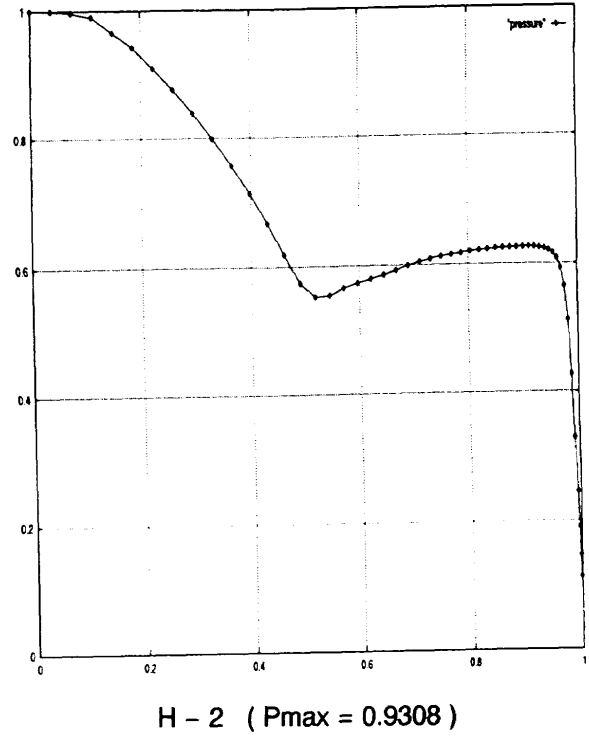
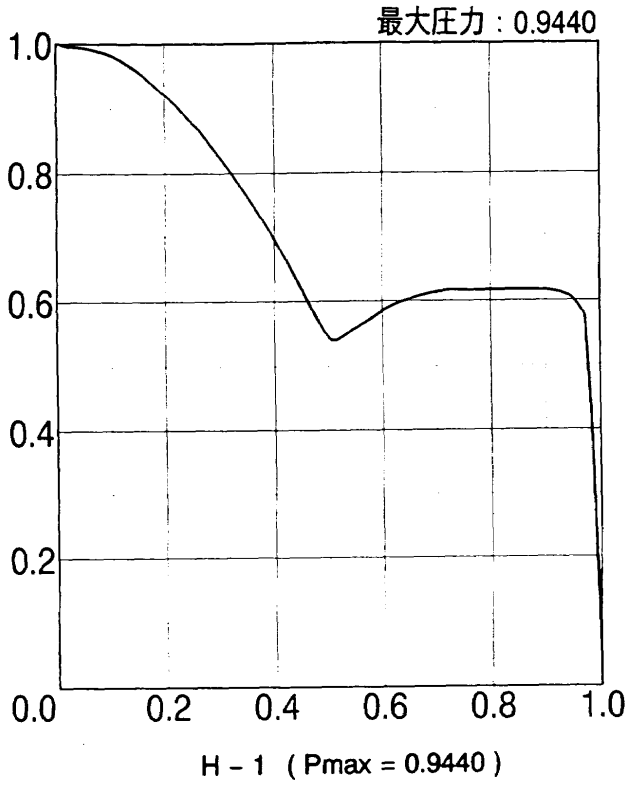
H - 14 (  $Q_{max} = 0.368 \text{ MW/m}^2$  )

OREX A - 1 非平衡流 表面熱流束分布

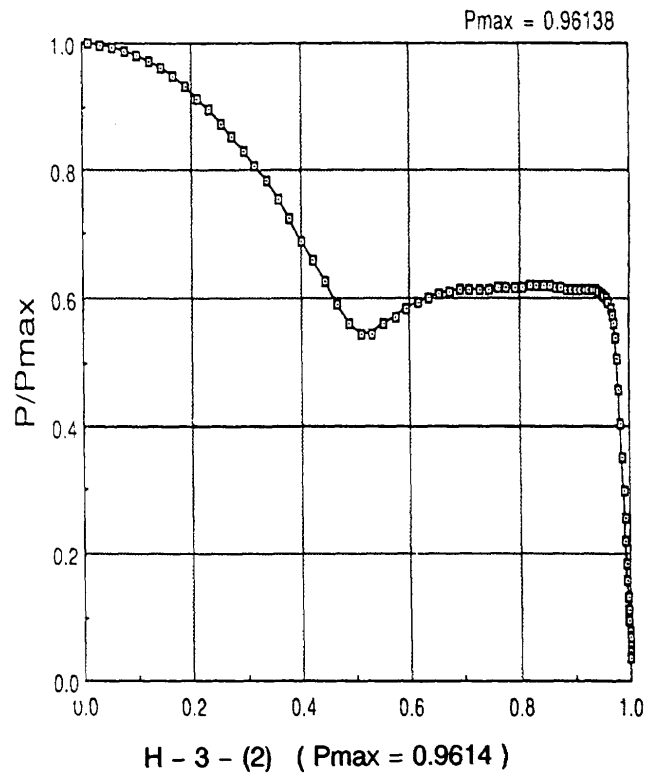
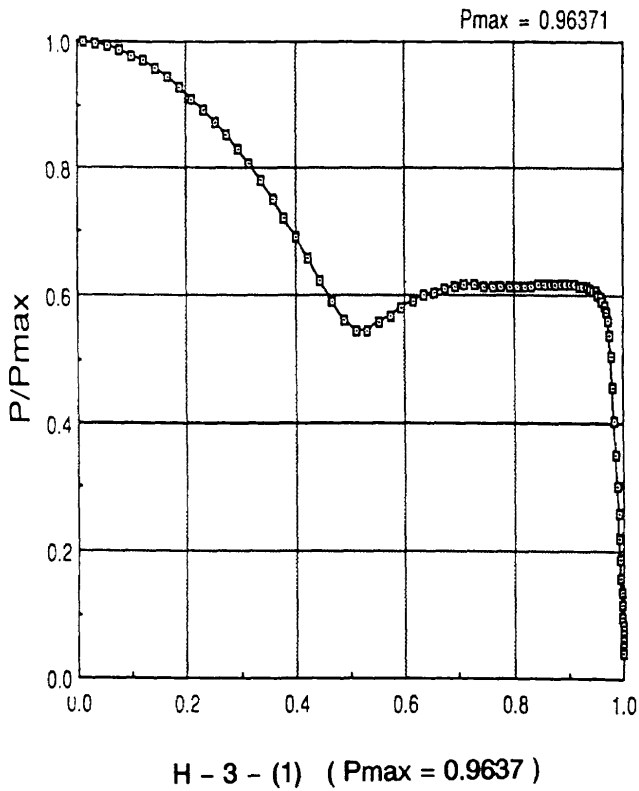


H - 13 (  $Q_{max} = 0.6689MW/m^2$  )

OREX A - 1 非平衡流 表面熱流束分布

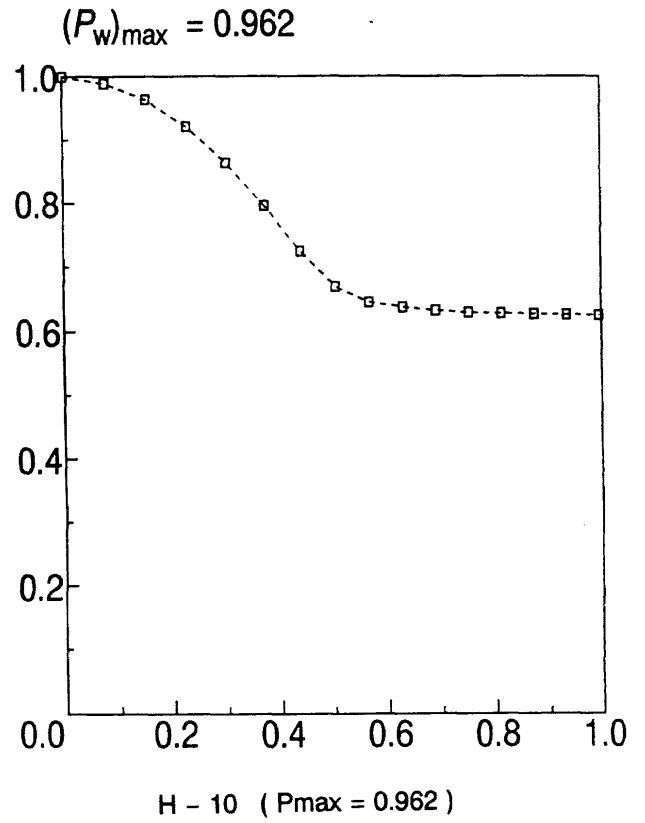
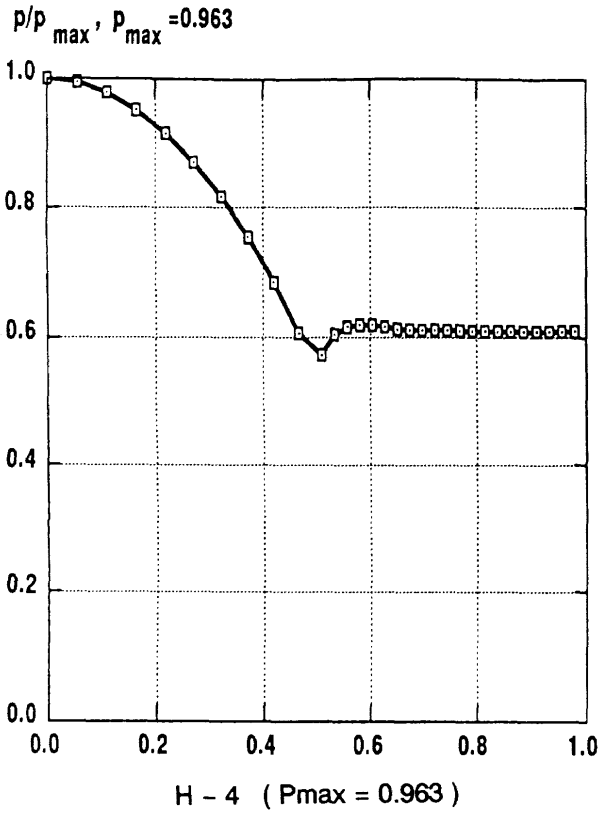


OREX A - 1 非平衡流 表面圧力分布

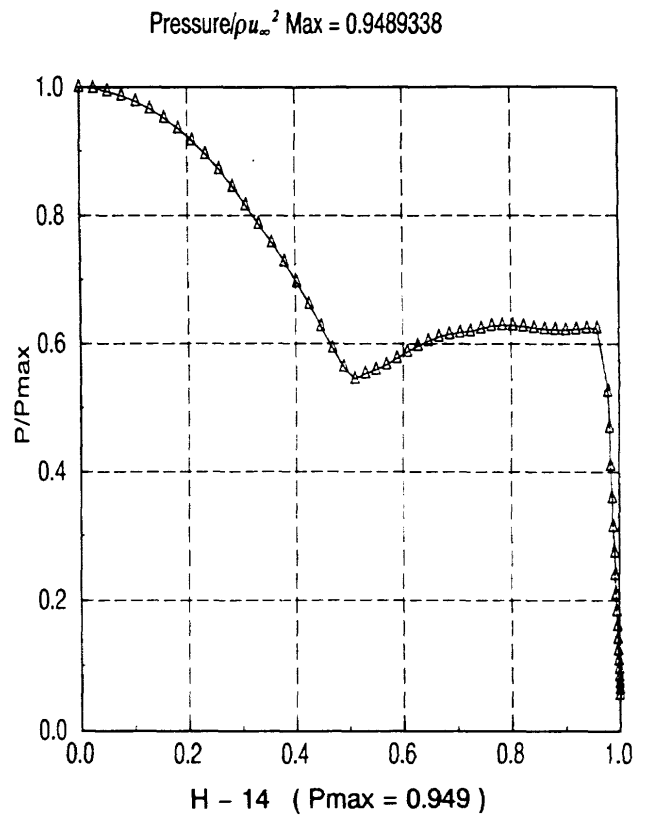
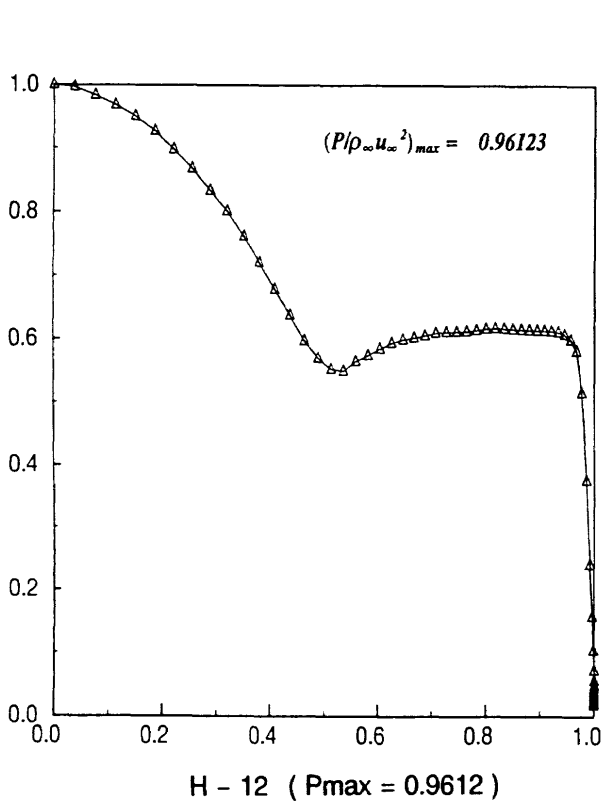


OREX A - 1 非平衡流 表面圧力分布

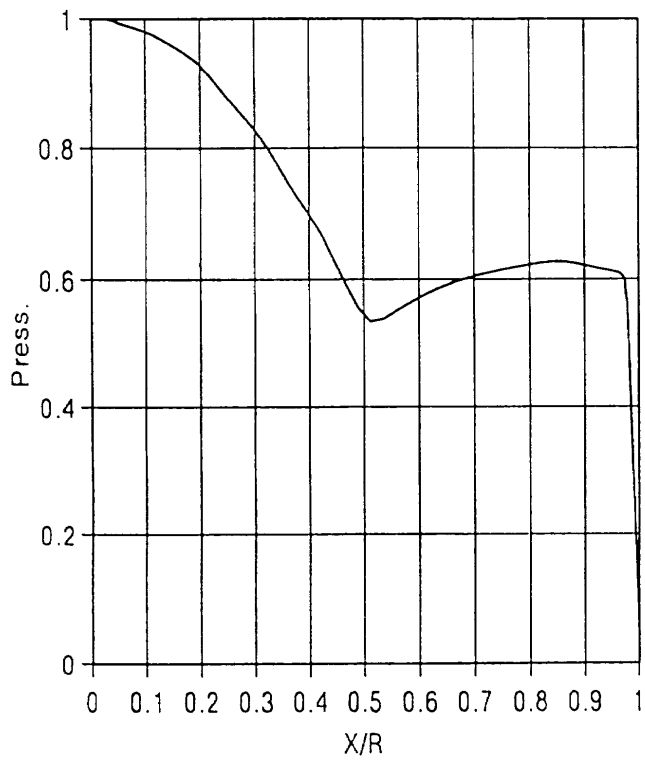




OREX A - 1 非平衡流 表面压力分布



OREX A - 1 非平衡流 表面压力分布

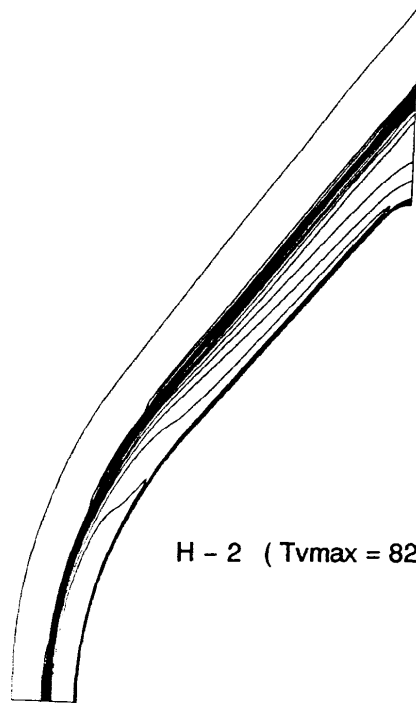


H - 13 ( Pmax = 0.966 )

OREX A - 1 非平衡流 表面圧力分布

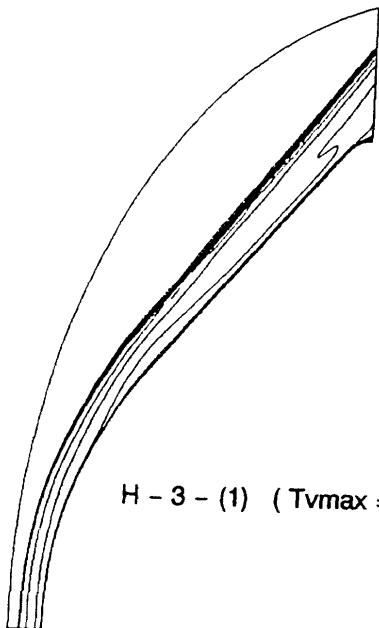


H - 1 (  $T_{vmax} = 7337K$  )

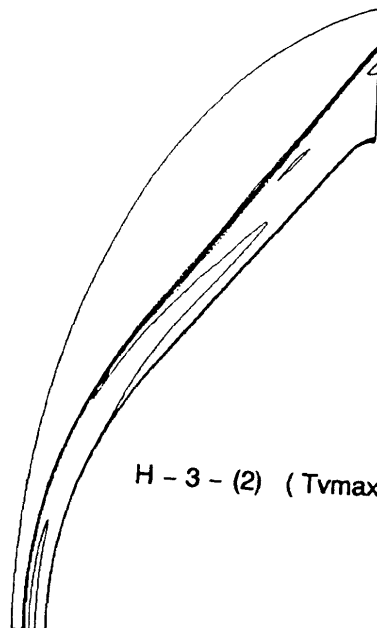


H - 2 (  $T_{vmax} = 8282K$  )

OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (振動)

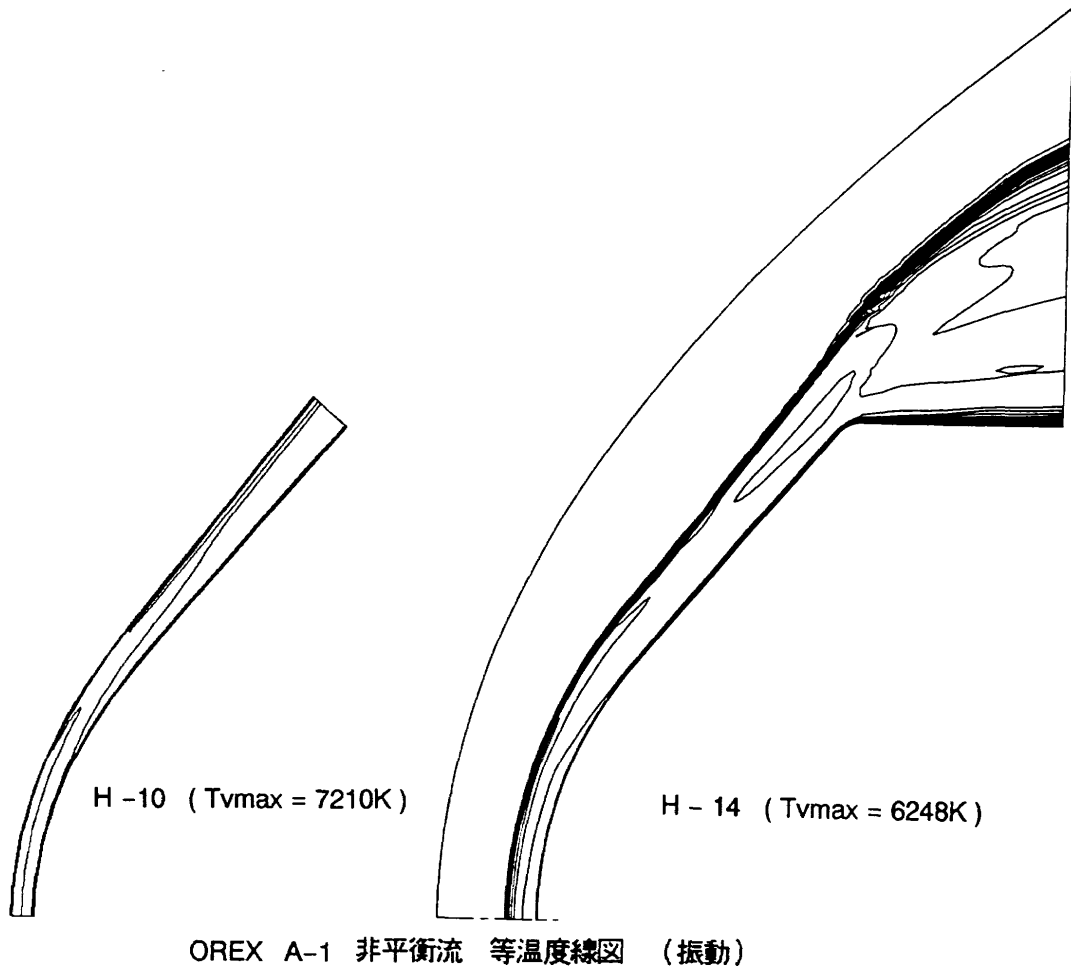


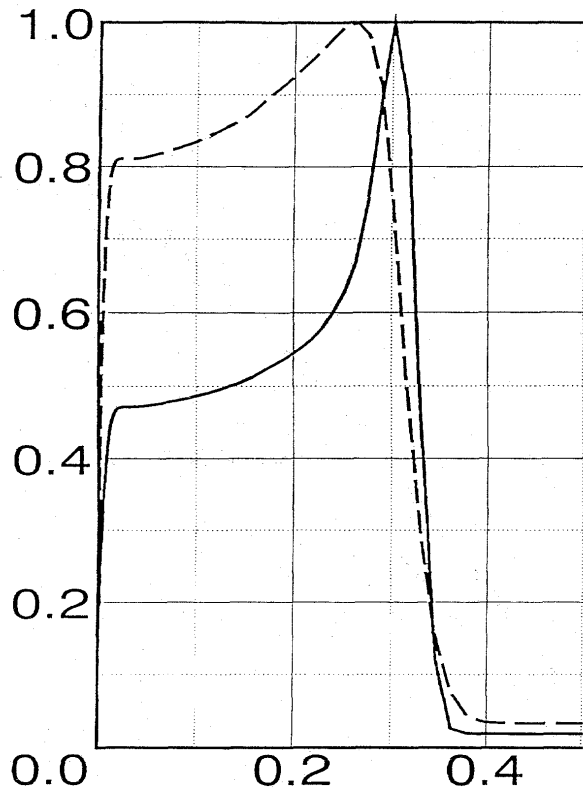
H - 3 - (1) (  $T_{vmax} = 7396K$  )



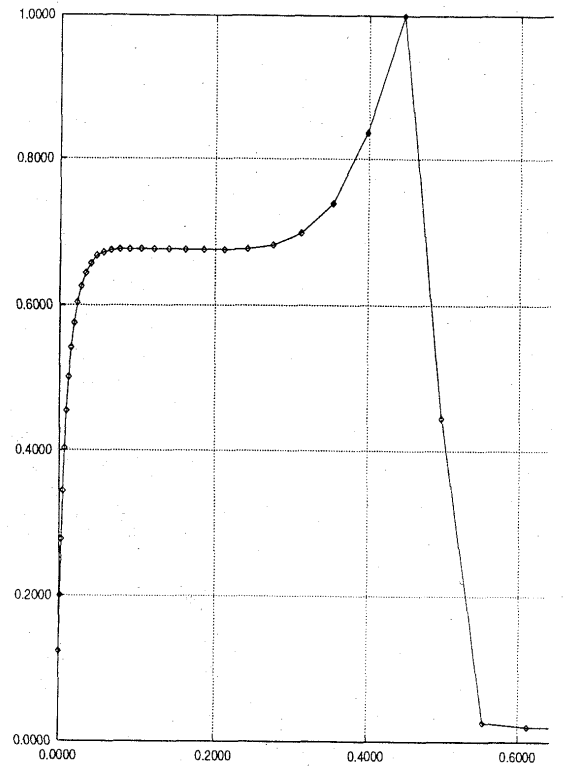
H - 3 - (2) (  $T_{vmax} = 6986K$  )

OREX A-1 非平衡流 等温度線図 (振動)



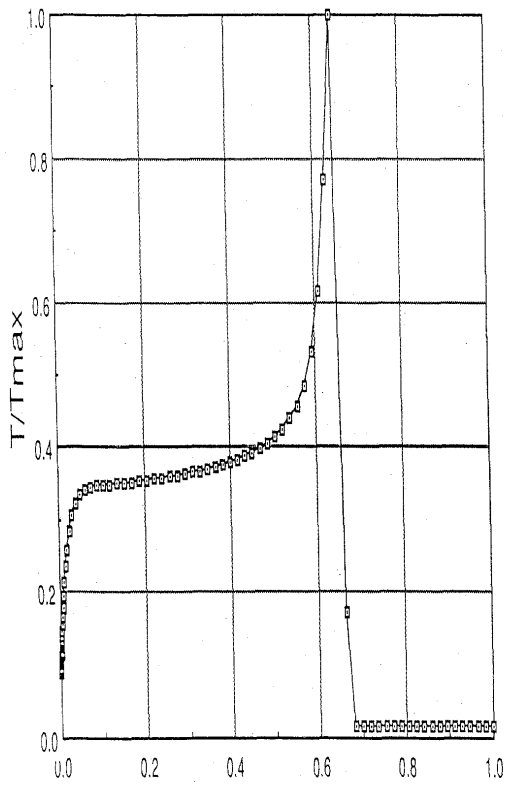


H - 1 ( Tmax = 12620K )

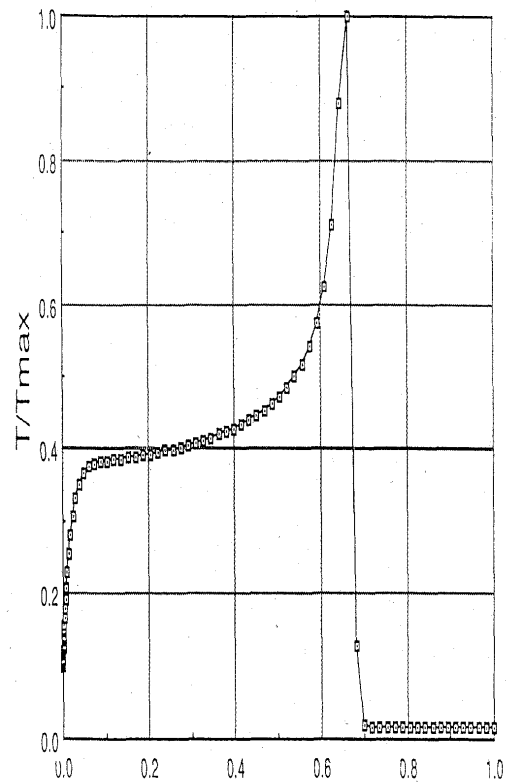


H - 2 ( Tmax = 12194K )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (並進、回転)

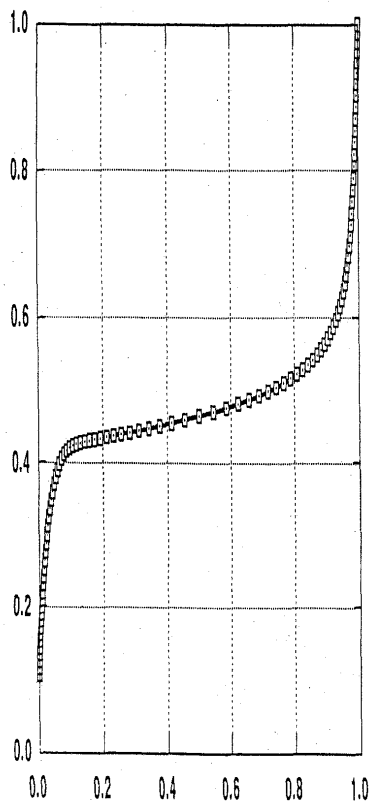


H - 3 - (1) ( Tmax = 16877K )

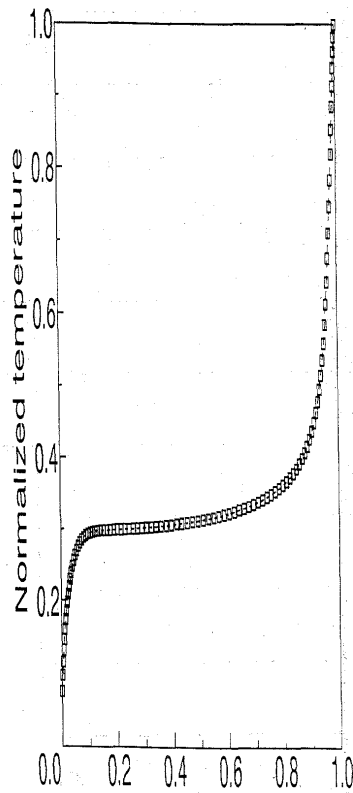


H - 3 - (2) ( Tmax = 15721K )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (並進、回転)

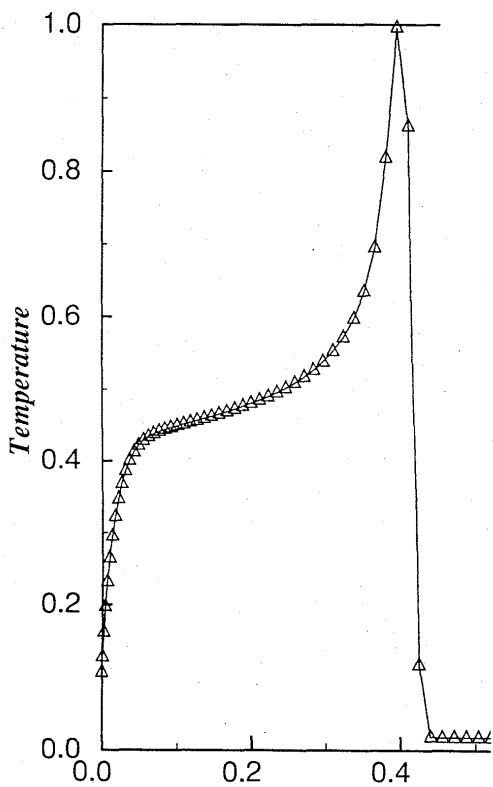


H - 4 ( Tmax = 14087K )

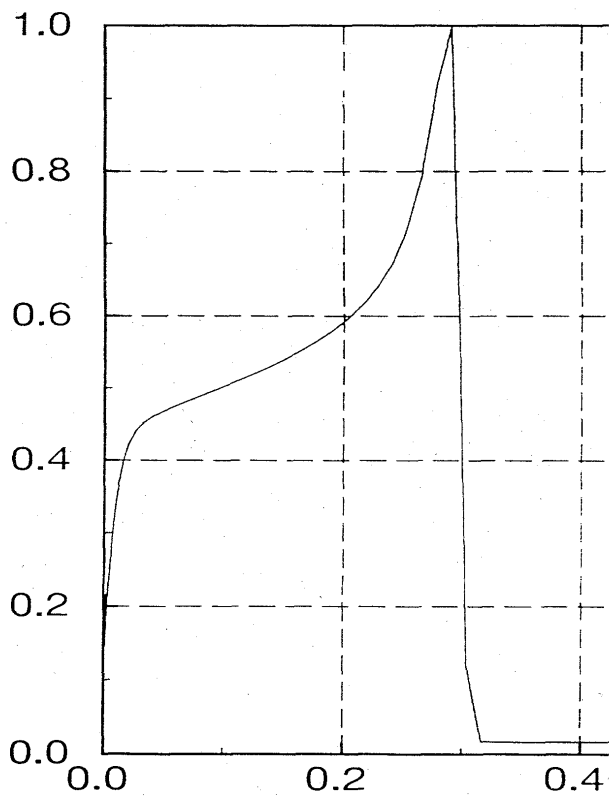


H - 10 ( Tmax = 19800K )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (並進、回転)

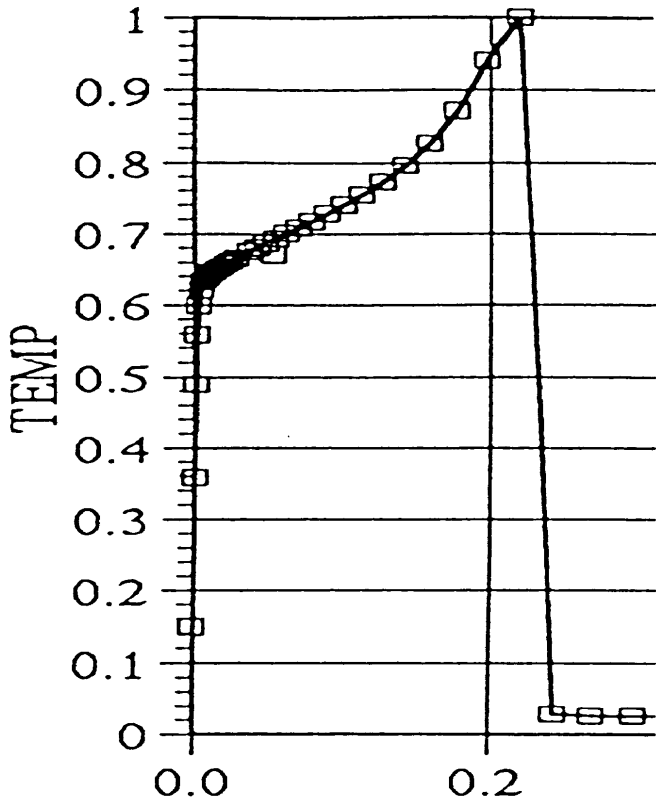


H - 12 ( Tmax = 14115K )



H - 14 ( Tmax = 15248K )

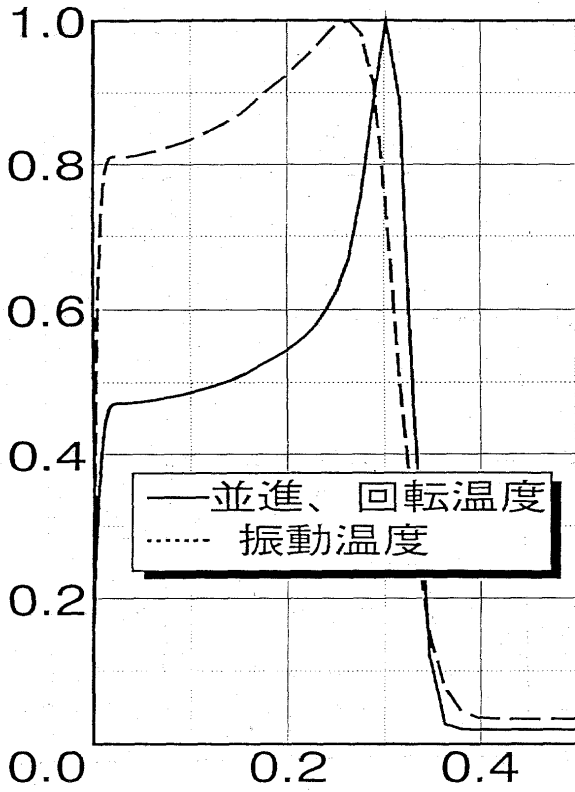
OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (並進、回転)



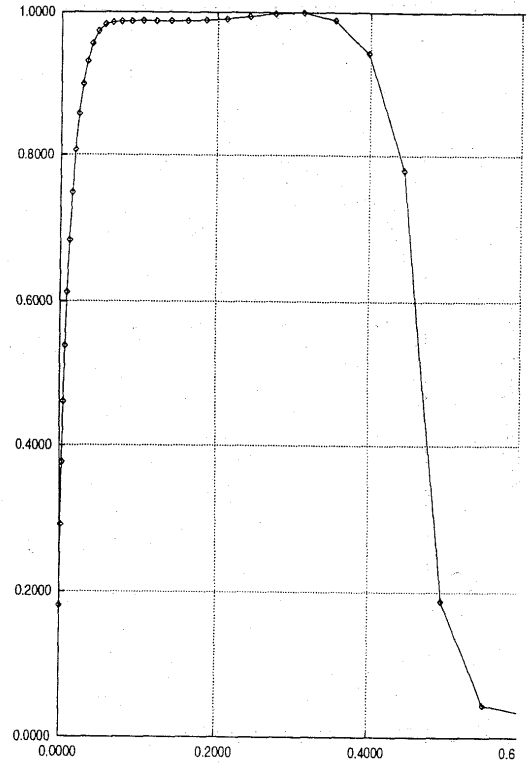
H - 13 ( Tmax = 10114K )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (並進、回転)

$T_{v,max} : 7318[K]$

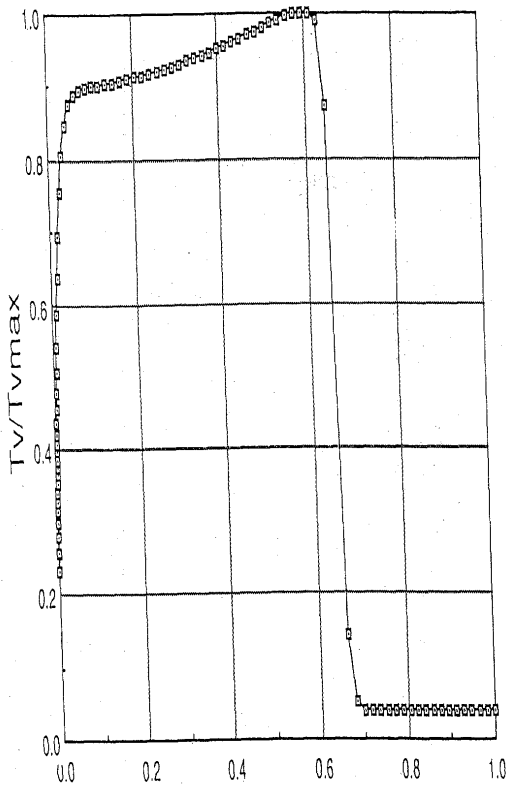


H - 1 (  $T_{v,max} = 7337K$  )

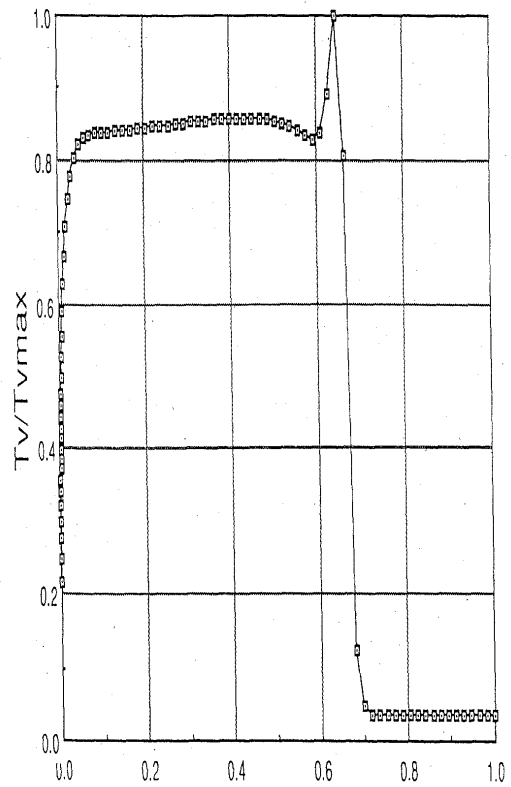


H - 2 (  $T_{v,max} = 8282K$  )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (振動)



H - 3 - (1) (  $T_{v,max} = 7396K$  )

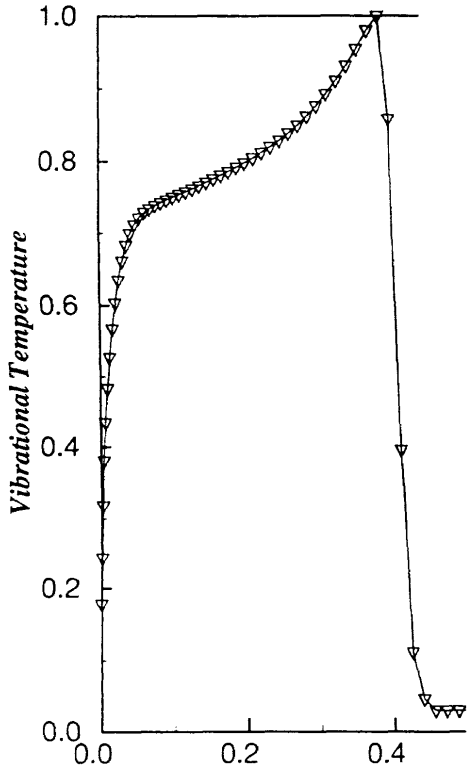


H - 3 - (2) (  $T_{v,max} = 6986K$  )

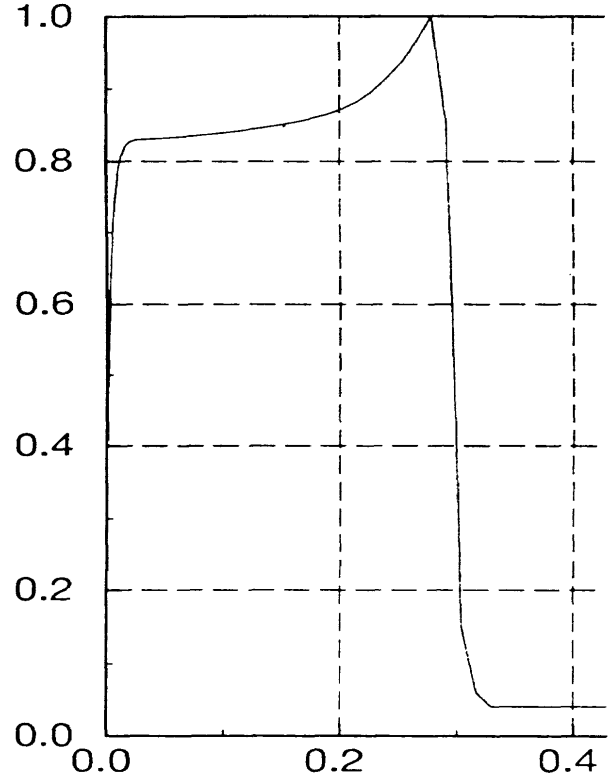
OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (振動)



Max  $T_v = 8427.329 (K)$

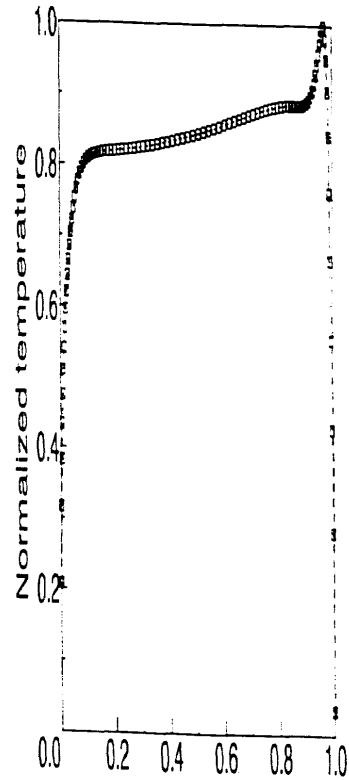


H - 12 (  $T_{vmax} = 8427K$  )



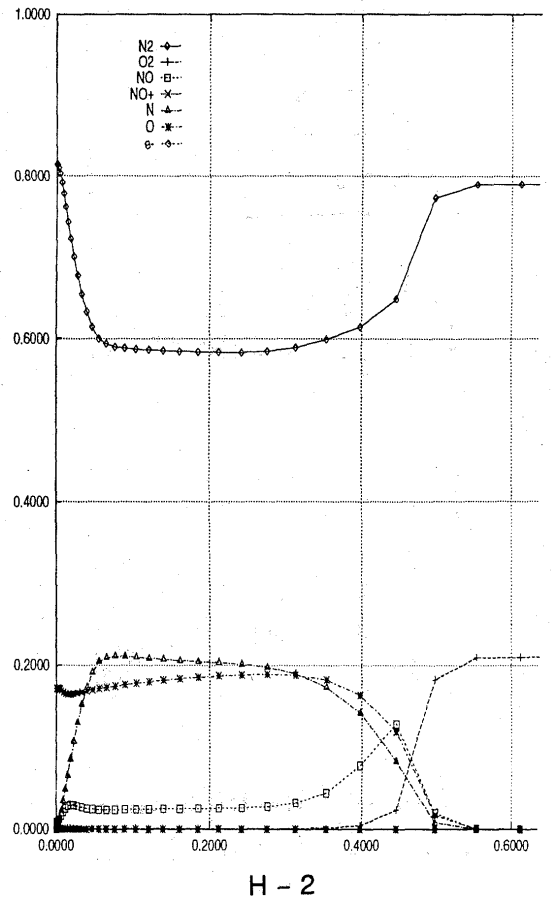
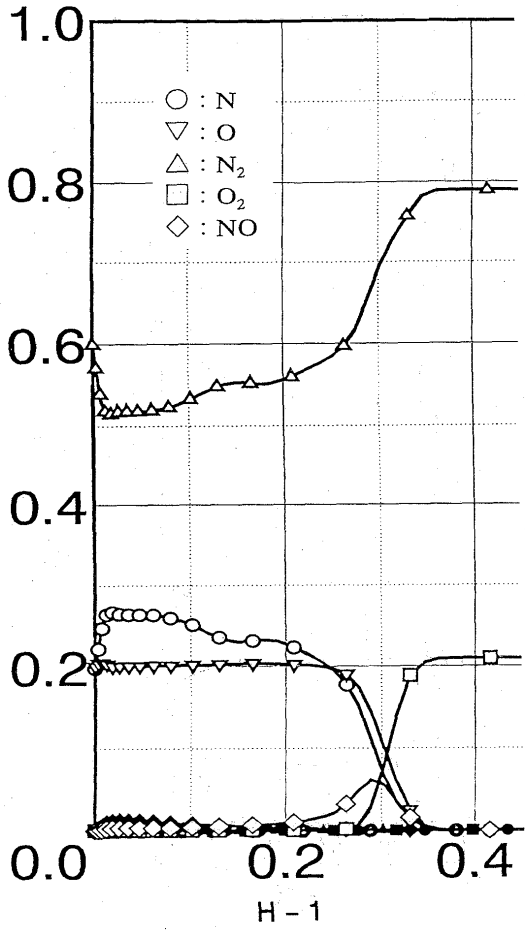
H - 14 (  $T_{vmax} = 6248K$  )

OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (振動)

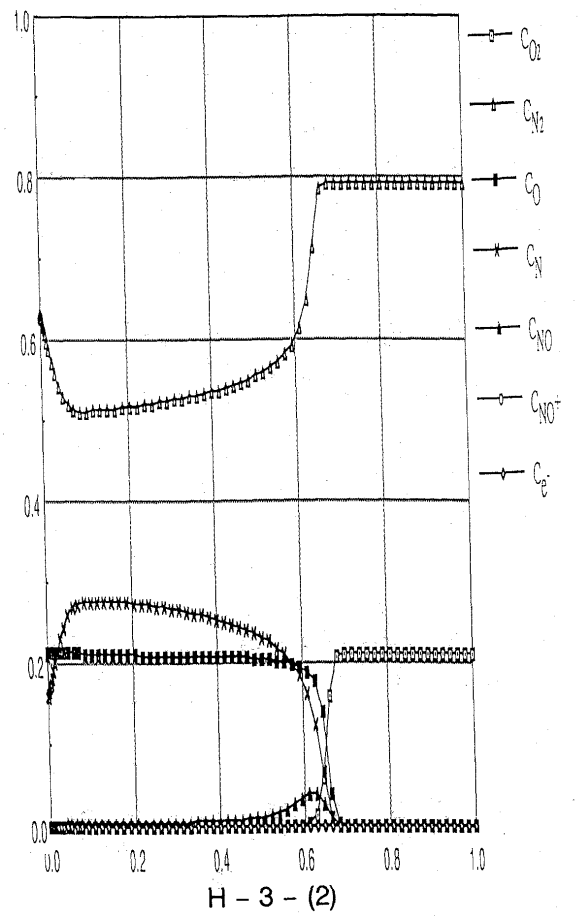
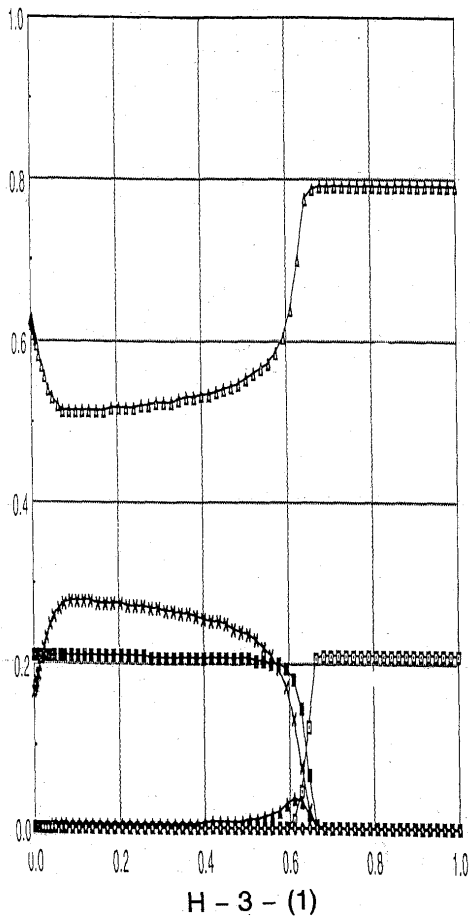


H - 10 (  $T_{vmax} = 7210K$  )

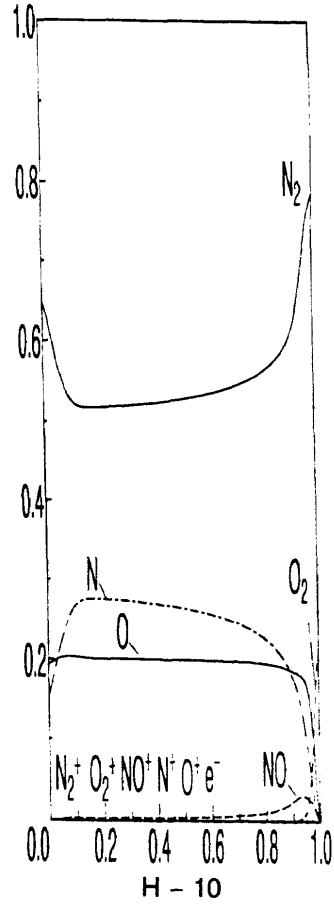
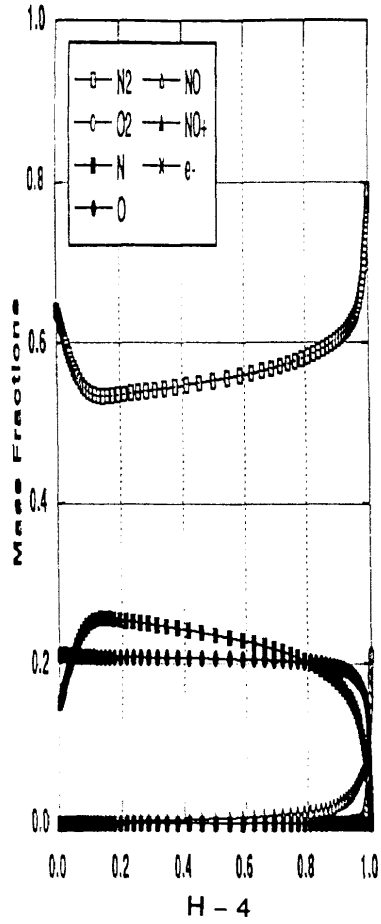
OREX A - 1 非平衡流 よどみ点流線温度分布 (振動)



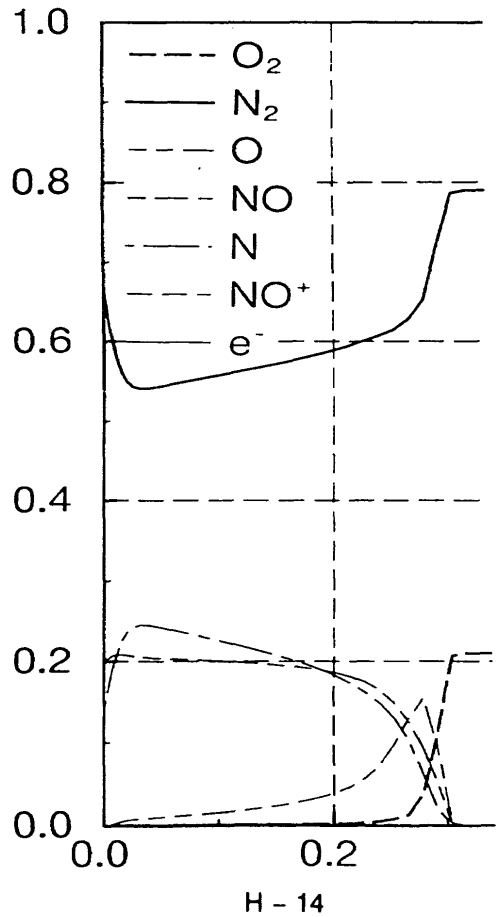
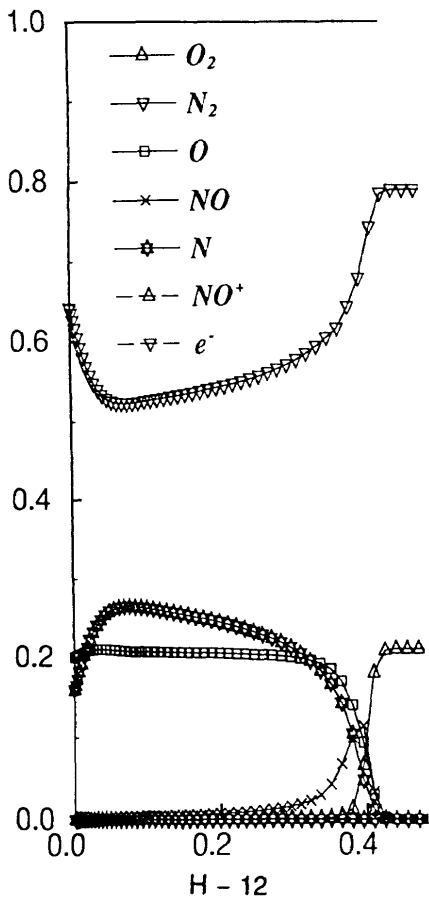
OREX A-1 非平衡流 よどみ点流線質量分率



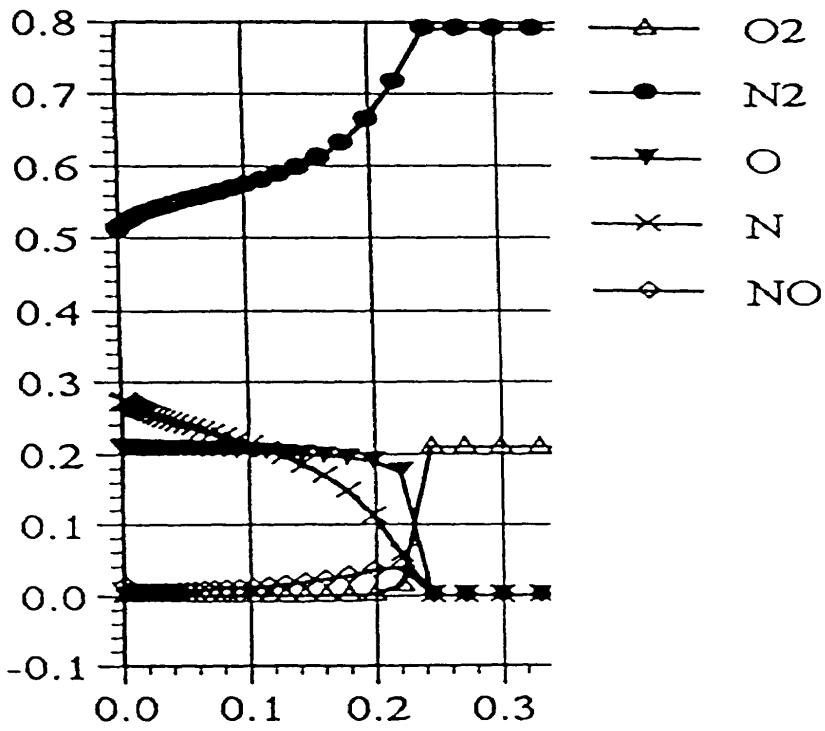
OREX A-1 非平衡流 よどみ点流線質量分率



OREX A-1 非平衡流 よどみ点流線質量分率

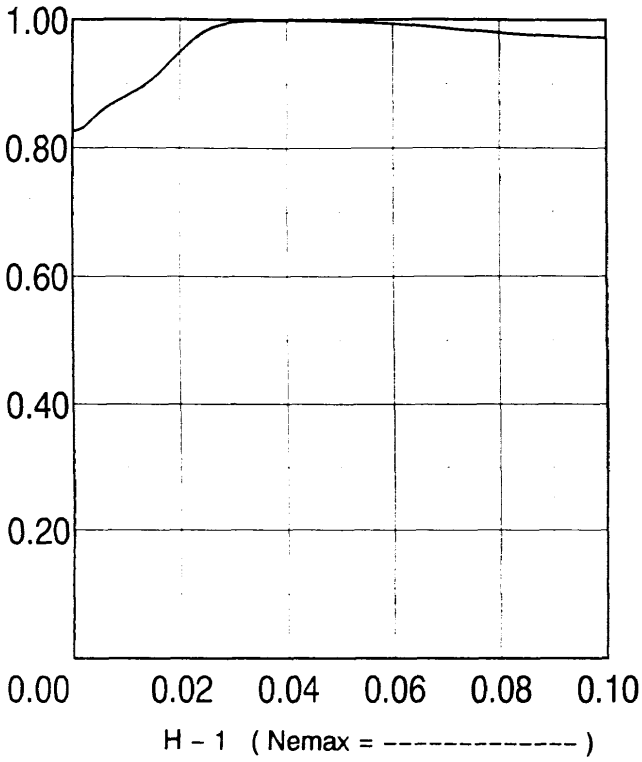


OREX A-1 非平衡流 よどみ点流線質量分率

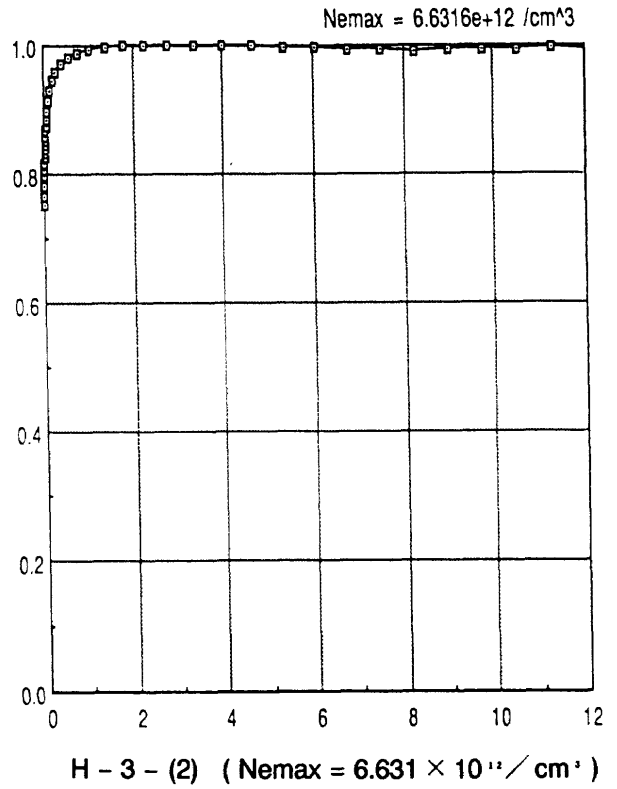
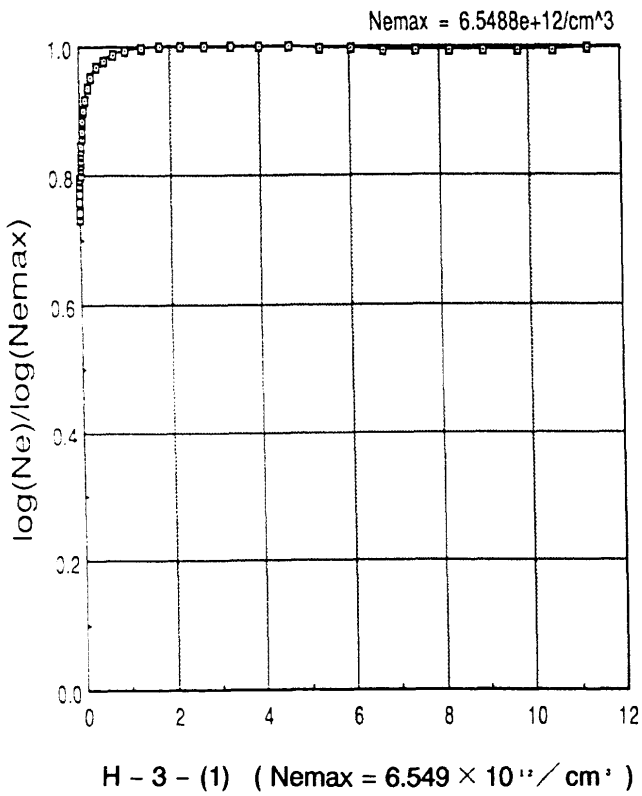


H-13

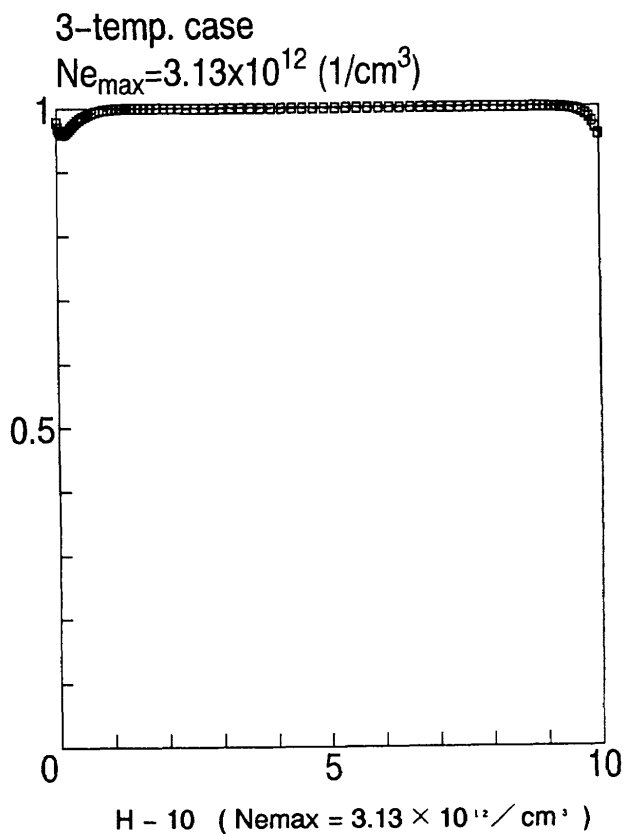
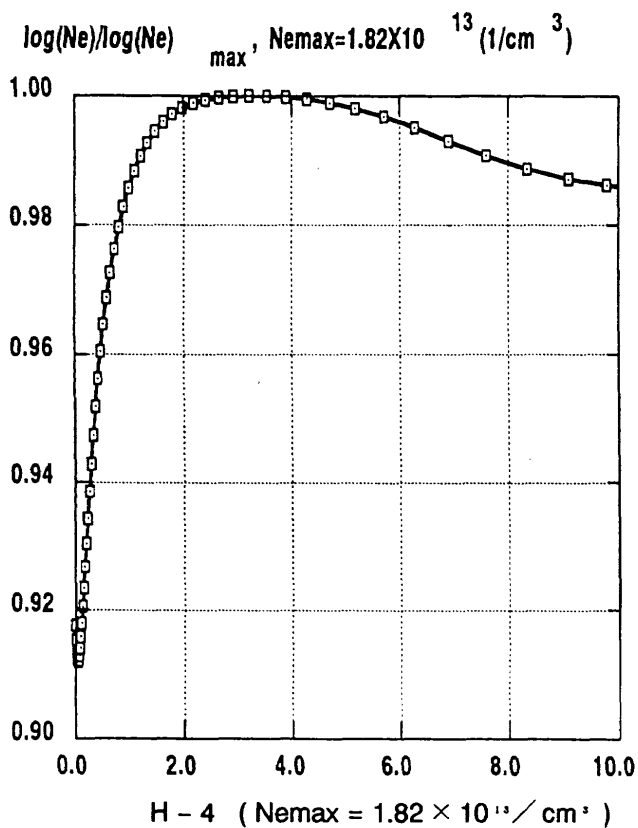
OREX A-1 非平衡流 よどみ点流線質量分率



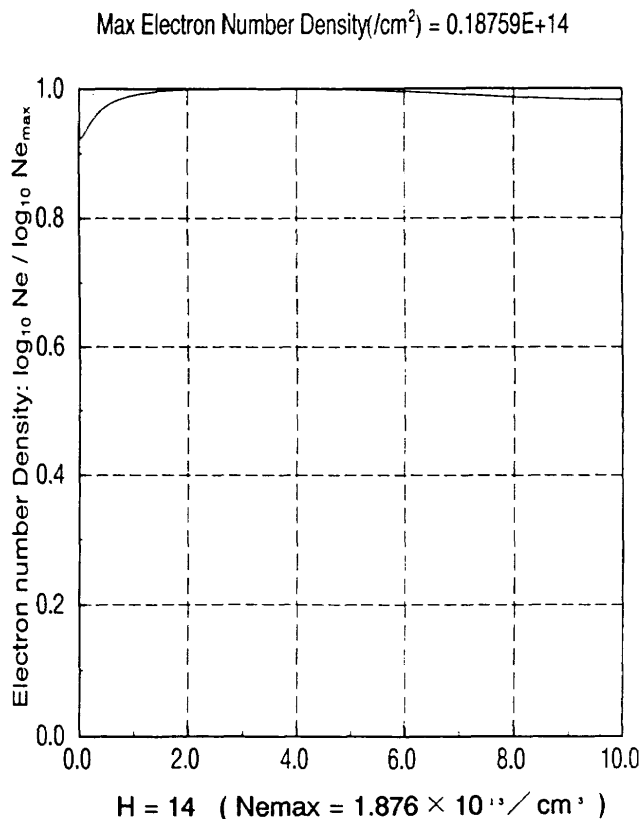
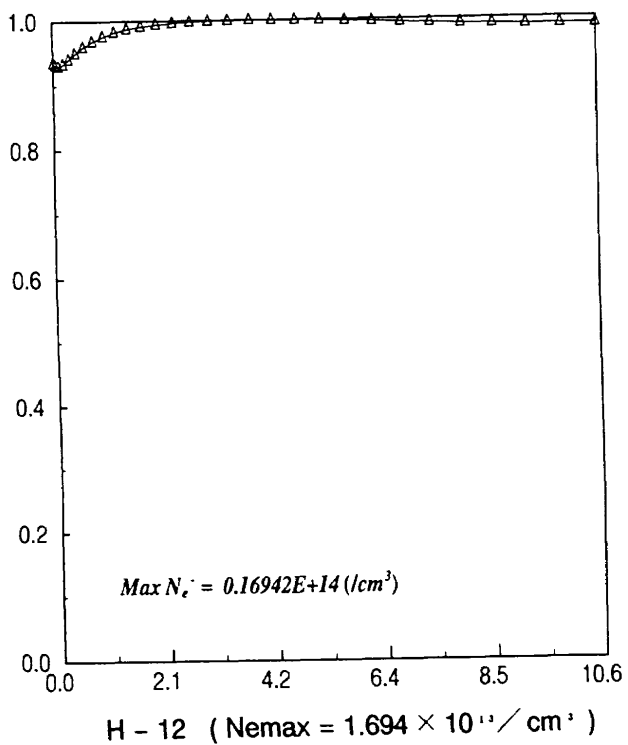
OREX A - 1 非平衡流 肩付近の電子数密度分布



OREX A - 1 非平衡流 肩付近の電子数密度分布



OREX A - 1 非平衡流 層付近の電子数密度分布



OREX A - 1 非平衡流 層付近の電子数密度分布



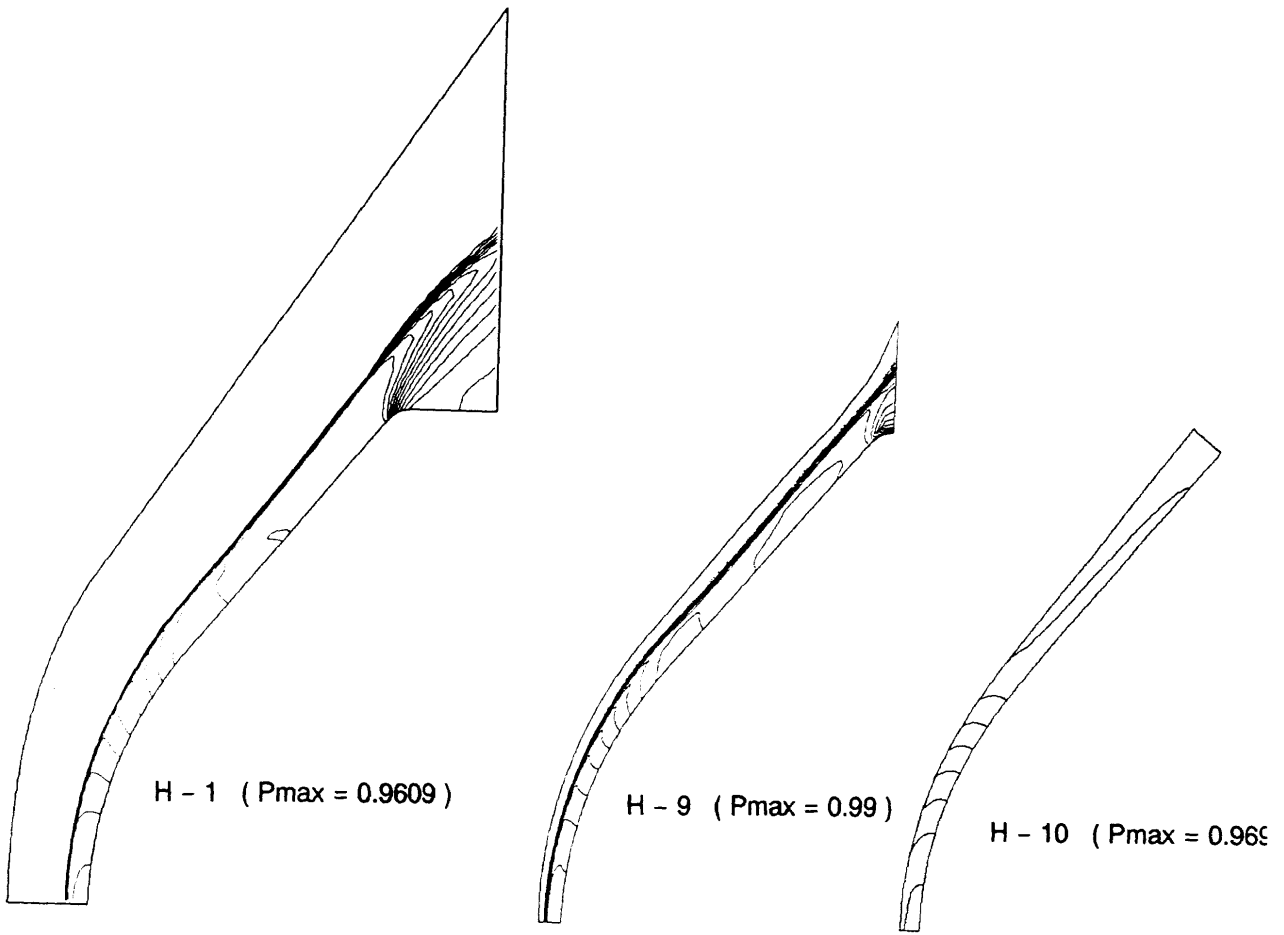
## O R E X    A — 2

## 平衡流

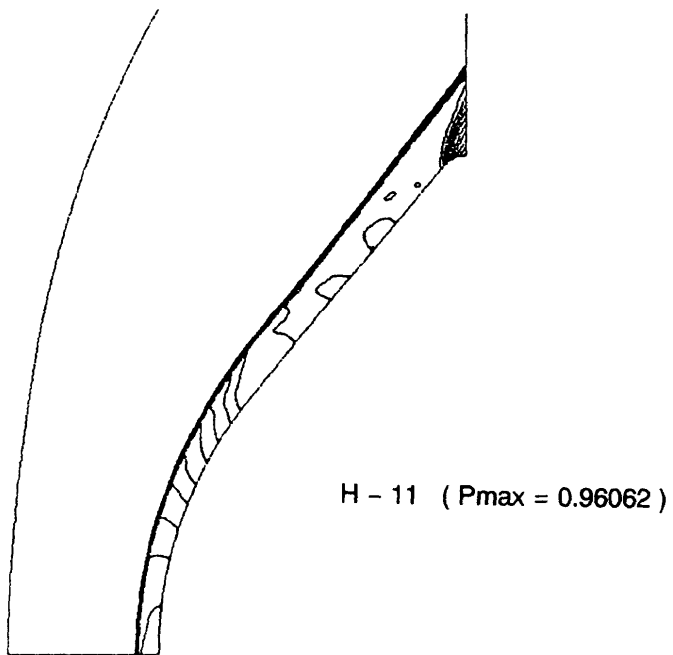
## O R E X — A      計算条件

高度	6 2	K m
速度	6 3 7 4	m / s e c
压力	1 7 . 2 6	P a
温度	2 5 1 . 0	K
壁温度	1 5 0 0 . 0	K

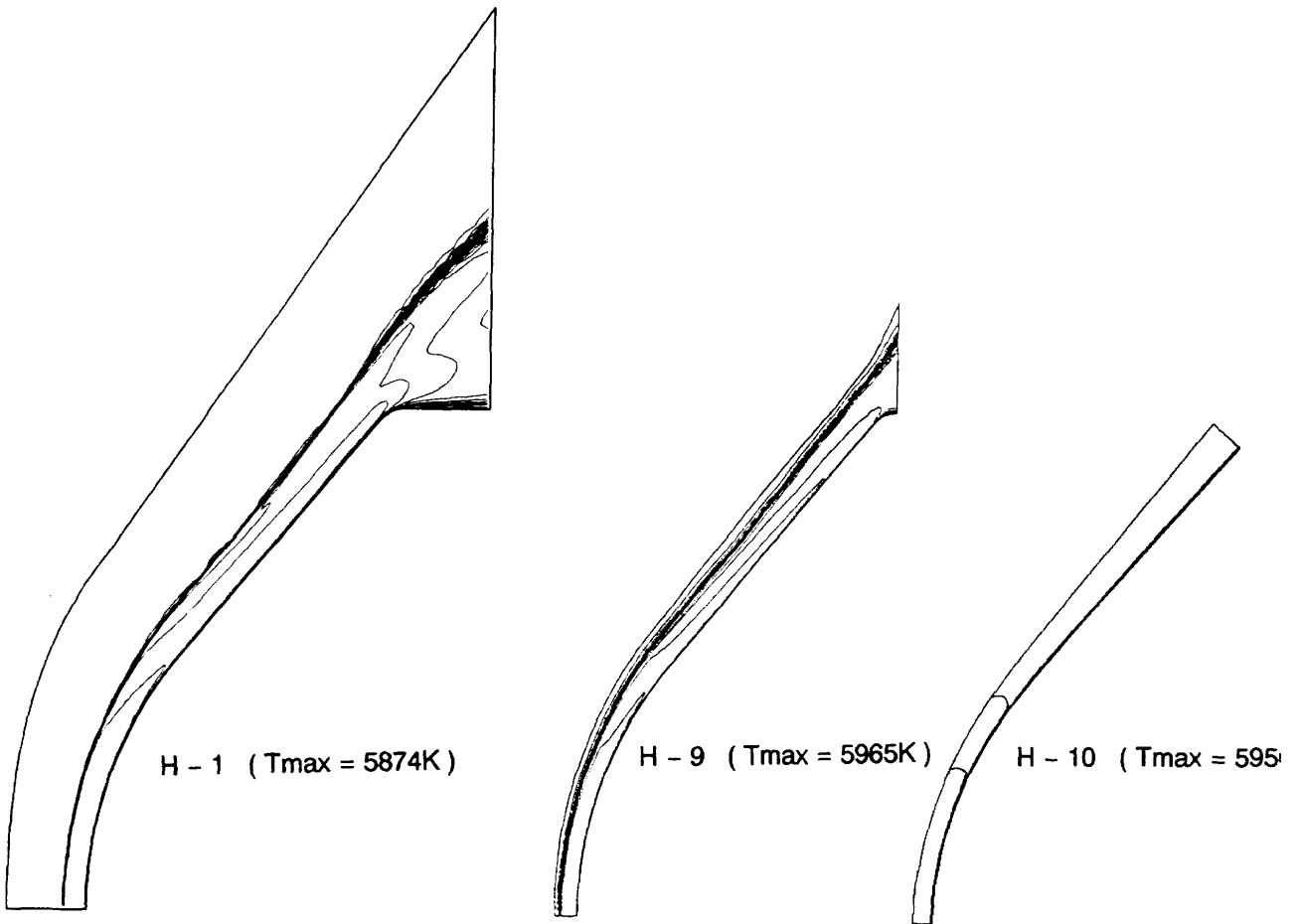




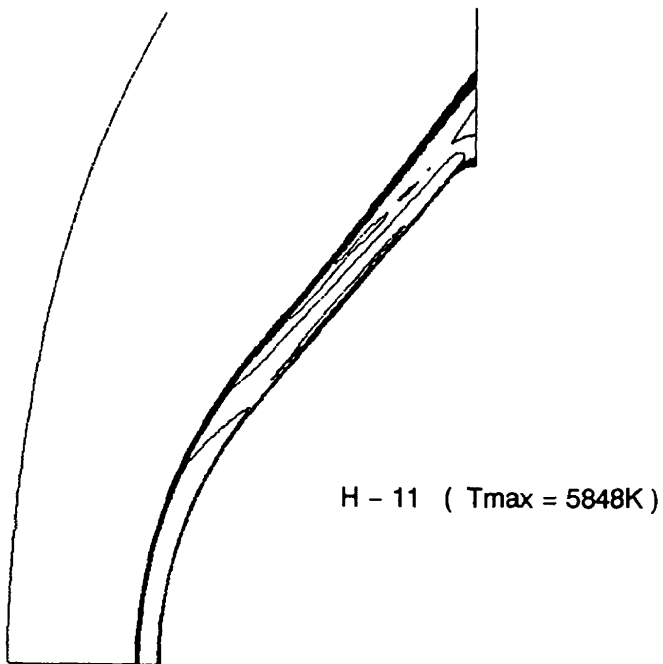
OREX A - 2 平衡流 压力线图



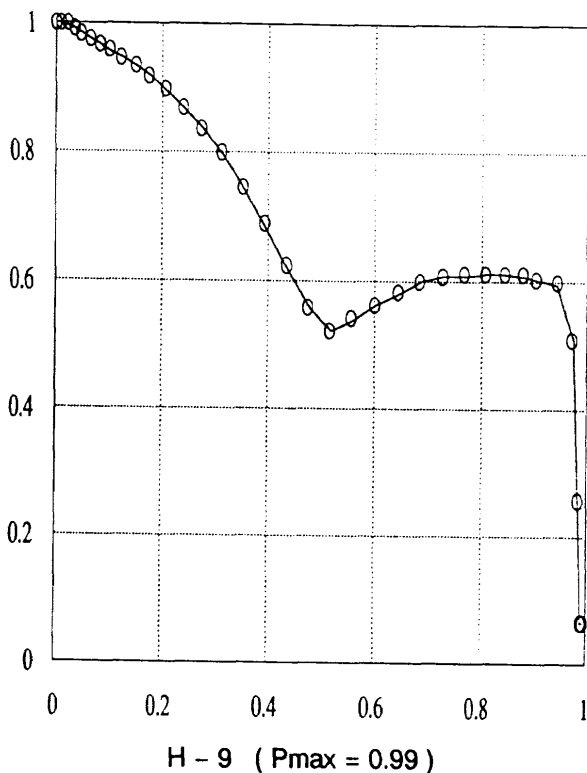
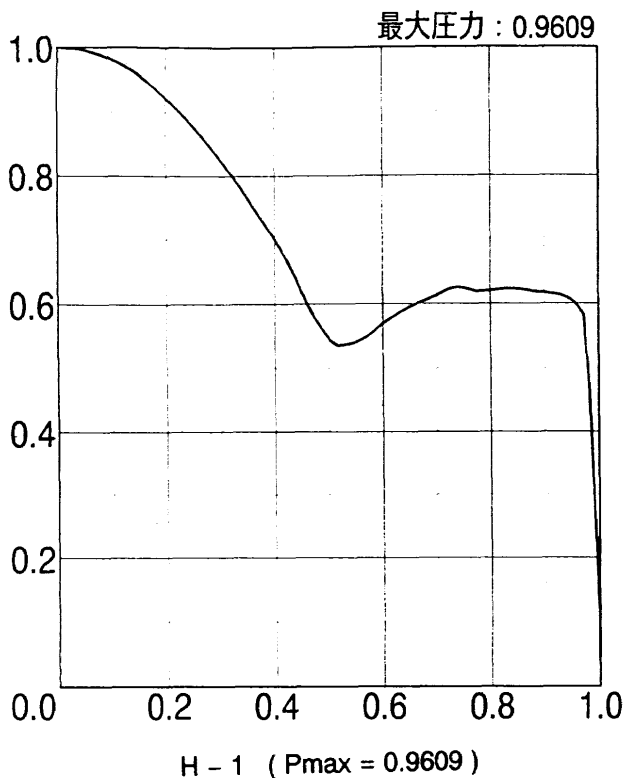
OREX A - 2 平衡流 压力线图



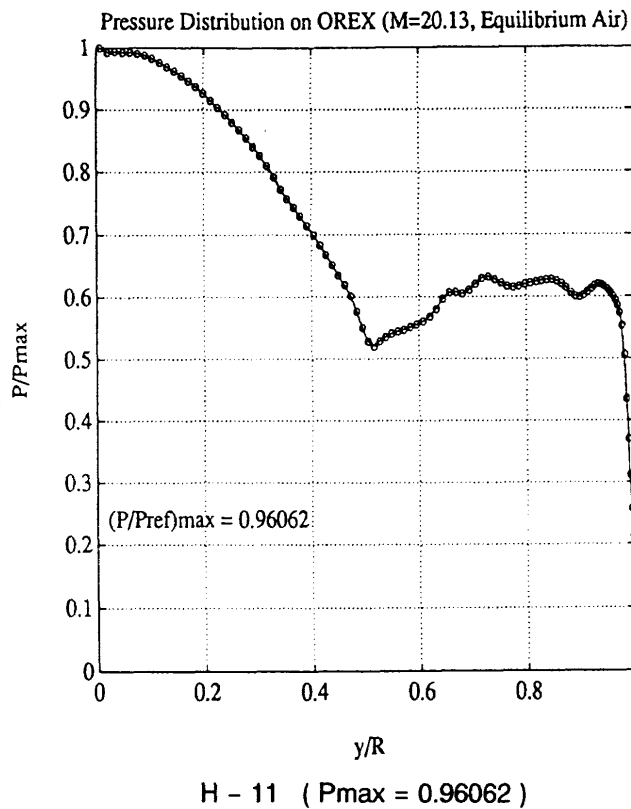
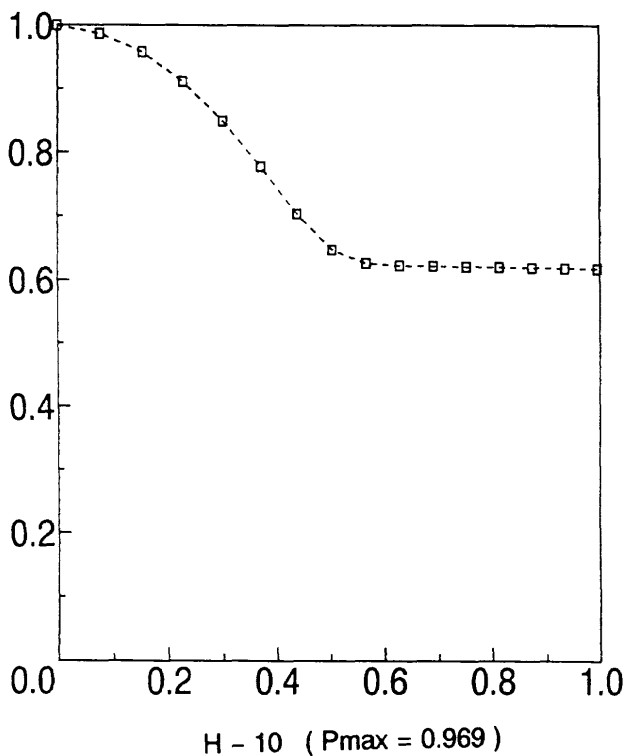
OREX A - 2 平衡流 等温度線図



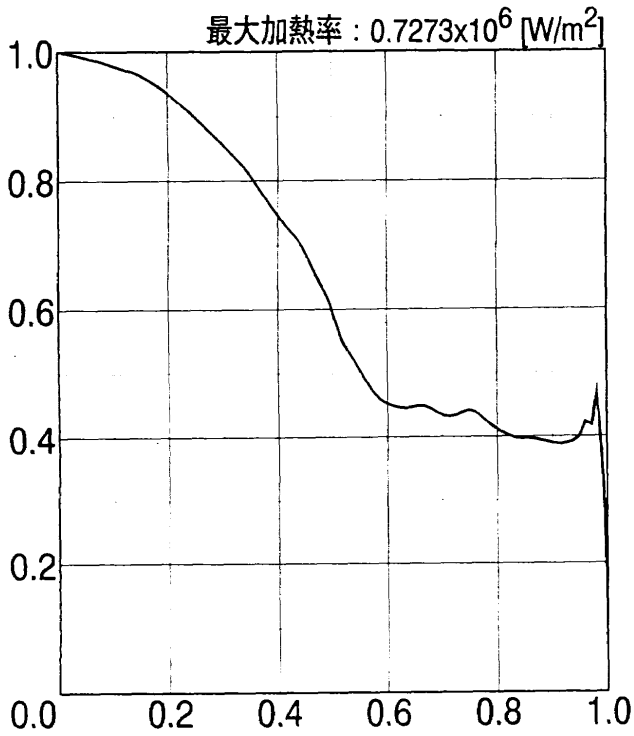
OREX A - 2 平衡流 等温度線図



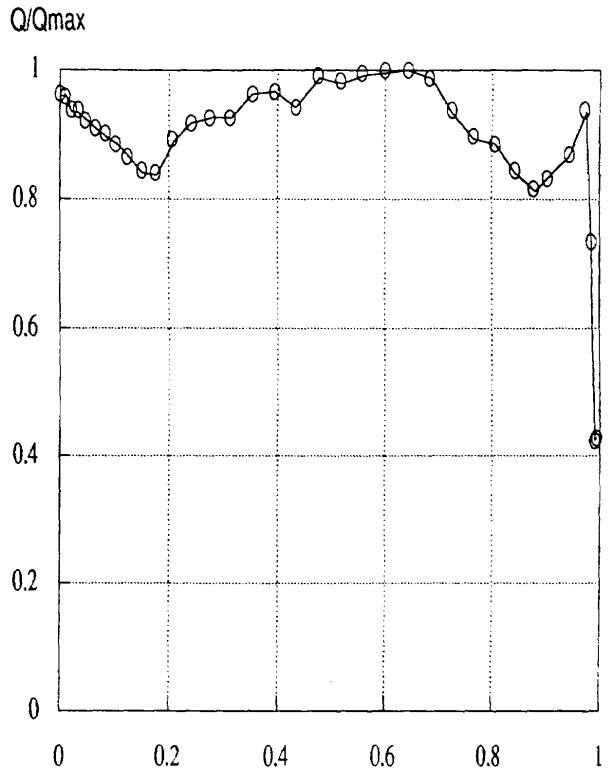
OREX A - 2 平衡流 表面压力分布



OREX A - 2 平衡流 表面压力分布

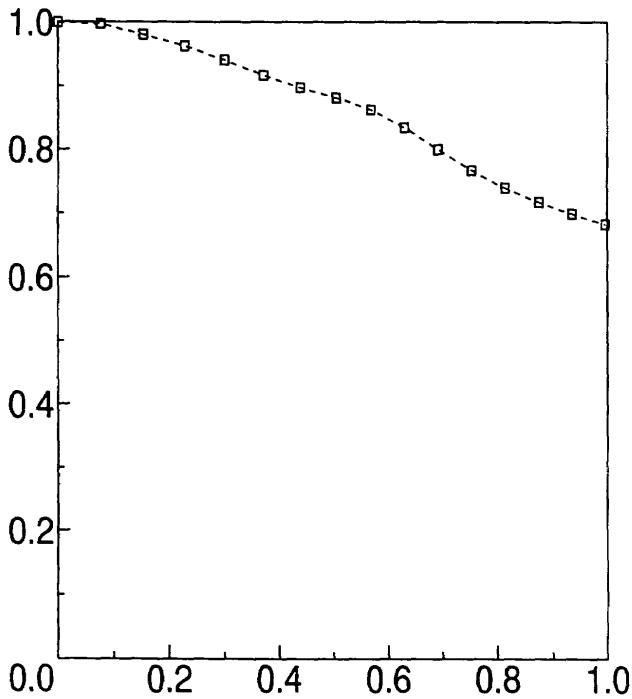


H - 1 (  $Q_{max} = 0.7273 \text{ MW/m}^2$  )

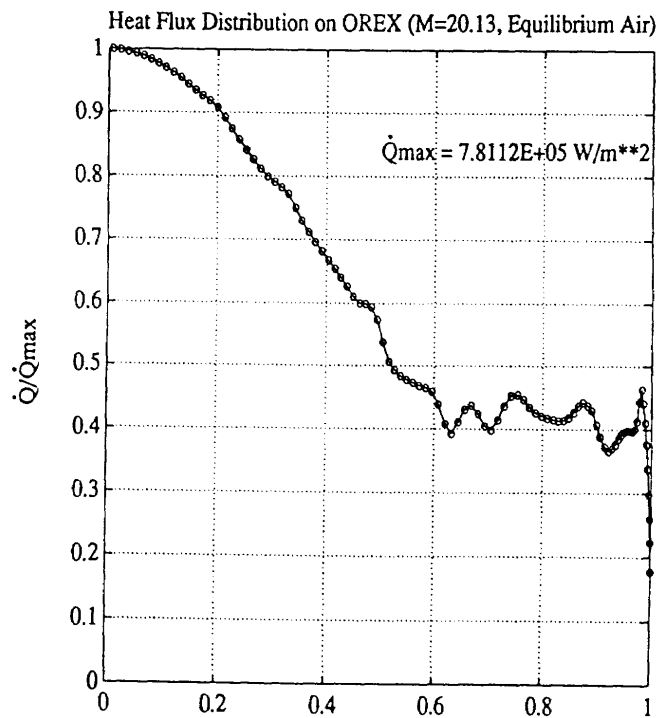


H - 9 (  $Q_{max} = 0.244 \text{ MW/m}^2$  )

OREX A - 2 平衡流 表面熱流束分布

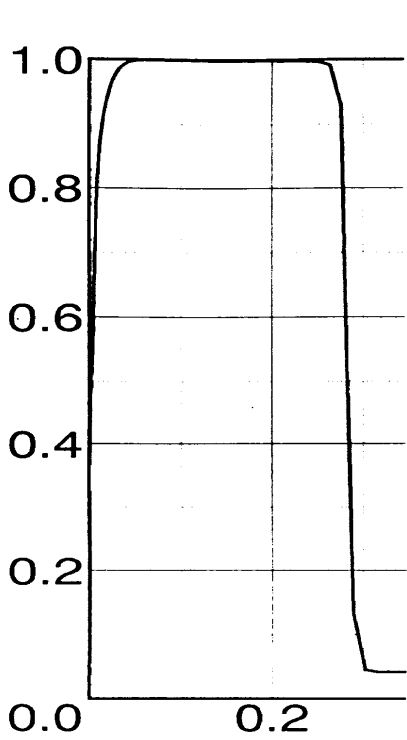


H - 10 (  $Q_{max} = 0.207 \text{ MW/m}^2$  )

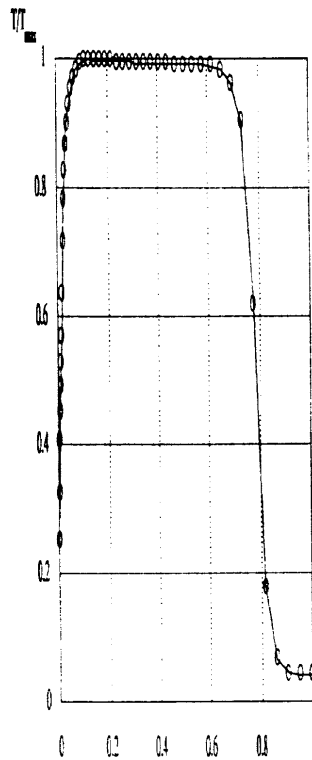


H - 11 (  $Q_{max} = 0.781 \text{ MW/m}^2$  )

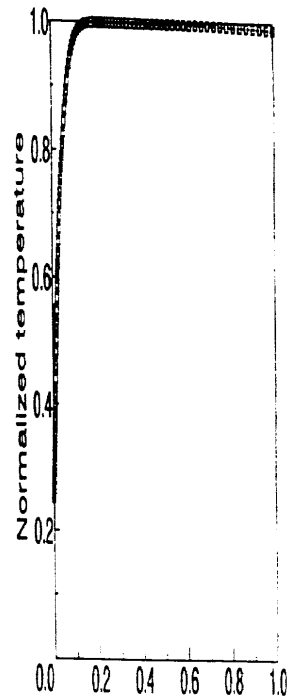
OREX A - 2 平衡流 表面熱流束分布



H - 1 ( Tmax = 5874K )

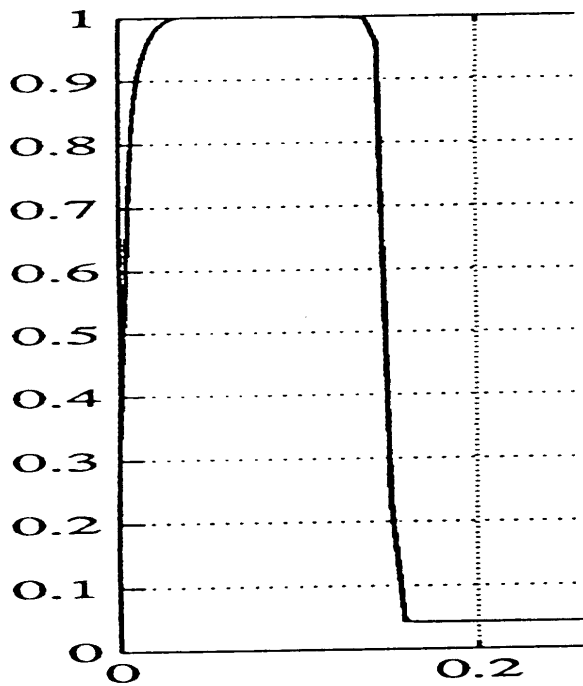


H - 9 ( Tmax = 5965K )



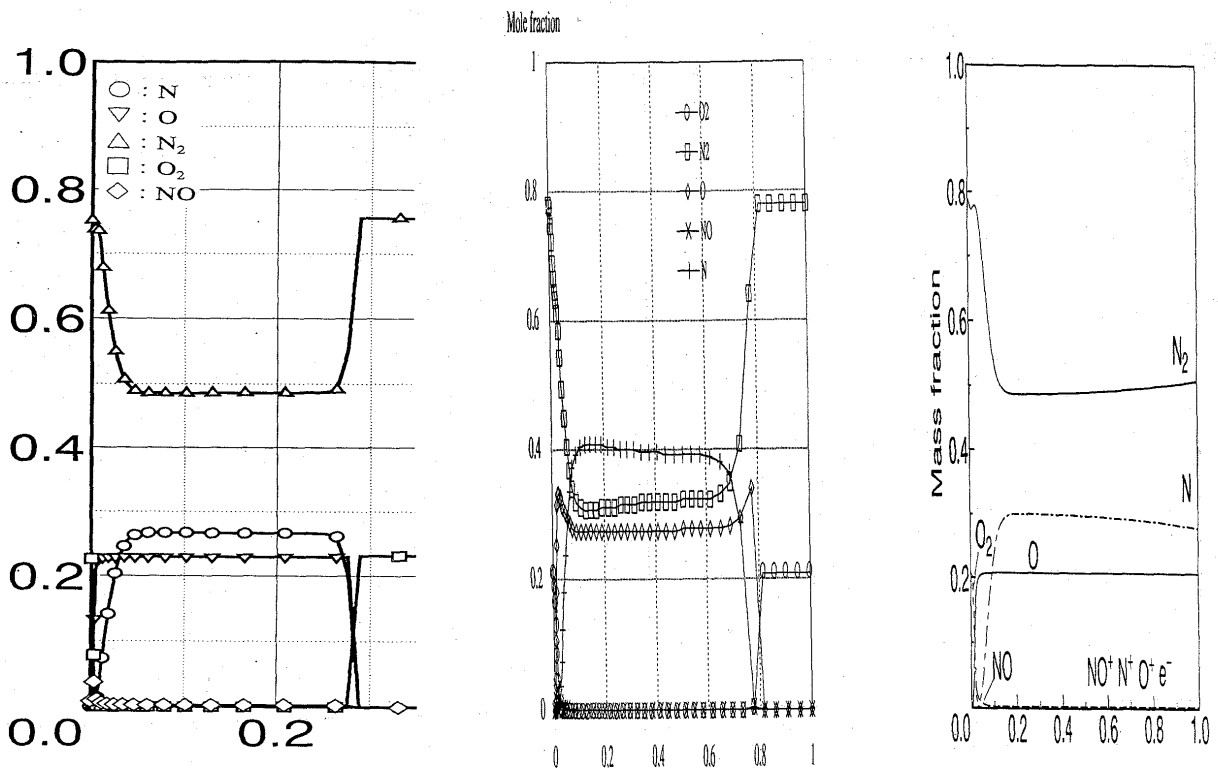
H - 10 ( Tmax = 5950K )

OREX A - 2 平衡流 よどみ点流線温度分布

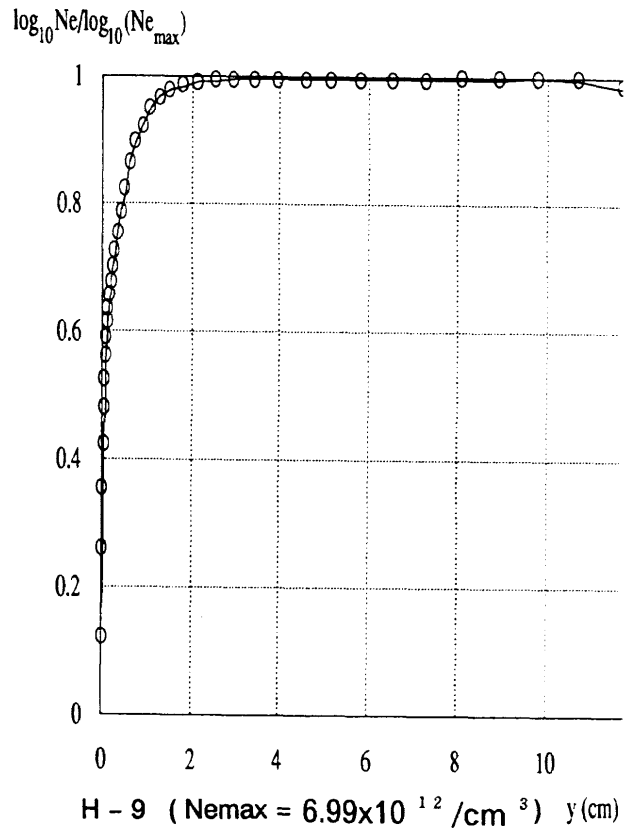
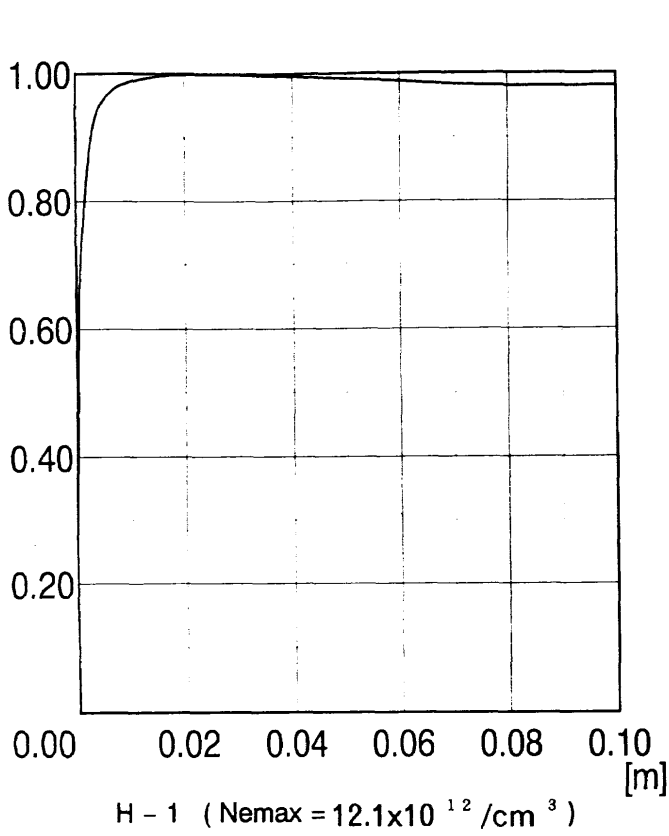


H - 11 ( Tmax = 5848K )

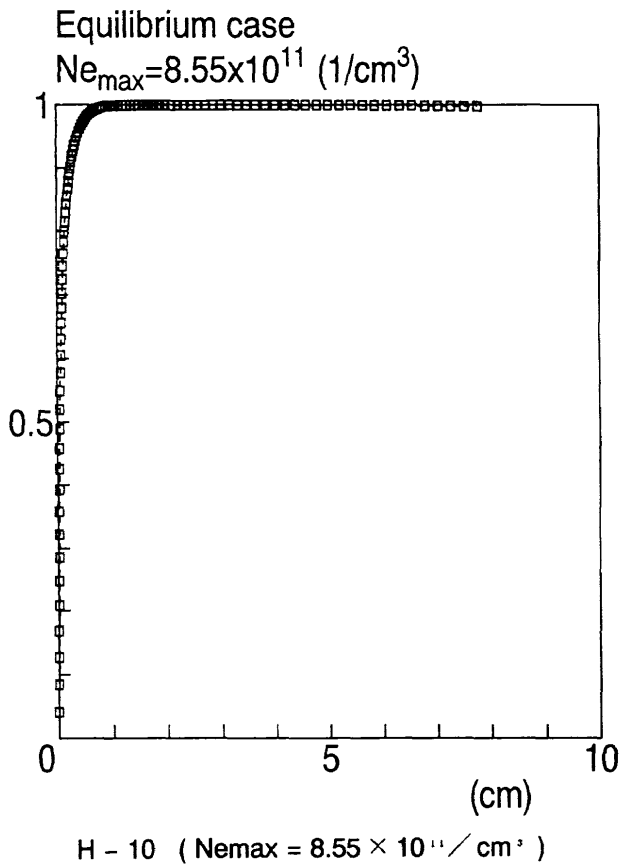
OREX A - 2 平衡流 よどみ点流線温度分布



OREX A-2 平衡流 よどみ点流線質量分率



OREX A - 2 平衡流 肩付近の電子数密度分布



OREX A - 2 平衡流 肩付近の電子数密度分布

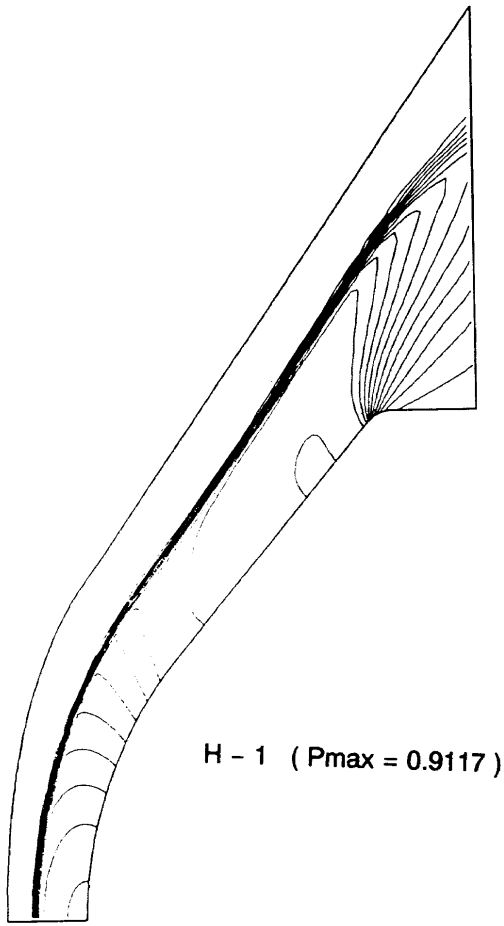
## O R E X A - 3

## 完全気体

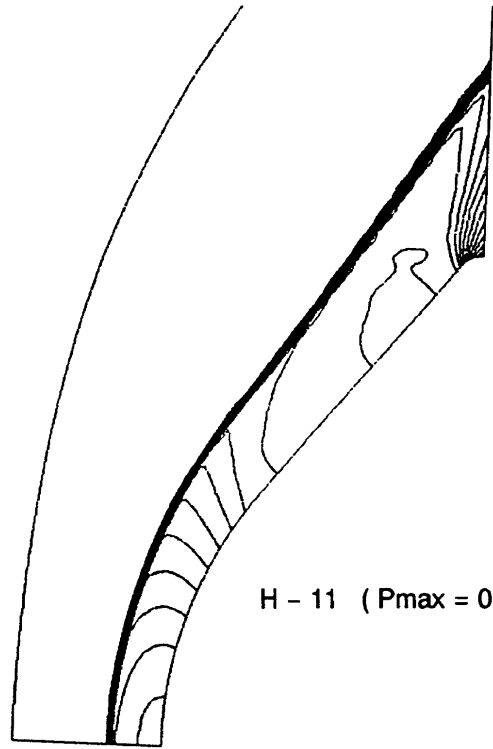
## O R E X - A 計算条件

高度	62	K m
速度	6374	m / s e c
圧力	17.26	P a
温度	251.0	K
壁温度	1500.0	K



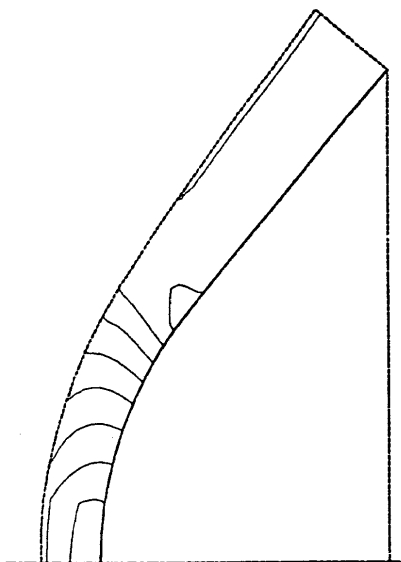


H - 1 ( Pmax = 0.9117 )

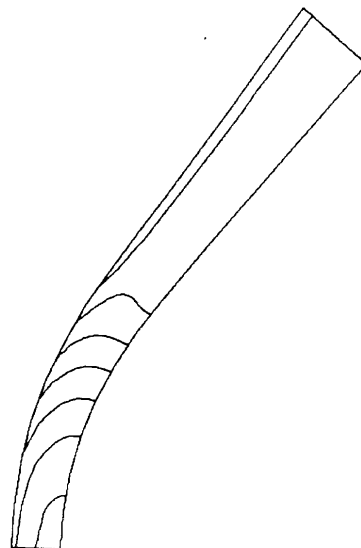


H - 11 ( Pmax = 0.92133 )

OREX A - 3 完全気体 压力线图

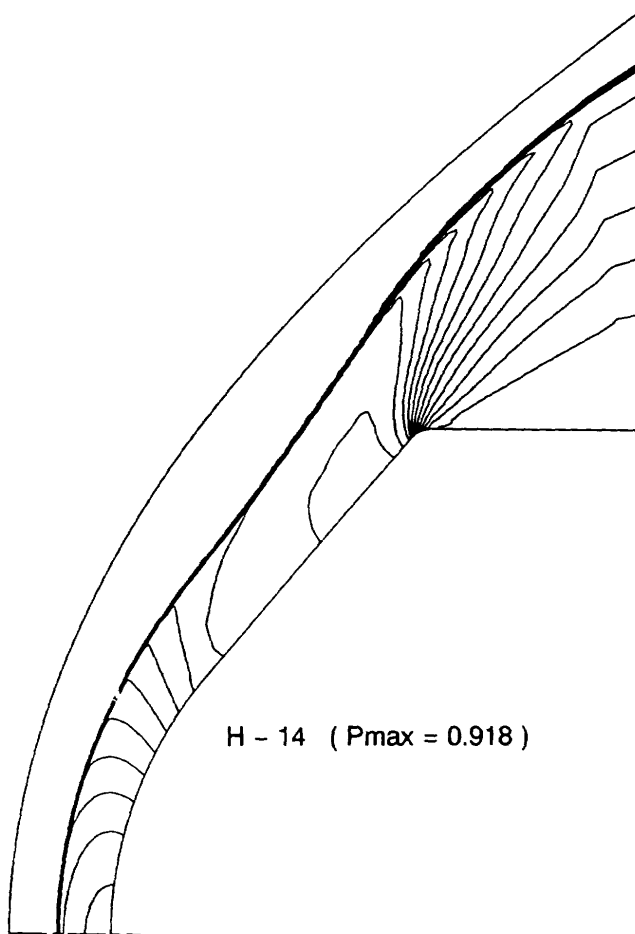
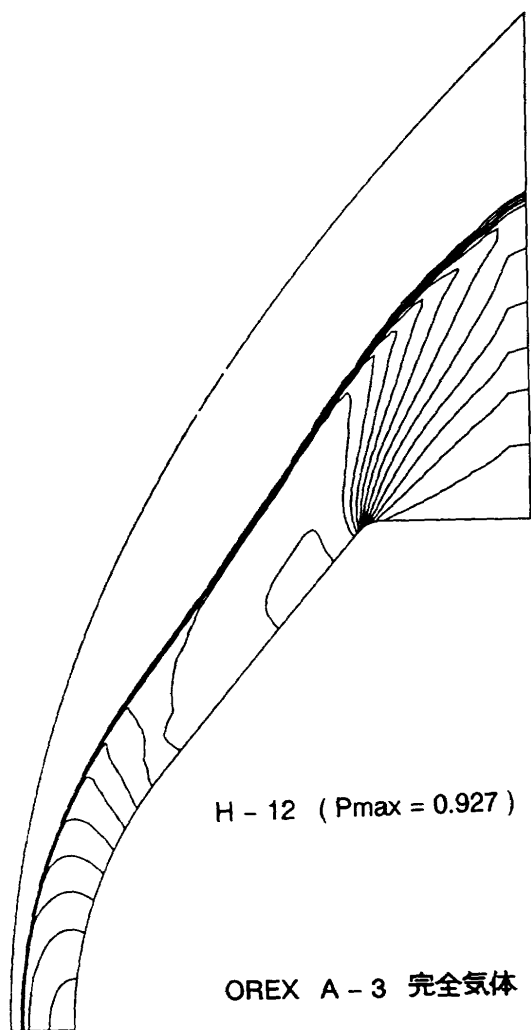


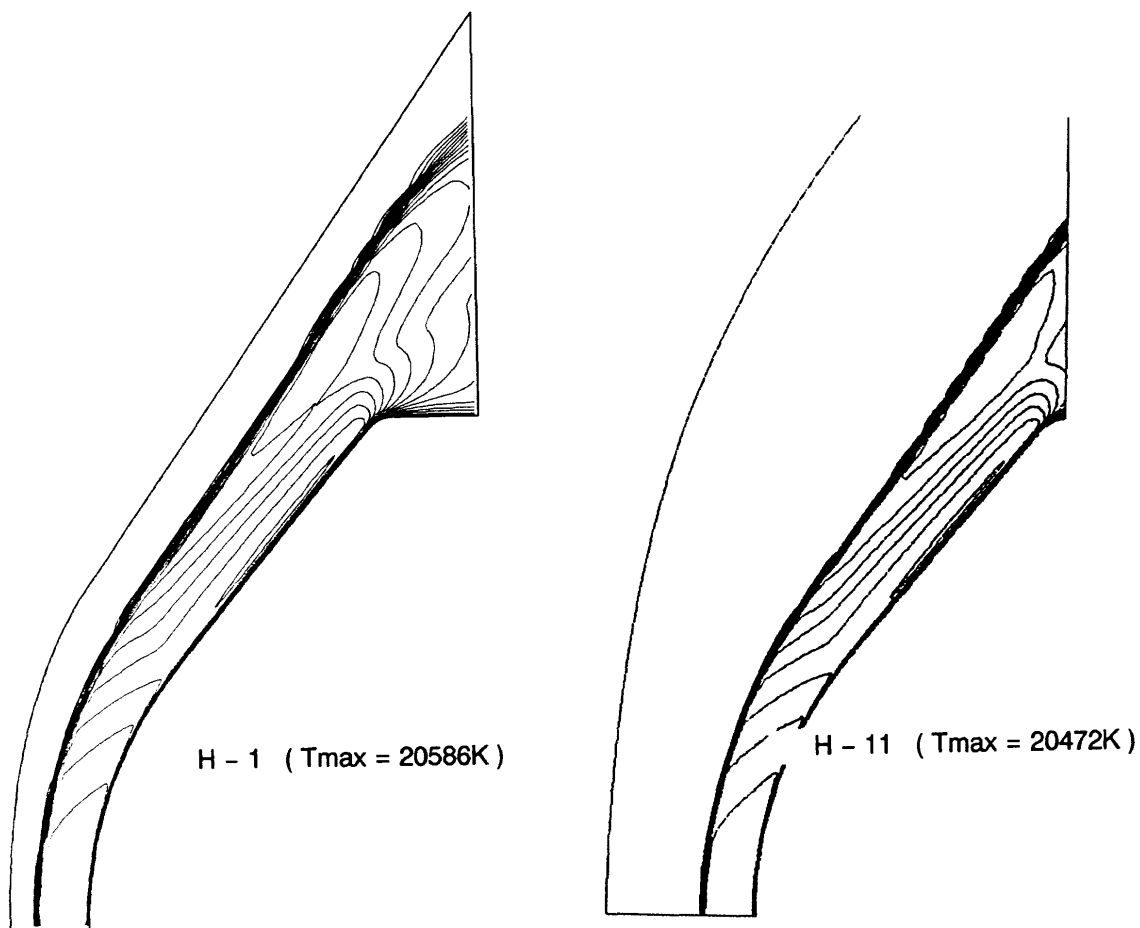
H - 4 ( Pmax = 0.921 )



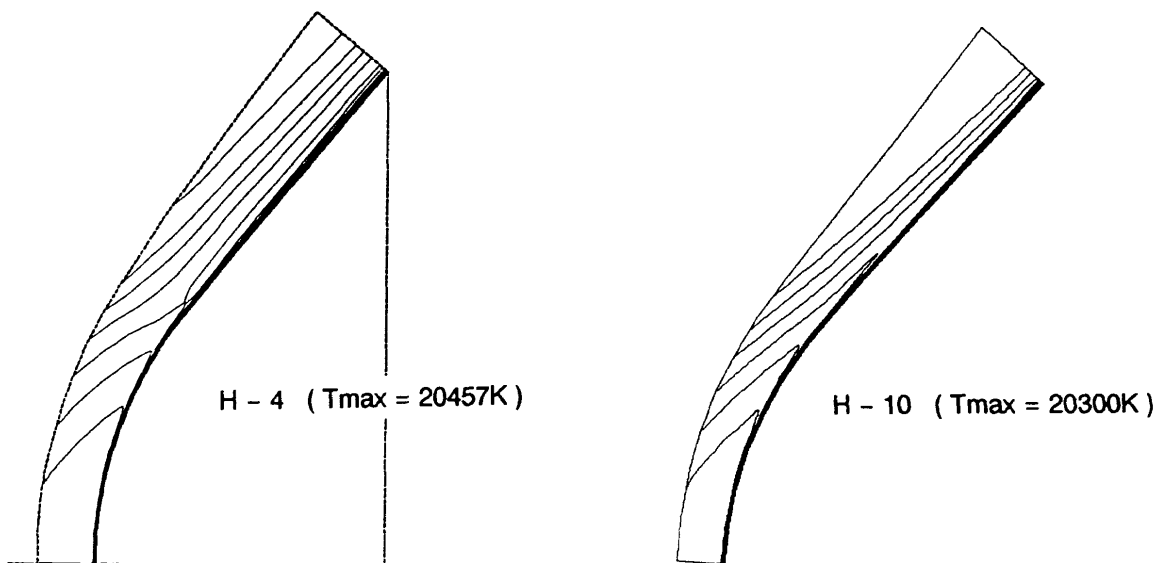
H - 10 ( Pmax = 0.921 )

OREX A - 3 完全気体 压力线图

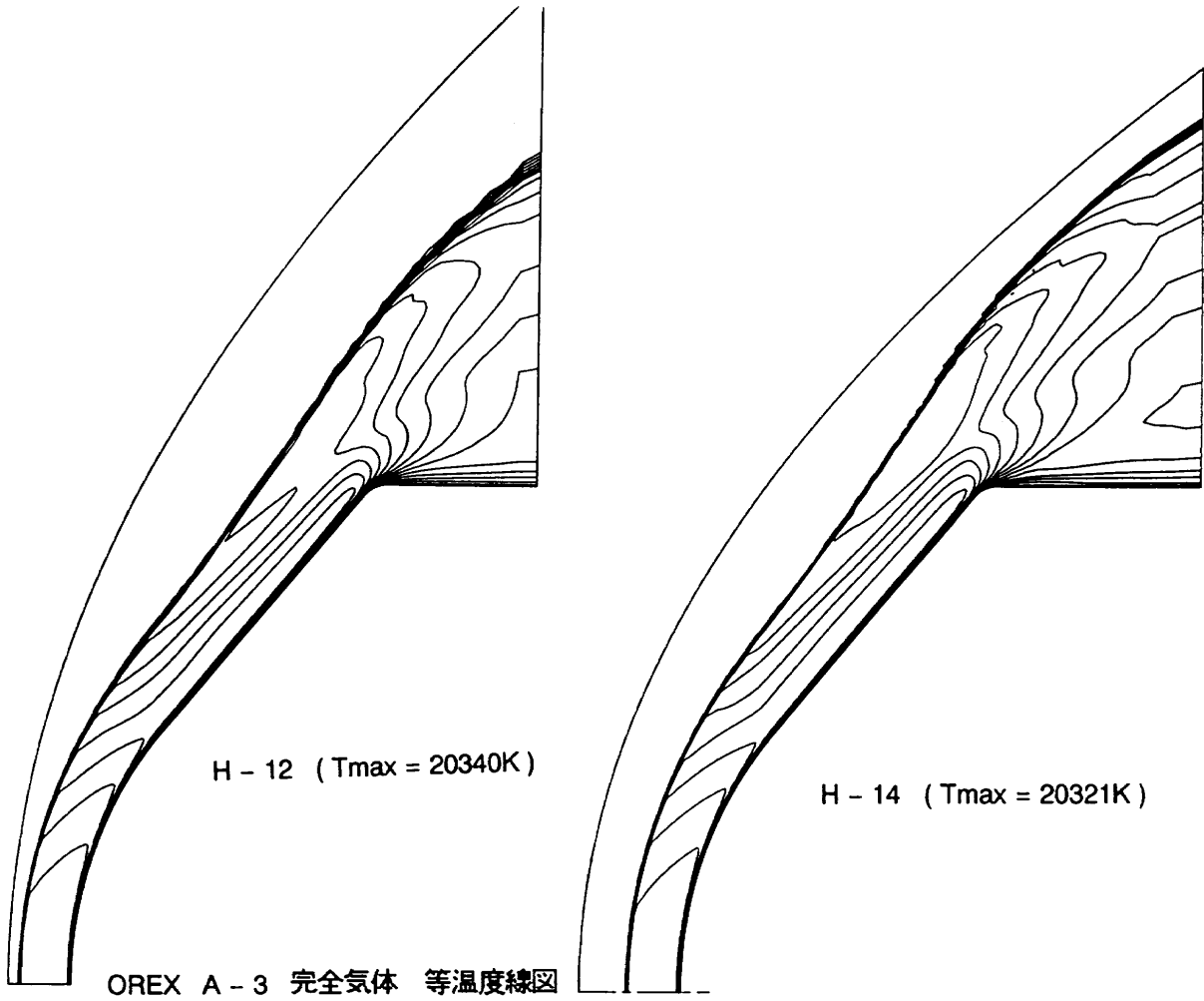


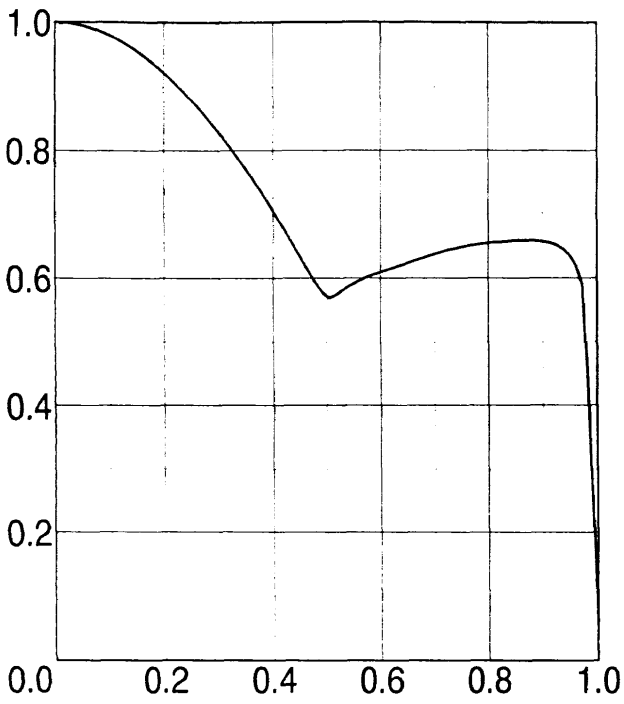


OREX A - 3 完全気体 等温度線図

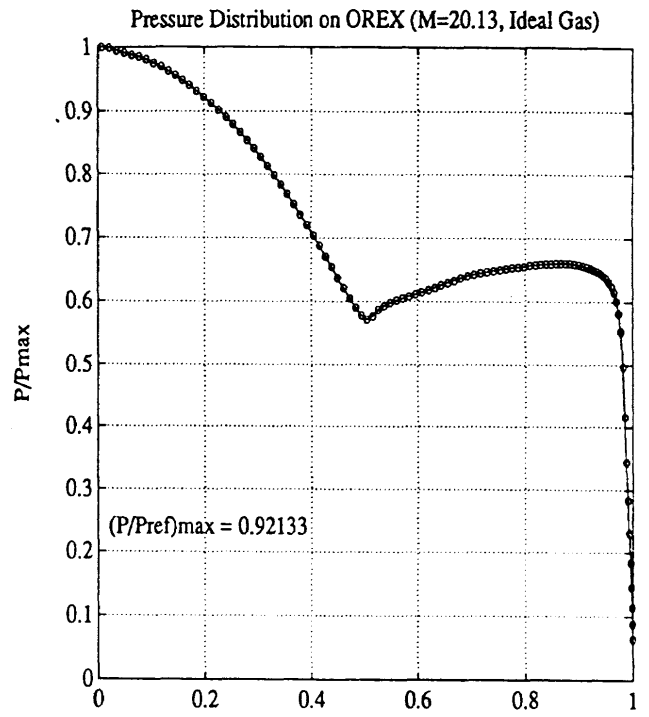


OREX A - 3 完全気体 等温度線図



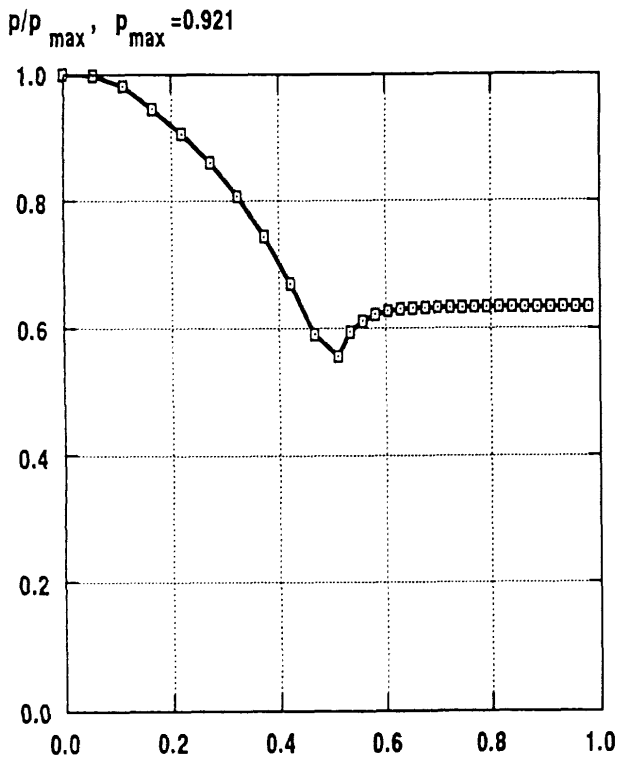


H - 1 ( Pmax = 0.9117 )

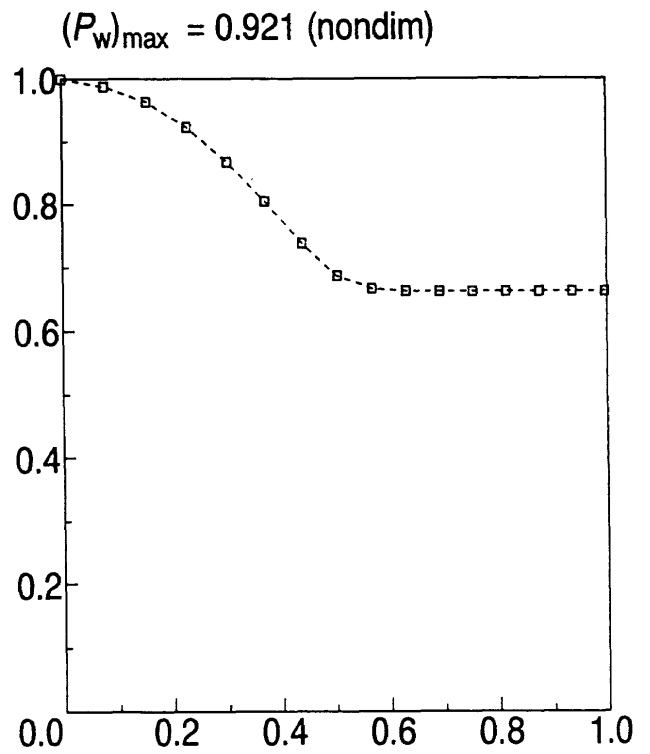


H - 11 ( Pmax = 0.92133 )

OREX A - 3 完全気体 表面压力分布

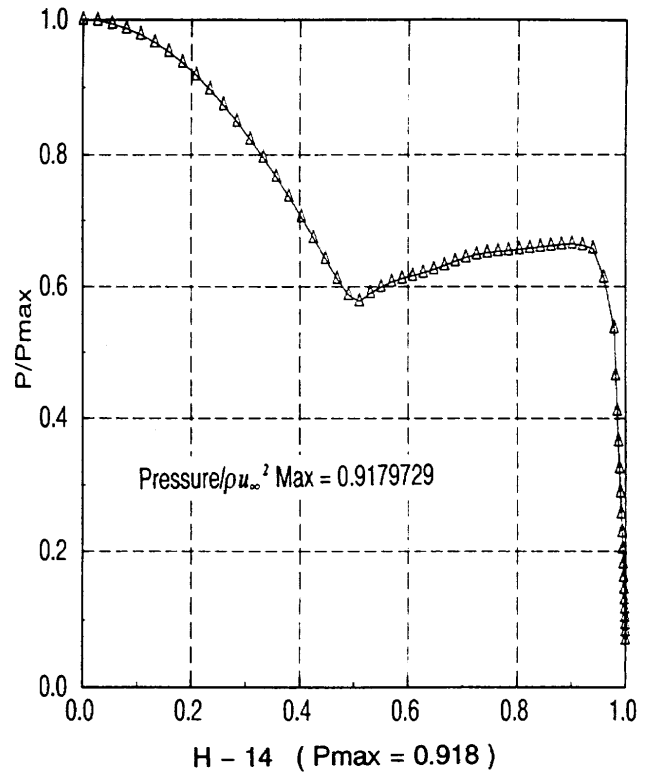
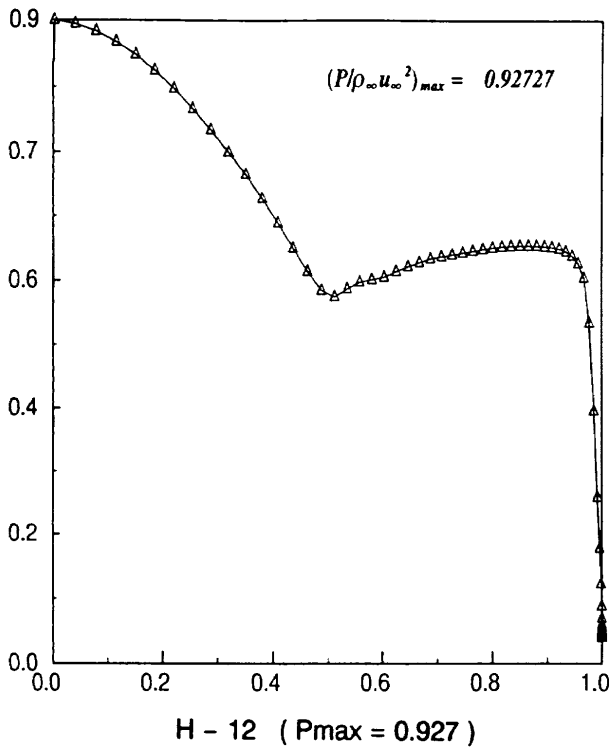


H - 4 ( Pmax = 0.921 )

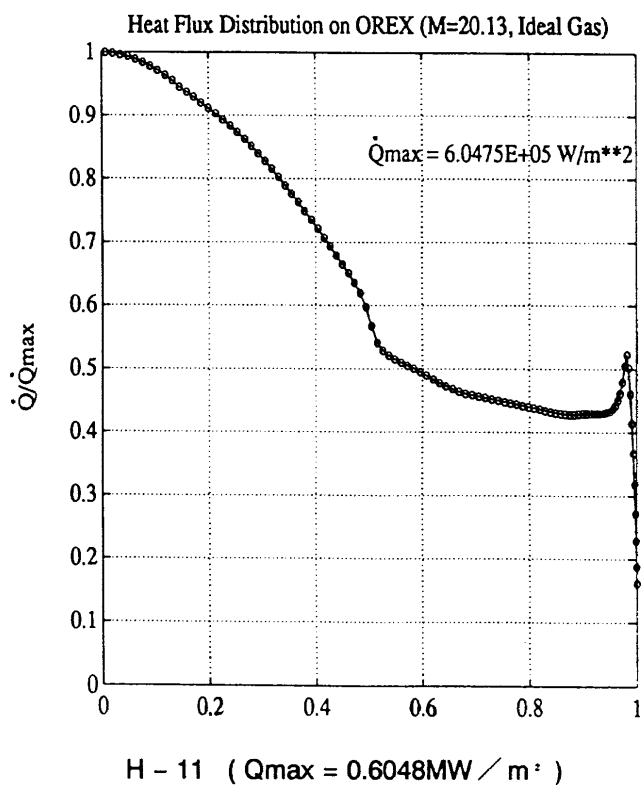
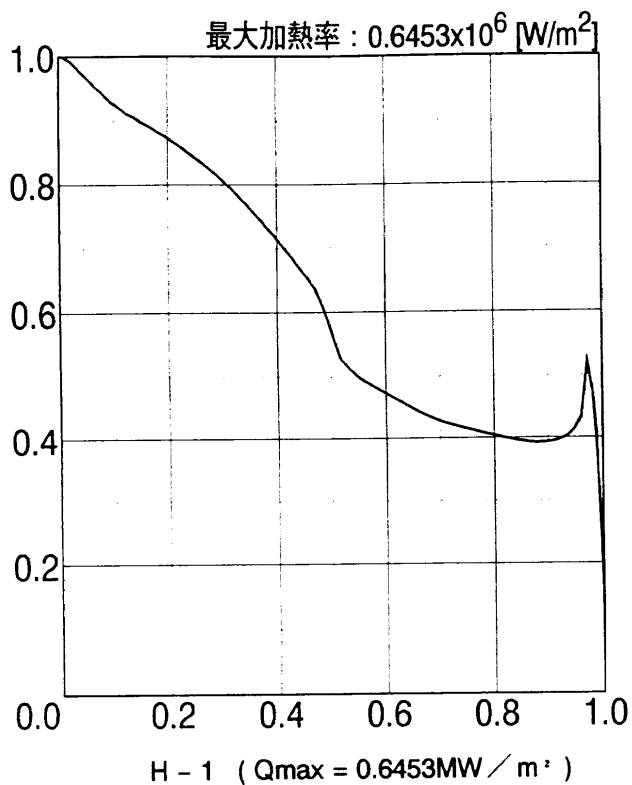


H - 10 ( Pmax = 0.921 )

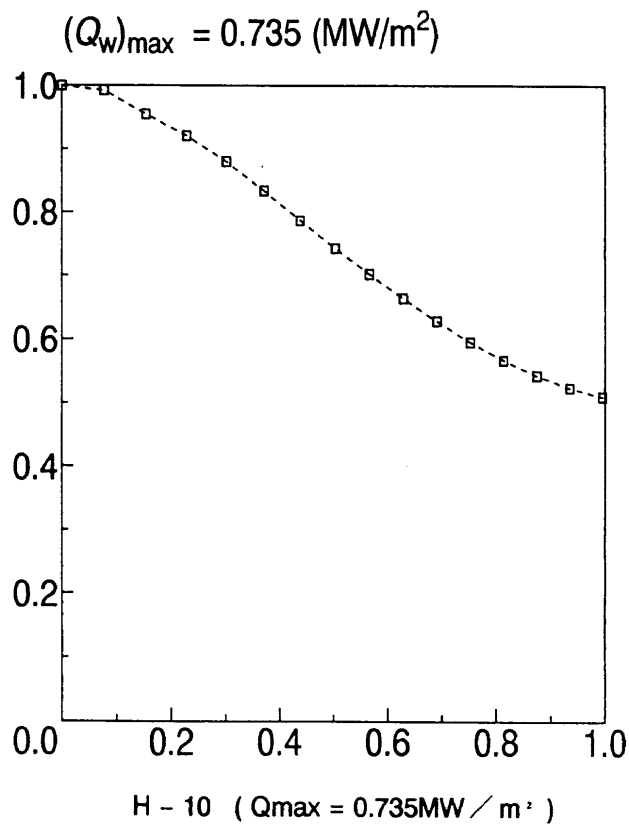
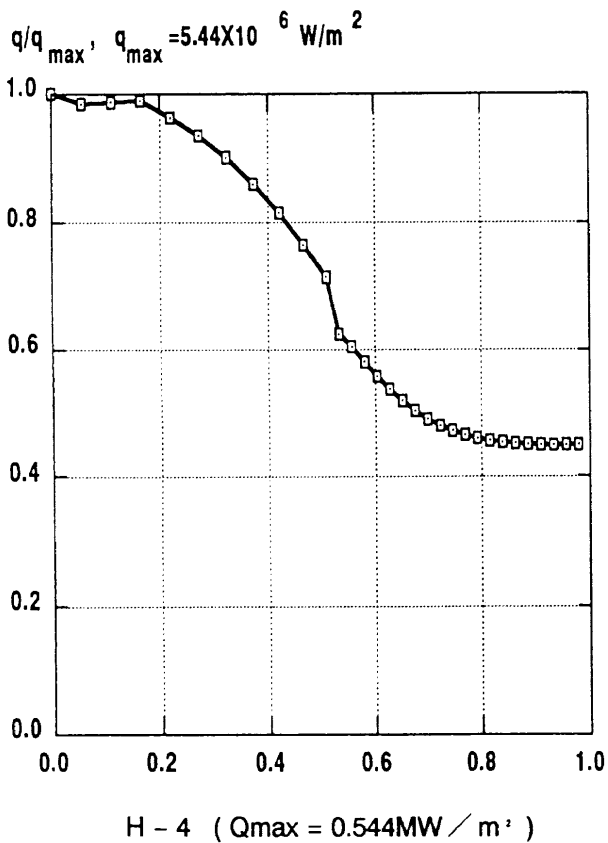
OREX A - 3 完全気体 表面压力分布



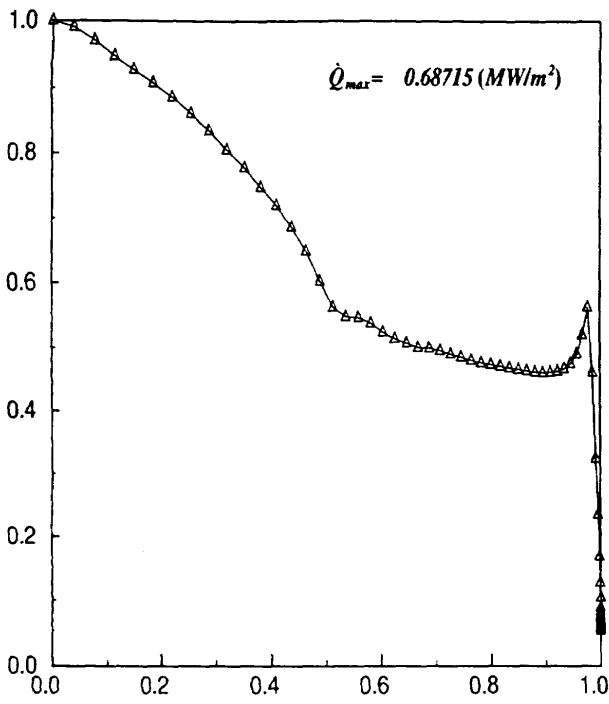
OREX A - 3 完全気体 表面圧力分布



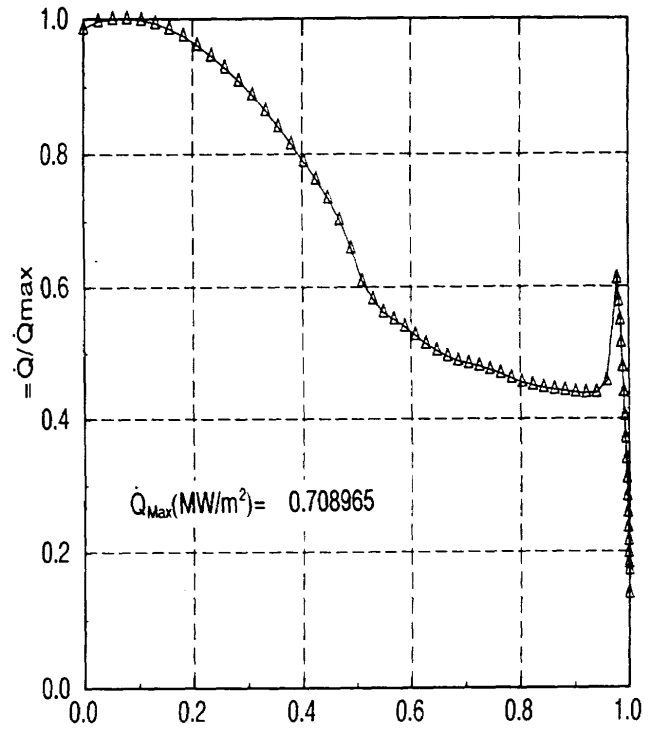
OREX A - 3 完全気体 表面熱流束分布



OREX A - 3 完全気体 表面熱流束分布



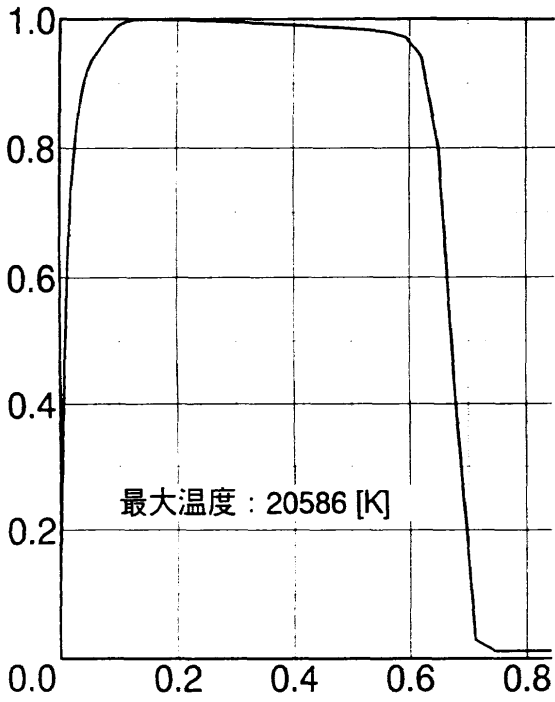
H - 12 (  $Q_{max} = 0.687MW / m^2$  )



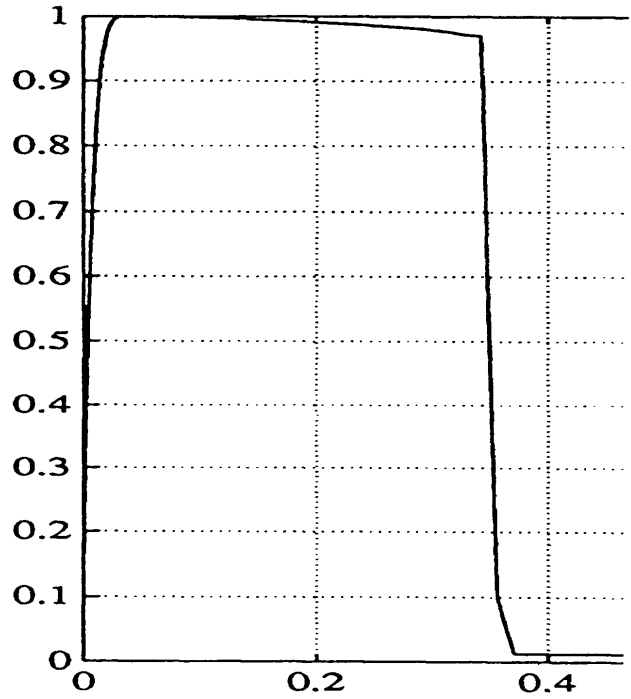
H - 14 (  $Q_{max} = 0.709MW / m^2$  )

OREX A - 3 完全気体 表面熱流束分布





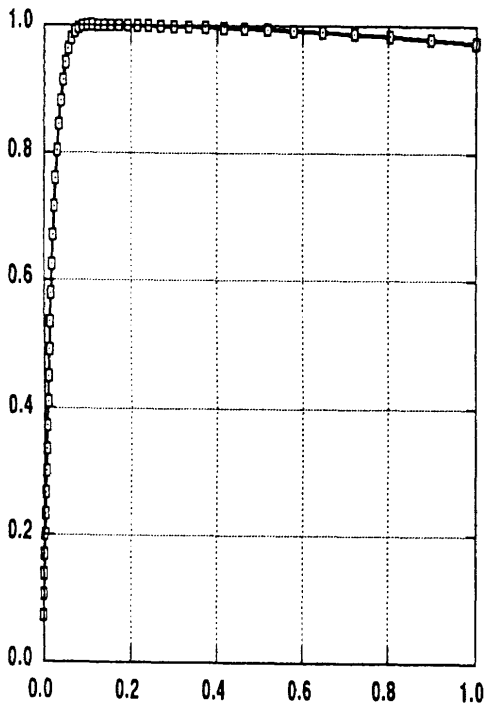
H - 1 ( Tmax = 20586K )



H - 11 ( Tmax = 20472K )

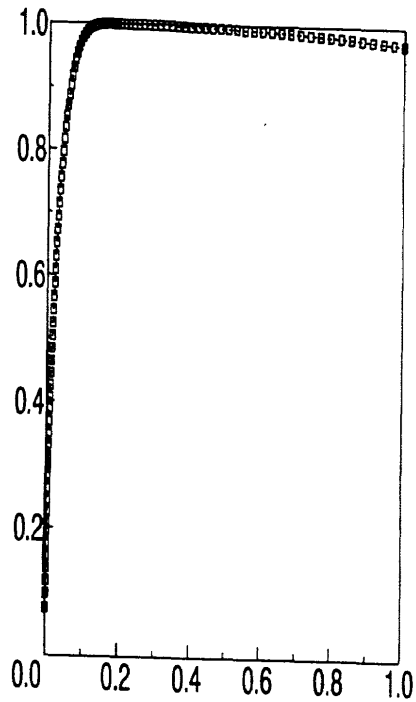
OREX A - 3 完全気体 よどみ点流線に沿う温度分布

T/Tmax: Tmax=20457-K,



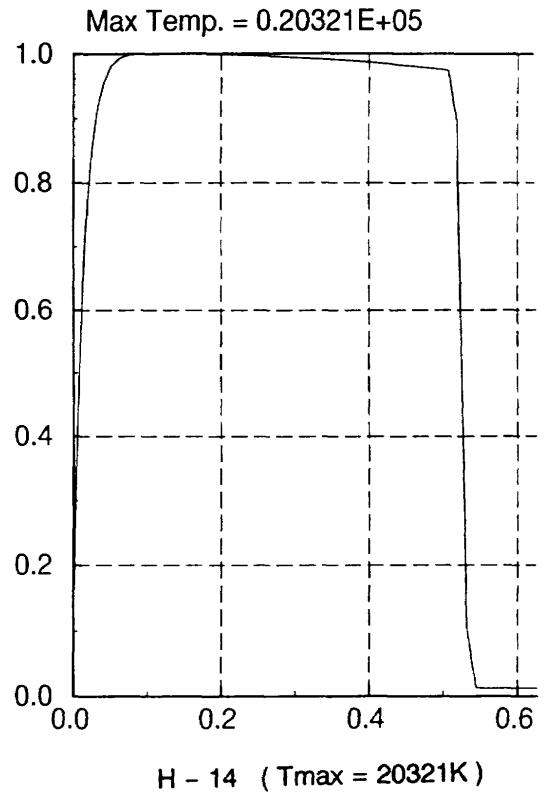
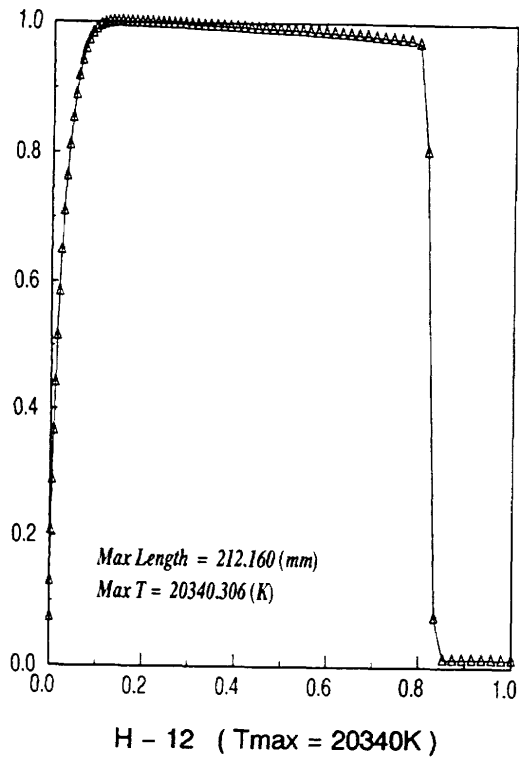
H - 4 ( Tmax = 20457K )

(T)max=20300 K



H - 10 ( Tmax = 20300K )

OREX A - 3 完全気体 よどみ点流線に沿う温度分布



OREX A - 3 完全気体 よどみ点流線に沿う温度分布

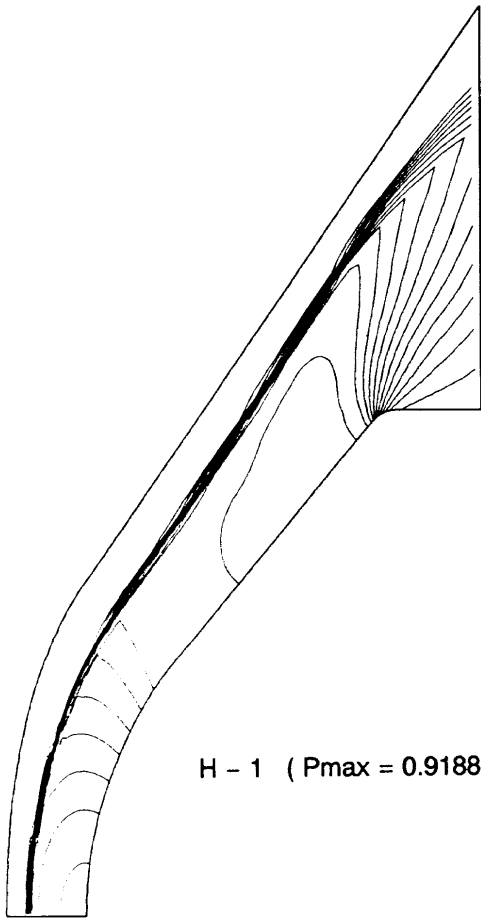


## O R E X B

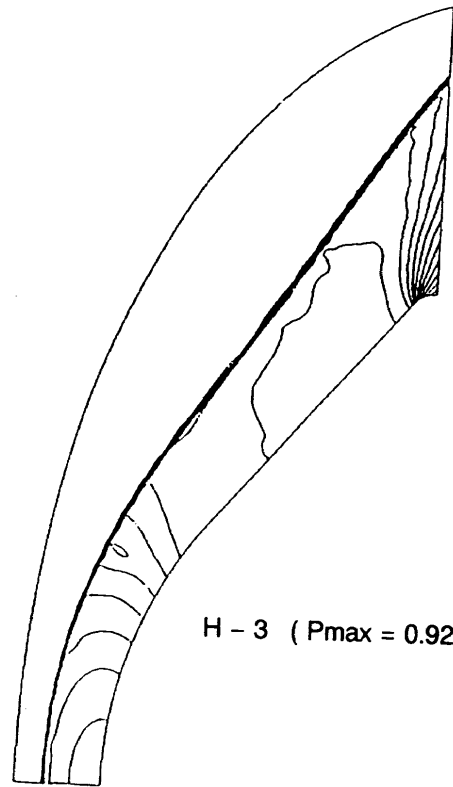
## 極超風洞風試条件

## O R E X - B 計算条件

マッハ数	7. 1
速度	1 1 2 5 m / s e c
圧力	4 3 2. 9 P a
温度	6 2. 5 3 K

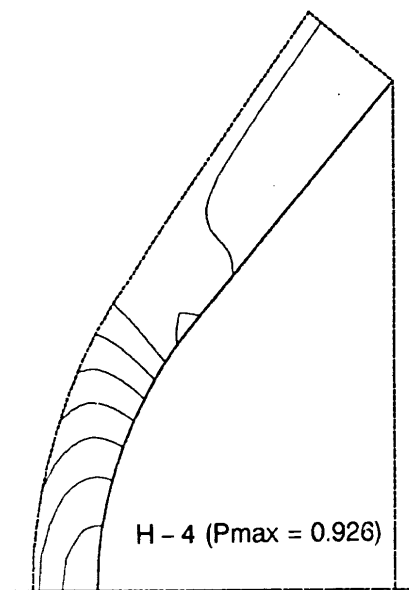


H - 1 ( Pmax = 0.9188 )

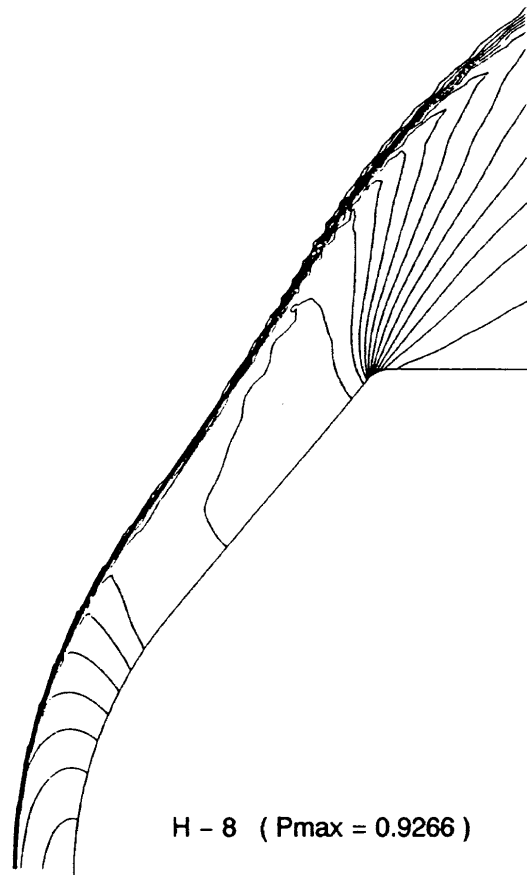


H - 3 ( Pmax = 0.9234 )

OREX - B 完全気体 圧力線図

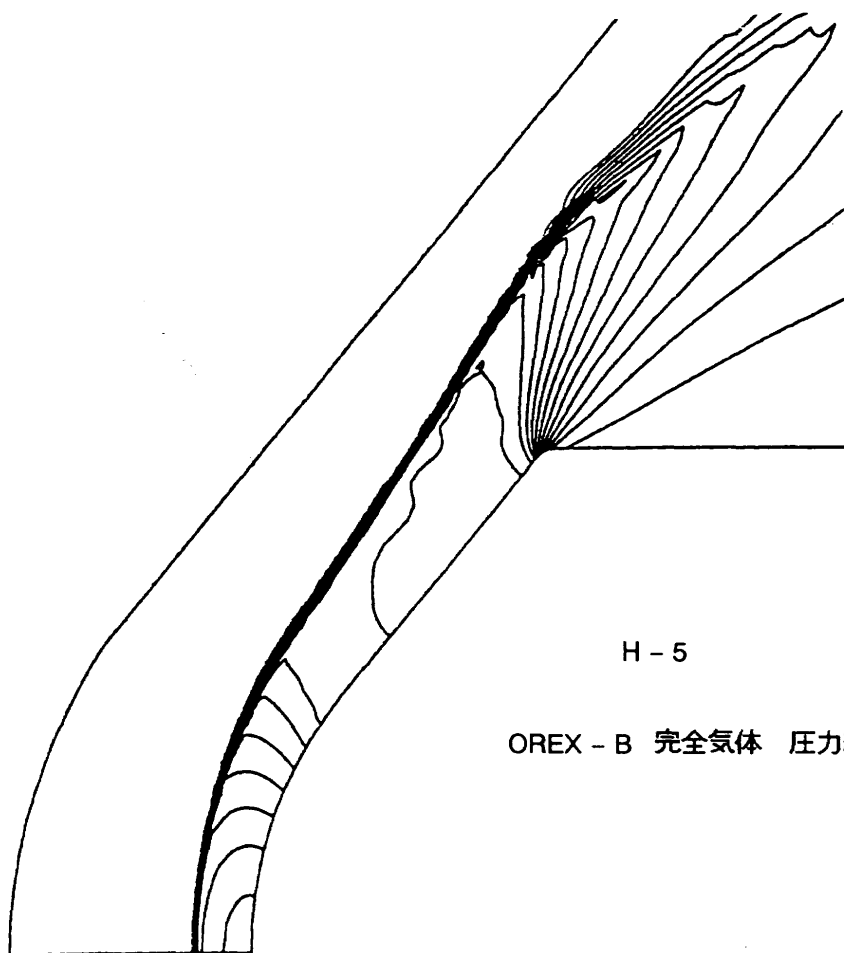


H - 4 ( Pmax = 0.926 )



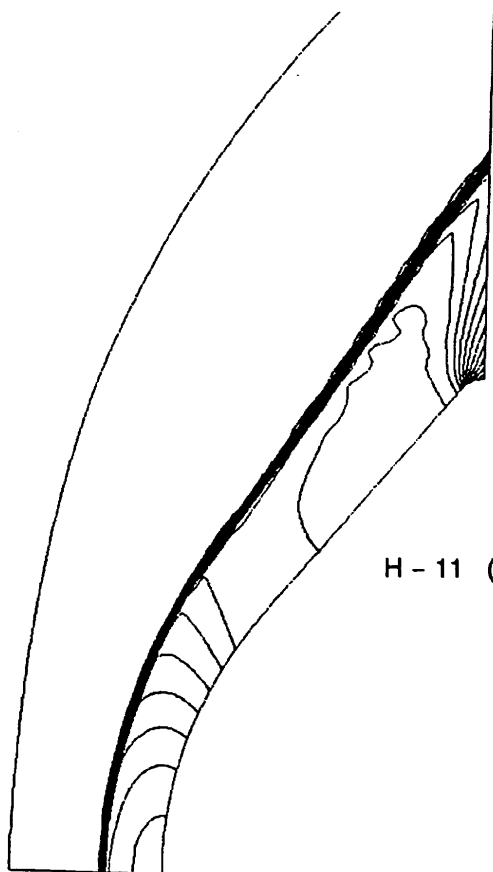
H - 8 ( Pmax = 0.9266 )

OREX - B 完全気体 圧力線図



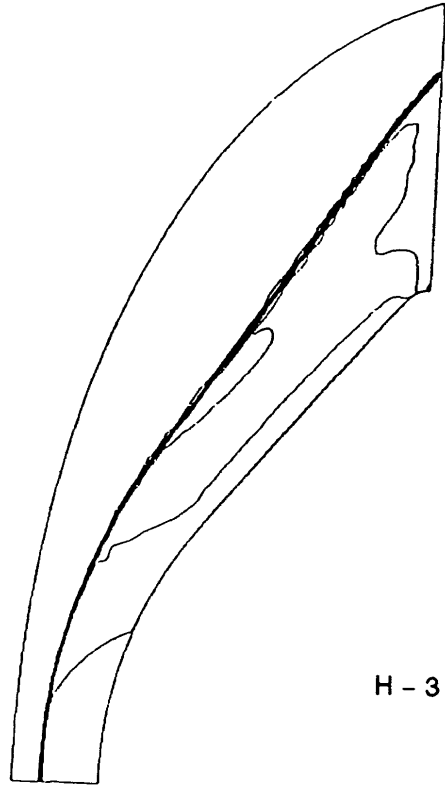
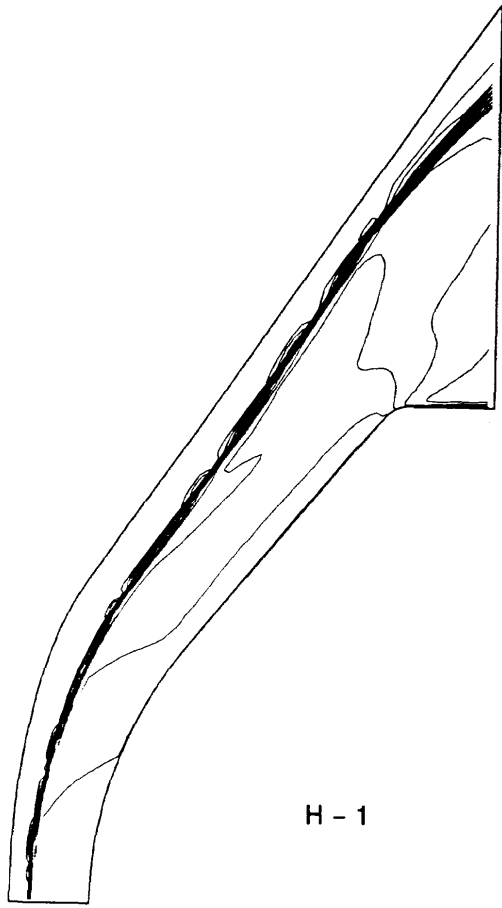
H - 5

OREX - B 完全気体 圧力線図

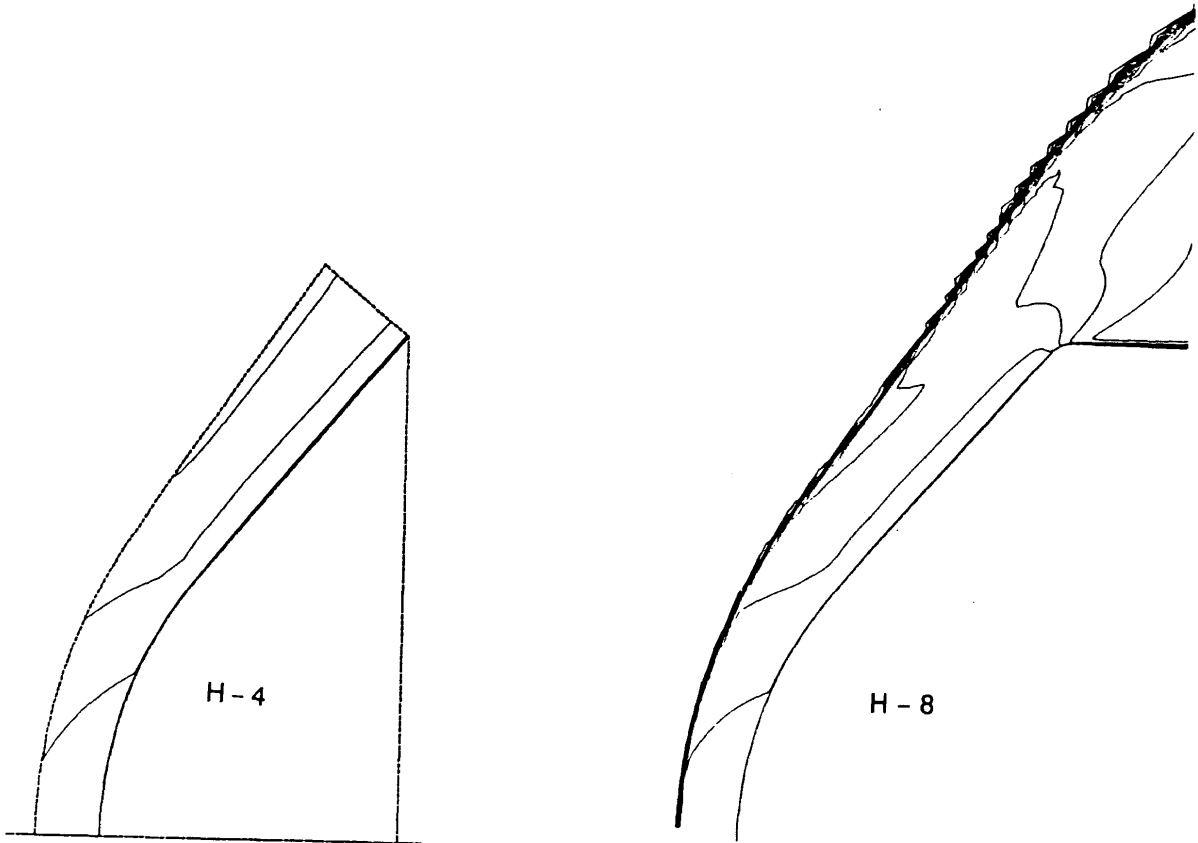


H - 11 (  $P_{max} = 0.9303$  )

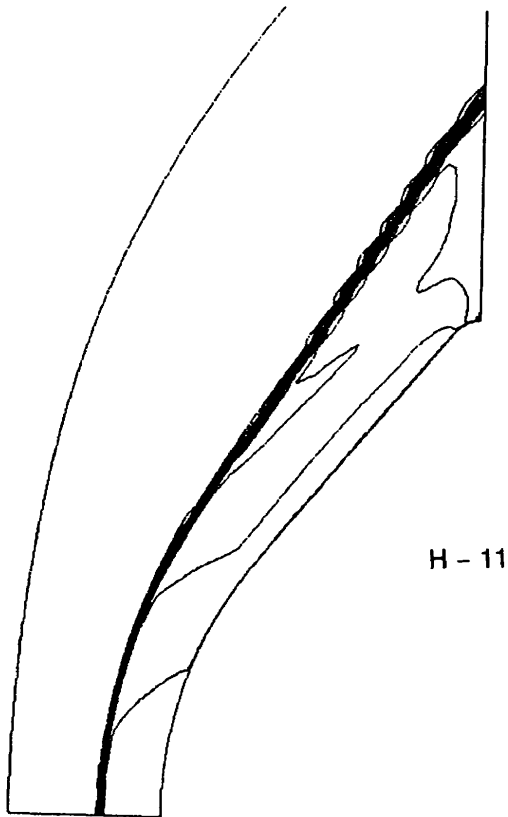
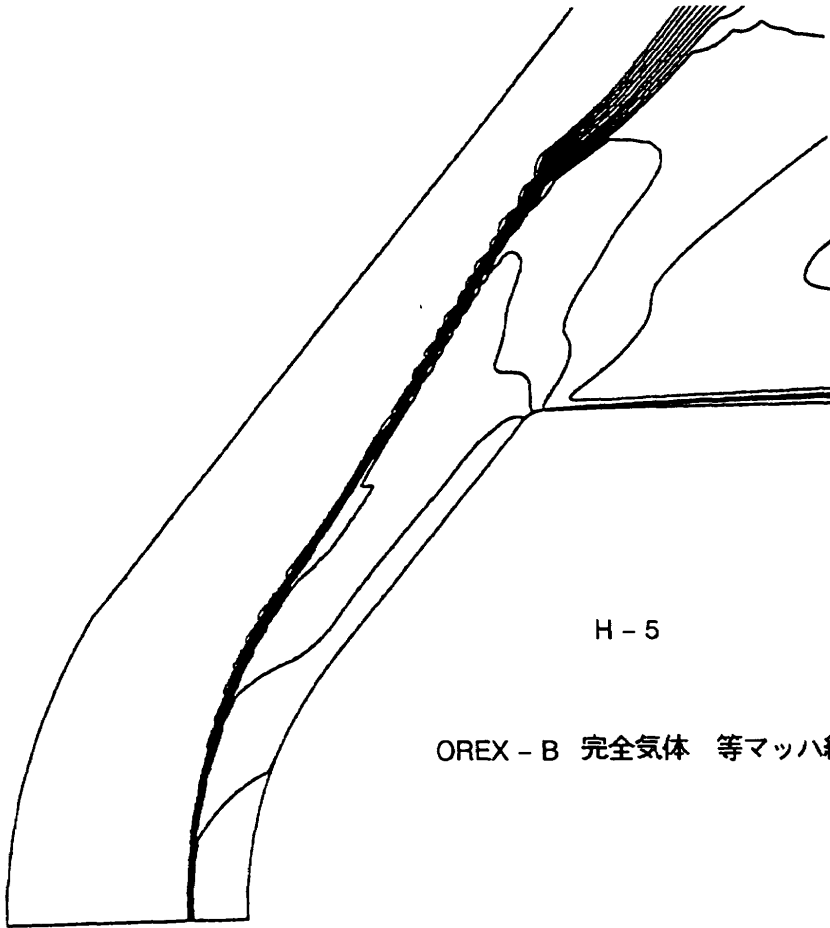
OREX - B 完全気体 圧力線図



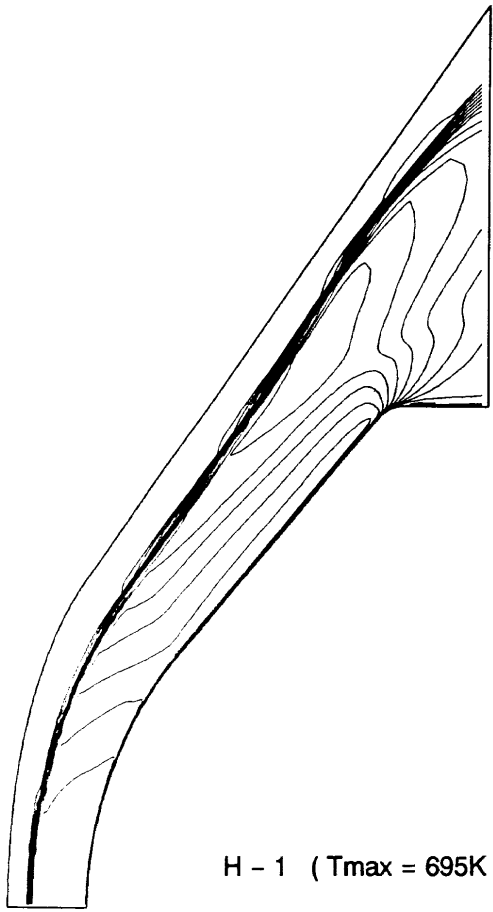
OREX - B 完全気体 等マッハ線図



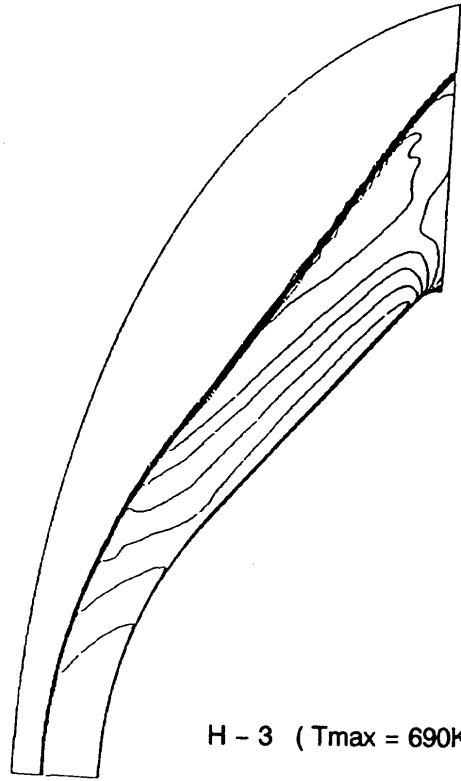
OREX - B 完全気体 等マッハ線図





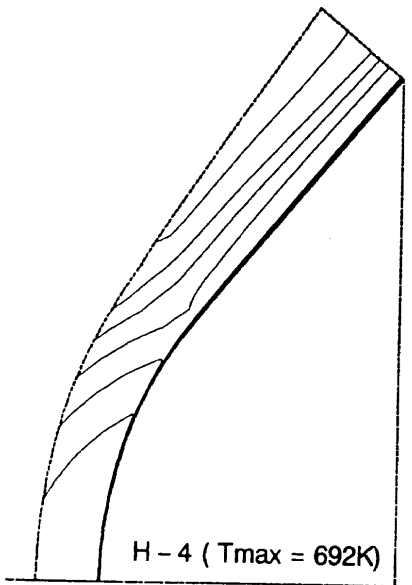


H - 1 ( Tmax = 695K )

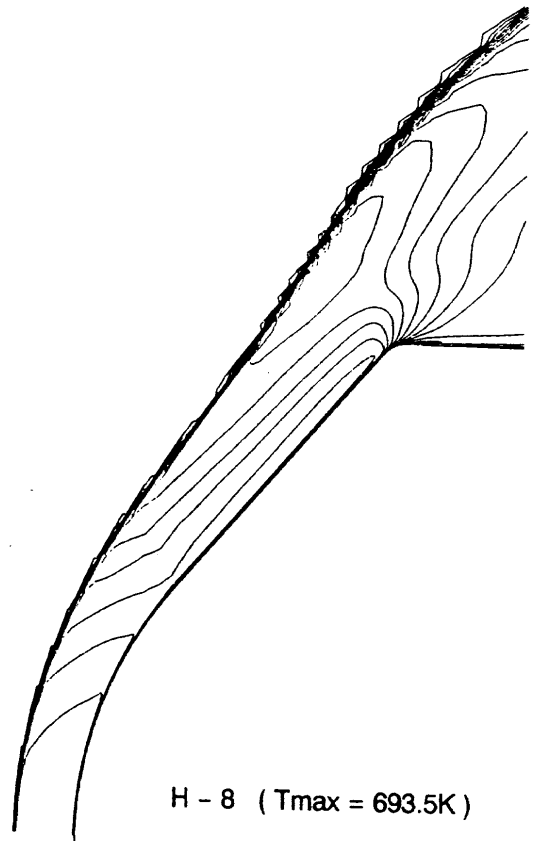


H - 3 ( Tmax = 690K )

OREX - B 完全気体 等温度線図

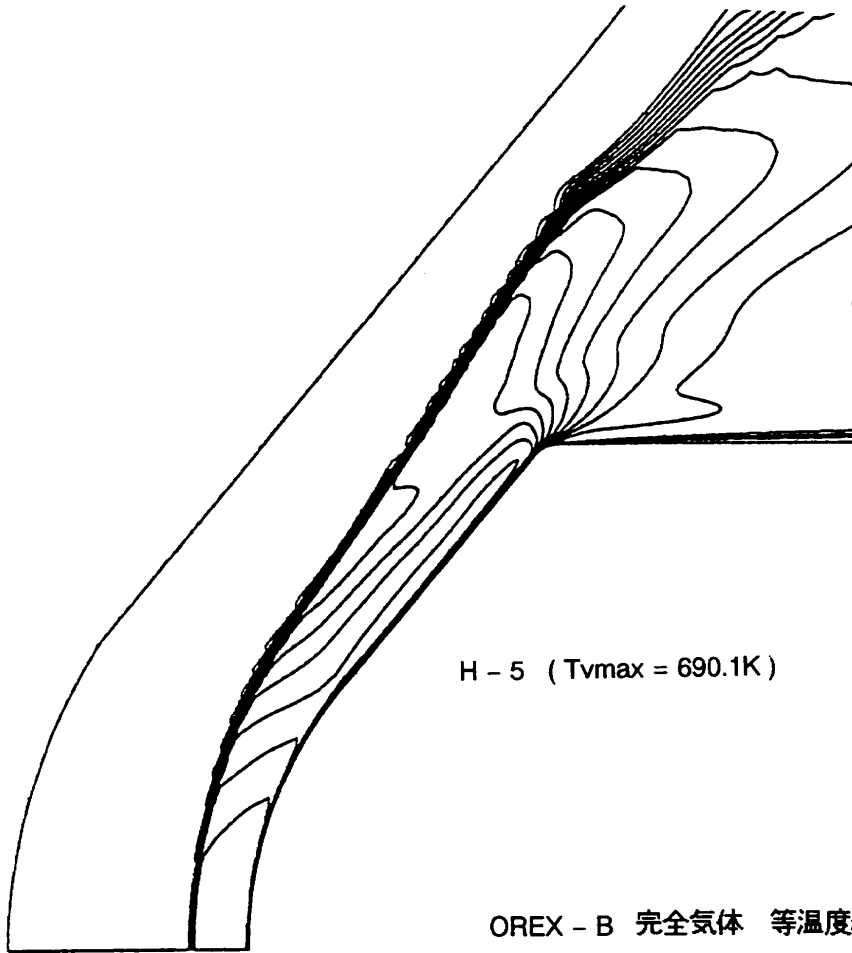


H - 4 ( Tmax = 692K )

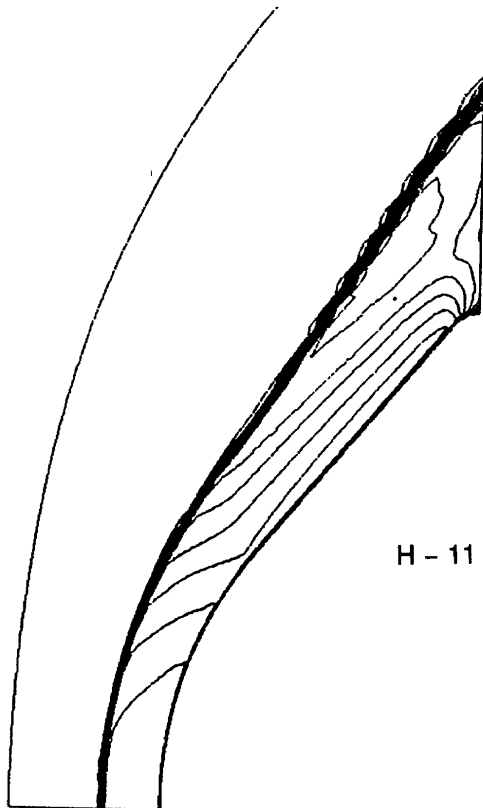


H - 8 ( Tmax = 693.5K )

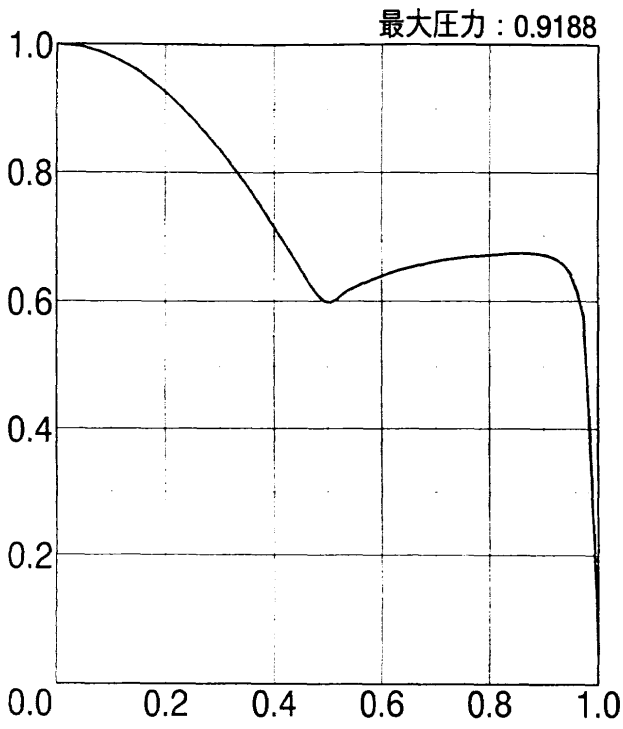
OREX - B 完全気体 等温度線図



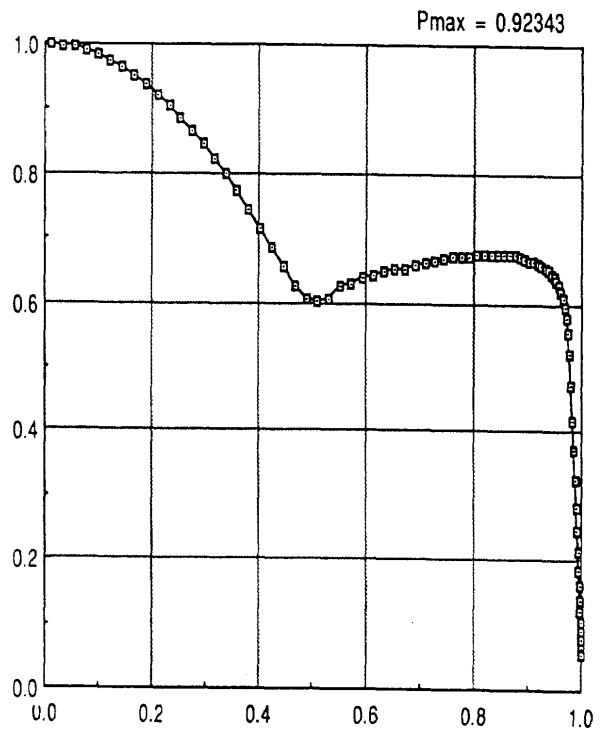
OREX - B 完全気体 等温度線図



OREX - B 完全気体 等温度線図

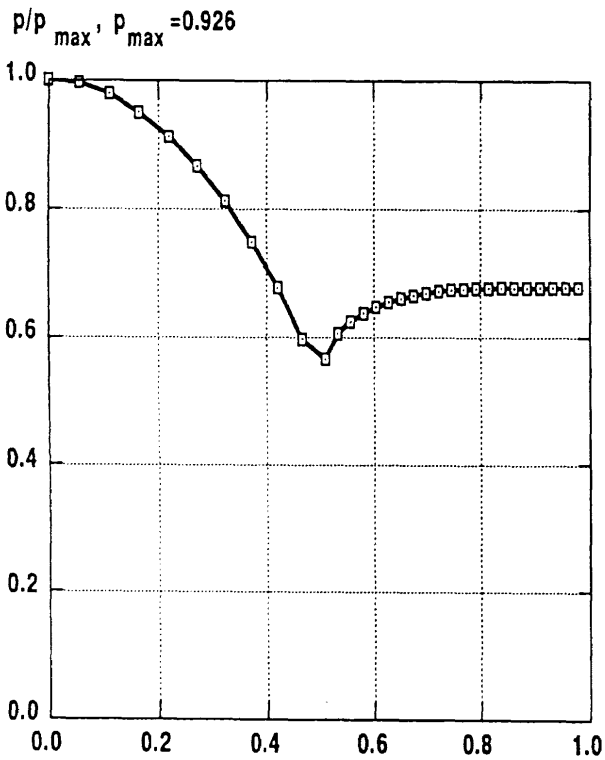


H - 1 ( Pmax = 0.9188 )

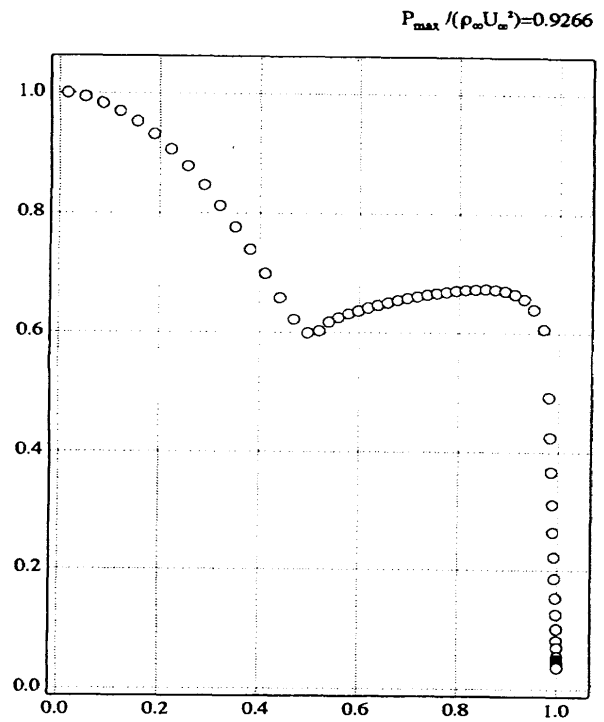


H - 3 ( Pmax = 0.9234 )

OREX - B 完全気体 表面压力分布

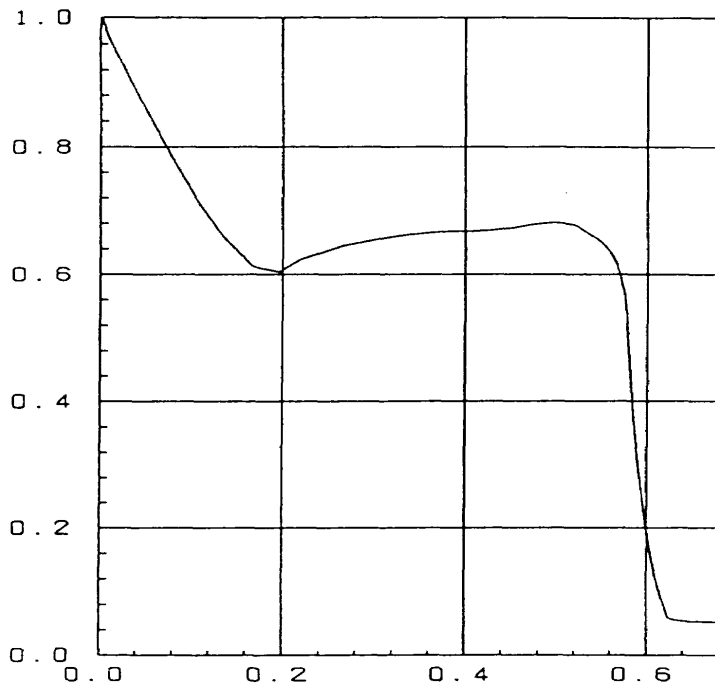


H - 4 ( Pmax = 0.926 )

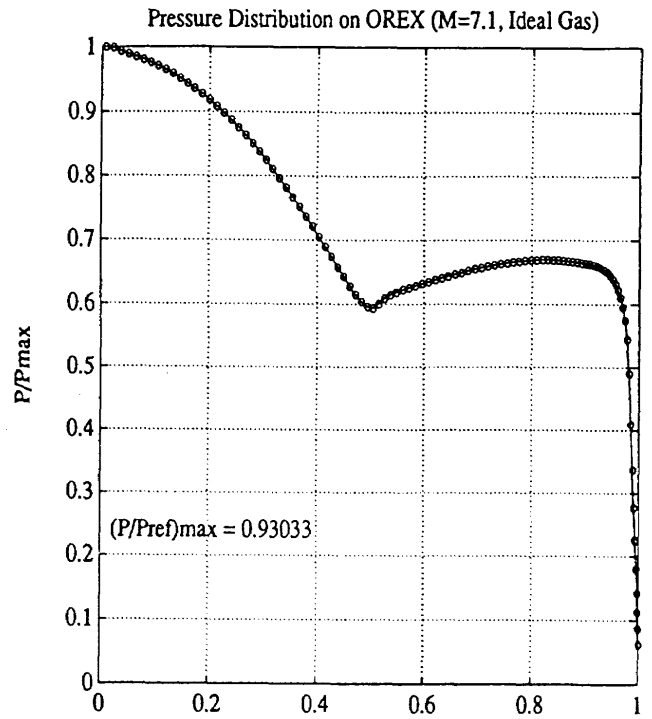


H - 8 ( Pmax = 0.9266 )

OREX - B 完全気体 表面压力分布

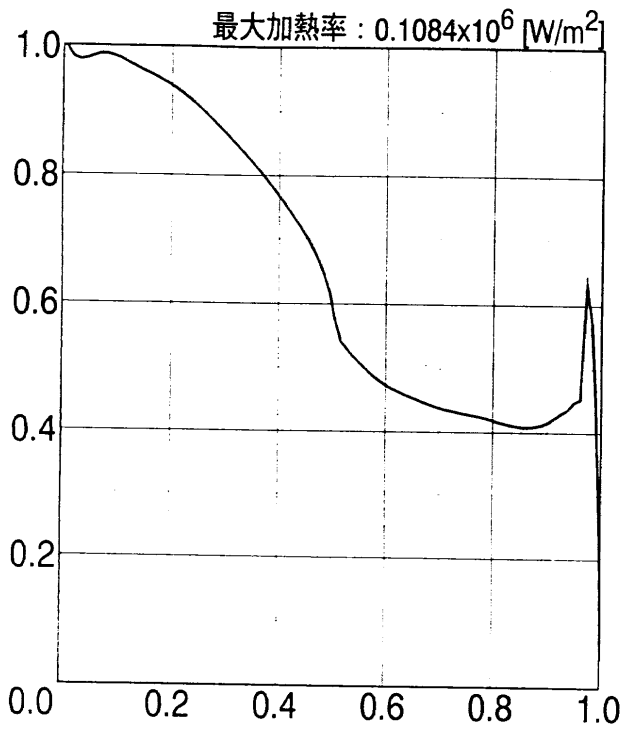


H - 5 (  $P_{max} = 0.92346$  )

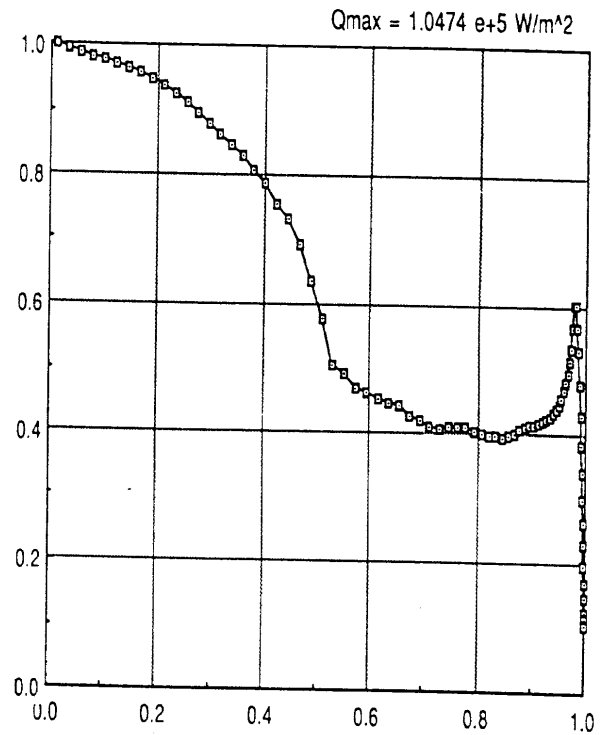


H - 11 (  $P_{max} = 0.9303$  )

OREX - B 完全気体 表面圧力分布

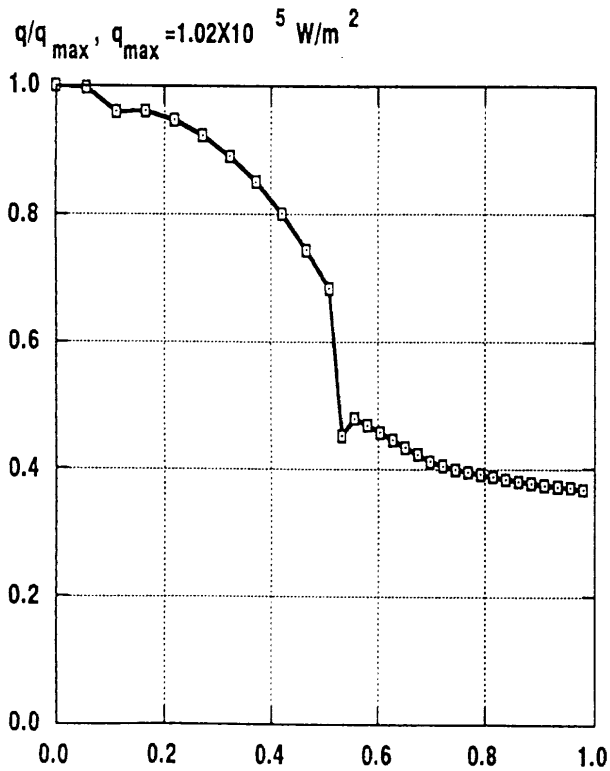


H - 1 (  $Q_{max} = 0.1084 \text{ MW} / \text{m}^2$  )

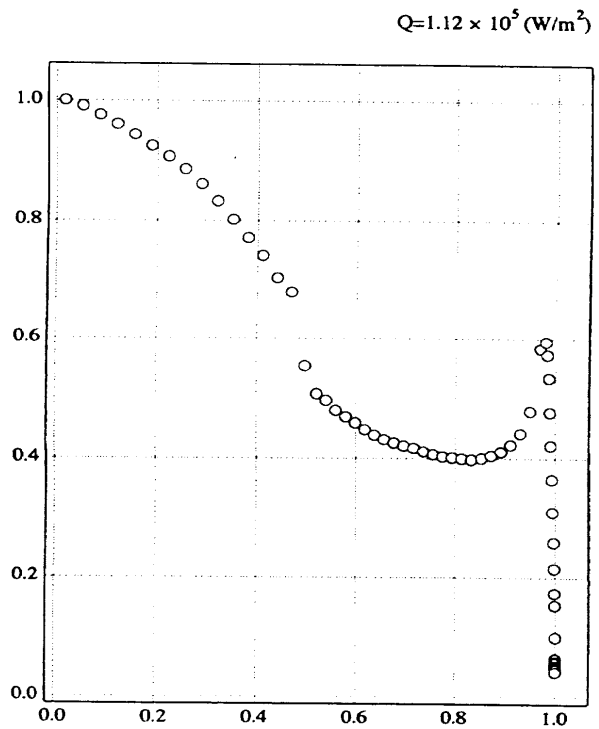


H - 3 (  $Q_{max} = 0.1047 \text{ MW} / \text{m}^2$  )

OREX - B 完全気体 表面熱流束分布

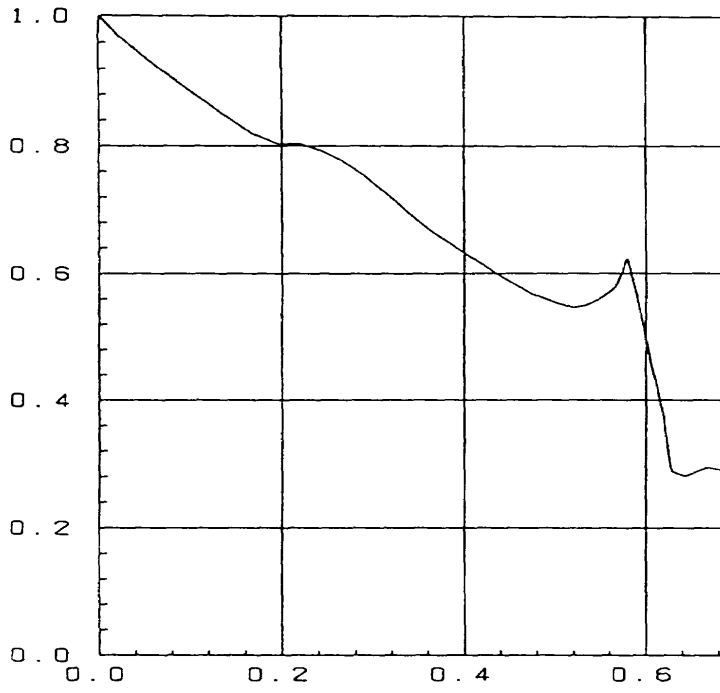


H - 4 (  $Q_{max} = 0.102 \text{ MW} / \text{m}^2$  )

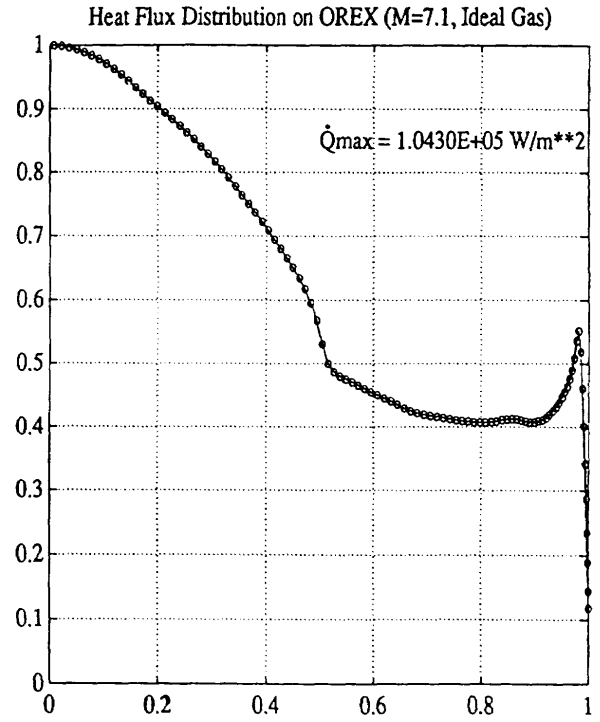


H - 8 (  $Q_{max} = 0.112 \text{ MW} / \text{m}^2$  )

OREX - B 完全気体 表面熱流束分布



H - 5 (  $Q_{max} = 0.284 \text{ MW/m}^2$  )



H - 11 (  $Q_{max} = 0.1043 \text{ MW} / \text{m}^2$  )

OREX - B 完全気体 表面熱流束分布



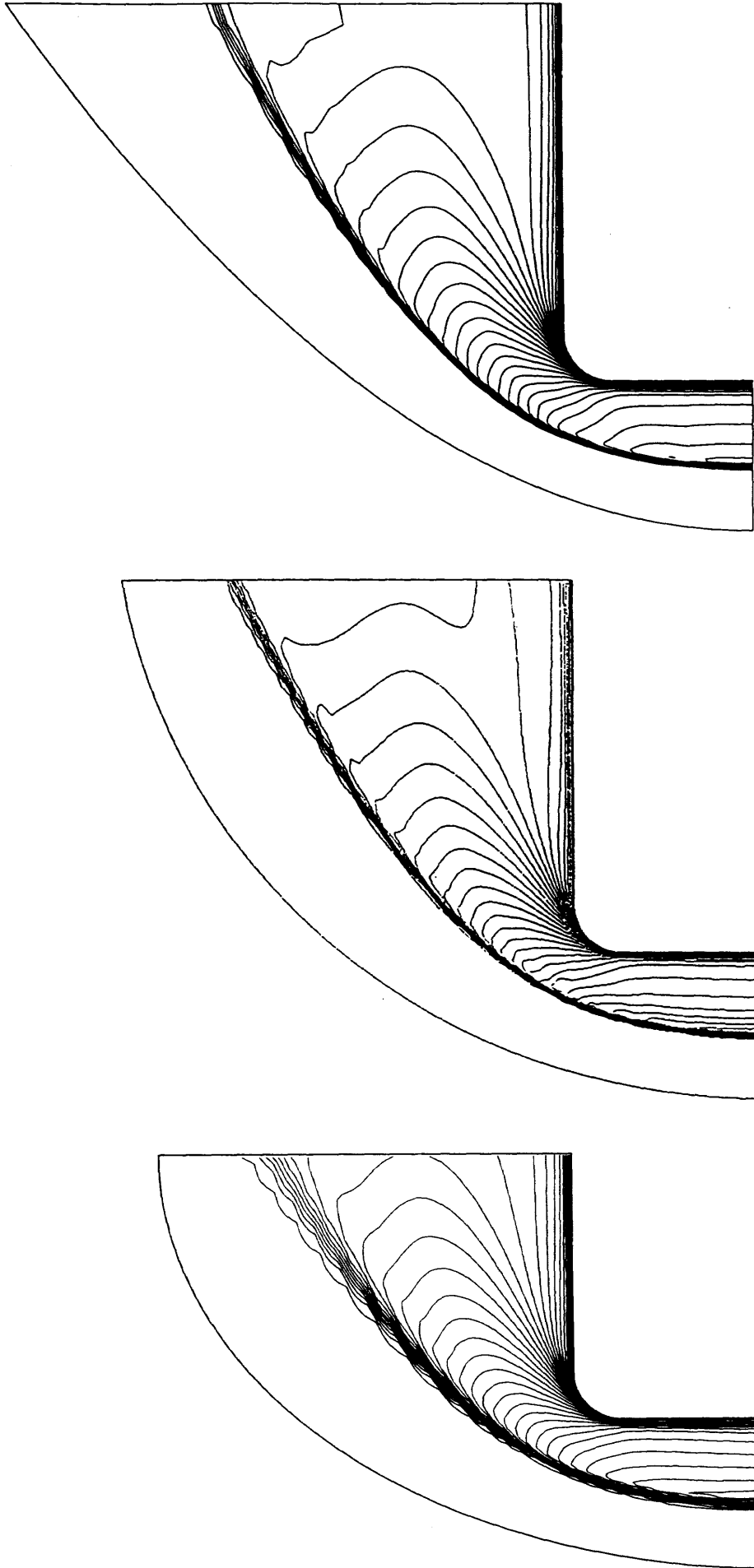
## A R C — A — 1

A R C — A — 1

計算条件

$P_0 = 437.8 \text{ Pa}$	$W_N = 0.0508$
$T_0 = 1251.0 \text{ K}$	$W_O = 0.2215$
$U_0 = 3776 \text{ m/sec}$	$W_{N_2} = 0.17101$
$TW = 400 \text{ K}$	$W_{O_2} = 0.0032$
	$W_{NO} = 0.0145$



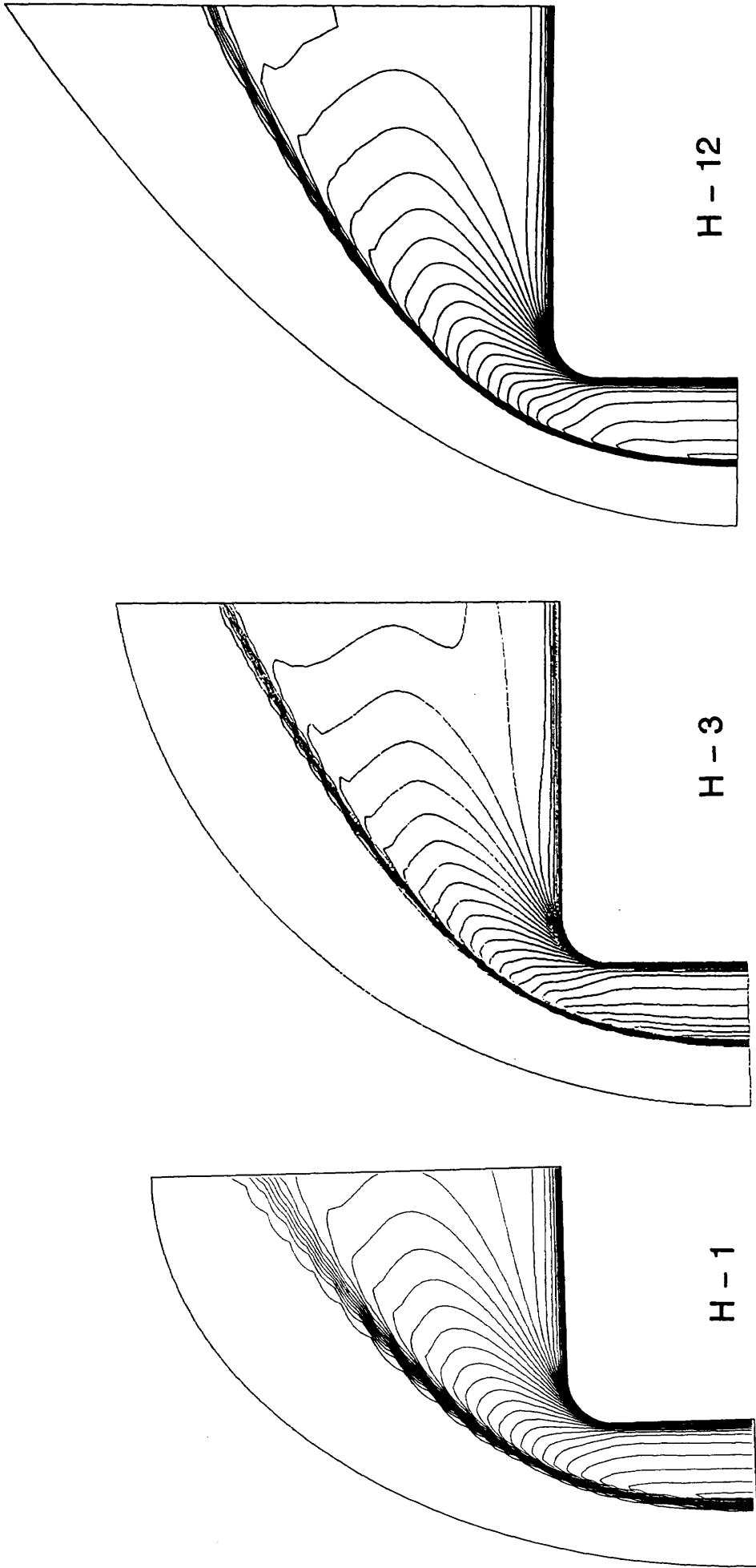


H - 1 ( Tmax = 7267K )

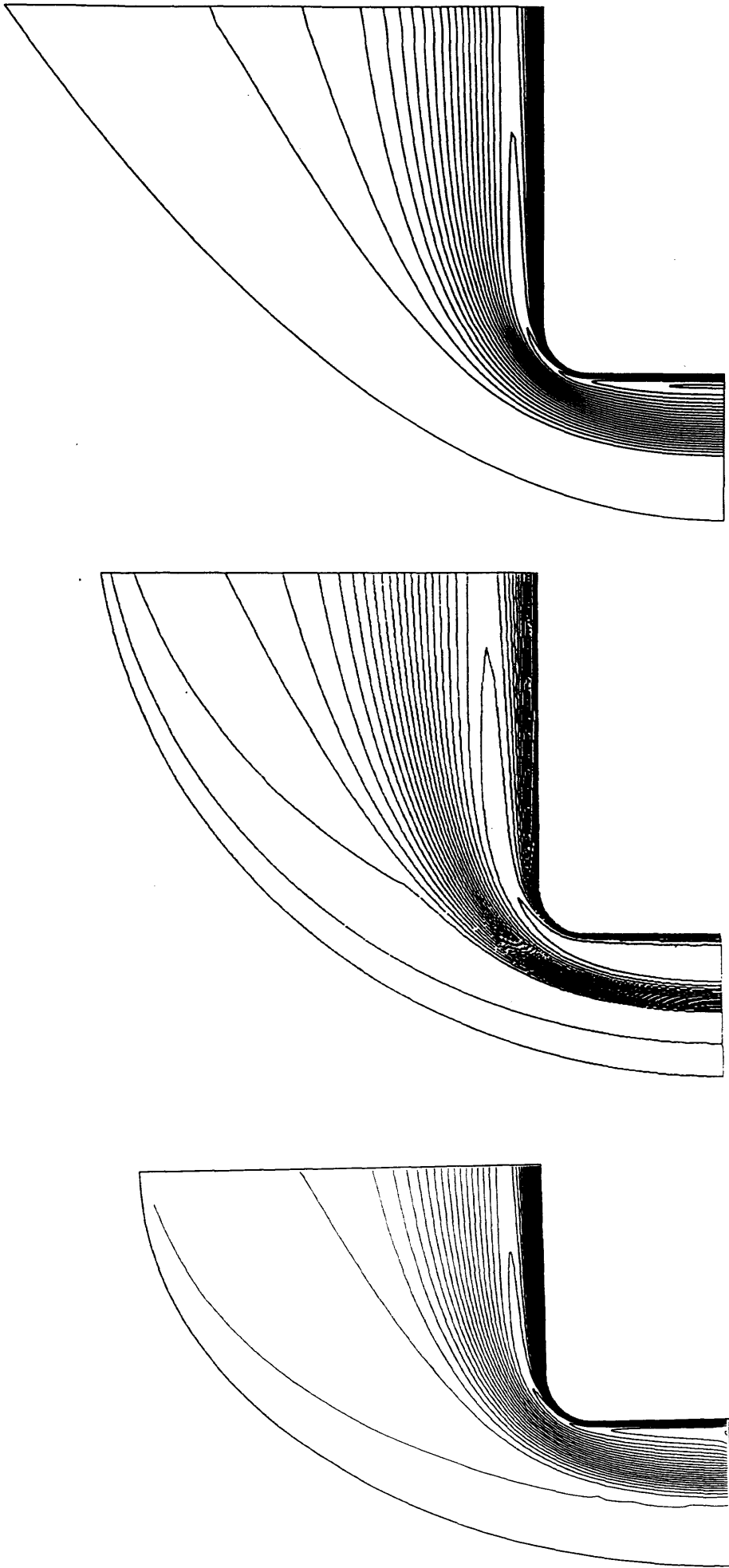
H - 3 ( Tmax = 7329K )

H - 12 ( Tmax = 7251K )

ARC - C - 1 非触媒 等温度線図 (並進)



ARC-C-1 完全触媒 等温度線図 (並進)

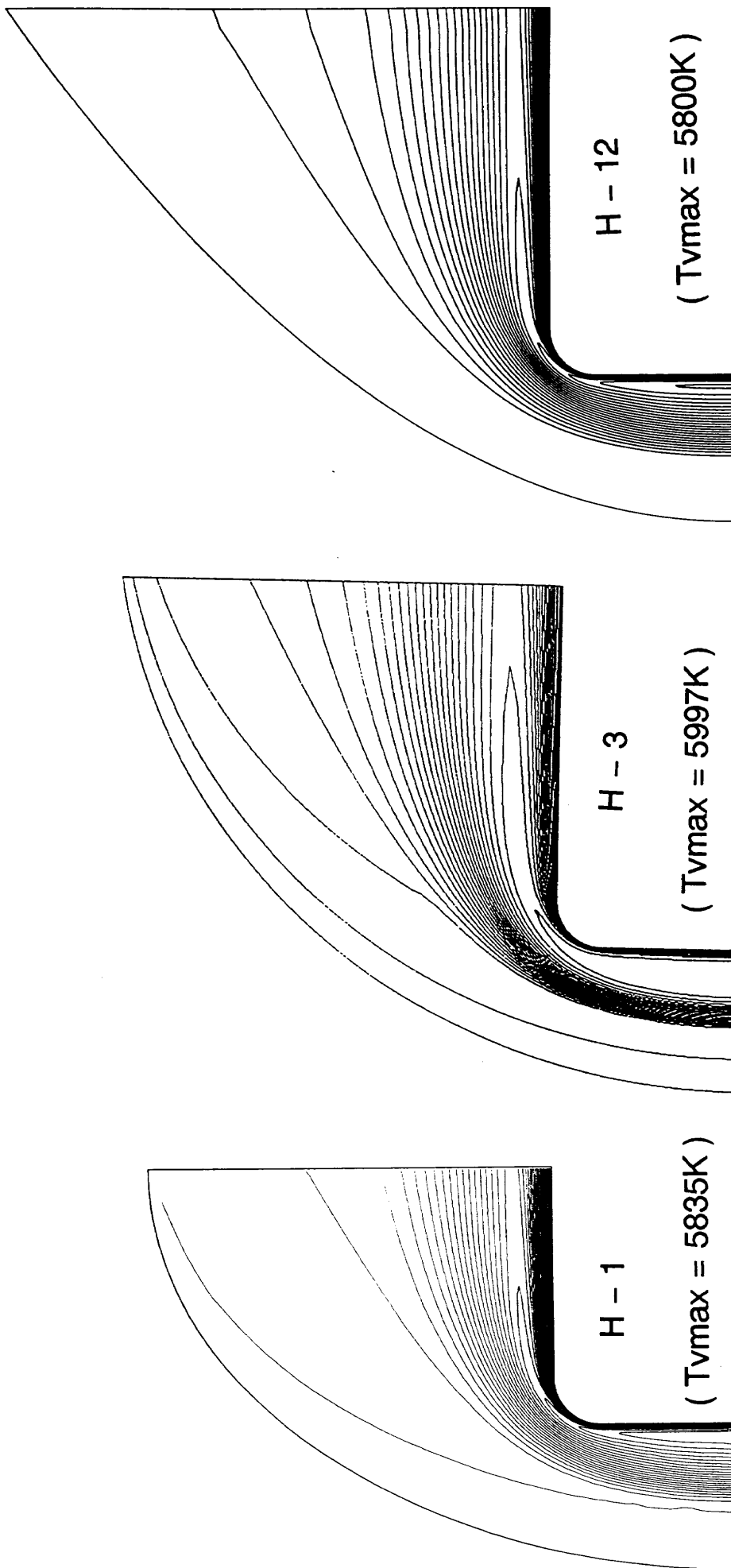


H - 1 ( Tvmax = 5835K )

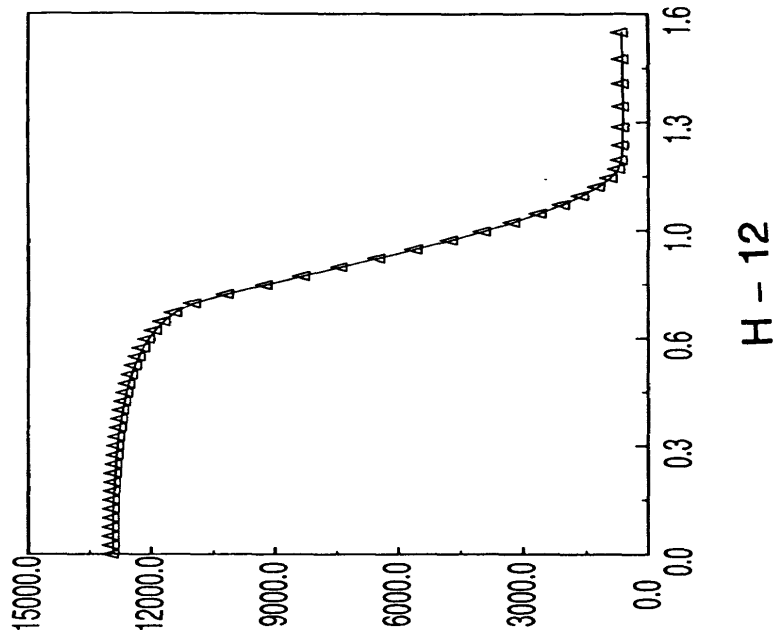
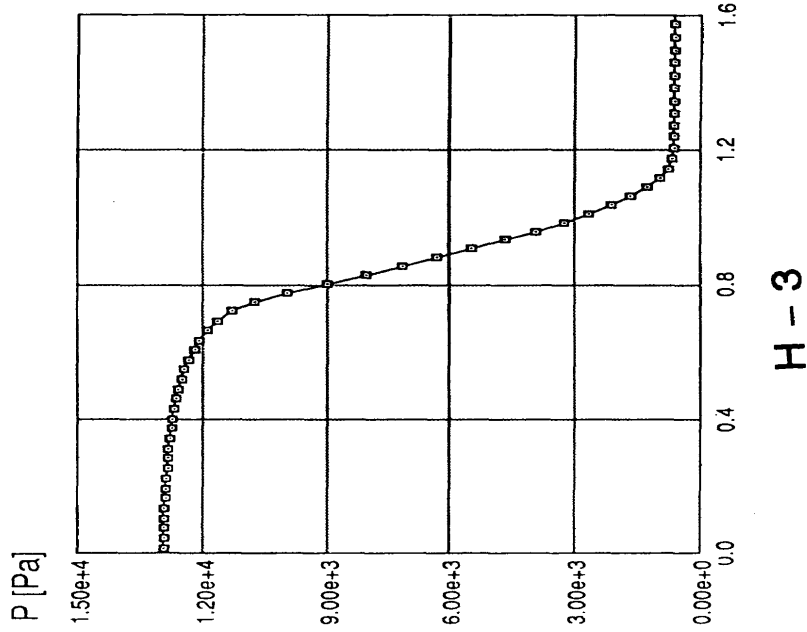
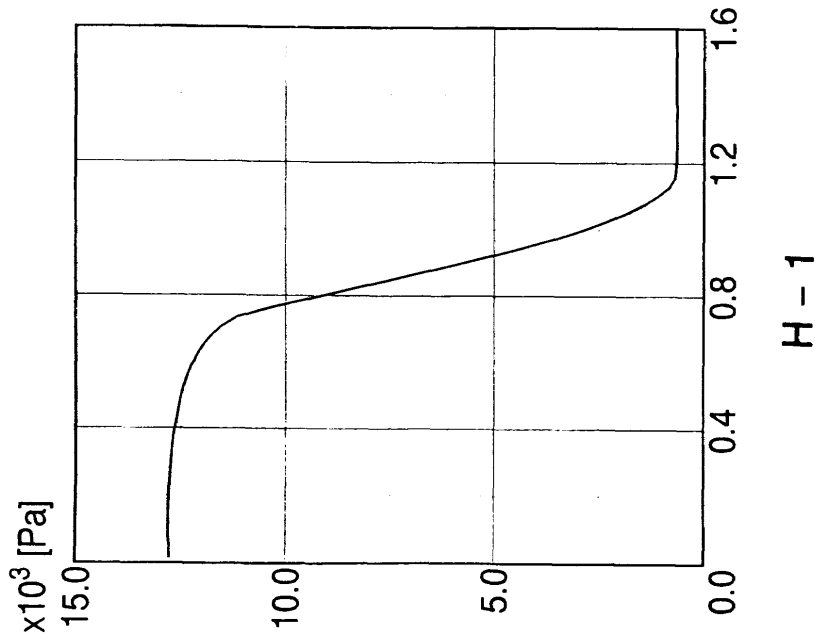
H - 3 ( Tvmax = 5997K )

H - 12 ( Tvmax = 5798K )

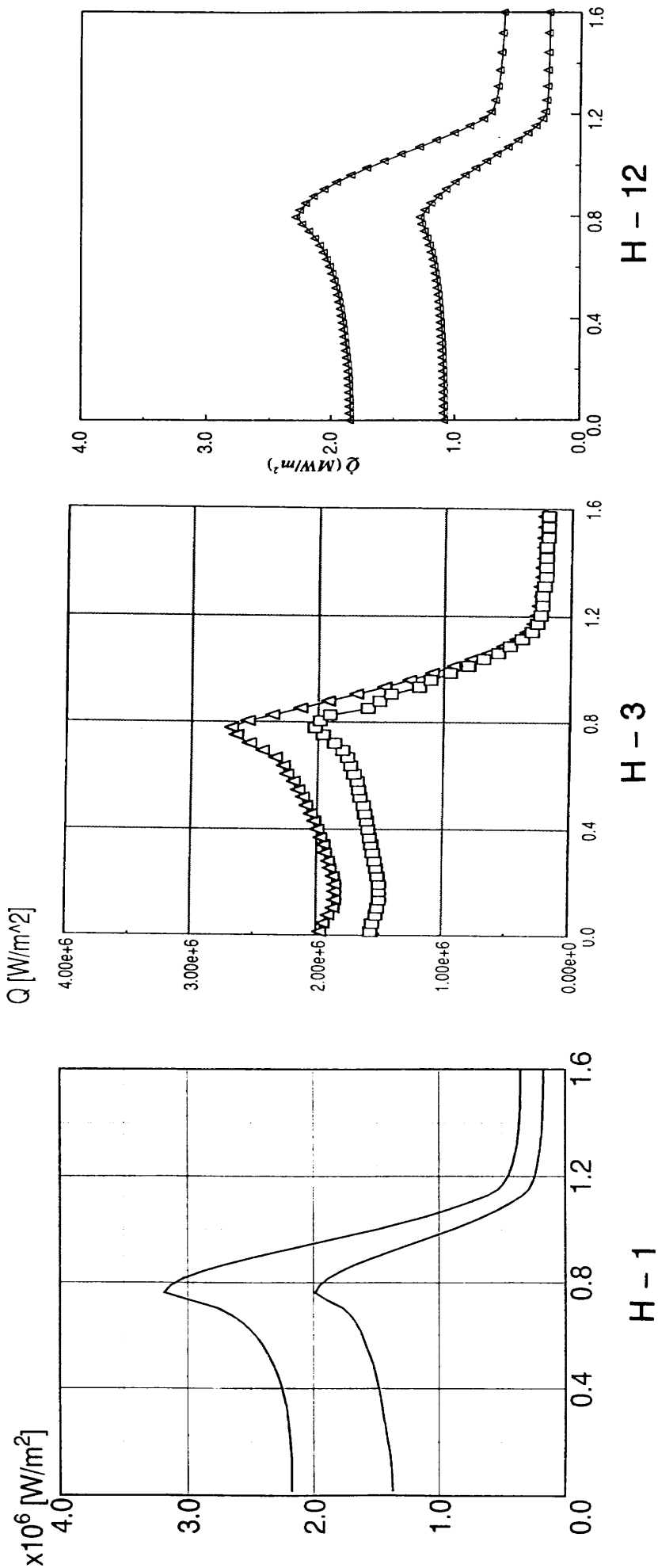
ARC - C - 1 非触媒 等温度線図 ( 振動 )



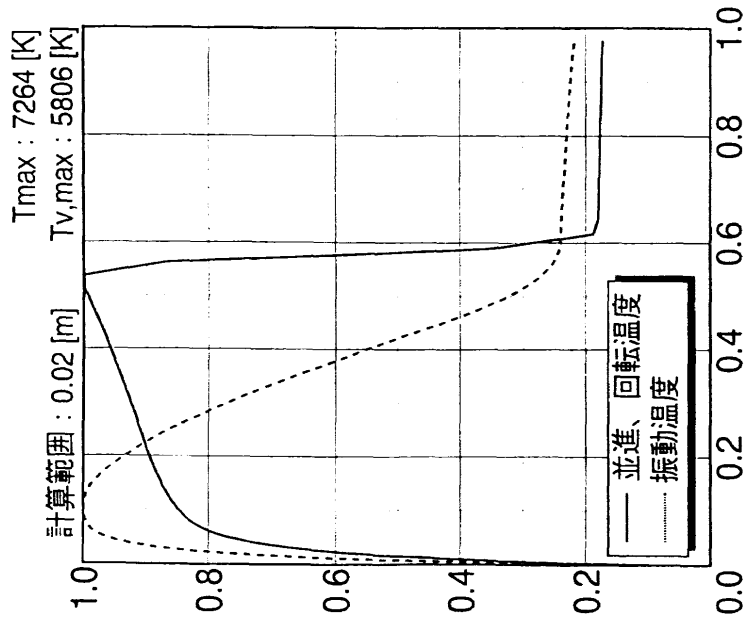
ARC-C-1 完全触媒 等温度線図 (振動)



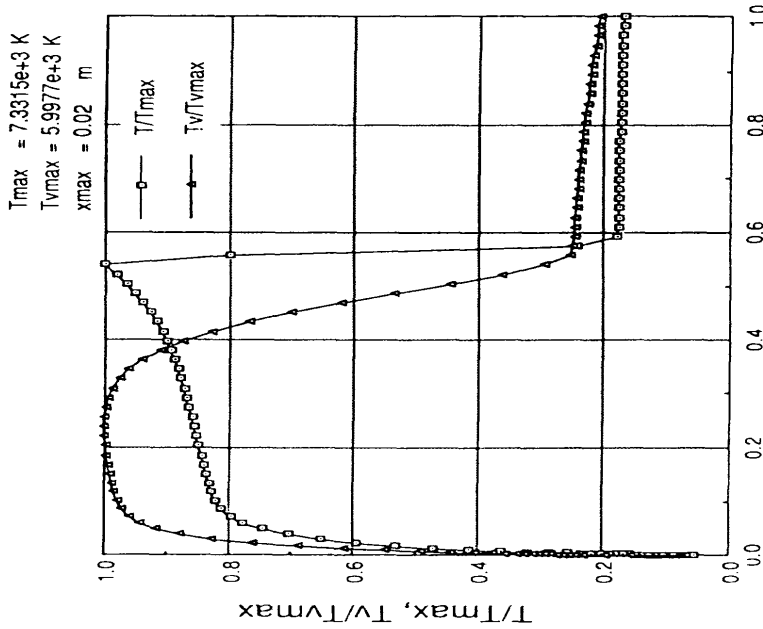
ARC-A-1-N 表面压力分布 (非触媒)



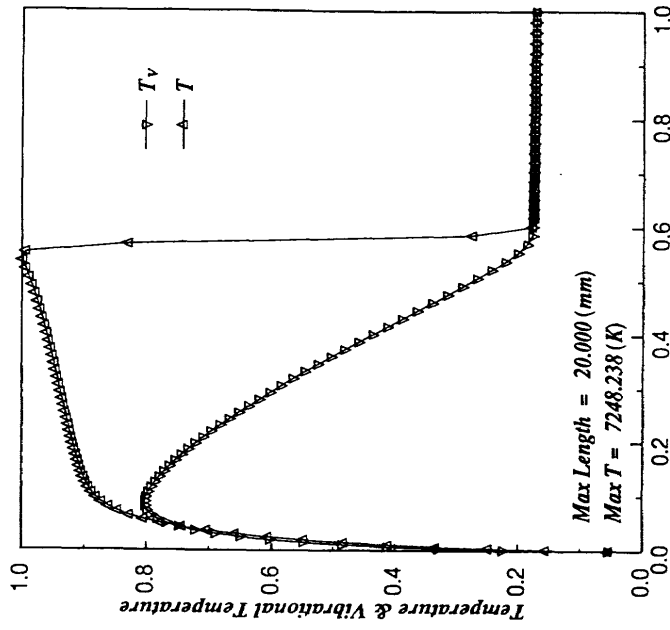
ARC - A - 1 表面熱流束分布



H - 1 ( Tmax = 7264K )

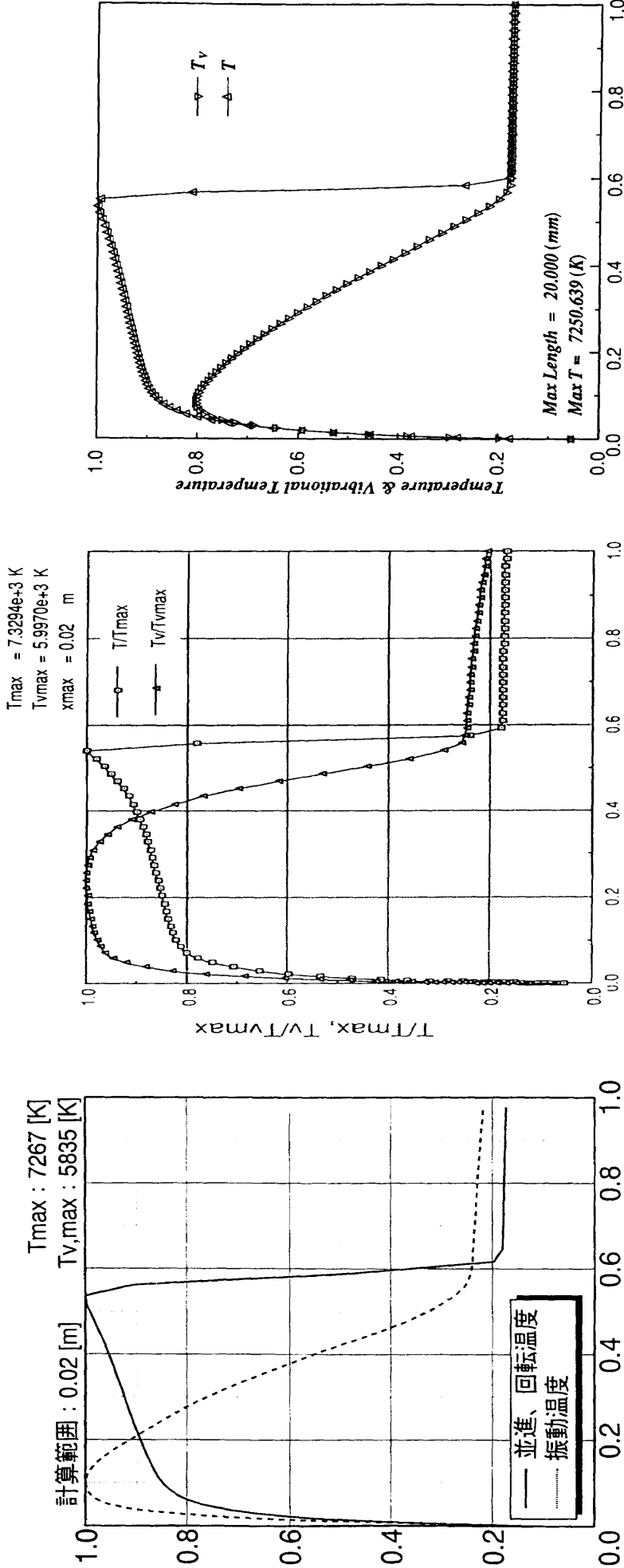


H - 3 ( Tmax = 7331K )



H - 12 ( Tmax = 7248K )

ARC - A - 1 - N よどみ点流線に沿う温度分布 (非触媒)



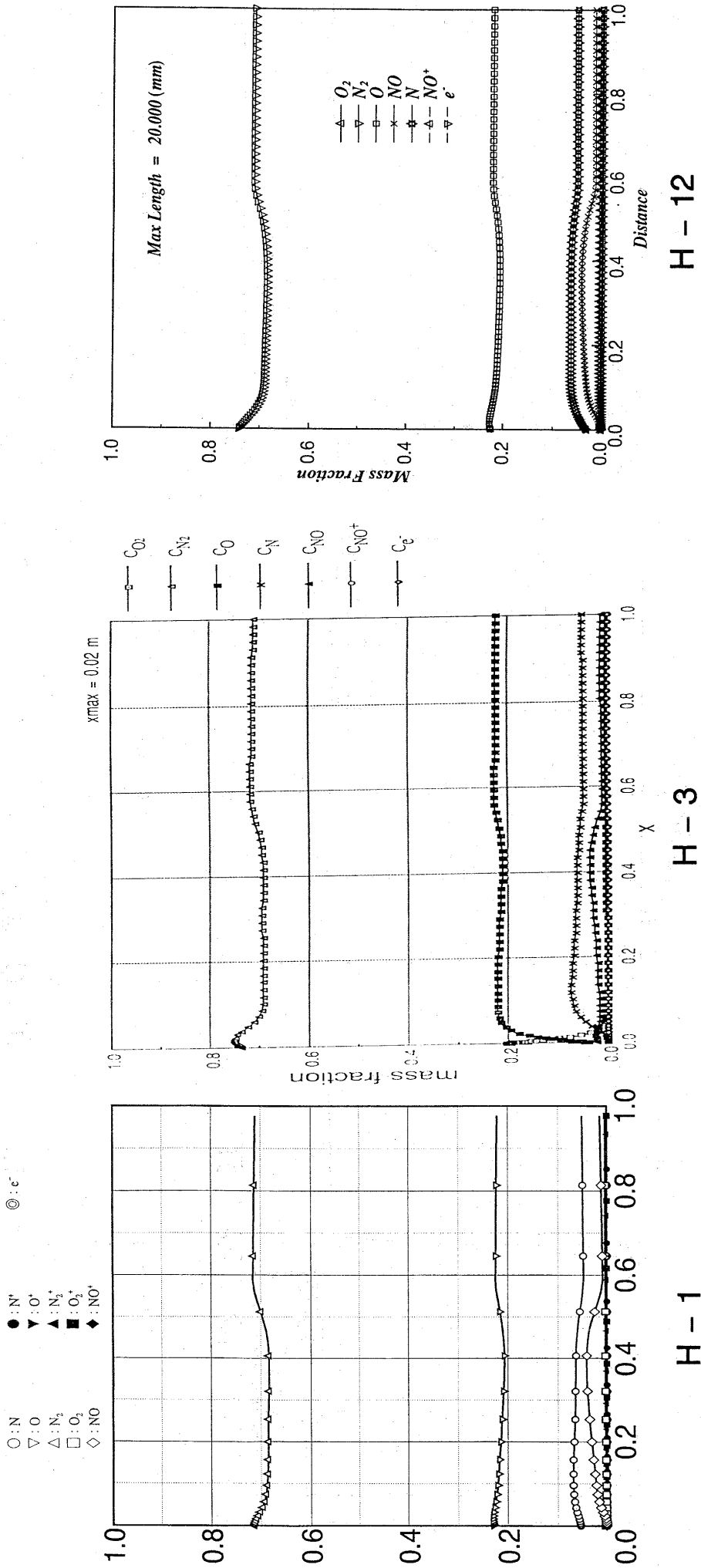
H - 1

H - 3

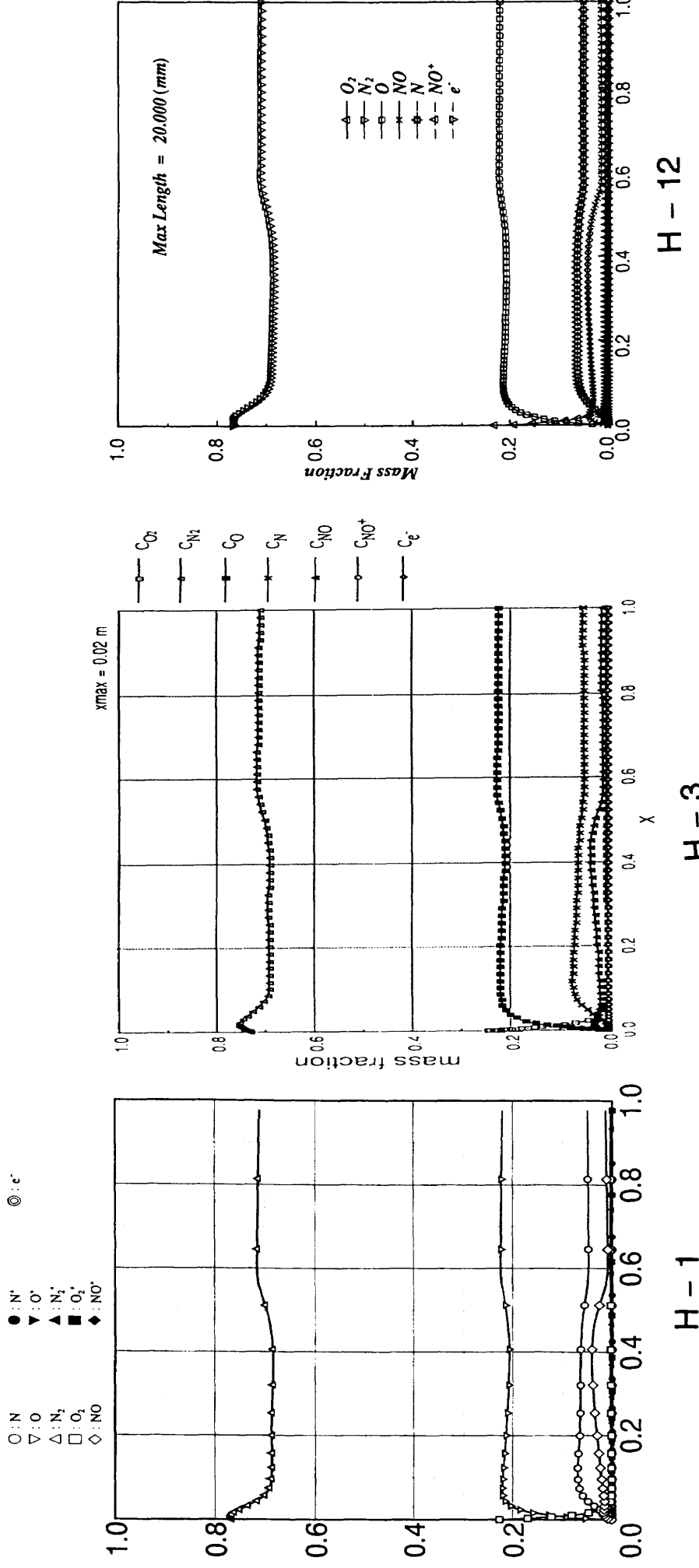
H - 12

ARC - A - 1 - C よどみ点流線に沿う温度分布 (完全触媒)





ARC-A-1-N よどみ点流線に沿う質量分率 (非触媒)



ARC - A - 1 - C よどみ点流線に沿う質量分率 (完全触媒)

H - 12

H - 3

H - 1



## A R C — A — 2

A R C — A — 2

計算条件

$$P_0 = 130.6 \text{ Pa}$$

$$W_n = 0.1591$$

$$T_0 = 1128 \text{ K}$$

$$W_o = 0.2219$$

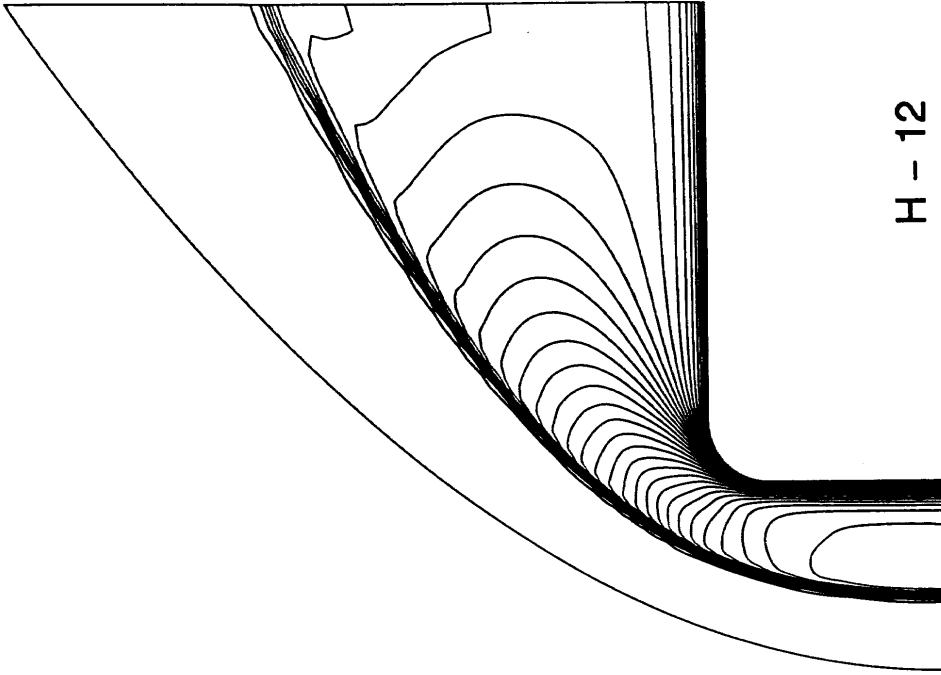
$$U_0 = 3976 \text{ m/sec}$$

$$W_{n_2} = 0.6122$$

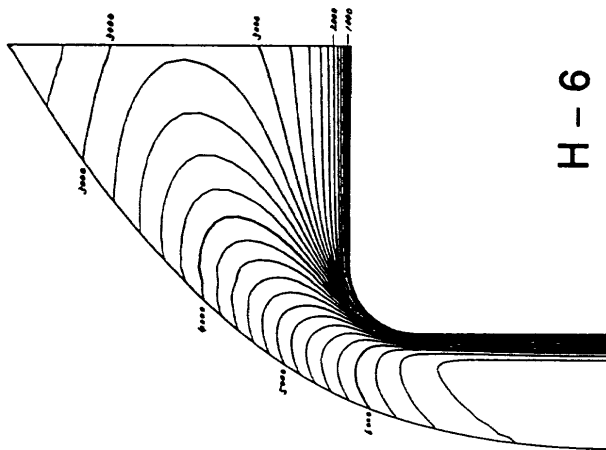
$$T_W = 400 \text{ K}$$

$$W_{o_2} = 0.0002$$

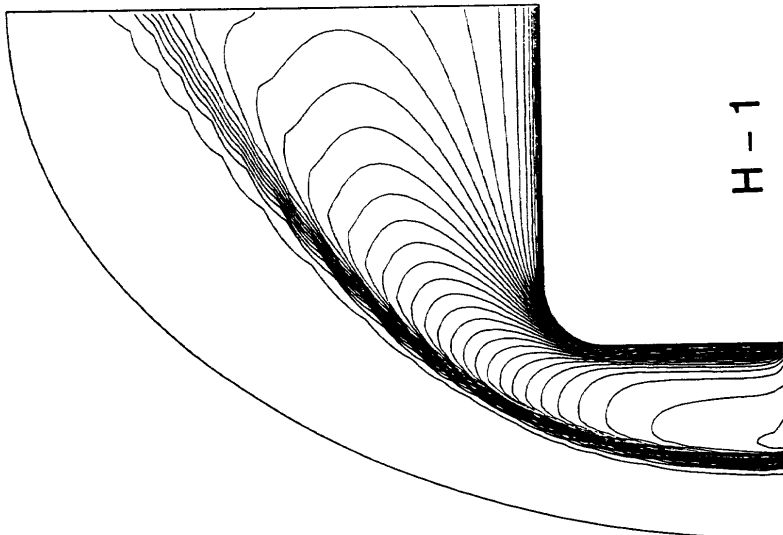
$$W_{n_o} = 0.00060$$



H-12

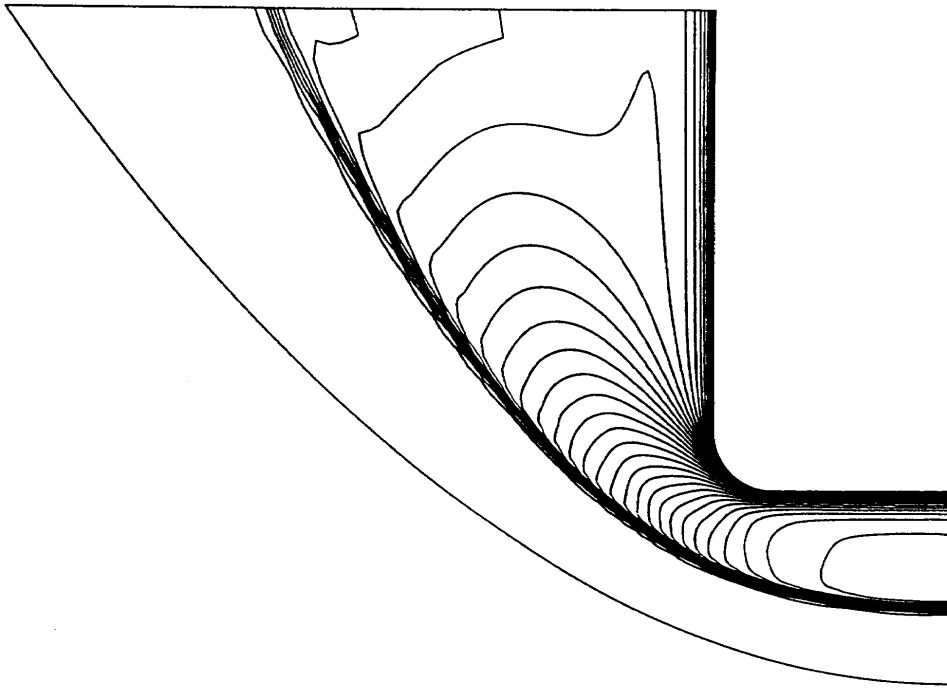


H-6

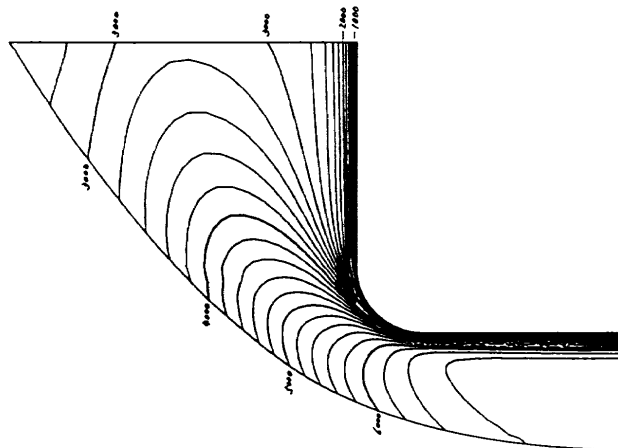


H-1

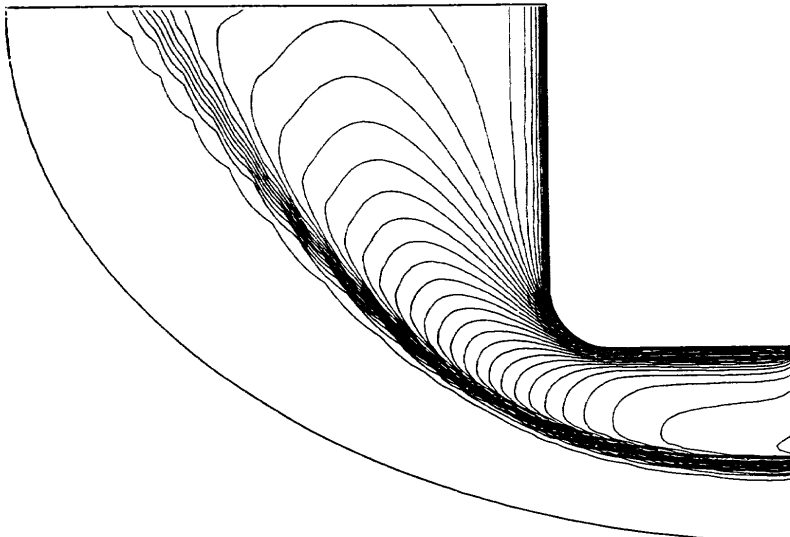
ARC-C-2 非触媒 等温度线图 (並進)



H - 12 (  $T_{max} = 7534K$  )

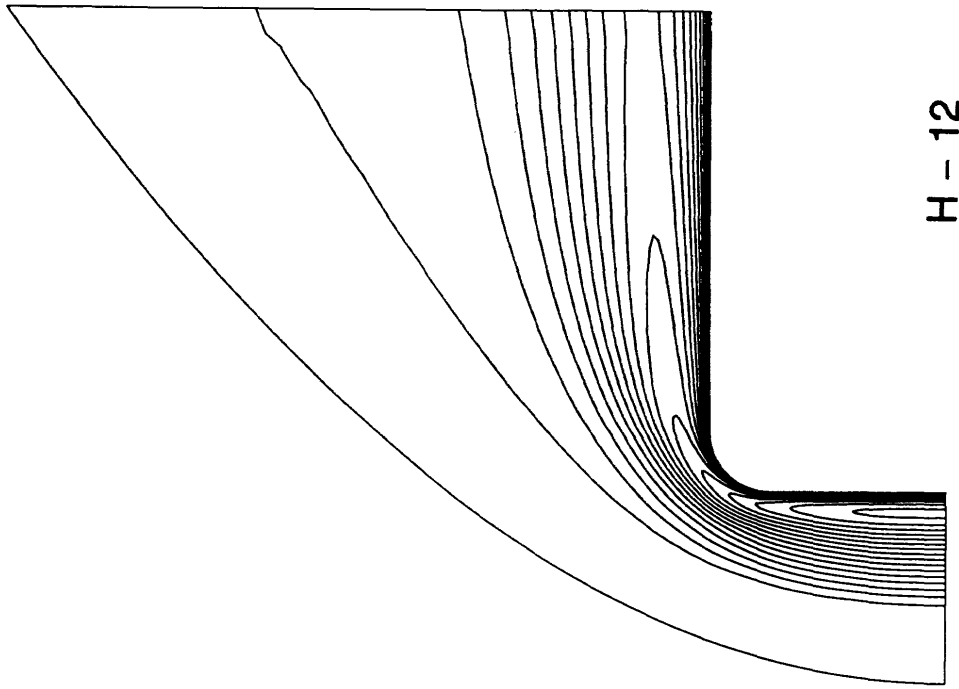


H - 6 (  $T_{max} = 6780K$  )



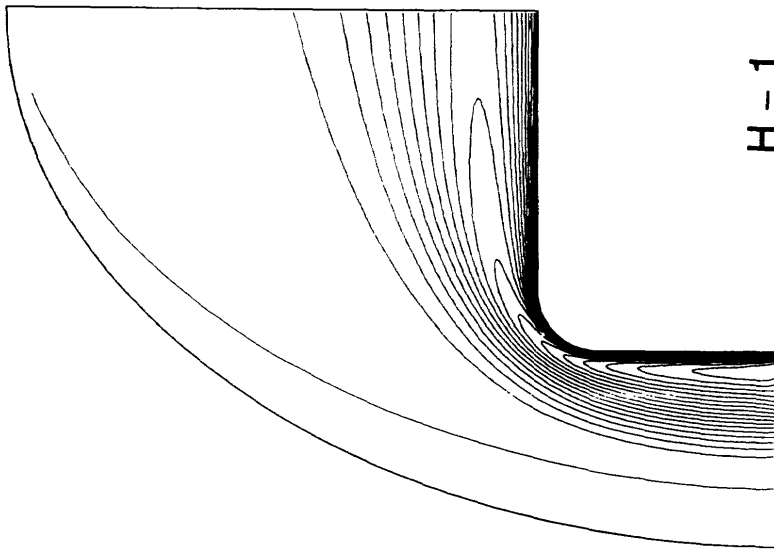
H - 1 (  $T_{max} = 7645K$  )

ARC - C - 2 完全触媒 等温度線図 (並進)



H - 12

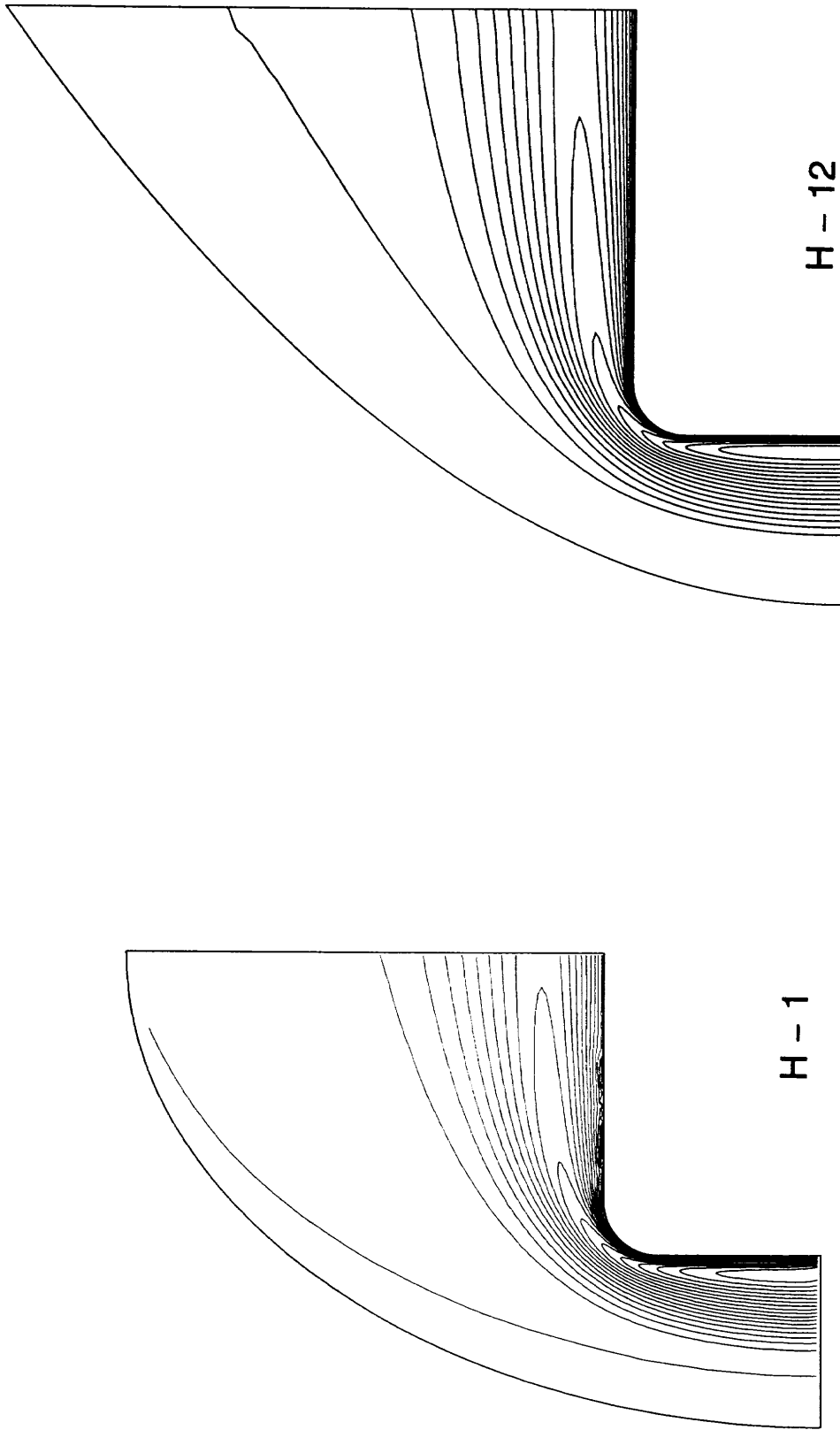
(  $T_{\max} = 4220\text{K}$  )



H - 1

(  $T_{\max} = 4763\text{K}$  )

ARC - C - 2 非触媒 等温度線図 ( 振動 )

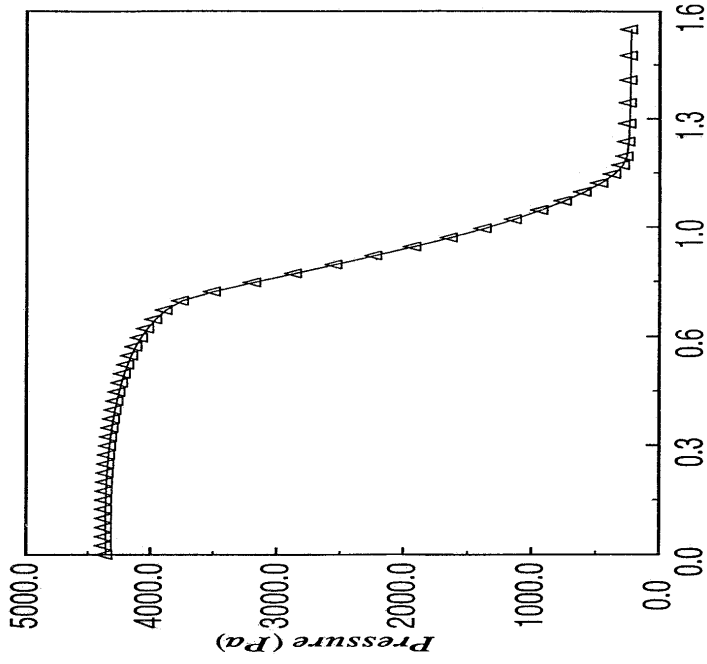
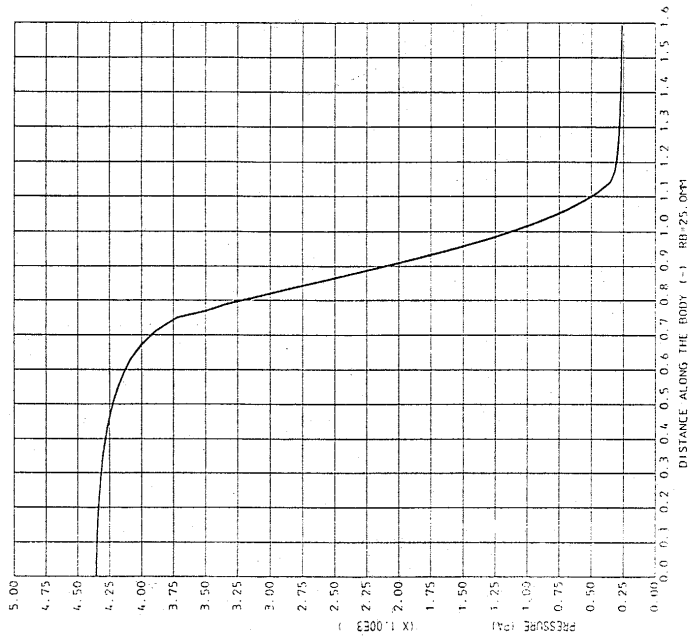
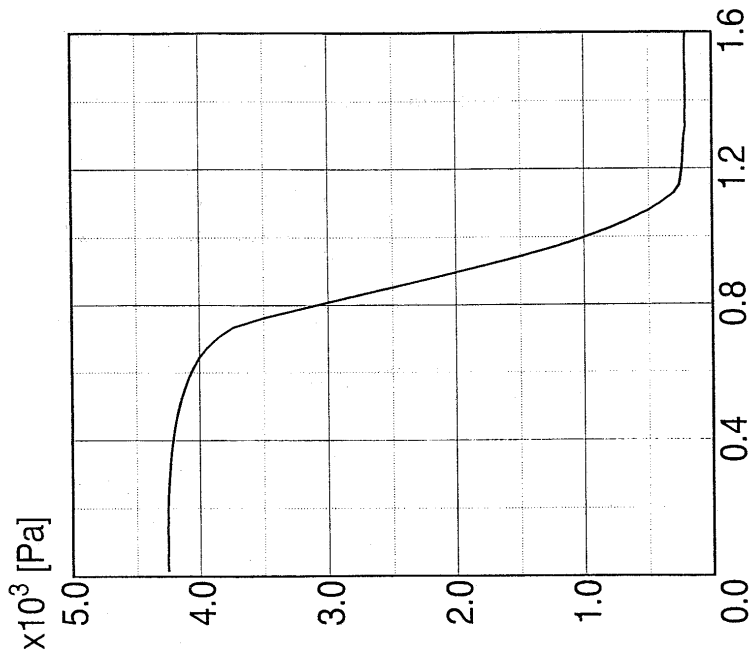


(  $T_{vmax} = 4756K$  )

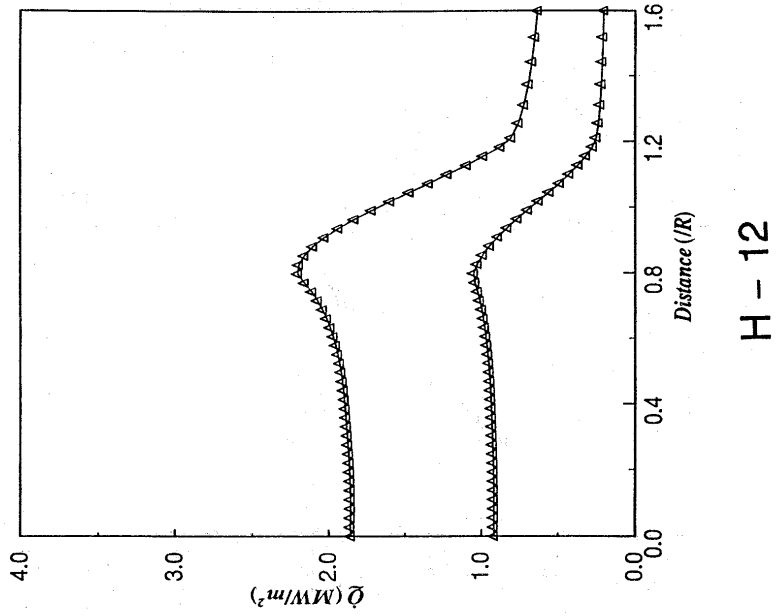
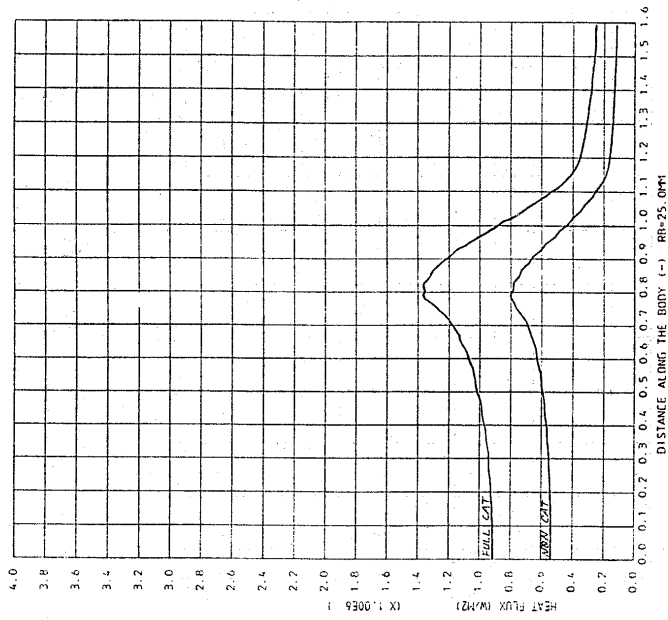
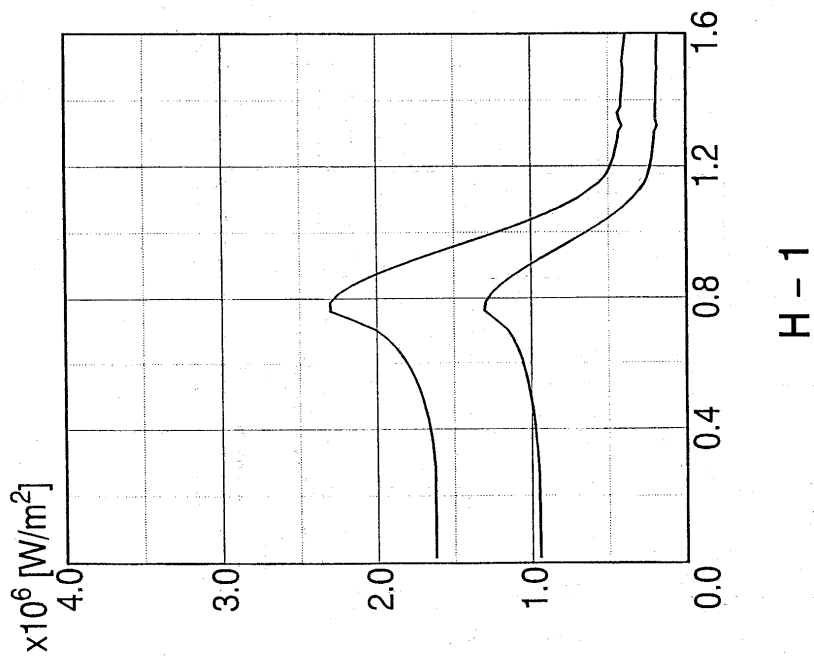
(  $T_{vmax} = 4369K$  )

ARC - C - 2 完全触媒 等温度線図 ( 振動 )

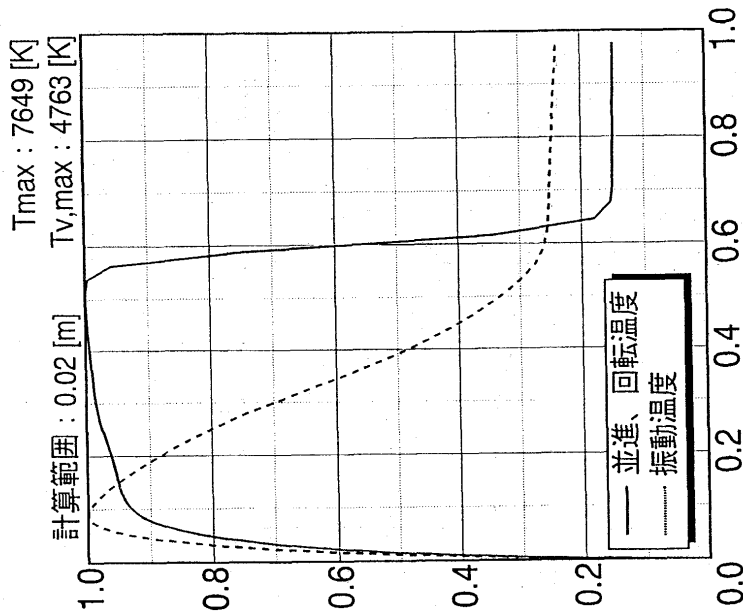




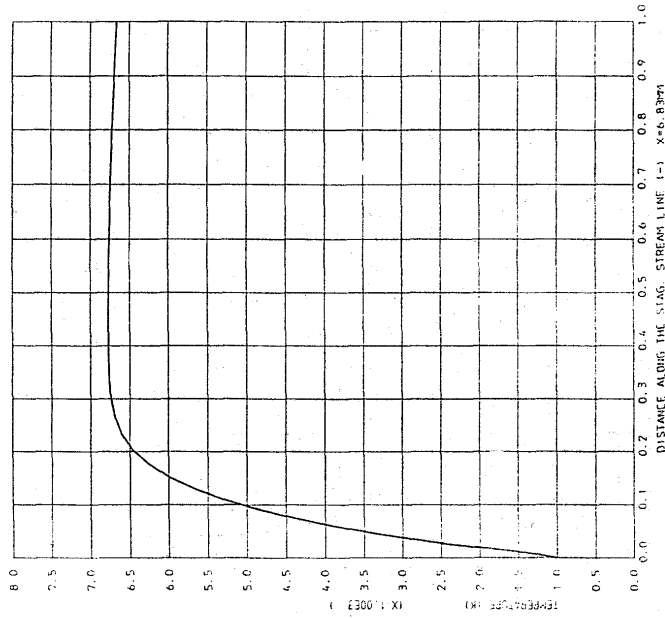
ARC - A - 2 - N 表面压力分布 (非触媒)



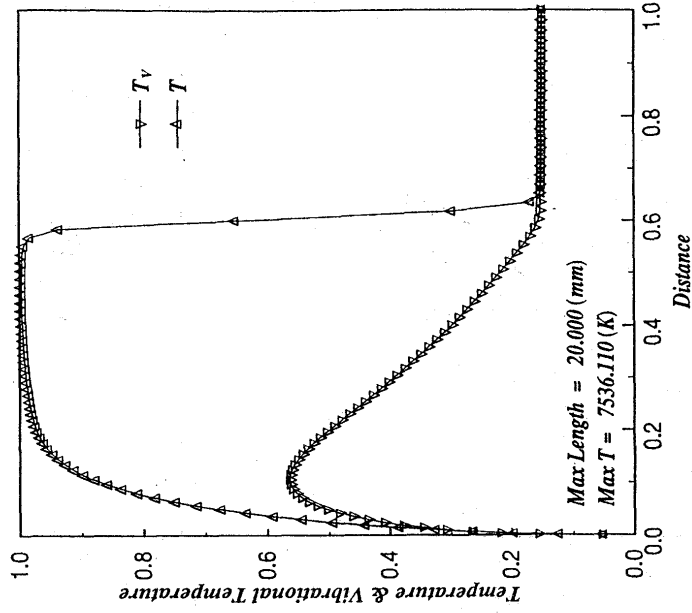
ARC - A - 2 表面熱流束分布



H-1

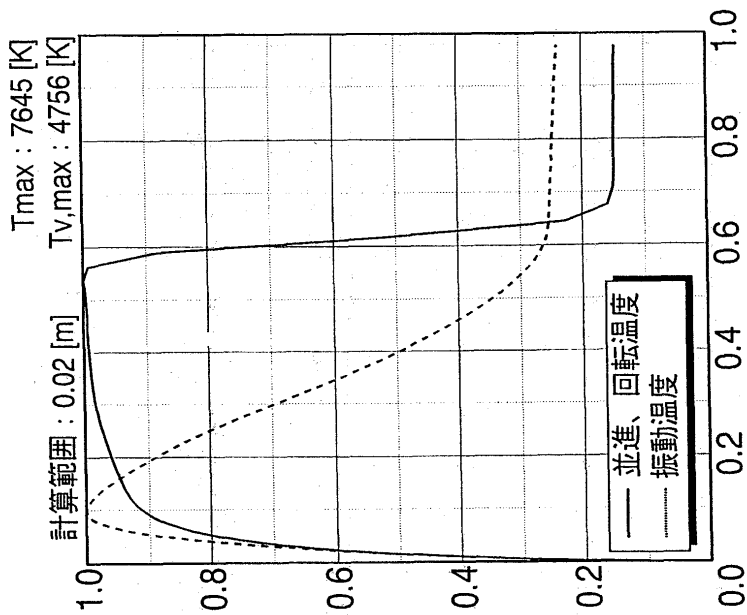


H-6

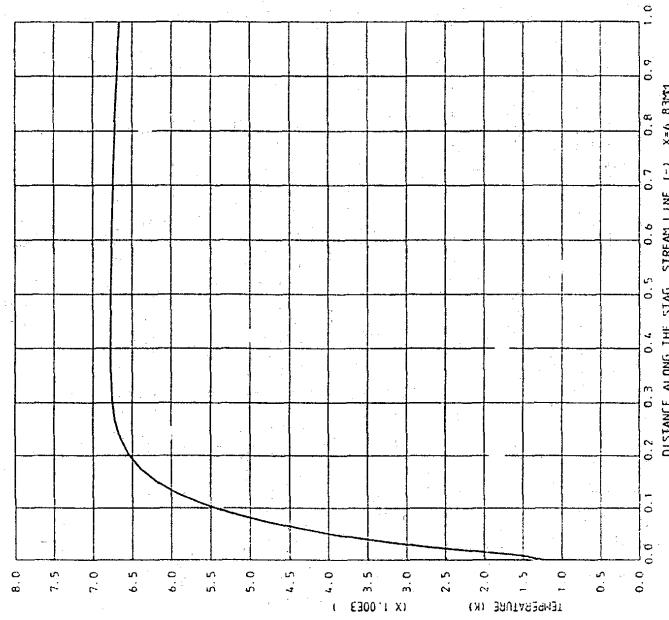


H-12

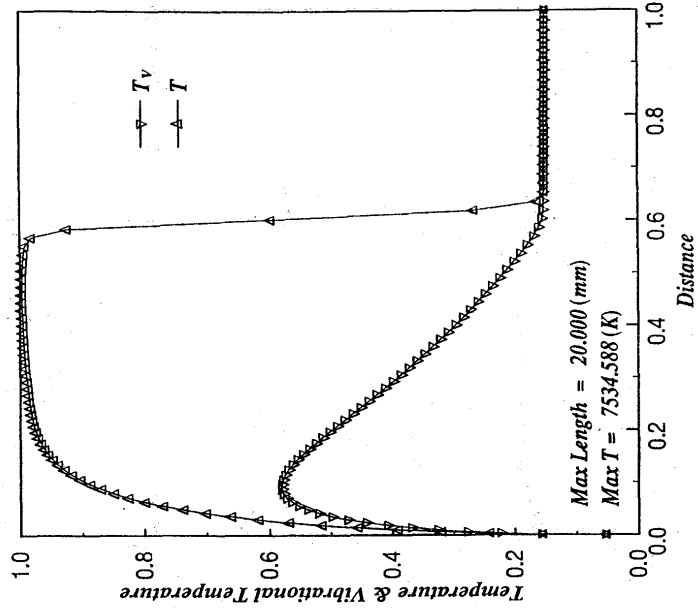
ARC-A-2-N よどみ点流線に沿う温度分布 (非触媒)



H - 1 (  $T_{max} = 7645K$  )

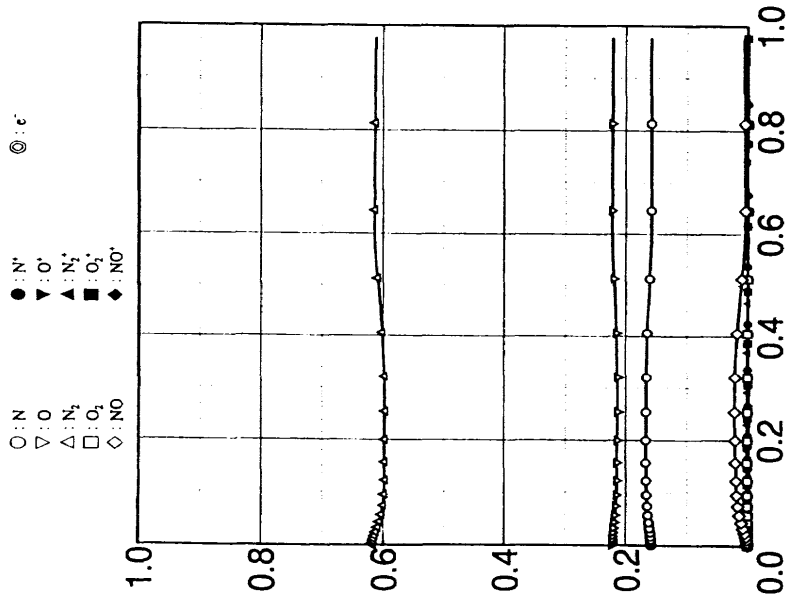


H - 6 (  $T_{max} = 6780K$  )

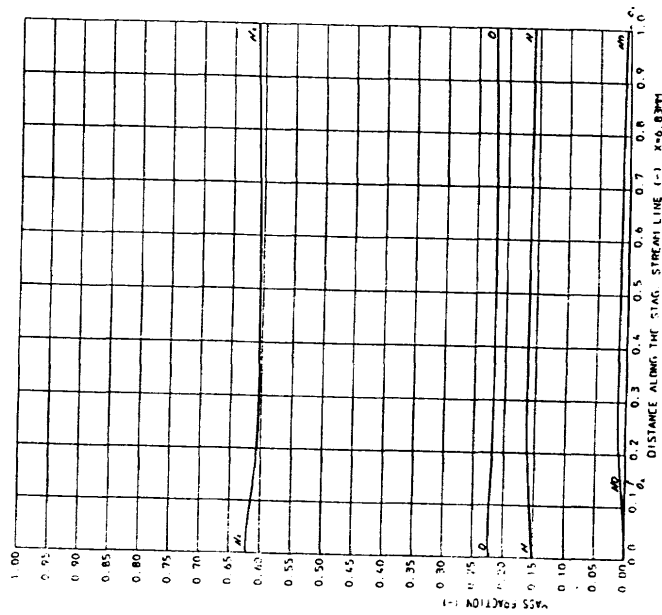


H - 12 (  $T_{max} = 7534K$  )

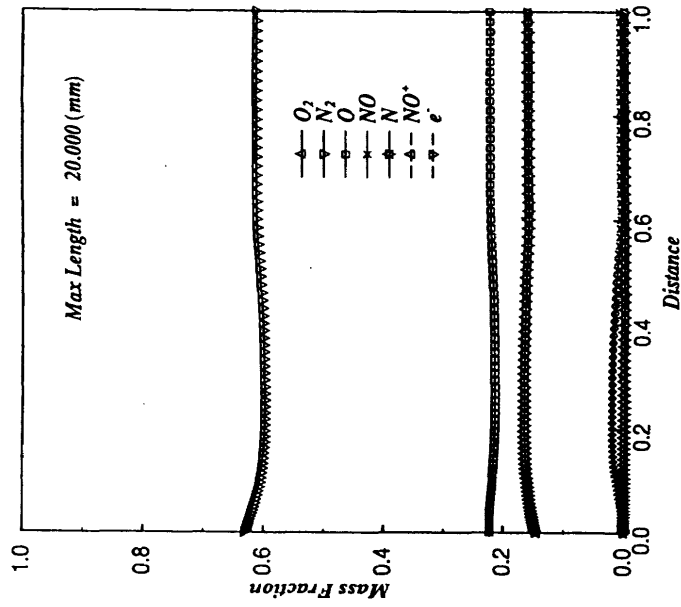
ARC - A - 2 - C よどみ点流線に沿う温度分布 (完全触媒)



H-1

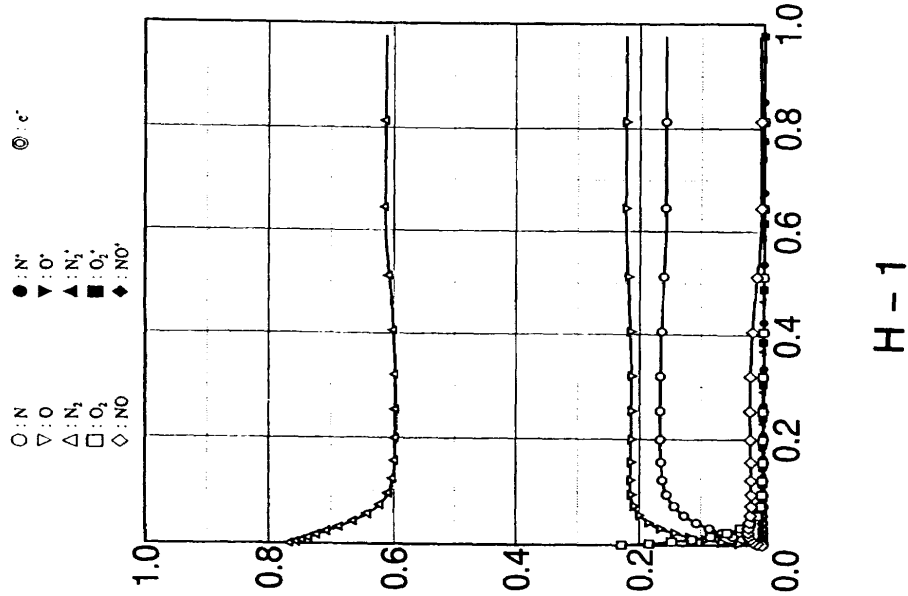


H-6

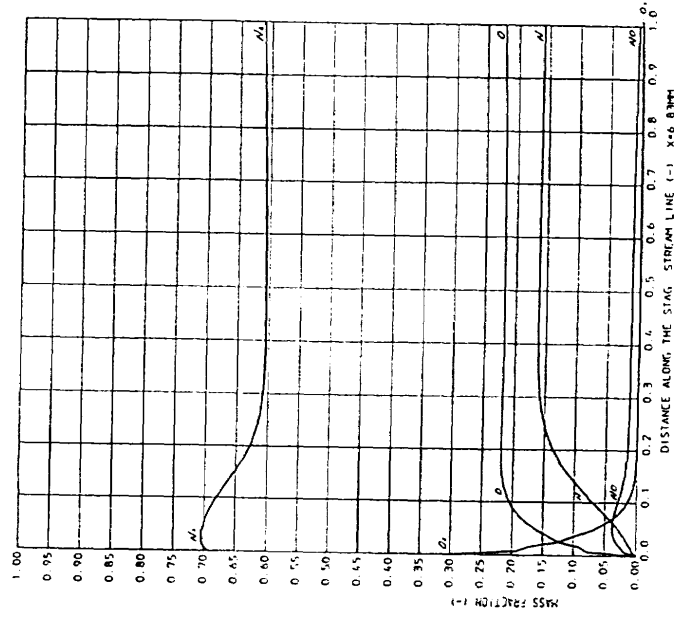


H-12

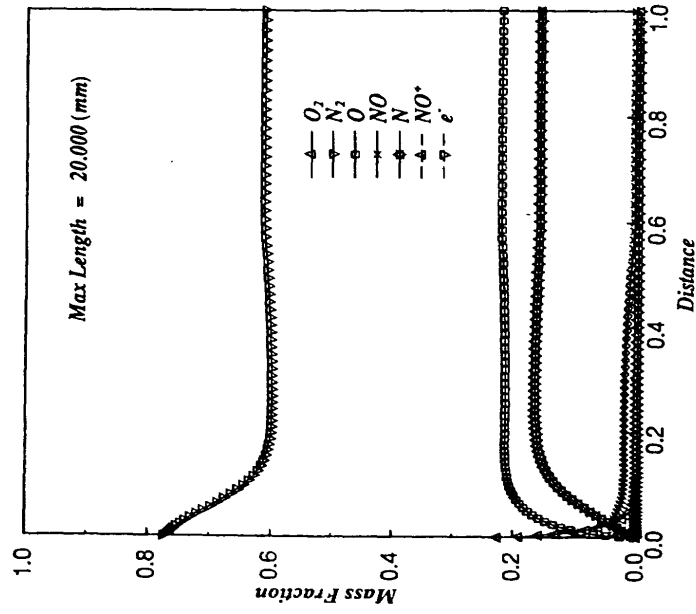
ARC-A-2-N よどみ点流線に沿う質量分率 (非触媒)



H-1



H-6



H-12

ARC-A-2-C よどみ点流線に沿う質量分率 (完全触媒)

---

## 航空宇宙技術研究所特別資料26号

平成6年12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

---

