
ラムアクセラレータ試験装置の設計・試作

課題番号 07555679

平成7年度～平成9年度科学研究費補助金（基盤研究（B））
研究成果報告書

平成10年3月

研究代表者 大八木 重治
(埼玉大学工学部教授)

は し が き

本研究は、ラムアクセラレータ（ラム加速器）の開発のための基礎研究として小型の試験的な装置を設計・試作し、開発に関する技術的諸問題を明らかにし、同時に数値シミュレーションに使用する計算プログラムの開発を行ったものである。製作した装置は、まだまだ十分な加速を得られるものとは至らなかったが射出装置の特性を把握し、加速メカニズムの研究に十分耐える装置である。また、製作した計算プログラムは詳細化学反応をふくむ数値シミュレーションのために精度のよい結果を与えるものであることが分かった。

本研究を行うに当たり、研究代表者、分担者の所属する研究室の技術官吉橋照夫氏の技術的協力があったことを記し、深甚なる謝意を表す。さらに、実験やデータの取りまとめについては修士、学部生の協力を得、本研究の一部は彼等の修士論文、卒業論文として纏められたことを確認する。

埼玉大学附属図書館

998000575

埼大コーナー

研究組織

研究代表者： 大八木 重治 (埼玉大学工学部 教授)

研究分担者： 小原 哲郎 (埼玉大学工学部 講師)

研究経費	平成 7 年度：	4,100 千円
	平成 8 年度：	700 千円
	平成 9 年度：	600 千円
	計：	5,400 千円

研究発表

(1) 雑誌論文

1. Shigeharu Ohyagi, Tohru Tanaka, Shigeru Suzuki, Teruo Yoshihashi,
A Study of the Initiation Process of Dust Layer Detonation
Shock Wave @Marseille IV,1995, 477-488.
2. Tetsuro Obara, Satoru Yajima, Teruo Yoshihashi, Shigeharu Ohyagi
A High-Speed Photographic Study of the Transition from
Deflagration to Detonation
Shock Waves, vol.6, no.4,1996,205-210.
3. 渡辺真次、小原哲郎、吉橋照夫、大八木重治
フィルムデトネーション波開始過程の可視化
日本機械学会論文集 (B 編)、63 巻 612 号、1997, 2700-2706.

(2) 口答発表

1. 渡辺真次、小原哲郎、吉橋照夫、大八木重治
フィルムデトネーション波開始過程の可視化
第 33 回燃焼シンポジウム (平成 7 年 11 月) 講演論文集
pp. 153-155

2. 野平英治 吉橋照夫、小原哲郎、大八木重治
火炎および爆ごうによる爆風
平成7年度衝撃波シンポジウム（平成8年3月）講演論文集
3. 渡辺真次、小原哲郎、吉橋照夫、大八木重治
層状デトネーション波開始過程の様相
日本燃焼学会第34回燃焼シンポジウム（平成8年11月）講演論文集
pp. 471-474.
4. 中田房夫、吉橋照夫、小原哲郎、大八木重治
気体デトネーション波のくさびによる反射過程
日本燃焼学会第34回燃焼シンポジウム（平成8年11月）講演論文集
pp. 307-309.
5. 渡会昌之、佐藤大介、小原哲郎、大八木重治
超音速流中に置かれたくさび周りの流れ場
平成8年度衝撃波シンポジウム（平成9年3月）講演論文集
pp. 395-398.
6. 中田房夫、大八木重治、小原哲郎、吉橋照夫、居田 崇
気体デトネーション波のくさび上での反射
平成8年度衝撃波シンポジウム（平成9年3月）講演論文集
pp. 671-674.
7. Fusao Nakata, Tetsuro Obara, Shigeharu Ohyagi,
A Numerical Simulation of Reflection Processes of a Detonation
Waves on a Wedge
Third International Workshop on Ram Accelerators.
8. 西村倫明、田麥あづさ、小原哲郎、大八木重治
ラム加速器内流れの数値解析
日本燃焼学会第35回燃焼シンポジウム（平成9年11月）講演論文集
pp. 699-702.
9. 星真太郎、中田房夫、吉橋照夫、小原哲郎、大八木重治
くさびによる気体デトネーション波の反射過程の数値解析

日本燃焼学会第35回燃焼シンポジウム（平成9年11月）講演論文集
pp. 705-707.

10. 高藤亮一、山中昭央、小原哲郎、大八木重治
回折した衝撃波の反射に関する研究
平成9年度衝撃波シンポジウム（平成10年3月）講演論文集
pp. 119-122.
11. 佐藤大介、春木雅弘、小原哲郎、大八木重治
衝撃風洞の作動特性とくさび周りの流れ場
平成9年度衝撃波シンポジウム（平成10年3月）講演論文集
pp. 409-412.
12. 西村倫明、田麥あづさ、小原哲郎、大八木重治
ラム加速器内飛翔体周りの流れ場
平成9年度衝撃波シンポジウム（平成10年3月）講演論文集
pp. 413-416.
13. 星真太郎、小原哲郎、吉橋照夫、大八木重治
デトネーション波のくさびによる反射に関する研究
平成9年度衝撃波シンポジウム（平成10年3月）講演論文集
pp. 417-420.

研 究 成 果

目次

第1章 緒論	1
1.1 はじめに	1
1.2 ラム加速器の概念	2
1.2.1 ラム加速器	2
1.2.2 作動モード	2
1.3 ラム加速器の研究状況	3
1.3.1 実験による研究	3
1.3.2 数値流体力学による研究	4
1.4 研究目的	5
第2章 実験	8
2.1 実験装置	8
2.1.1 実験装置概略	8
2.1.2 貯気槽	8
2.1.3 圧縮管及び自由ピストン	8
2.1.4 発射管及び飛翔体	9
2.1.5 中間ダンプタンク	9
2.1.6 加速管及び圧力変換器	9
2.1.7 ダンプタンク	10
2.2 実験方法	10
2.3 実験条件	10
2.4 結果及び考察	10
2.4.1 自由ピストンを使用しない場合 (圧力差 1,164 kPa)	10
2.4.2 圧力差と飛翔体速度の関係	11
2.4.3 自由ピストンを使用した場合	11
第3章 結果及び考察	18
3.1 $u = 1500$ m/s の場合	18
3.2 $u = 1700$ m/s の場合	19
3.3 $u = 1900$ m/s の場合	20
3.4 $u = 2000$ m/s の場合	21
3.5 $u = 2100$ m/s の場合	23

第4章 結論	50
参考文献	51

第1章 緒論

1.1 はじめに

近年、次世代の宇宙往還機として滑走路から水平に離着陸し、かつ機体を完全に再使用可能であるスペースプレーンが注目されている。これには飛行マッハ数が 10 以上でも加速が可能なエンジンが必要になる。このエンジンが実現できれば、スペースプレーンだけでなく極超音速旅客機の実現も可能となる。こうした構想から、世界各国でスペースプレーン実現のために研究開発が行われている。

スペースプレーンのエンジンとして最も注目されているものがスクラム (SCRAM : Supersonic Combustion RAM) ジェットエンジンである。スクラムジェットエンジンは空気吸い込み式エンジンの一つであり、燃焼を超音速流中で行うという特徴がある。燃焼方法の一つとして図 1.1 に示すように燃焼室内にストラットを設ける方法があり、我が国でも科学技術庁航空宇宙技術研究所 (以下、航技研) を中心に研究開発が進められている。

このように、スクラムジェットエンジンの開発実現のためには超音速燃焼に関する研究が必須であり、この研究のための実験装置の開発が世界各国で進められるようになった。スクラムジェットエンジンの実験設備を大別すると、(i) エンジンを模擬する物体を超音速風洞内に静止させる方法、(ii) 可燃性気体中に飛翔体を打ち込む方法の二つのタイプに分類することができる。

(i) の方法では、スクラムジェットエンジンを模擬した実験装置を超音速風洞内に固定し、実際の飛行条件を風洞で再現して実験を行うというもので、我が国では航技研を中心に実験が行われている。しかし、スクラムジェットエンジンの実験設備は非常に大型であり、そのため経費が莫大にかかるのが現状である。このような経緯より、(ii) の方法に代表されるラム加速器と呼ばれる、これまでとは革新的な高速飛翔体射出装置の概念が考えられた。このラム加速器の概念図を図 1.2 に示す。ラム加速器で用いられる飛翔体は、従来から研究が進められているラムジェットエンジンのセンターボディーと形状が似ているのがわかる。またラム加速器は実験設備がそれほど大型でないことから、スクラムジェットエンジンの燃焼実験装置として利用することが期待されている。

ラム加速器の原理は、高圧の燃料-酸化剤の可燃性予混合気体が充填された固定円筒管 (これがラムジェットエンジンのカウリングの役割をする) 内を鋭頭飛翔体が超音速で移動する際、充填された予混合気体は飛翔体周りに形成される衝撃波によって圧縮、加熱され、ついに着火し、これによって発生した燃焼波面はエネルギーを解放し続けながら飛翔体と共に移動し、飛翔体に推力を与え続け、飛翔体をさらに加速させることができるというものである。

1.2 ラム加速器の概念

1.2.1 ラム加速器

ラム加速器は 1986 年に Hertzberg らワシントン大学のグループによって考案，開発された装置で，新しい方式の高速飛翔体射出装置として注目されているものである [1]。また，ここで先駆的な理論や実験に関する研究のほとんどが行われている [1, 2]。ラム加速器ではいくつかの作動モードが提唱されている [1, 3]。すなわち熱閉塞モード，遷移デトネーションモード，斜めデトネーションモードである。これらのモードについては後述する。ラム加速器はペイロードを地表から軌道へ発射させたり [4]，極超音速推進サイクルの地上試験設備への応用に対し大きな可能性を持っている。また軍事的な使用目的（スーパーガン，対弾道防衛システム）でも研究が行われている。一方で，ラム加速器の作動やそれに関連する基礎現象の数値流体力学による研究も盛んになってきている。

現在，米国，フランス，ドイツなど世界各国でラム加速が実現しているが，加速性能を向上させ，その信頼性を高めるためには，異なる寸法を持つ複数の装置で系統的な作動特性実験を行い，相似則を得ることが重要である。またこれまでのところラム加速器の作動条件，始動方法に関しては各研究所での工夫に頼っており，ラム加速器の始動過程を明らかにし，信頼性の高い作動条件を得ることは最重要課題である。このような理由から，数年前から世界各国の研究所や大学からラム加速器に関連する研究者を集め，International Workshop が開かれるようになった。そして今年 (1997 年) は 7 月 16-18 日に東北大学流体科学研究所において Third International Workshop on Ram Accelerator (以下 RAMAC III) が開催された。RAMAC III では世界各国のラム加速器の実験設備，実験成果及び諸問題に関して活発な議論が展開された。そして RAMAC III では，世界各国の研究者に飛翔体の形状や予混合気体の充填条件などを設定したベンチマークテストが提案され，数値解析においていくつか論文が提出された。

1.2.2 作動モード

ラム加速器の作動モードは前述したように三つに分類できる。ラム加速器の作動は比較的低速 ($700 \sim 1300 \text{ m/s}$) の熱閉塞モードで始動される。飛翔体の移動速度が加速管に充填した予混合気体の Chapman-Jouguet (以下，C-J) デトネーション速度近くになると他のモードへ遷移する。この推進過程は，従来から使用されている火薬銃やガス銃などを使って飛翔体を加速管に突入させることで開始される。その時飛翔体の流入速度と加速管に充填された予混合気体の成分は，ディフューザのスロート部で超音速になるように設定される。この始動マッハ数の最低値は，混合気体と飛翔体の形状によるが， $2.3 \sim 2.8$ (0.1013 MPa , 300 K の水素-空気量論混合気体を用いた場合， $940 \sim 1140 \text{ m/s}$) の範囲である。飛翔体先端の円錐半頂角はディフューザ内で斜め衝撃波が燃焼を起こさないように設定され，その角度は $10^\circ \sim 15^\circ$ である。その結果，ディフューザのスロート部後方に垂直衝撃波が発生し，これより下流の流れを亜音速になる。マッハ数が $4.0 \sim 4.5$ ($1630 \sim 1830 \text{ m/s}$) より小さいと，この垂直衝撃波も混合気体が自着火するほど十分強くならな

い。そして、飛翔体背後と保炎器の役割をする飛翔体底部で燃焼が開始される。この燃焼による熱の発生が飛翔体後方で熱チョーキングを引き起こす。これが飛翔体上の垂直衝撃波を安定させ、結果として飛翔体に前方の推力を生じる。またこの作動モードでは、飛翔体に搭載された点火装置かあるいは加速管の前段にある発射管に取り付けられた点火装置によって燃焼を起こさせる。

熱閉塞モードでの多くの実験が混合気体の C-J デトネーション速度の 85 % 以下の亜デトネーション速度領域で行われている [1]。亜デトネーション速度領域で作動している間、飛翔体の速度-距離履歴は熱閉塞モードの一次元理論モデル [1, 5, 6] を使って十分予測できることが実験的に観察されている。このモデルを使って決定された混合気体の熱の発生は、混合気体が管の全断面積で飛翔体に関して音速で化学平衡に到達するという仮定に基づいている。飛翔体が混合気体の C-J デトネーション速度の 85 % を越えると、飛翔体は熱閉塞モードの理論モデルで予測されるものより大きく加速する。この遷移デトネーション速度領域で、飛翔体は単段の混合気体で亜デトネーション速度領域から超デトネーション速度領域へスムーズに加速できることが実験で確認されている [7]。

超デトネーション速度領域で行われた実験は、混合気体の C-J デトネーション速度の 120 % から 150 % の領域で加速に成功しており、超デトネーション推進サイクルを作動させることが可能であると確信させている。斜めデトネーションモードは、超デトネーション速度領域で行われる潜在的な空気熱力学サイクルの一つである。このモードでの実験結果は A. E. Kull et al.[7] によって、また数値解析は Yungster and Bruckner[8] によって議論されている。

1.3 ラム加速器の研究状況

1.3.1 実験による研究

前述したように 1980 年代からラム加速器に関する研究が行われている。表 1.1 に現存するラム加速器とその主な仕様を示す。現存する装置の多くは円形断面の加速管内をフィンで保持された飛翔体に移動させる方式のものであるが、管内にガイドを設けて軸対称の飛翔体に移動させるもの [9] や、矩形断面を持つ加速管内を二次元形状の飛翔体に移動させるもの [10] もある。

世界各国のラム加速器の研究状況では現在、米国にはラム加速器は 2 器設置されている。すなわち、加速管口径が 38 mm の円管を持つワシントン大学 [11] と、世界最大の加速管口径 120 mm の円管を持つ Army Research Laboratory(ARL)[12] である。その他には、加速管口径が 30 mm と 90 mm の円管を持つ French-German Institute of Saint Louis(ISL)[13] がある。そして、1995 年に Hypervelocity Aerodynamics Institute(HAI) of China Aerodynamics R. & D. Center(CARDC) でもラム加速器に関する研究が始まり、加速管口径が 37 mm のラム加速器が設置された [14]。これら 5 器のラム加速器はいずれもラム加速を実現しており、最も大きな飛翔体速度が得られたラム加速器はワシントン大学の 2.7 km/s であり、最も重い飛翔体を用いているラム加速器は ARL の約 4 kg である。

我が国ではラム加速器は現在 3 器設置されている。すなわち、東北大学と広島大学と埼玉大学である。東北大学流体科学研究所衝撃波工学センターでは加速管の口径が 25 mm の円管を用いて、ラム加速器の始動に成功している。作動気体としてメタン-酸素混合気体を用いており、ラム加速を実現して 350 m/s の加速が得られた [15]。また現在は、飛翔体が隔膜を破断する過程を撮影するためにホログラフィー干渉計法を用いて可視化を行っている。

広島大学では可視化をするための観測窓を設置するために、加速管に 20 mm × 15 mm の矩形管を用いている。そして飛翔体が正確に管内の中心を移動するために、管の内側にガイドレールが取り付けられている [10]。また、加速管内でデトネーションが生じ難い条件にするために加速管内の予混合気体を十分希釈し、前段に着火管を挿入した。その結果、実験において 56 m/s の加速が得られた [16]。広島大学でも作動気体としてメタン-酸素予混合気体を用いている。

埼玉大学では加速管の口径が 20 mm の円管を持つラム加速器を現在構築中である。

1.3.2 数値流体力学による研究

ラム加速器に関する研究を行っているほとんどの機関で、数値流体力学による研究を実験と同条件で行っている。ARL[17]とISL[18]では、フィンの形状まで考慮した三次元解析を行っている。そして実験結果と比較しても飛翔体の加速状況はよい一致が得られている。

数値解析では超デトネーション速度領域での計算が多く行われている。超デトネーション速度領域では、飛翔体先端に付着した斜め衝撃波が管壁で反射した反射衝撃波背後で燃焼が行われ、この燃焼によって衝撃波は斜めデトネーション波に遷移する。この斜めデトネーション波が飛翔体肩部後方に到達するように飛翔体の形状は決定される。

名古屋大学ではデトネーション波が飛翔体を追い越す Unstart 現象を明らかにするために、飛翔体肩部と管壁の間に形成される斜めデトネーション波の発生機構について数値シミュレーションを行っている。J. E. Leblanc et al.[19]は飛翔体肩部後方に発生する渦が Unstart 現象を明らかにするための重要な役割をすると考えた。また、遠藤ら [20]は飛翔体肩部からの膨張域を変化させることによって Unstart 現象を制御できると考えた。

ソウル国際大学では混合気体の成分を変えて数値解析を行い、水素-空気予混合気体と窒素で希釈した予混合気体を用いた場合で燃焼形態に違いがあることが明らかにされた。前者は飛翔体先端にデトネーション波が付着し Unstart となったが、後者は熱チョーキング条件となり、約 6 m/s の加速が得られた [21]。

東北大学ではラム加速器の始動過程について知見を深めるために、飛翔体が直接マイラー隔膜を破断する時の破断過程を可視化した結果と数値計算結果を比較している。その結果、隔膜の破断速度を飛翔体の円錐が通過する速度と一致させたモデルを用いた結果が可視化結果とよい一致が得られた [22, 23]。

広島大学では実験に合わせて、熱閉塞モードにおいて飛翔体と点火用物体が加速管に突入する過程の数値シミュレーションを行っている。その結果、スロート近くに垂直衝撃波

が形成され、その後方で燃焼が生じ、熱チャーキング状態が得られた [24].

また、RAMAC III では設定されたベンチマークテストに対して数値解析が行われた。X. Wang et al.[25] は熱チャーキングを数値シミュレーションするために計算領域として飛翔体全長の三倍近くを飛翔体後方に確保し、熱チャーキングの様子を明らかにした。また、J. E. Leblanc et al.[26] は飛翔体と管壁の間の流れに注目して数値解析を行っている。結果からベンチマークテストの条件では飛翔体側面で混合気体を自着火させることは難しいことがわかった。

埼玉大学でも実験の開始と同時に、加速管を移動する飛翔体周りの流れの様子及び燃焼過程を数値シミュレーションするために詳細化学反応を考慮した計算コードを開発してきた [27].

ラム加速器を作動させる上でもっとも難しいのは始動させる時である。可燃性予混合気体に点火し、飛翔体の背後で安定に燃焼を保持できるようにする必要がある。最初に飛翔体のある程度の速度にまで加速しておき、それを可燃性混合気体で満たされたラム加速管の中に入れて大きく加速させるわけであるが、その初速度が一つの問題である。初速度がラム加速管内の混合気体の C-J デトネーション速度以上であれば比較的容易に安定に燃焼を保持できると考えられ、数値解析でも数多く行われている。しかし、目的からしてそのような大きな初速度は実用的でない。初速度が混合気体の C-J デトネーション速度以下では、燃焼の発熱による流れのチャーキングを利用して燃焼を保持することができると考えられる。しかし、チャーキングは前方に垂直衝撃波を作り、比較的容易にデトネーションを発生させ、始動できなくしてしまう。さらに、計算領域の確保など難しい点も多い。そこで、飛翔体の初速度が混合気体の C-J デトネーション速度付近の速度で見られる遷移デトネーションモードに注目する。

1.4 研究目的

そこで本研究では、設定した可燃性予混合気体の C-J デトネーション速度付近の速度において、加速管に突入する飛翔体周りの流れ場及び燃焼過程を明らかにすることを目的とする。そして、燃焼によって得られる推力から飛翔体の加速状況を明らかにすることを目的とする。そこで、燃焼の詳細を調べるために、燃焼反応として素反応モデルを用いた数値シミュレーションを行った。

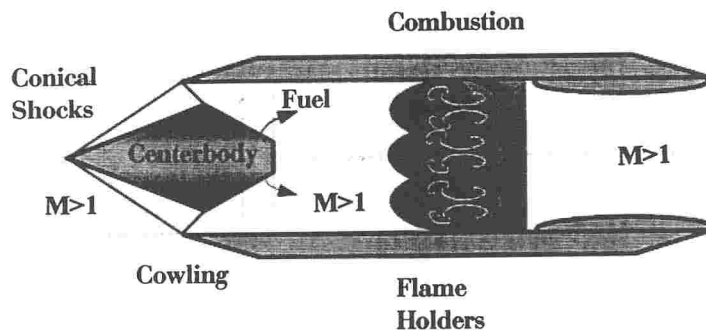


図 1.1: ラムジェットエンジンの概念図

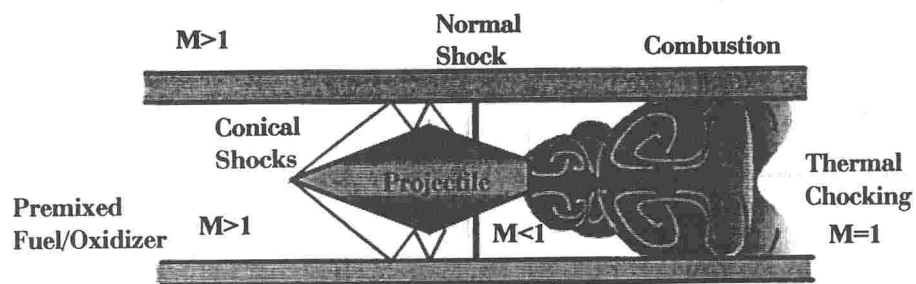


図 1.2: ラム加速器の概念図

表 1.1: 現存するラム加速器とその主な仕様

Place	Bore(mm)	Acceleration tube configuration	Pre-accelerator
ARL*	120	circular	powder gun
ISL**	90	circular	powder gun
University of Washington	38	circular	He gun
CARDC***	37	circular	Anti-aircraft gun
ISL**	30	circular, rail-guided	powder gun
Tohoku University	25	circular	powder gun
Saitama University	20	circular	detonation driver
Hiroshima University	20 × 15	rectangular	detonation driver

* Army Research Laboratory U.S.A

** French-German Institute of Saint-Louis, France

*** China Aerodynamics R. & D. Center

第2章 実験

2.1 実験装置

2.1.1 実験装置概略

実験装置の概略図を図 2.1 に示す。装置は大別して、貯気槽、圧縮管、発射管、中間ダンプタンク、加速管、ダンプタンクから構成される。圧縮管の入口には自由ピストン、発射管の入口には飛翔体が装填される。貯気槽と圧縮管は無隔膜バルブによって分離されている。また、圧縮管と発射管の間はアルミニウム製の隔膜で仕切られる。以下の節において、各セクションの作動、形状について説明する。

2.1.2 貯気槽

本実験で用いた貯気槽には図 2.2 のような無隔膜バルブが取り付けられている。無隔膜バルブはサブピストンとメインピストンから構成されている。サブピストン及びメインピストン内には同一の気体封入口から詰められた高圧気体が充填され、電磁弁を閉じることによって貯気槽内の高圧気体は、メインピストンにより圧縮管と遮られる。また、メインピストン内の高圧気体はサブピストンにより大気と遮られる。実験はこの電磁弁を開放することによって開始される。電磁弁が開放されるとサブピストン内の高圧気体が開放され、サブピストンが後退する。サブピストンの後退に伴い、メインピストン内の高圧気体は電磁弁を介さずに直接大気に排気され、メインピストンは高速で後退する。メインピストンの後退によって貯気槽内の高圧気体が圧縮管内へ流れ込み、圧縮管の入口に装填された自由ピストンが駆動させる。

2.1.3 圧縮管及び自由ピストン

圧縮管の概略図を図 2.3 に示す。圧縮管の全長は 2,000 mm、内径は ϕ 50 mm である。圧縮管の内径は管端付近からテーパが付けられ、管端では内径が ϕ 20 mm となる。自由ピストンは圧縮管の入口に装填される。図 2.4 に自由ピストンの概略図を示す。自由ピストンの全長は 100 mm、外径は ϕ 50 mm であり、後部に深さ 70 mm、内径 ϕ 30 mm の穴が開いている。自由ピストンの先端にはウレタン製のクッションが付けられており、自由ピストンの前後には O リングと、それを支えるバックアップリングが付けられている。圧縮管と発射管の間はアルミニウム製の隔膜で仕切られる。この隔膜の厚さは

0.5 mm である。

貯気槽からの流入気体によって駆動された自由ピストンは、自由ピストン前方の気体を圧縮し、自由ピストンとアルミニウム製の隔膜との間に高温高圧気体が生じる。隔膜は高圧により破膜し、高温高圧気体は発射管へ流れ込み、発射管の入口に装填された飛翔体を加速させる。

2.1.4 発射管及び飛翔体

発射管の入口には飛翔体が装填され、圧縮管からの高温高圧気体により飛翔体は加速される。発射管の全長は 1,500 mm、内径は ϕ 20 mm である。飛翔体の概略を図 2.5 に示す。飛翔体の材料にはテフロンを使用し、飛翔体の質量は約 8 g である。飛翔体の全長は 40 mm、外径は ϕ 19 mm である。後部には内径 ϕ 17 mm の穴が開いており、後方の高温高圧気体が前方へ漏れにくくするよう工夫がなされている。

2.1.5 中間ダンプタンク

図 2.6 に中間ダンプタンクの概略図を示す。管の全長は 1,000 mm、内径は ϕ 20 mm であり、タンクの両側の内壁から 80 mm から上下左右に ϕ 3 mm の穴が 50 mm 間隔で開いている。その周りを内径 ϕ 398 mm のタンクが取り巻く構造になっている。

中間ダンプタンクでは飛翔体前方の先行衝撃波を取り除き、飛翔体に追従する気体の影響を取り除く役割をする。

2.1.6 加速管及び圧力変換器

加速管に可燃性予混合気体を封入した場合、飛翔体は加速管でラム加速を得ることができ、本実験では加速管内には可燃性予混合気体を封入しないのでラム加速を得ることはできない。従って、飛翔体の速度測定のみを目的とする。本実験では飛翔体の速度計測には圧力変換器を使用した。加速管の全長は 1,600 mm の管を 2 つ接続した、合計 3,200 mm である。また、加速管の内径は ϕ 20 mm である。加速管の概略図を図 2.7 に示す。後方の加速管には圧力変換器 (PCB, Model 113A24) が取り付けられる。圧力変換器の取り付け位置は、中間ダンプタンクの後方より 1,865 mm、2,400 mm、2,935 mm の距離にあり、それぞれの位置を p1、p2、p3 と呼ぶ。

圧力変換器で感知された信号はオシロスコープ (横河電機, DL1540) へ送られる。圧力変換器 p3 をオシロスコープのトリガ信号源とし、p3 で圧力が感知されると各圧力変換器が測定を開始する。飛翔体の速度は p1、p2、p3 の圧力波形から、圧力変換器間の通過に要した時間を読みとり、圧力変換器間隔 535 mm をその時間で割ることにより求められる。

2.1.7 ダンプタンク

ダンプタンクには真空ポンプが接続されており、減圧できるようになっている。また、ダンプタンク内部には、飛翔体を捕獲するためのキャッチャーが取り付けられている。

2.2 実験方法

以下に、実験の手順について説明する。説明は自由ピストン及びアルミニウム製の隔膜を設置する場合の手順であり、設置しない場合は自由ピストンを設置する手順が省略される。また、アルミニウム製の隔膜の代わりにマイラー膜が設置される。

- (1) 圧縮管の入口に自由ピストンを装填する。
- (2) 圧縮管と発射管の間にアルミニウム製の隔膜を取り付け、発射管の入口に飛翔体を装填する。
- (3) 貯気槽に高圧気体を封入し、ダンプタンク側から減圧する。
- (4) オシロスコープをトリガ信号待ちにセットする。
- (5) 無隔膜バルブの電磁弁を開放し、装置を作動させる。
- (6) 装置が順調に作動したのを確認した後、ダンプタンク内のキャッチャーから飛翔体を回収する。

2.3 実験条件

表 2.1 に各セクションに封入される気体を示す。貯気槽には窒素を封入し、残りのセクションは空気とする。初期圧力は自由ピストンを設置しない場合は表 2.2 に示す圧力とした。これは、貯気槽圧力と他のセクションとの圧力差を変えて決定したものである。また、自由ピストンを設置した場合の初期圧力を表 2.3 に示す。貯気槽の圧力は 1,013 kPa、圧縮管の圧力は 101.3 kPa、他のセクションは 11.3 kPa である。

2.4 結果及び考察

2.4.1 自由ピストンを使用しない場合（圧力差 1,164 kPa）

図 2.8 に自由ピストンを使用しない場合の実験で得られた圧力波形を示す。波形は圧力差 1,164 kPa の時のものである。縦軸は圧力を示し、横軸は時間を示す。波形は見やすくするために、 p_1 は 200 kPa、 p_2 は 100 kPa 縦軸方向に移動させている。図における A、B、C は p_1 、 p_2 、 p_3 の圧力の変動の時間を結んだものである。波形において、最も圧力の変動の大きい B は飛翔体に追隨する接触面であると考えられる。A は接触面の到達よりも早い時間に変動していることから、飛翔管との隙間から漏れ出た気体が形成した弱い圧力波であると考えられる。また、C で始まる圧力の下降は飛翔体が加速管から出たときに、管の出口で形成された膨張波が貯気槽側へ向かって伝播し、圧力変換器で感知さ

れたものと考えられる。その理由として、B と C の交点から膨張波の発生する時間を求め、その時間と接触面の速度との積から求まる距離がほぼ管端と一致するからである。

2.4.2 圧力差と飛翔体速度の関係

図 2.9 に圧力差と、飛翔体速度の関係を示す。図において縦軸は速度 m/s を示し、横軸は圧力差 kPa を示す。飛翔体速度は圧力差の上昇に伴い速くなっている。このことから、飛翔体速度は飛翔体前後の圧力差に大きく影響していると考えることができる。

2.4.3 自由ピストンを使用した場合

図 2.10 に自由ピストンを使用した場合の圧力波形を示す。縦軸は圧力を示し、横軸は時間を示す。波形は p_1 は 200 kPa、 p_2 は 100 kPa 縦軸方向に移動させている。自由ピストンを用いない場合と同様に、B は飛翔体に追従する接触面であると考えられる。また、A は飛翔体と管との隙間から漏れ出た気体が形成した弱い圧力波であると考えられる。C については、自由ピストンを使用しない場合と異なっている。C の傾きから、この変動は圧力変換器よりも貯気槽側から伝播し感知された膨張波であると考えられる。また、この時の飛翔体速度は図より 591.2 m/s であった。

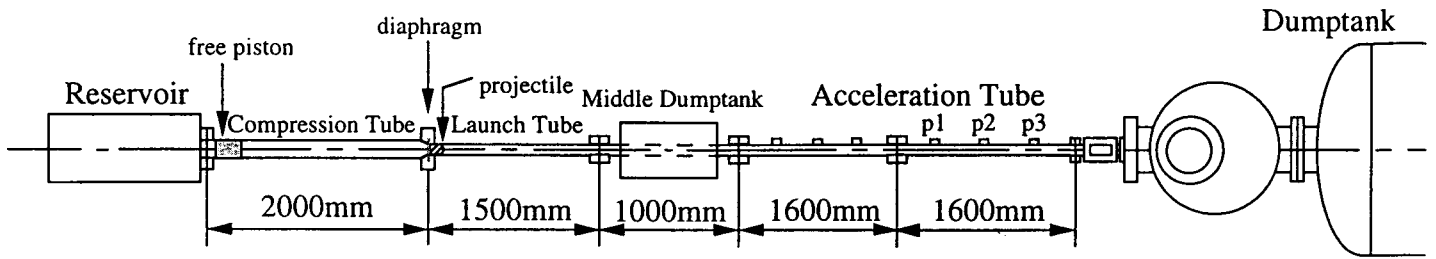


図 2.1: ラム加速器実験装置概略図

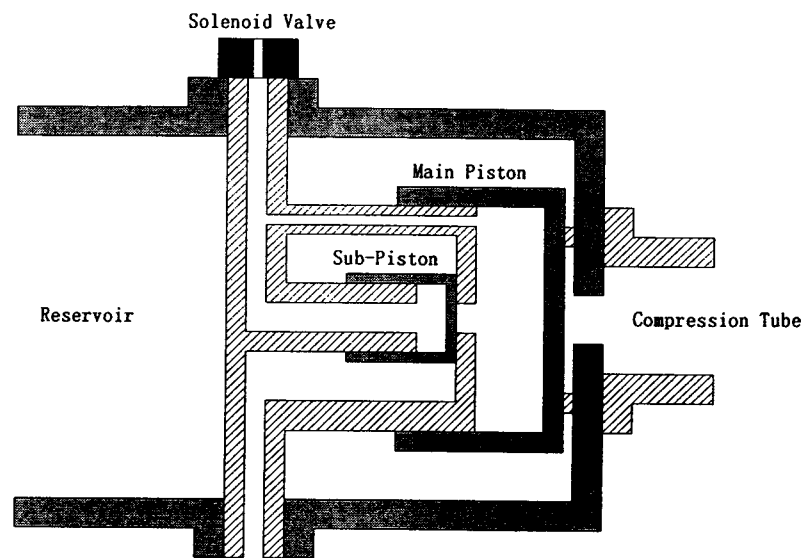


図 2.2: 無隔膜バルブ

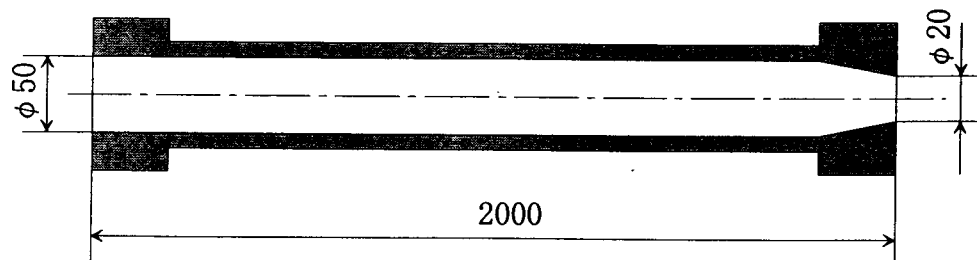


図 2.3: 圧縮管の概念図

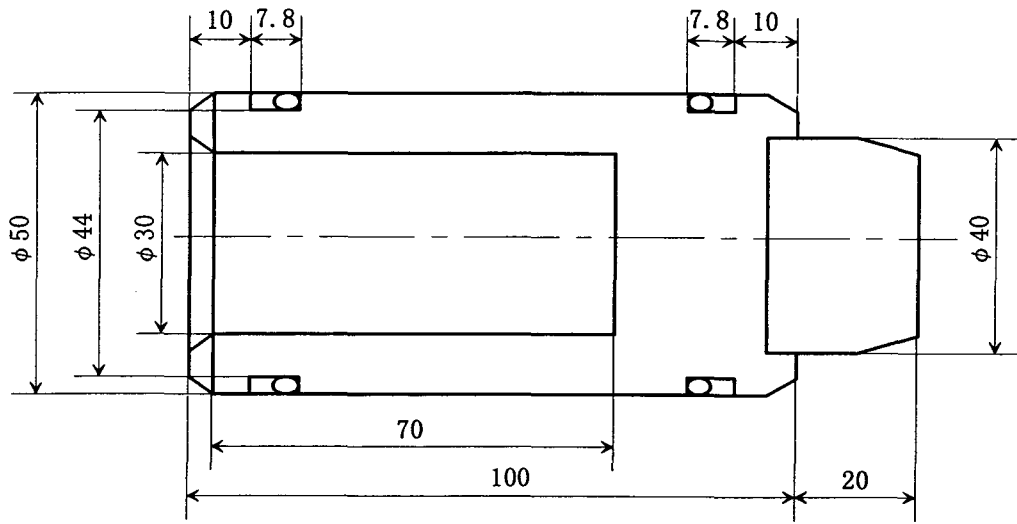


図 2.4: 自由ピストンの概略図

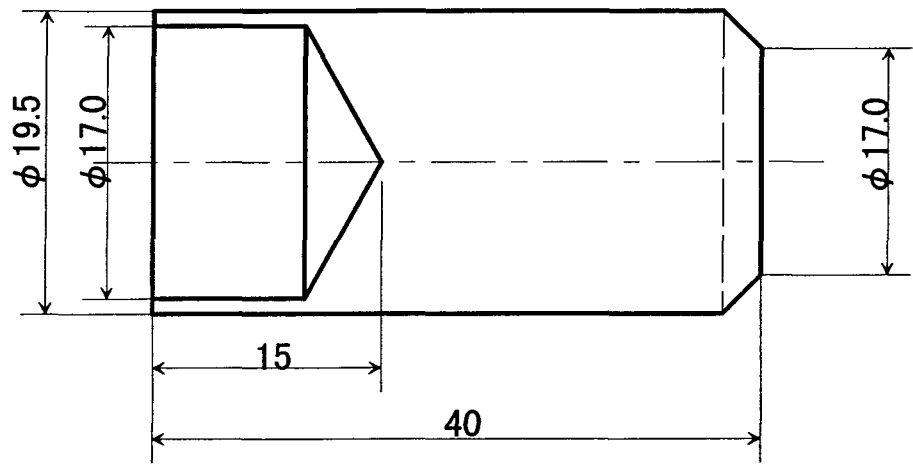


図 2.5: 飛翔体の形状

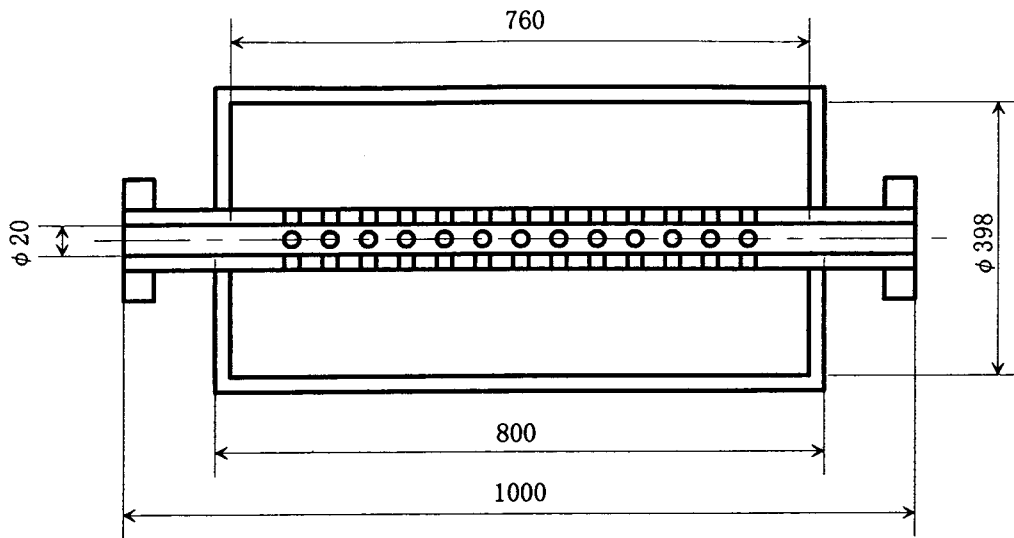


図 2.6: 中間ダンプタンクの概略図

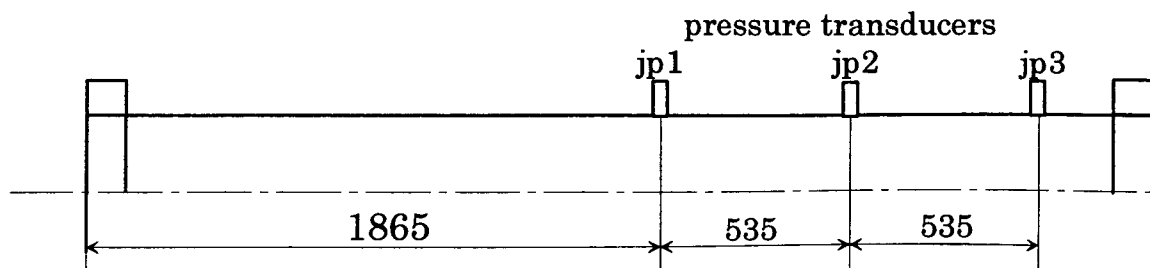


図 2.7: 加速管の概略図

表 2.1: 各セクションの充填気体

section	reservoir	compression tube ~ dumptank
gas	nitrogen	air

表 2.2: 初期圧力 (自由ピストン使用せず)

reservoir [kPa]	driven [kPa]	pressure difference [kPa]
851.3	5.3	846.0
999.1	3.3	995.8
1171.3	7.3	1164.0
1489.5	9.3	1480.2
1598.9	5.3	1593.6
1811.7	11.3	1800.4
2197.7	7.3	2190.4

表 2.3: 初期圧力 (自由ピストン使用)

section	reservoir	compression tube	launch tube ~ dumptank
pressure [kPa]	1013	101.3	11.3

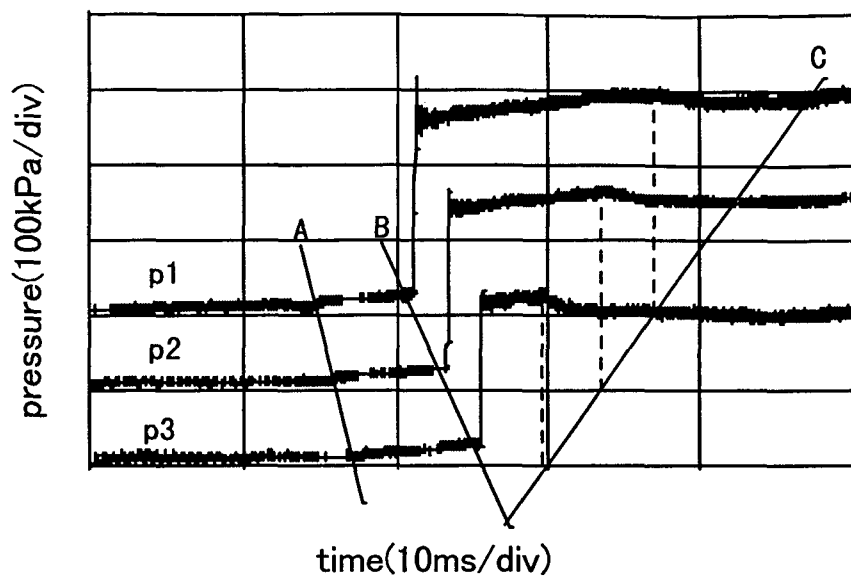


図 2.8: 圧力波形 (自由ピストン使用せず)

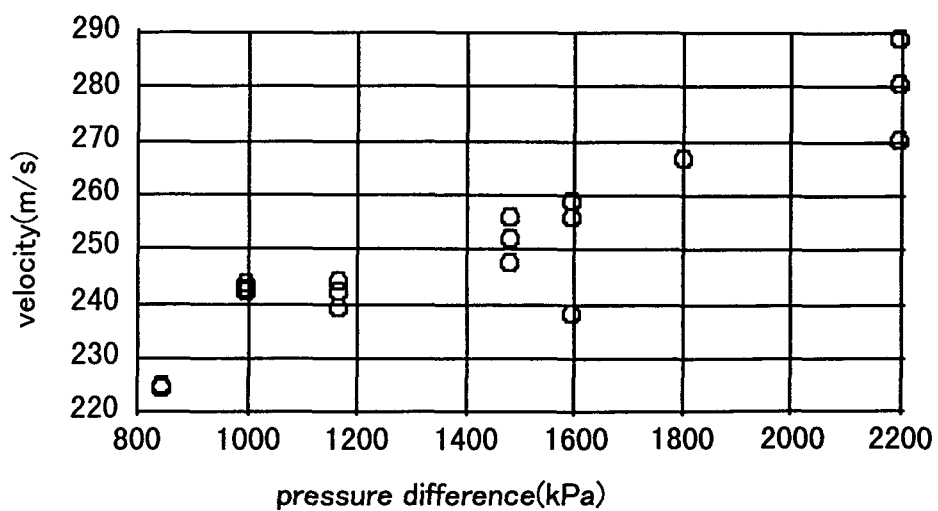


図 2.9: 圧力差と飛翔体速度の関係

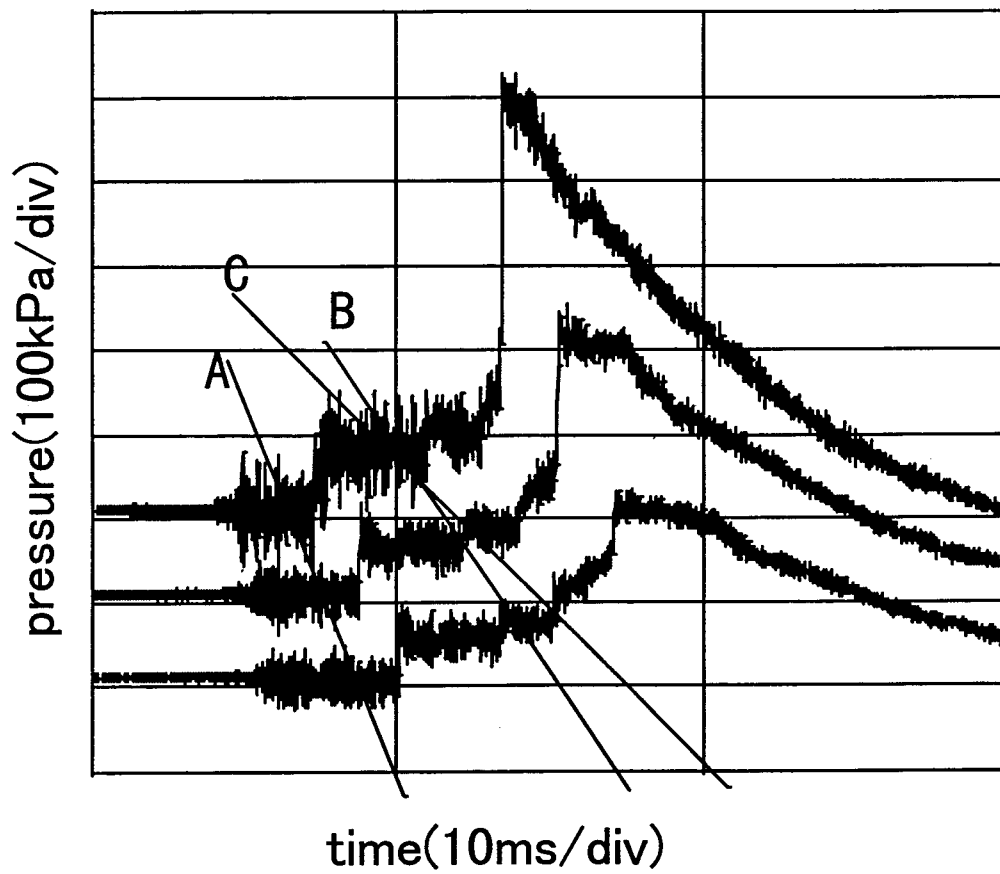


図 2.10: 圧力波形 (自由ピストン使用)

第3章 数値結果及び考察

この章では、本解析で用いる飛翔体の形状に対して、加速管内を移動する飛翔体の最適速度を決定することを目的とする。充填される混合気体の圧力、温度はそれぞれ 0.1013 MPa, 300 K で一定とし、飛翔体が加速管に突入する速度 u を 1500~2100 m/s の 5 通りに変化させる。クーラン数は 0.2 で一定とする。それぞれの速度に対して、凍結流において定常状態に達するまで計算を行い、飛翔体周りの流れ場を理論値と比較検討する。また、この計算結果は次節の反応流の計算において初期条件を与えるための予備計算となる。

3.1 $u = 1500$ m/s の場合

飛翔体が加速管に突入する速度が $u = 1500$ m/s の凍結流における飛翔体周りの流れ場の様子を図 3.1 に示す。(a) は密度、(b) は圧力、(c) は温度であり、上側は分布図、下側は等高線図を表す。(d) の上側は局所マッハ数の分布図、下側は速度ベクトルを表す。等高線図は図中に記載した最大値と最小値を 30 等分し描いてある。またこの結果は、前述した密度に対する残差から $t = 149\mu\text{s}$ でほぼ定常状態へ収束した解であることを確認している。

飛翔体先端部より斜め衝撃波が生じており、その背後で全ての状態量は増加している。しかし、飛翔体表面ではこの斜め衝撃波の勾配が緩やかである。この原因としては、飛翔体先端付近での計算格子が十分細かくないためと考えられる。また格子形成法では、代数的な格子形成法ではなく解析的な格子形成法が有効であったためと考えられる。図 3.1(a) において、斜め衝撃波の衝撃波角は約 19° であり、Tayler-Maccoll による Conical Flow に対する理論式 [43] から求められる衝撃波角 18.7° とほぼ一致している。また、衝撃波面前後の密度比は 1.311、圧力比は 1.465、温度比は 1.118 であり、Rankine-Hugoniot の関係式より求められる理論値の密度比 1.301、圧力比 1.449、温度比 1.113 と比べて良く一致しており、衝撃波を精度良く捕らえることができている。これらの結果から、今回用いた計算格子の影響は衝撃波背後の流れに影響を及ぼさないと考えられる。飛翔体先端に付着する斜め衝撃波は管壁で反射した後、再び飛翔体表面と干渉し反射する。この反射衝撃波が飛翔体表面に到達する位置は、飛翔体肩部の前方約 3.3 mm の位置であり、反射衝撃波背後の圧力は約 515 kPa、温度は約 460 K まで上昇する。管壁と飛翔体表面の間の流路は飛翔体肩部まで縮小しているため、超音速で流入する気体の速度は減少する。しかし、肩部でチョークするまでには至らず、超音速のままである。

飛翔体肩部からは膨張波扇が生じている。これは、肩部背後で管壁と飛翔体表面の間の

流路が拡大し、流入する気体が膨張することに起因する。この膨張波背後の圧力は約 182 kPa、温度は約 356 K である。飛翔体肩部背後では斜め衝撃波は管壁と飛翔体表面で反射を繰り返すが、気体は膨張しているために密度、圧力、温度は衝撃波の到達による上昇と、気体の膨張による緩やかな減少を繰り返す。超音速で肩部を通過した気体は流路の拡大によって再び加速させられる。

飛翔体後端角部からは滑り面が生じている。滑り面では温度が上昇しており、密度は滑り面上面側が高く、下面側では低い。流速は上面側が大きく、下面側では小さい。飛翔体後端角部でも引き続き流路の拡大による流れの膨張が起こる。飛翔体底部の圧力が飛翔体側面からの膨張波によって減少した圧力とほぼ等しいことから、気体は膨張波によって減少した圧力と飛翔体底部の圧力が釣り合うように飛翔体後端角部から膨張するが、密度、速度は釣り合わず、その結果滑り面が生じたと考えられる。

飛翔体後方では、圧力、温度はほぼ一定で循環流が生じている。この循環流は次の過程で生じると考えられる。すなわち飛翔体側面を流れてきた気体は常に供給されるために気体は対称軸側にも流出せざるを得なくなり、対称軸付近で圧力が上昇する。一方、飛翔体側面からの流れに伴い飛翔体底部の気体の流れ出すために、飛翔体底部では圧力が低下する。この低圧部に対称軸付近の高圧流れが流れ込み、循環流を形成する。また、この流れの一部は飛翔体側面を通過してきた流れの影響を受けて飛翔体後方へ流れる。循環流が定常になるに伴い圧力、温度の勾配は小さくなり、循環流が生成されると考えられる。滑り面が高温であるのは、上述した循環流が飛翔体後端角部での主流と干渉し激み点状態になるためと考えられる。飛翔体後端角部の圧力は約 229 kPa、温度は約 620 K である。また、飛翔体底部の圧力は約 137 kPa、温度は約 490 K である。

3.2 $u = 1700 \text{ m/s}$ の場合

飛翔体が加速管に突入する速度が $u = 1700 \text{ m/s}$ の凍結流における飛翔体周りの流れ場の様子を図 3.2 に示す。この結果は、前述した密度の残差から $t = 146 \mu\text{s}$ でほぼ定常状態へ収束したことを確認した。

飛翔体先端からは斜め衝撃波が生じており、その後の反射過程も $u = 1500 \text{ m/s}$ の場合と同様の結果が得られた。これは、飛翔体側面の流れが超音速であるため下流側の変化は上流側へ影響を与えられないためである。図 3.2(a)において、斜め衝撃波の衝撃波角は約 17.5° であり、Taylor-Maccoll による Conical Flow に対する理論式 [43] から求められる衝撃波角 17.3° とほぼ一致する。また、衝撃波面前後の密度比は 1.403、圧力比は 1.613、温度比は 1.15 であり、いずれも $u = 1500 \text{ m/s}$ の場合よりも大きい。反射衝撃波が飛翔体表面に到達する位置は飛翔体肩部の前方約 0.8 mm の位置であり、反射衝撃波背後の圧力は約 431 kPa、温度は約 456 K まで上昇する。しかし、反射衝撃波が到達する位置のすぐ後方に飛翔体肩部があり、前述したように肩部からは流路の拡大によって膨張波扇が発生する。反射衝撃波背後の圧力が $u = 1500 \text{ m/s}$ の場合の圧力より小さいのは、この膨張波扇が衝撃波と干渉し衝撃波が弱められたためと考えられる。膨張波背後の圧力は約 191 kPa、温度は約 356 K である。飛翔体肩部背後では斜め衝撃波は管壁と飛翔体表面で

反射を繰り返すが、膨張波扇によって弱められた衝撃波は次第に減衰する。また、気体の膨張による緩やかな減少だけが確認できる。飛翔体側面を通過した気体は $u = 1500$ m/s と同様に加速する。飛翔体後端角部からは圧縮波が生じている。これは、飛翔体側面からの膨張波によって飛翔体後端部で過膨張となったために発生したと考えられる。

飛翔体後端角部からは滑り面が生じている。また、飛翔体後端角部の圧力は約 241 kPa、温度は約 722 K であり、 $u = 1500$ m/s の場合と比べて上昇している。これは、飛翔体側面から流れてくる気体の流速が大きくなった分、飛翔体後端角部で運動エネルギーがより多く内部エネルギーに変換されたために、圧力や温度が上昇したと考えられる。従って、飛翔体後端角部から生じている滑り面の温度も上昇している。

飛翔体後方では、圧力、温度はほぼ一定で循環流が生じている。循環流発生メカニズムは $u = 1500$ m/s の場合と同様である。飛翔体側面からの流れが対称軸付近に流れ込むため圧力が上昇する。また、飛翔体底部の気体は流されて低圧になり、対称軸上の高圧流れが飛翔体底部に流れ込み、循環流が発生する。循環流が定常になるに伴い圧力、温度の勾配は小さくなり、結果のような循環流になる。飛翔体底部の圧力は約 180 kPa、温度は約 555 K であり、 $u = 1500$ m/s の場合と比べていずれも上昇している。

3.3 $u = 1900$ m/s の場合

飛翔体が加速管に突入する速度が $u = 1900$ m/s の凍結流における飛翔体周りの流れ場の様子を図 3.3 に示す。またこの結果は、前述した密度の残差から $t = 134\mu\text{s}$ でほぼ定常状態へ収束したことを確認した。

飛翔体側面の流れは前述した 2 条件と比較しても著しい変化は生じない。図 3.3(a) において、斜め衝撃波の衝撃波角は約 16° であり、Taylor-Maccoll による Conical Flow に対する理論式 [43] から求められる衝撃波角 16.2° とほぼ一致する。また、衝撃波面前後の密度比は 1.51、圧力比は 1.796、温度比は 1.189 であり、3 条件の中で最も大きい。 $u = 1900$ m/s の場合において、飛翔体先端に付着する斜め衝撃波は管壁で反射した後、飛翔体肩部後方約 4.0 mm の位置に到達している。飛翔体表面では飛翔体肩部からの膨張波扇によって圧力は約 37 kPa、温度は約 223 K まで減少する。その後、管壁から反射した反射衝撃波の到達によって圧力は約 380 kPa、温度は約 446 K まで上昇する。

飛翔体肩部背後では斜め衝撃波は管壁と飛翔体表面で反射を繰り返すが、流れが膨張するために密度、圧力、温度は衝撃波による上昇と、気体の膨張による緩やかな減少を繰り返す。飛翔体後端角部からは滑り面が発生している。また、飛翔体後端角部から斜め衝撃波が発生している。管壁から反射してきた反射衝撃波は斜め衝撃波と干渉し、その背後で圧力が上昇する。斜め衝撃波は次の過程で生じたと考えられる。 $u = 1900$ m/s では、管壁から反射してきた反射衝撃波が飛翔体後端角部後方を通過し、対称軸上で干渉し合う。このため対称軸上で干渉した領域は、先の 2 条件より高温高圧となる。飛翔体底部の気体は管壁の方へ流れ出すために低圧となる。この低圧部に対称軸上の高圧流れが流れ込み、循環流を形成する。先の 2 条件では、飛翔体側面からの膨張によって減少した圧力と飛翔体底部の圧力が釣り合うように飛翔体後端角部から膨張していたが、 $u = 1900$ m/s で

は前述した循環流により飛翔体側面を流れる圧力と飛翔体底部の圧力に差が生じ、このような斜め衝撃波が発生したと考えられる。この斜め衝撃波により飛翔体後端角部の圧力は約 239 kPa, 温度は約 931 K まで上昇する。循環流によって、飛翔体底部の圧力は約 203 kPa, 温度は約 586 K となる。

以上のように、飛翔体の形状に対して有効な突入速度を決定するために速度が $u = 1500$, 1700 , 1900 m/s の 3 条件で計算を行った。その結果、速度が $u = 1500$ m/s と $u = 1700$ m/s の場合、飛翔体先端に付着する斜め衝撃波は管壁で反射した後、飛翔体肩部前方に到達しており、この位置で圧力、温度が上昇している。飛翔体肩部前方における圧力が上昇すれば飛翔体の抗力は上昇し、飛翔体の速度が減少するという、いわゆる Unstart になる可能性があり、反射衝撃波が飛翔体肩部前方に到達する条件は避けるべきである。これに対して $u = 1900$ m/s の場合、反射衝撃波は飛翔体肩部後方に到達しており、この飛翔体の形状に対して Unstart の条件を避けることができる。また、圧力分布、温度分布などから、この飛翔体の移動に伴い発生する燃焼領域は、飛翔体後端角部から発生する滑り面と飛翔体後方の再循環領域であると考えられる。この領域において最も高温高压である条件は $u = 1900$ m/s の場合である。以上の結果から、設定した飛翔体の形状に対して有効な飛翔体速度は 1900 m/s である。よって、 $u = 1900$ m/s の凍結流における定常状態 (図 3.3) を初期条件として反応流の計算を行う。

3.4 $u = 2000$ m/s の場合

飛翔体が加速管に突入する速度が $u = 2000$ m/s の反応流における飛翔体周りの流れ場の様子を時間経過順に図 3.4 から図 3.9 に示す。 $u = 2000$ m/s における凍結流は $t = 0.149$ ms で定常状態に達した。この定常状態における飛翔体後端角部の圧力と温度はそれぞれ約 1.987 MPa, 約 989 K であった。

反応流の計算を開始後、前述した計算結果と同様に温度の最も高い飛翔体後端角部から燃焼反応が始まる。燃焼反応によって圧力と温度は徐々に上昇し、温度が約 1090 K になると角部で爆発的な燃焼が起こる。 $t = 0.165$ ms (図 3.4) はこの燃焼によって燃焼波が広がる様子を示している。飛翔体側面を上流側へ伝ばする燃焼波は、圧力上昇が約 3.3 倍とそれほど大きくない。これは、飛翔体側面からの主流に逆らって伝ばするために燃焼波が弱められたためと考えられる。飛翔体後端角部から対称軸方向へ伝ばする燃焼波の圧力比の上昇も約 3.2 倍と小さい。この燃焼波も循環流に逆らって伝ばしているためと考えられる。これに対して、流れに逆らわずに飛翔体後方へ伝ばする燃焼波の圧力上昇は大きく、最も上昇率の大きい波面で約 7.6 倍であった。最高圧力は約 11.0 MPa まで上昇しており、この燃焼波はデトネーション波とすることができる。図 (b) の温度分布を見ると、デトネーション波背後の温度は一様で約 1530 K である。また、対称軸方向へ伝ばしたデトネーション波背後では緩やかな圧力減少が見られる。これは波面背後で温度が一様であることから、デトネーション波面から等エントロピー膨張しているためである。図 (c) ~ (f) の質量分率と質量生成速度の分布を見ると、燃焼反応はデトネーション波面でのみ行われ、デトネーション波背後の高温領域では反応はほとんど進行していない。デトネーション

ン波面で H_2 と O_2 の生成速度は著しく減少し、多量に消費されている。逆に、 H_2O と OH の生成速度は増加している。特に圧力上昇の大きいデトネーション波面では、 H_2O の質量生成速度が非常に小さく、 OH の質量生成速度が非常に大きいことがわかる。また、生成速度の分布はデトネーション波面でしか見られないことから、燃焼波面背後で H_2O や OH が分布しているのは、燃焼波面で生成されたこれらが波面上流へ伝ばしたと考えられる。

次に $t = 0.170$ ms(図 3.5) ではデトネーション波は管壁に到達し、飛翔体側面を上流へ進もうとしている。このデトネーション波によって背後の流れは減速し、背後の流れは乱されて複雑となる。管壁からはデトネーション波が反射して反射衝撃波が生じている。飛翔体後方の対称軸上で圧力約 13.2 MPa まで上昇しており、対称軸方向に伝ばしたデトネーション波が軸上で干渉したために圧力が上昇したと考えられる。上流に進んでいるデトネーション波は、飛翔体表面側と管壁側で圧力上昇が異なっている。飛翔体表面側ではデトネーション波の圧力上昇は約 4.3 倍と強くなり、管壁側では圧力上昇は約 6.0 倍と弱くなった。デトネーション波後方の温度は全領域で一様となり、約 1550 K であった。図 (c) ~ (f) の質量分率と質量生成速度の分布を見ると、やはり燃焼反応はデトネーション波面でのみ進行し、デトネーション波から離れた領域では反応は起こっていない。またデトネーション波面でも質量生成速度に差があり、管壁側のデトネーション波面が質量生成速度が大きいことがわかる。

デトネーション波面前方の主流の速度 $u = 1948$ m/s は、加速管に充填された混合気体の C-J デトネーション速度 $V_{cj} = 2014$ m/s よりも小さいので、デトネーション波は主流に逆らって伝ばしようとする。 $t = 0.20$ ms(図 3.6) に示すように、管壁側のデトネーション波が飛翔体表面側のデトネーション波より先行して上流へ伝ばする。これは管壁側の主流の速度が飛翔体表面側の主流の速度よりも遅いためである。飛翔体後方では流れ場はより複雑になる。飛翔体底部付近で圧力が上昇しており、これは、対称軸上で生じた高圧領域が循環流に沿って移動し、飛翔体底部の激み点で圧力が上昇したと考えられる。飛翔体底部とその後方との圧力差から衝撃波が生じている。また、主流が対称軸方向に流れ込み、この流れが再び管壁の方向へ流れると流路縮小によって圧縮されて衝撃波が生じている。図 (c) ~ (f) の質量分率と質量生成速度の分布を見ると、やはり燃焼反応はデトネーション波面でのみ進行している。

$t = 0.25$ ms(図 3.7) ではデトネーション波はさらに上流に伝ばしている。デトネーション波は $u = 1900$ m/s における流れ場とほぼ同じ位置に存在している。飛翔体周りの流れ場もほとんど変化が観察されない。しかし、飛翔体後方の再循環領域が小さくなっている。これは、主流の速度がデトネーション波の通過によって小さくなり、飛翔体背後へ流れ込んだためと考えられる。図 (a), (e), (f) の圧力、質量生成速度分布を見ると、デトネーション波面で圧力の大きい位置が点在しており、デトネーション波背後の圧力分布も変動を繰り返している。質量生成速度も大きい値と小さな値が点在している。これはデトネーション波が三次元構造を持っていることから、三重点の位置によって圧力や質量生成速度が異なると考えられる。

$t = 0.30$ ms(図 3.8) ではデトネーション波は飛翔体肩部付近まで伝ばしている。デトネーション波の位置を比べてみると、飛翔体肩部を追い越しており、このことから図 3.6

では主流の速度が大きくなったためにデトネーション波の相対速度が小さくなっている。デトネーション波は肩部から発生している膨張波によって歪んでいる。図 (a), (e), (f) の圧力、質量生成速度分布を見ると、肩部からの膨張波の影響を受けていない管壁付近のデトネーション波が非常に強く、そのため質量生成速度の増減が非常に大きく、反応が活発に行われている。

$t = 0.35$ ms(図 3.9)において、デトネーション波は飛翔体肩部を追い越し、さらに上流に伝ばしている。燃焼反応は飛翔体表面付近で非常に進行しており、ここで上昇した圧力は飛翔体にとって大きな抗力となっていると考えられる。

図 3.10 は、同条件における飛翔体の加速状況を示したものである。横軸は凍結流の計算開始からの経過時間、左側の縦軸は飛翔体にかかる推力、右側の縦軸は推力による速度の増分を表す。反応流の計算開始後、飛翔体にかかる推力は $t = 0.165$ ms 経過後から上昇し始め、それに伴って速度も増加している。これは飛翔体底部で高温により自着火が起こり、それに伴って圧力が急激に上昇したためと考えられる。その後推力は上昇し続け、 $t = 0.305$ ms 経過後では推力は約 950 N まで上昇している。デトネーション波が飛翔体肩部を追い越した後は推力は減少し続け、 $t = 0.325$ ms でついに負となり、飛翔体は減少することがわかる。

3.5 $u = 2100$ m/s の場合

飛翔体が加速管に突入する速度が $u = 2100$ m/s の反応流における飛翔体周りの流れ場の様子を時間経過順に図 3.11 から図 3.14 に示す。 $u = 2100$ m/s における凍結流は $t = 0.264$ ms で定常状態に達した。この定常状態における飛翔体後端角部の圧力と温度はそれぞれ約 2.789 MPa, 約 1095 K であった。

凍結定常流において飛翔体後端角部は 1000 K を越えており、反応流の計算開始後直ちに自着火し、 $t = 0.270$ ms(図 3.11) 経過後では飛翔体後端角部から燃焼波が伝ばしている。燃焼波の伝ば形態は $u = 2000$ m/s の場合と同様である。飛翔体側面を上流へ伝ばする燃焼波はまだ十分強くないので、上流へ伝ばできずに定在している。また、この燃焼波の圧力上昇は約 5.2 倍である。対称軸方向へ伝ばする波面は圧力上昇が約 2.6 倍と小さく、波面後方には等エントロピー膨張が見られる。飛翔体後方へ伝ばした燃焼波は非常に強く、圧力上昇は約 7.4 倍であり、この波面での最高圧力は約 12.1 MPa であった。燃焼波背後の温度は一様で、約 1551 K であった。図 (c) ~ (f) の質量分率、質量生成速度の分布を見ると、対称軸方向へ伝ばする波面前後では質量生成速度は非常に小さく、弱い燃焼波であると考えられる。飛翔体後端角部付近で定在している燃焼波面や飛翔体後方に伝ばしている燃焼波面では、 H_2 と O_2 は多量に消費され、 H_2O と OH が生成されており、この燃焼波はデトネーション波である。波面後方の高温領域内では各化学種の質量生成速度は非常に小さく、ほとんど化学反応は進行していない。

$t = 0.275$ ms(図 3.12) 経過後では、管壁方向に伝ばしていたデトネーション波が管壁に到達して、一方は後方へ反射し、もう一方は主流に逆らって上流に伝ばしている。このデトネーション波は圧力上昇が約 5.2 倍と大きい。飛翔体後端角部付近で定在しているデ

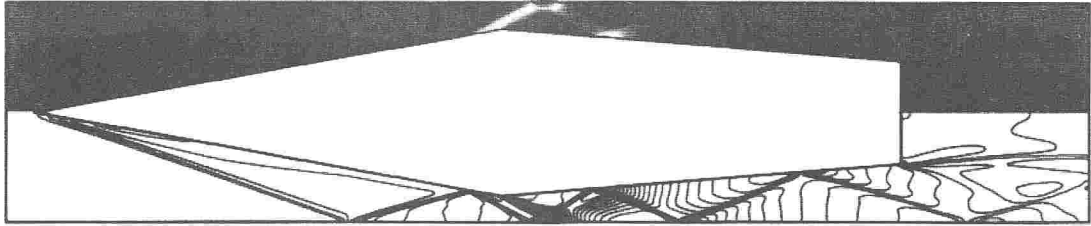
トネーション波も圧力上昇が約 6.1 倍とさらに大きくなった。対称軸方向へ伝ばしていた衝撃波は飛翔体後方の対称軸上で干渉し合い、この領域の圧力は約 16.0 MPa と非常に高くなっている。また、この燃焼波によって循環流は乱され、渦が後方に移動していることがわかる。デトネーション波後方の温度は $u = 2000$ m/s の場合より若干下がって約 1530 K となった。図 (c) ~ (f) の質量分率、質量生成速度の分布を見ると、飛翔体後端角部付近で定在しているデトネーション波面では化学反応は依然として進行しており、デトネーション波は維持されている。一方、管壁付近のデトネーション波では質量生成速度の増減の割合が非常に大きく、非常に強いデトネーション波であると考えられる。また、デトネーション波面で質量生成速度の増減の大きい位置が点在しており、質量生成速度の大きい位置はデトネーション波の三重点の位置と考えられる。

$t = 0.285$ ms(図 3.13) 経過後では、管壁付近のデトネーション波はほぼ垂直に形成されている。対称軸付近では、図 3.12 で形成された高圧領域が循環流に沿って飛翔体底部方向に移動し、飛翔体底部の圧力を上昇させている。対称軸上で干渉し合っていた流れが再び流路縮小によって圧縮されて、飛翔体後方に衝撃波を生じている。垂直に形成されたデトネーション波は、圧力上昇が約 4.1 倍と小さくなった。一方、飛翔体側面に斜めに形成されたデトネーション波は、圧力上昇が約 6.4 倍とさらに強くなっている。しかし、デトネーション波面前方の主流の速度 $u = 2045$ m/s が、C-J デトネーション速度 $V_{cj} = 2014$ m/s よりも大きいので、主流に逆らって伝ばできない。デトネーション波後方の温度は約 1530 K と先程までと変わっていない。図 (c) ~ (f) の質量分率、質量生成速度の分布を見ると、デトネーション波面での反応は依然として行われている。質量生成速度はどの位置でもほぼ同じ様な分布が見られる。

$t = 0.611$ ms(図 3.14) において、前述した密度の残差からほぼ定常状態へ収束した解である。管壁から反射してきた反射衝撃波は、垂直に形成されたデトネーション波と干渉している。その後飛翔体後端角部から発生している膨張波と干渉し、膨張波は後方へ曲げられている。衝撃波は対称軸上で干渉した後、流れは流路縮小によって圧縮され、再付着衝撃波が生じている。循環流も定常状態に達し、渦は飛翔体底部のすぐ後方に存在している。

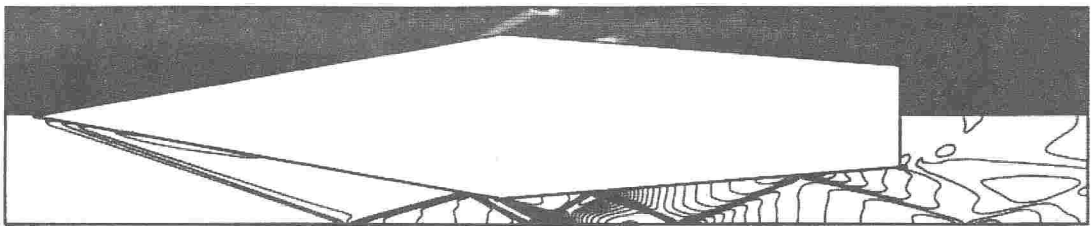
図 3.15 は、同条件における飛翔体の加速状況を示したものである。横軸は凍結流の計算開始からの経過時間、左側の縦軸は飛翔体にかかる推力、右側の縦軸は推力による速度の増分を表す。反応流の計算開始後、飛翔体後方の温度が約 1095 K と非常に高温なため、直ちに爆発的な燃焼が始まり、推力が約 450 N まで急激に上昇する。その後推力は緩やかに減少し、 $t = 0.8$ ms 経過後に約 220 N で一定となる。この緩やかに減少した理由として、燃焼によって乱された飛翔体後方の循環流が定常になるに従って、循環流の速度が小さくなり、飛翔体底部の圧力が徐々に減少したためと考えられる。これにより本学の加速管長さ 3.2 m を飛翔体の速度が $u = 2100$ m/s で通過する時間 $t = 1.5238$ ms の間に約 12.71 m/s 加速することがわかる。

$$\rho_{max} = 3.5336 \text{ kg/m}^3, \rho_{min} = 0.4140 \text{ kg/m}^3$$



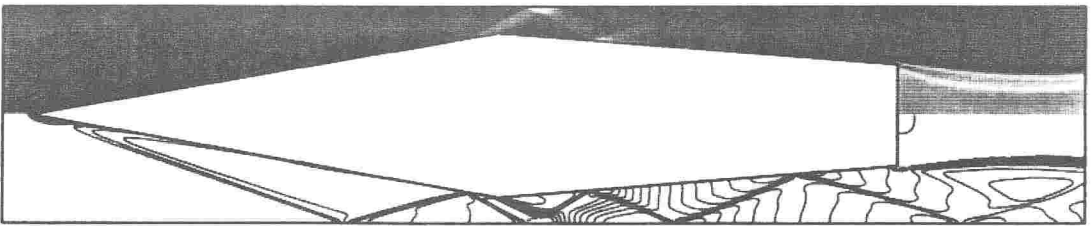
(a) 密度

$$p_{max} = 0.7467 \text{ MPa}, p_{min} = 0.0750 \text{ MPa}$$



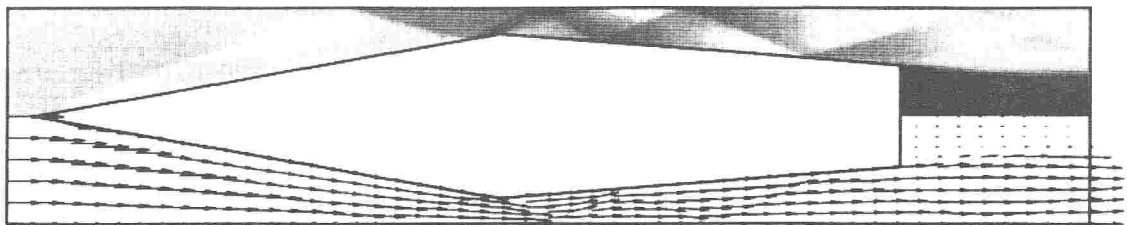
(b) 圧力

$$T_{max} = 632.12 \text{ K}, T_{min} = 207.05 \text{ K}$$



(c) 温度

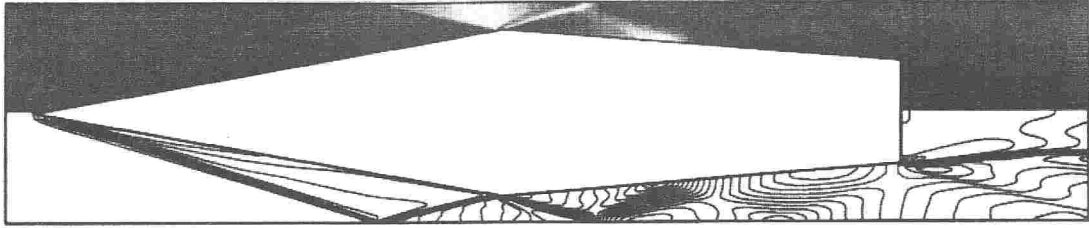
$$M_{max} = 4.5850, M_{min} = 6.2616 \times 10^{-4}$$



(d) 局所マッハ数及び速度ベクトル

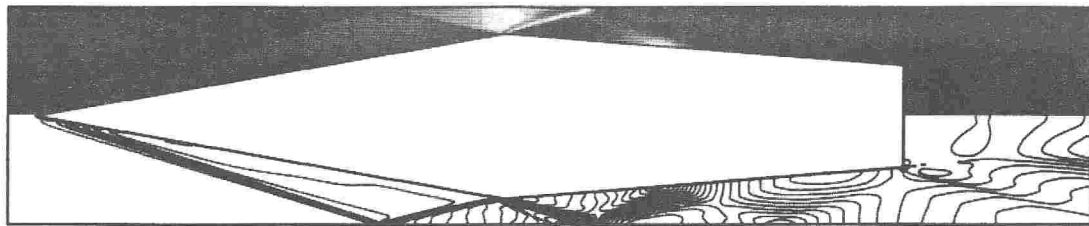
図 3.1: 凍結流 (1500 m/s、0.1013 MPa、上: 分布図、下: 等高線図)

$$\rho_{max} = 2.5401 \text{ kg/m}^3, \rho_{min} = 0.4953 \text{ kg/m}^3$$



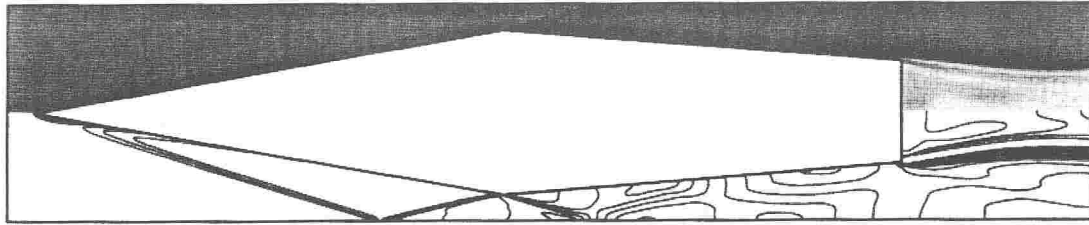
(a) 密度

$$p_{max} = 0.4678 \text{ MPa}, p_{min} = 0.0647 \text{ MPa}$$



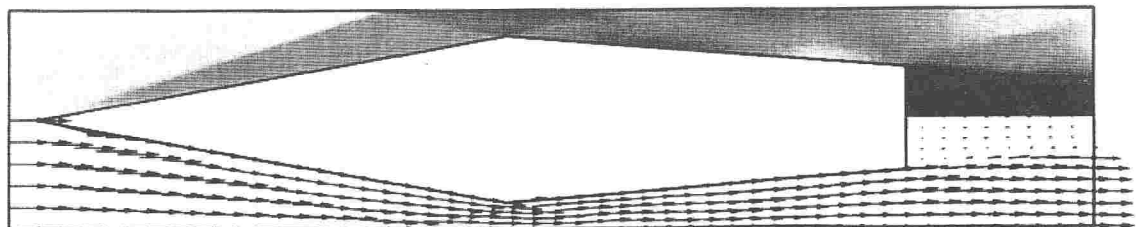
(b) 圧力

$$T_{max} = 732.12 \text{ K}, T_{min} = 177.28 \text{ K}$$



(c) 温度

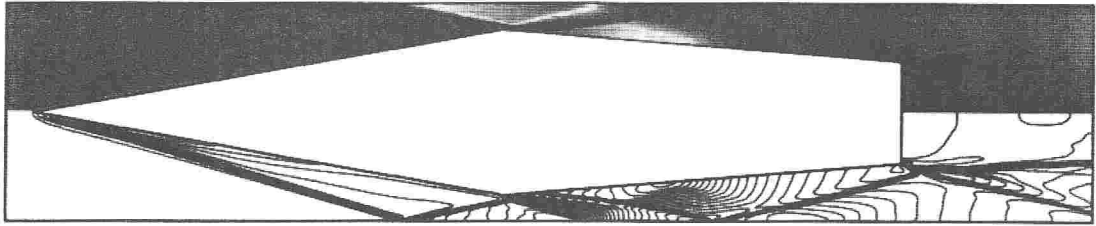
$$M_{max} = 5.6239, M_{min} = 1.2621 \times 10^{-3}$$



(d) 局所マッハ数及び速度ベクトル

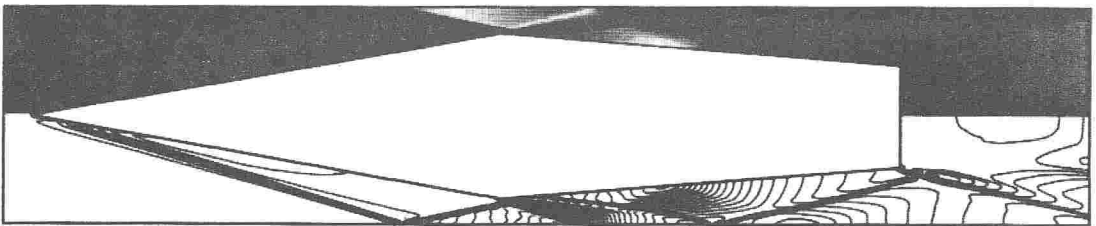
図 3.2: 凍結流 (1700 m/s、0.1013 MPa、上: 分布図、下: 等高線図)

$$\rho_{max} = 2.6035 \text{ kg/m}^3, \rho_{min} = 0.4149 \text{ kg/m}^3$$



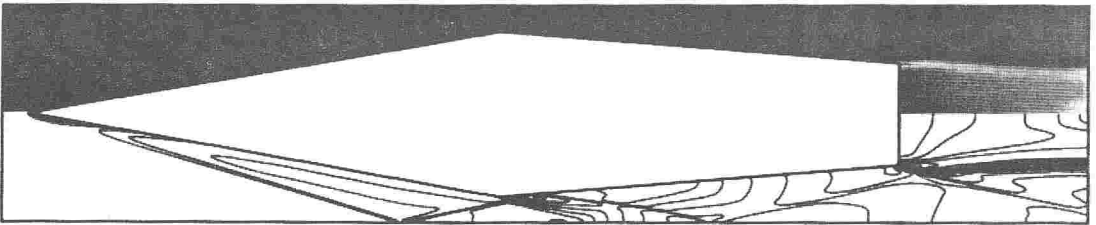
(a) 密度

$$p_{max} = 0.4909 \text{ MPa}, p_{min} = 0.0367 \text{ MPa}$$



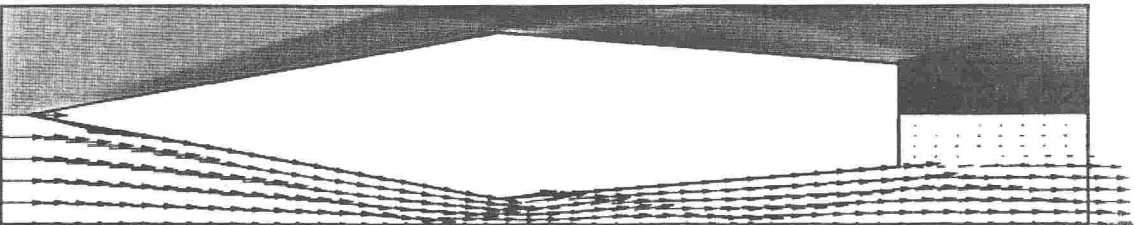
(b) 圧力

$$T_{max} = 931.37 \text{ K}, T_{min} = 144.61 \text{ K}$$



(c) 温度

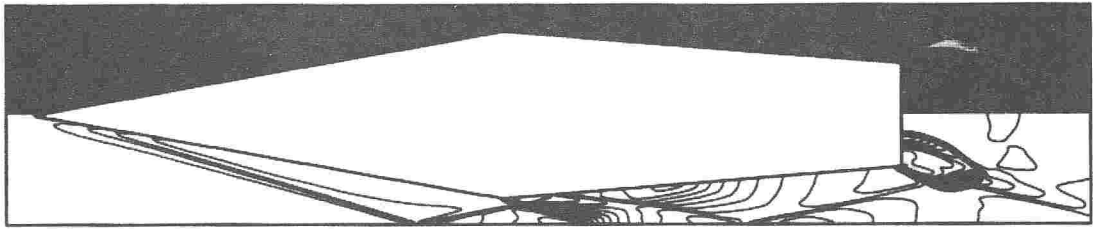
$$M_{max} = 6.9627, M_{min} = 5.2650 \times 10^{-4}$$



(d) 局所マッハ数及び速度ベクトル

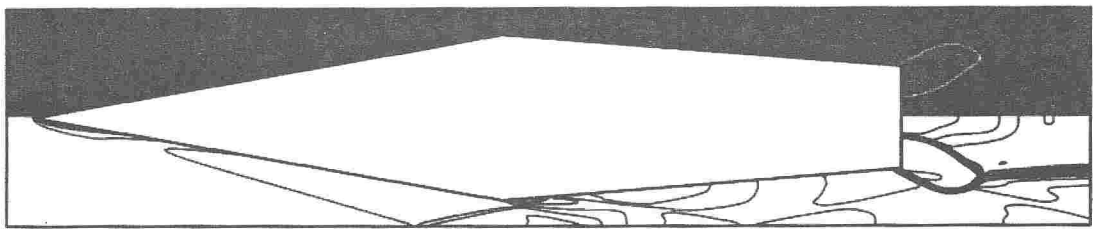
図 3.3: 凍結流 (1900 m/s、0.1013 MPa、上: 分布図、下: 等高線図)

$$p_{max} = 11.0367 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3700 \text{ MPa}$$



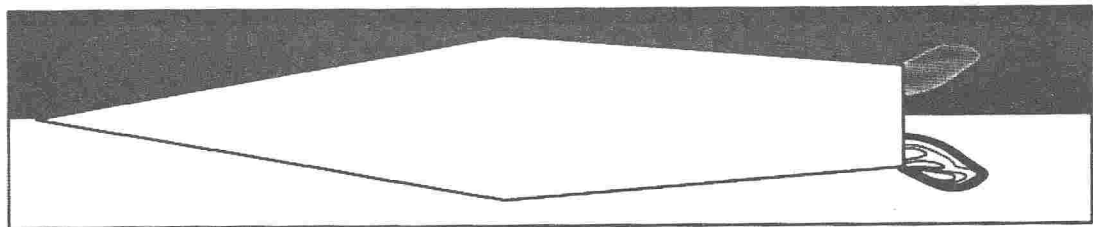
(a) 圧力

$$T_{max} = 1547.22 \text{ K}, T_{min} = 129.07 \text{ K}$$



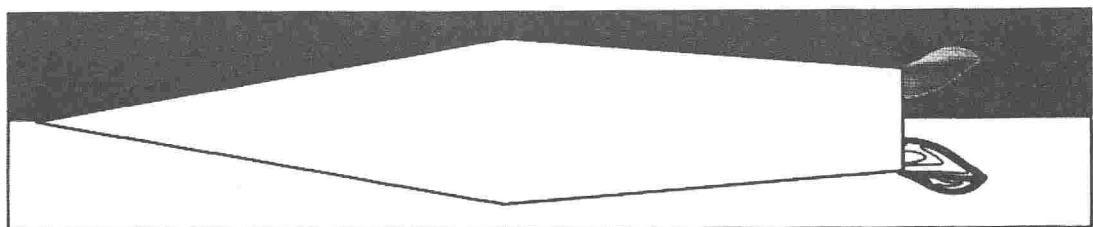
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1636, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

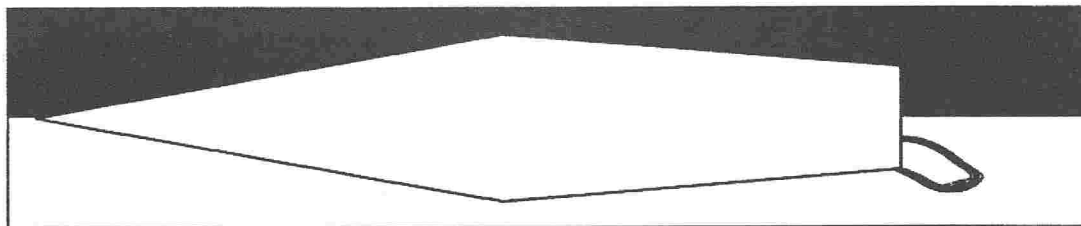
$$Y_{OH,max} = 8.5517 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

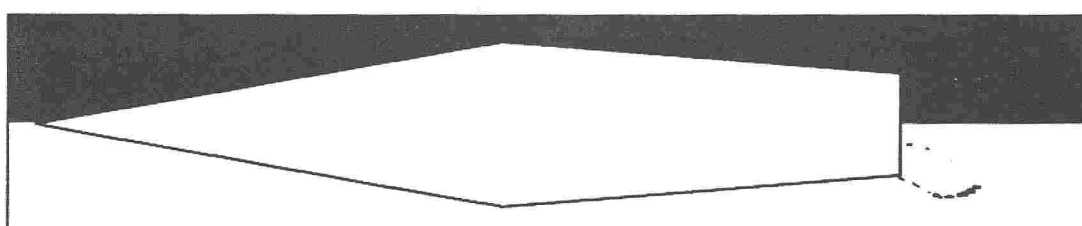
図 3.4: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.165ms, 上: 分布図, 下: 等高線図)

$$\dot{\psi}_{H_2O,max} = 335.84, \dot{\psi}_{H_2O,min} = -2107.00$$



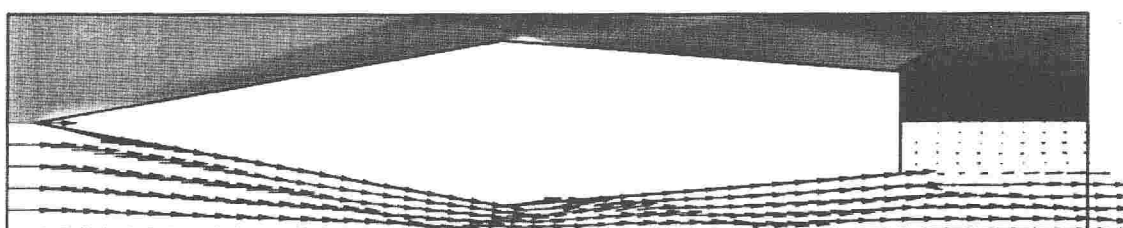
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{\psi}_{OH,max} = 1744.71, \dot{\psi}_{OH,min} = -65.26$$



(f) OH の質量生成速度

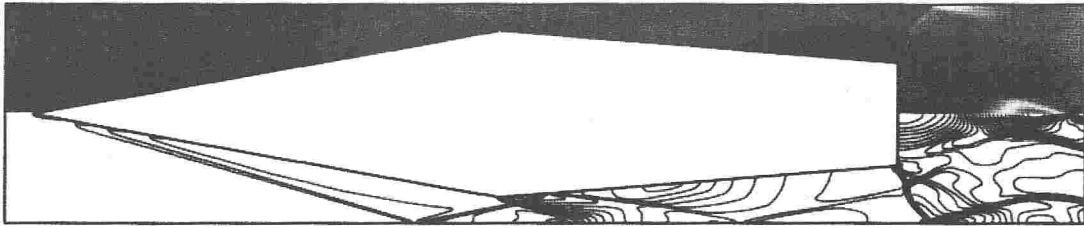
$$M_{max} = 7.6922, M_{min} = 1.1572 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

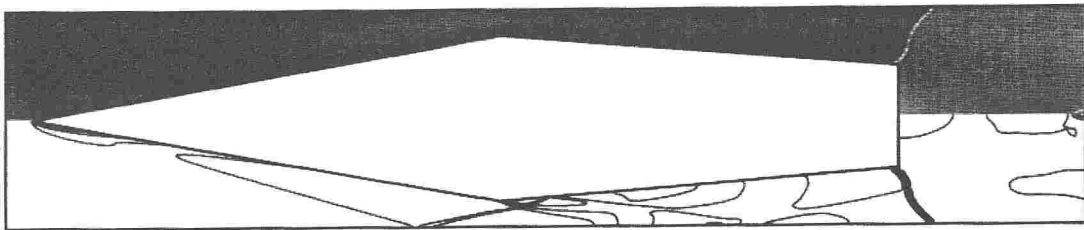
図 3.4: 続き

$$p_{max} = 13.1724 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3618 \text{ MPa}$$



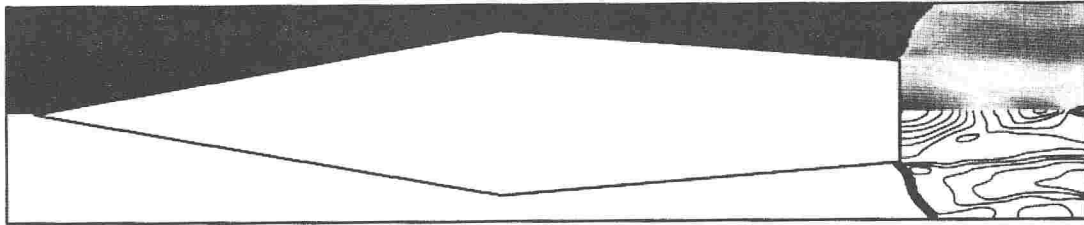
(a) 圧力

$$T_{max} = 1588.09 \text{ K}, T_{min} = 129.12 \text{ K}$$



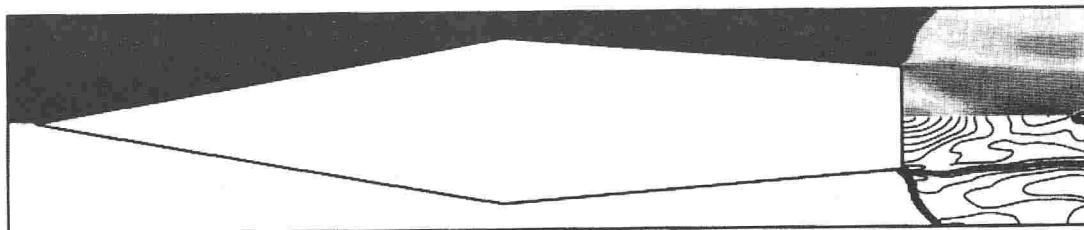
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1819, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

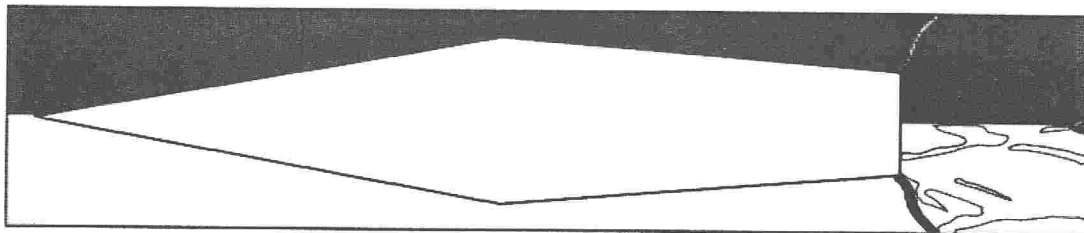
$$Y_{OH,max} = 9.5392 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

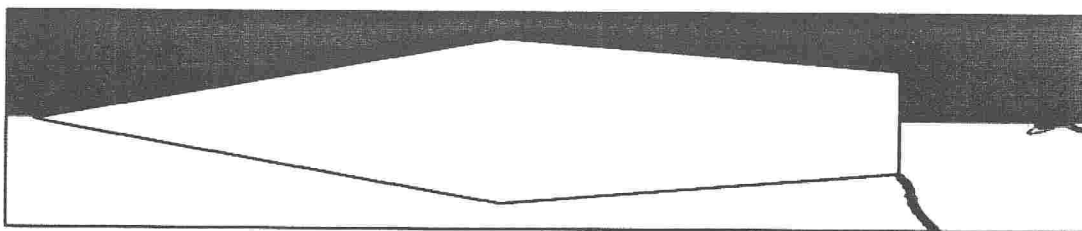
図 3.5: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.170ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 404.39, \dot{w}_{H_2O,min} = -28.00$$



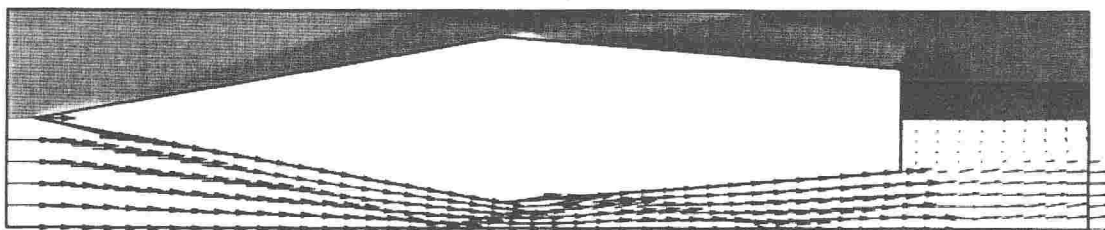
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 171.56, \dot{w}_{OH,min} = -17.73$$



(f) OH の質量生成速度

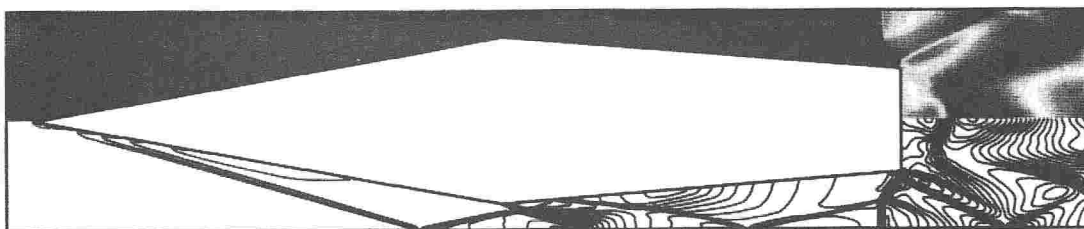
$$M_{max} = 7.6925, M_{min} = 5.3924 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

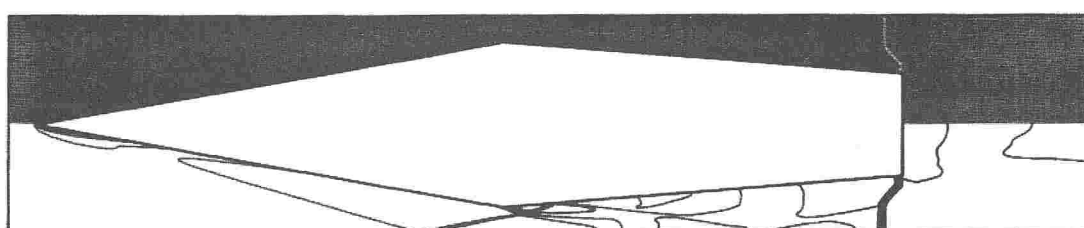
図 3.5: 続き

$$p_{max} = 10.0446 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3583 \text{ MPa}$$



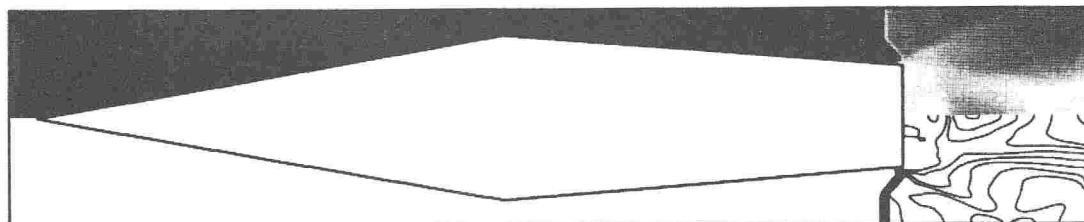
(a) 圧力

$$T_{max} = 1585.26 \text{ K}, T_{min} = 129.10 \text{ K}$$



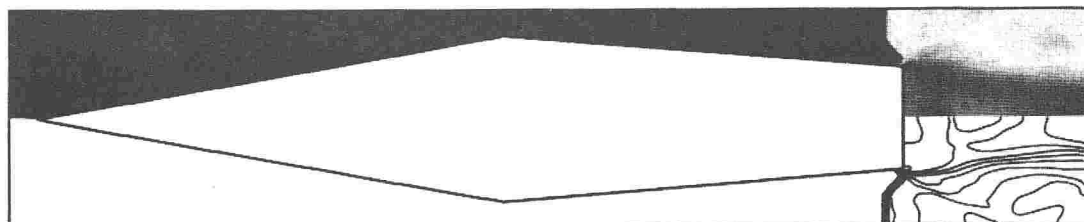
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1689, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

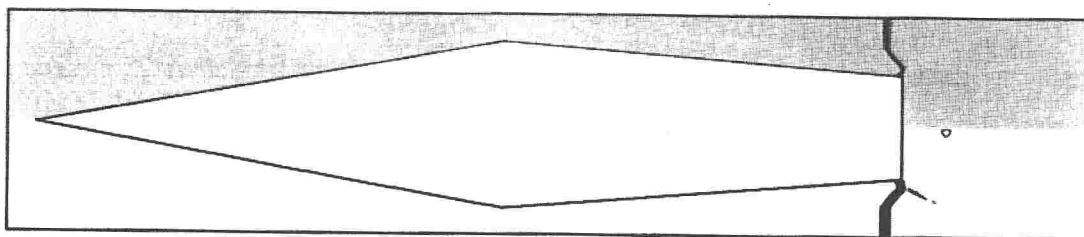
$$Y_{OH,max} = 9.3533 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

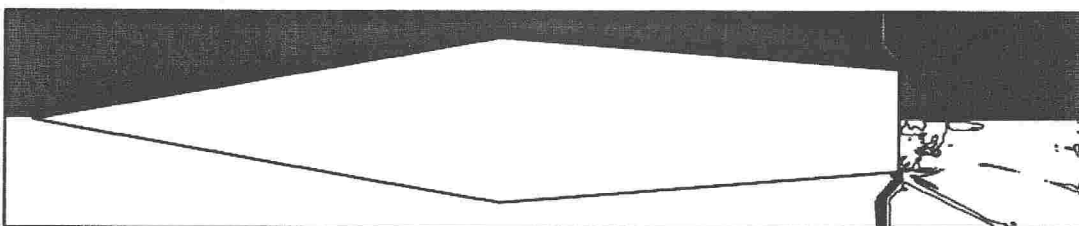
図 3.6: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.20ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 292.44, \dot{w}_{H_2O,min} = -206.64$$



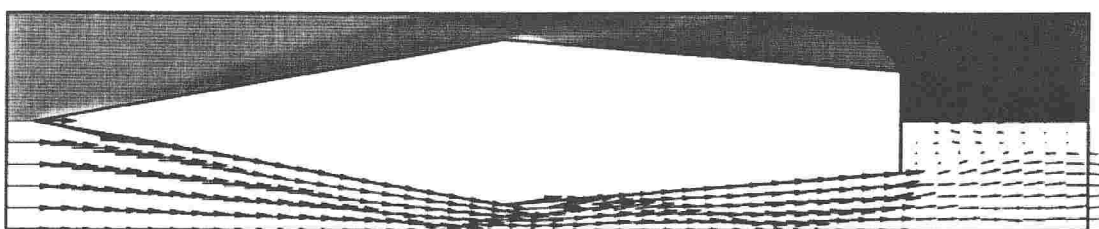
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 81.43, \dot{w}_{OH,min} = -16.18$$



(f) OH の質量生成速度

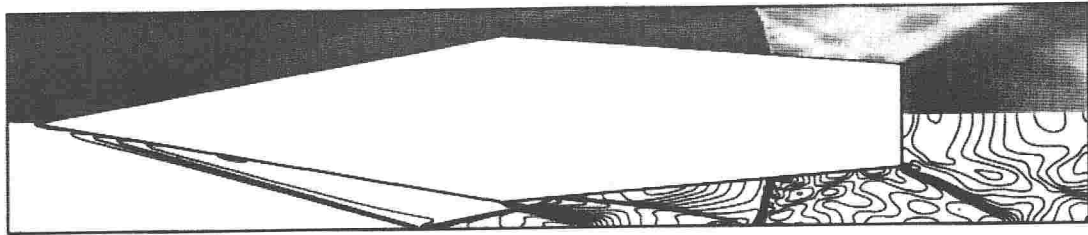
$$M_{max} = 7.6954, M_{min} = 2.0132 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

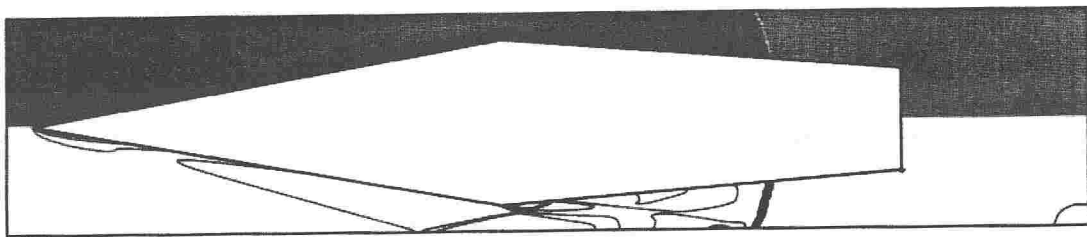
図 3.6: 続き

$$p_{max} = 9.3057 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3582 \text{ MPa}$$



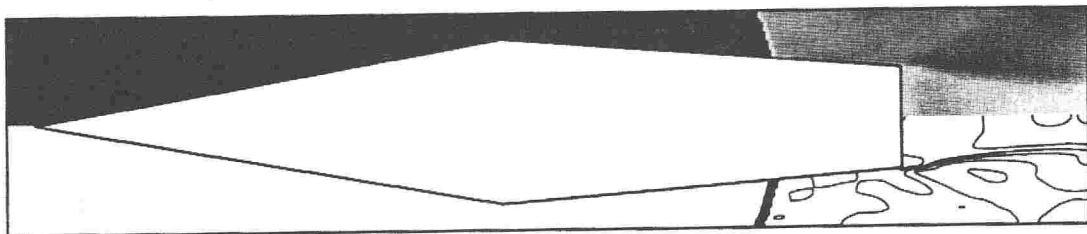
(a) 圧力

$$T_{max} = 1587.29 \text{ K}, T_{min} = 128.97 \text{ K}$$



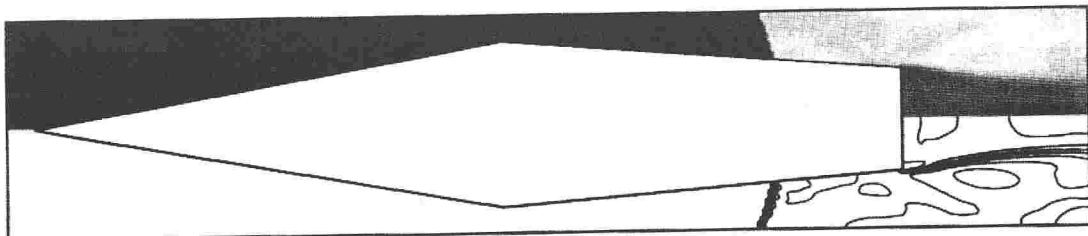
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1724, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

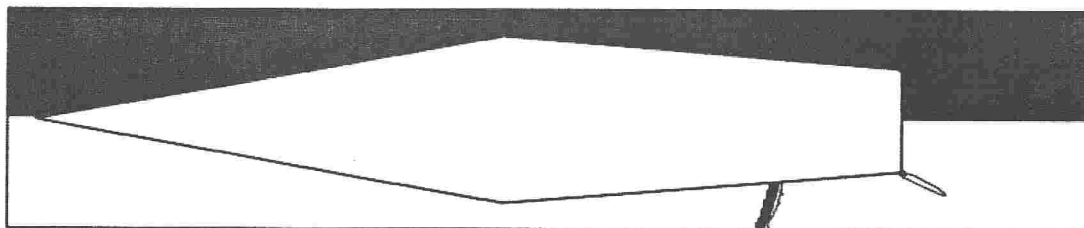
$$Y_{OH,max} = 8.9857 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

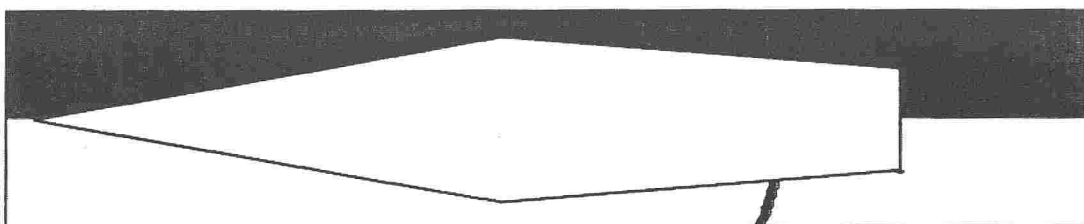
図 3.7: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.25ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 390.57, \dot{w}_{H_2O,min} = -441.40$$



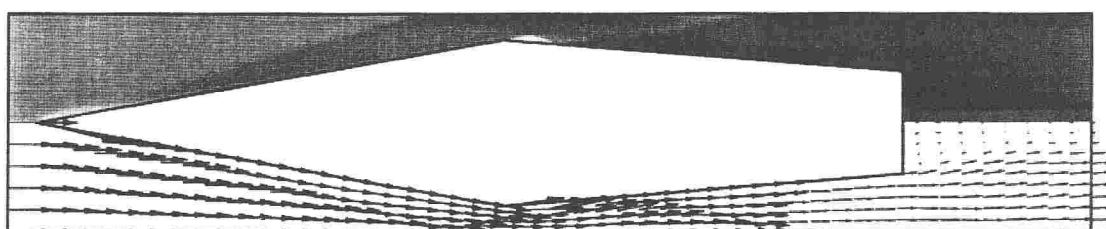
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 245.95, \dot{w}_{OH,min} = -16.01$$



(f) OH の質量生成速度

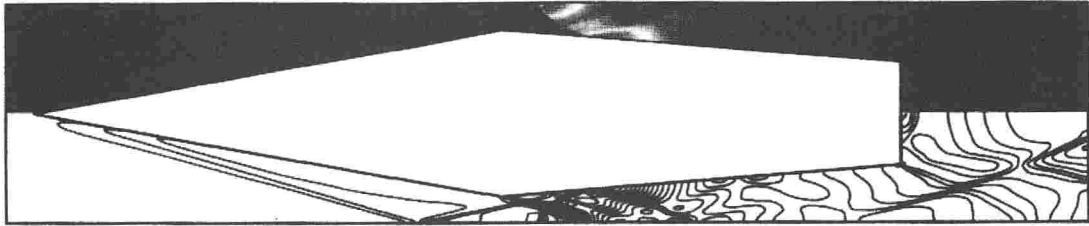
$$M_{max} = 7.7033, M_{min} = 5.4055 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

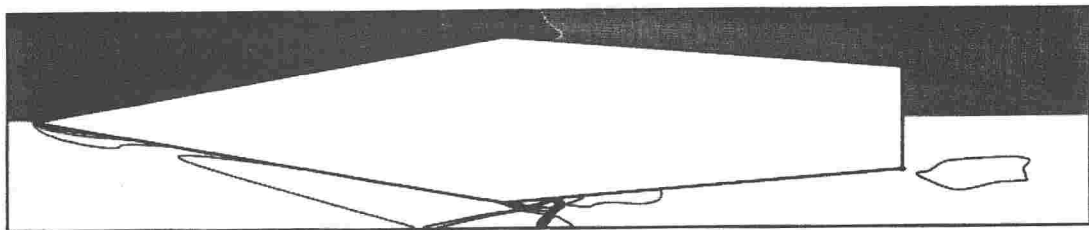
図 3.7: 続き

$$p_{max} = 16.4924 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3576 \text{ MPa}$$



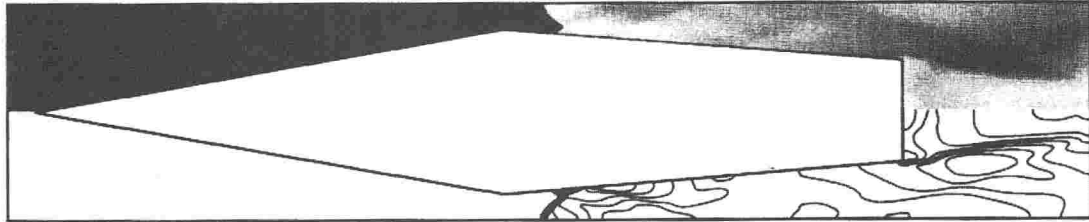
(a) 圧力

$$T_{max} = 1579.85 \text{ K}, T_{min} = 126.55 \text{ K}$$



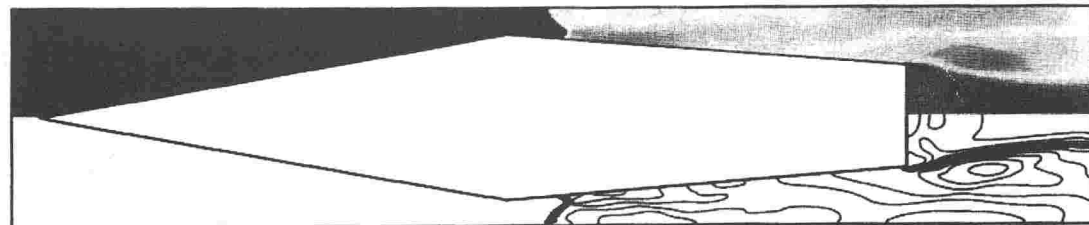
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1838, Y_{H_2O,min} = 1.7655 \times 10^{-41}$$



(c) H₂O の質量分率

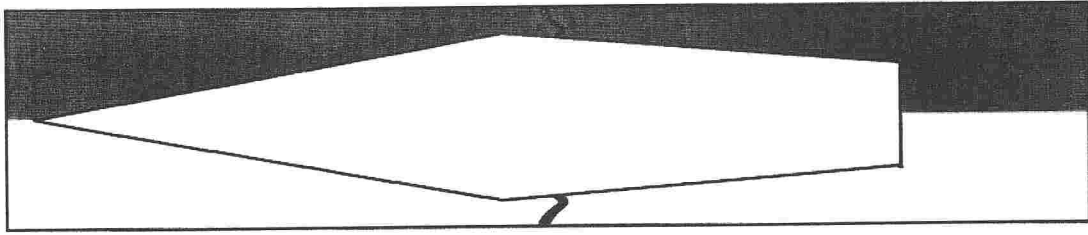
$$Y_{OH,max} = 8.7087 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

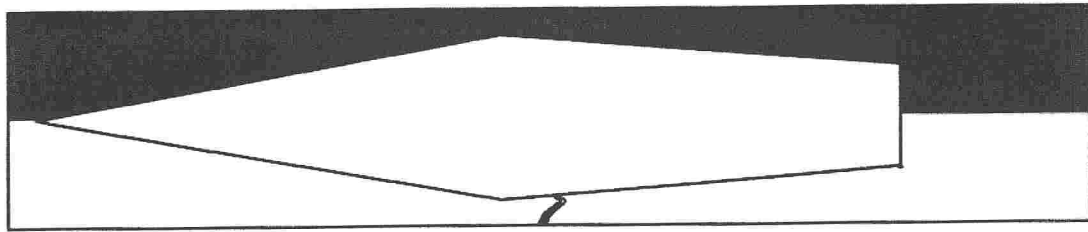
図 3.8: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.30ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 1142.95, \dot{w}_{H_2O,min} = -1099.40$$



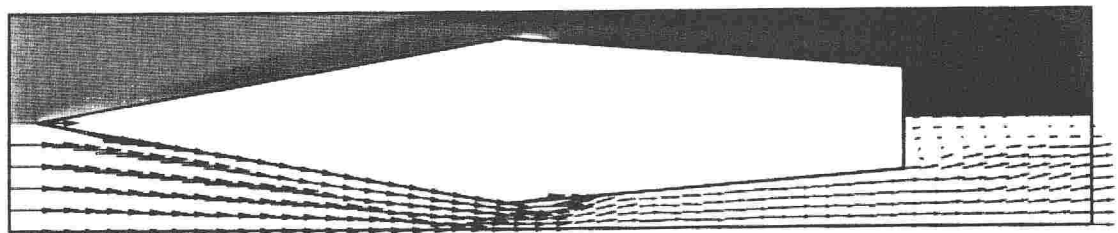
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 902.12, \dot{w}_{OH,min} = -57.50$$



(f) OH の質量生成速度

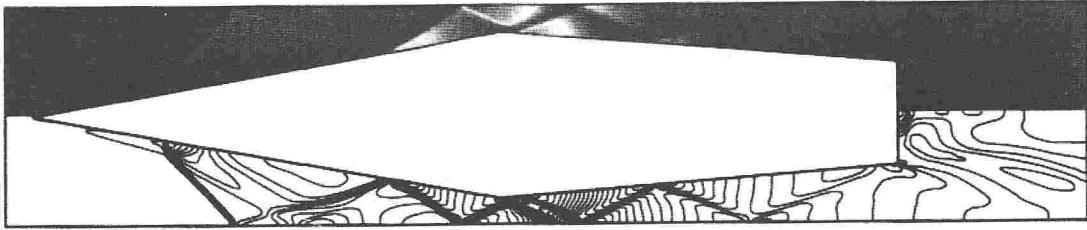
$$M_{max} = 7.7381, M_{min} = 7.9577 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

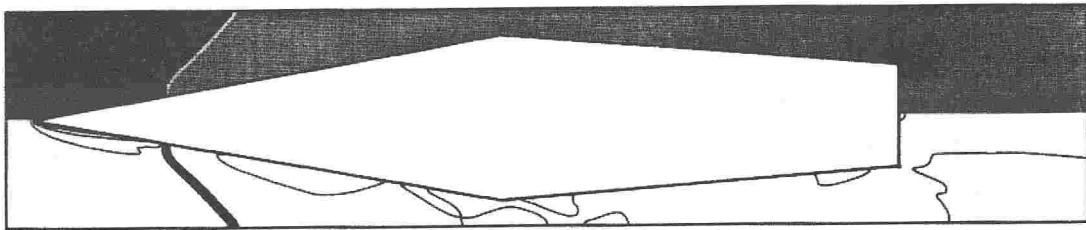
図 3.8: 続き

$$p_{max} = 21.3175 \text{ MPa}, p_{min} = 0.4607 \text{ MPa}$$



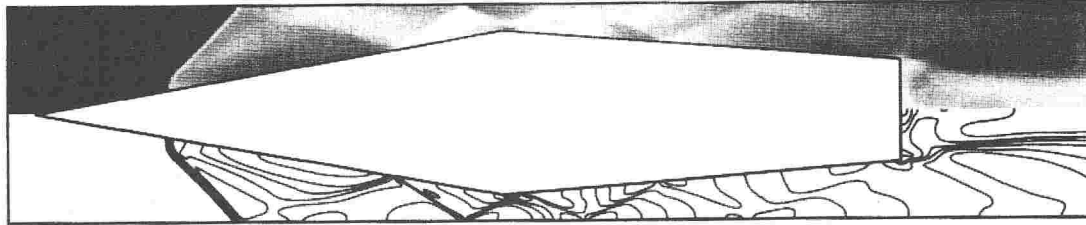
(a) 圧力

$$T_{max} = 1591.88 \text{ K}, T_{min} = 124.60 \text{ K}$$



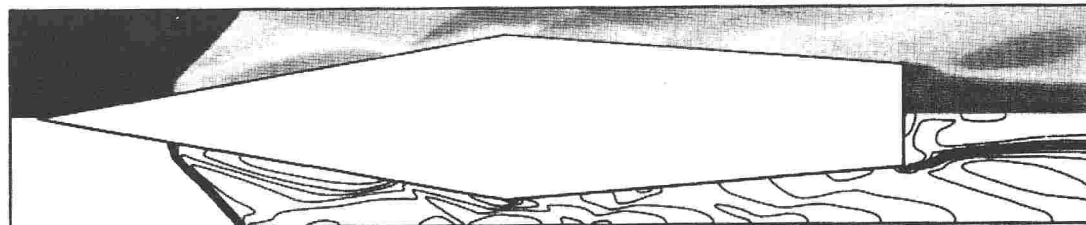
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1768, Y_{H_2O,min} = 2.4118 \times 10^{-41}$$



(c) H₂O の質量分率

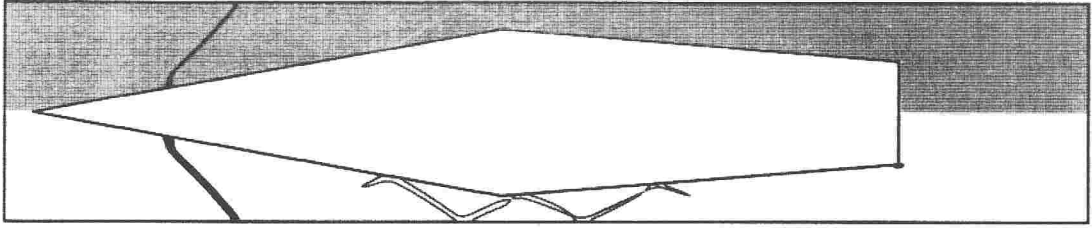
$$Y_{OH,max} = 9.1888 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 2.6204 \times 10^{43}$$



(d) OH の質量分率

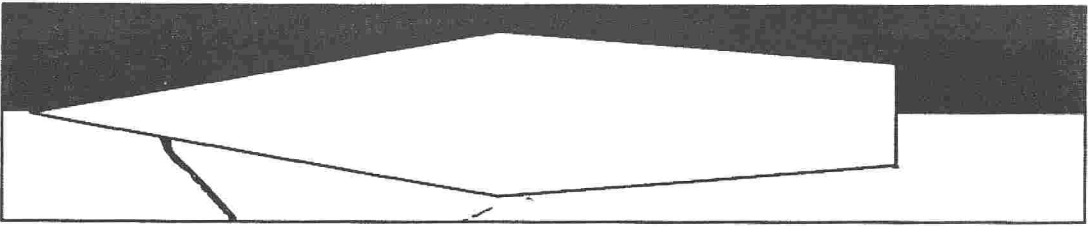
図 3.9: 反応流 (2000m/s, 1.013MPa, 0.35ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 614.68, \dot{w}_{H_2O,min} = -480.19$$



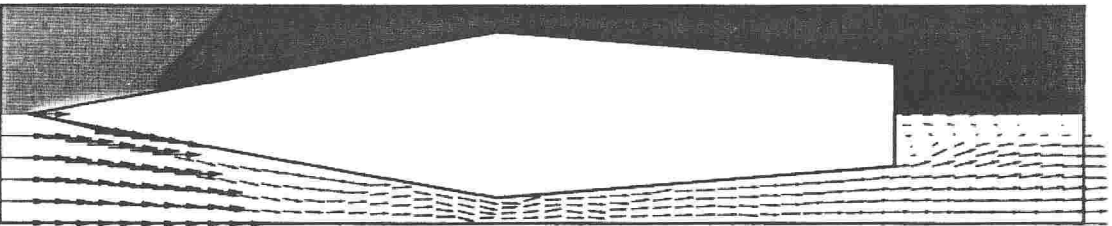
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 340.73, \dot{w}_{OH,min} = -18.60$$



(f) OH の質量生成速度

$$M_{max} = 7.7876, M_{min} = 5.6819 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

図 3.9: 続き

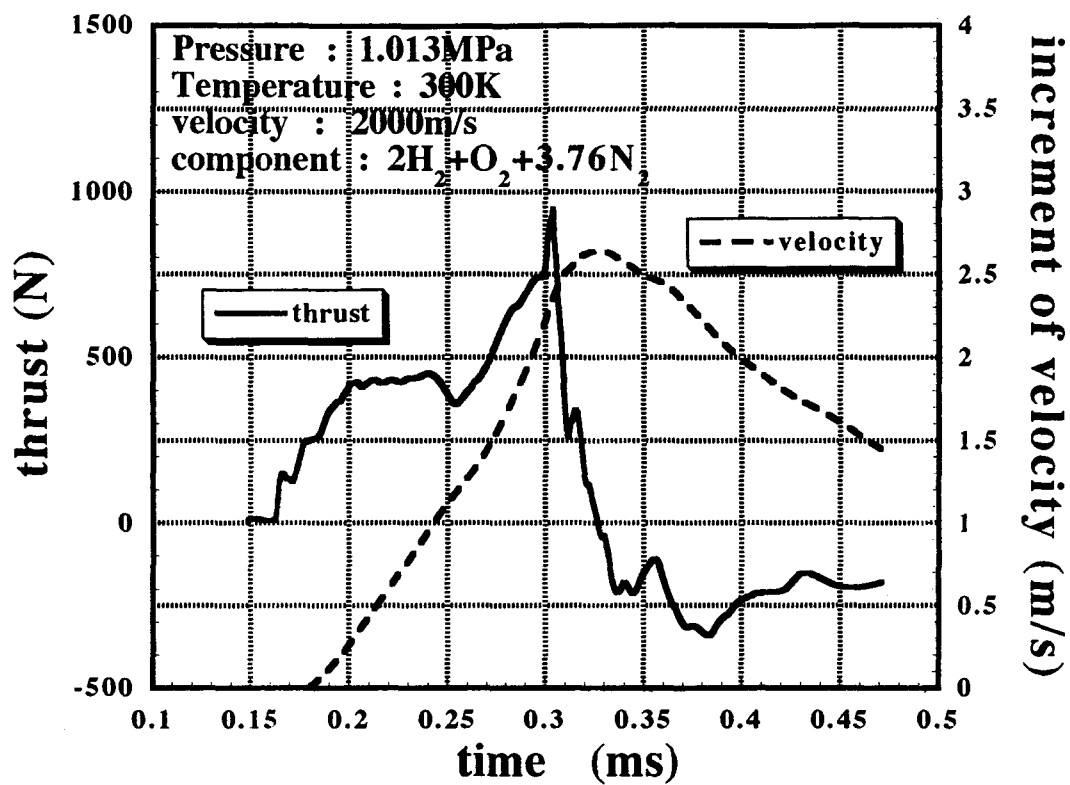
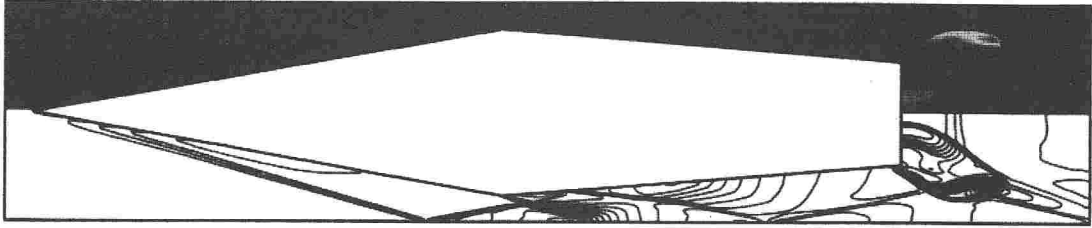


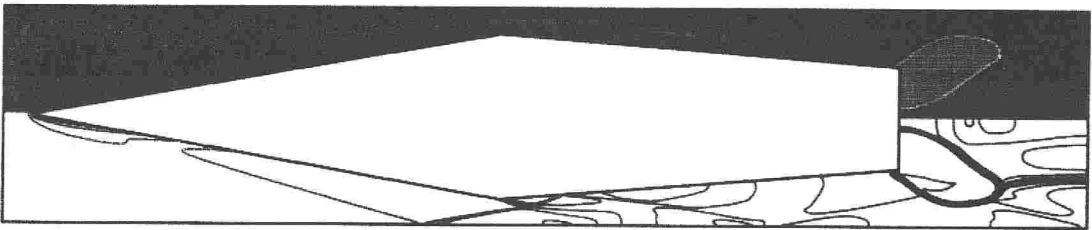
図 3.10: 推力と速度変化 (2000 m/s、1.013 MPa)

$$p_{max} = 12.0945 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3635 \text{ MPa}$$



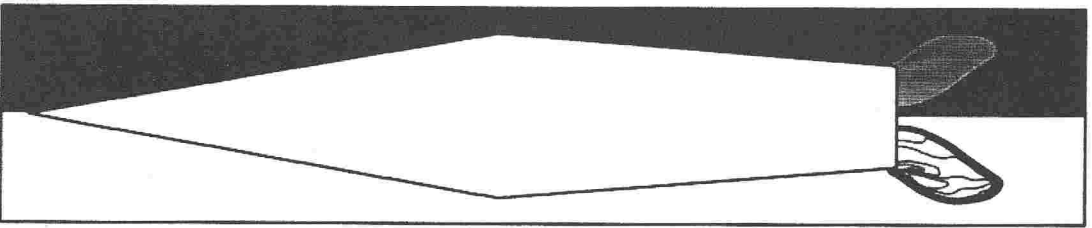
(a) 圧力

$$T_{max} = 1586.74 \text{ K}, T_{min} = 111.98 \text{ K}$$



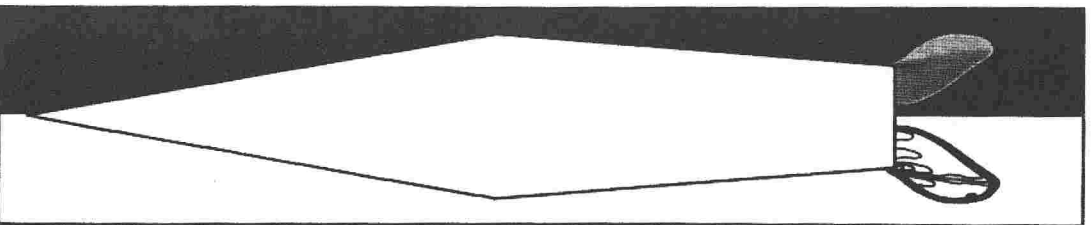
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1618, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

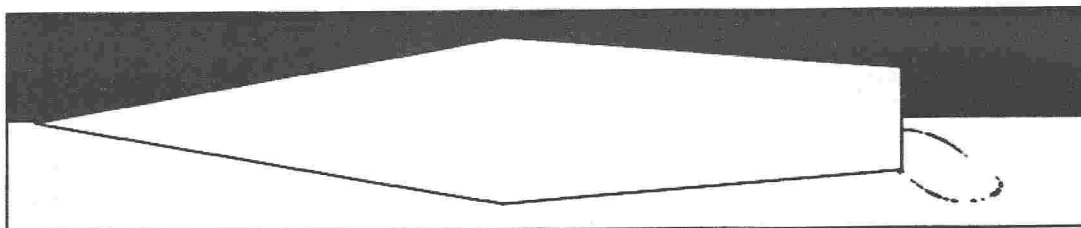
$$Y_{OH,max} = 9.3273 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

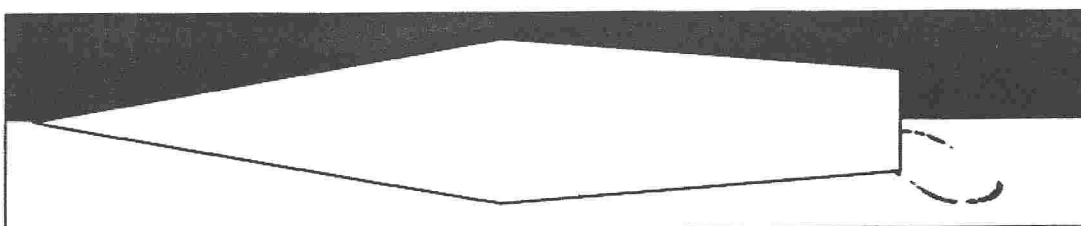
図 3.11: 反応流 (2100m/s, 1.013MPa, 0.270ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 437.15, \dot{w}_{H_2O,min} = -6982.71$$



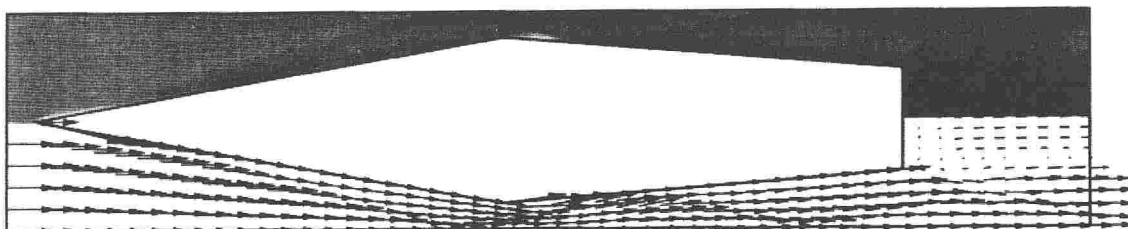
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 1362.26, \dot{w}_{OH,min} = -77.29$$



(f) OH の質量生成速度

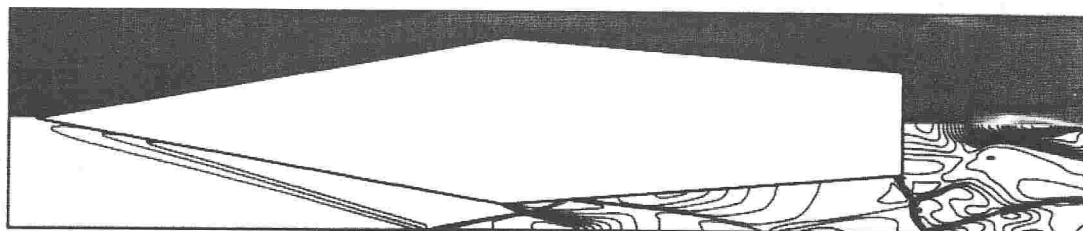
$$M_{max} = 8.7157, M_{min} = 1.3148 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

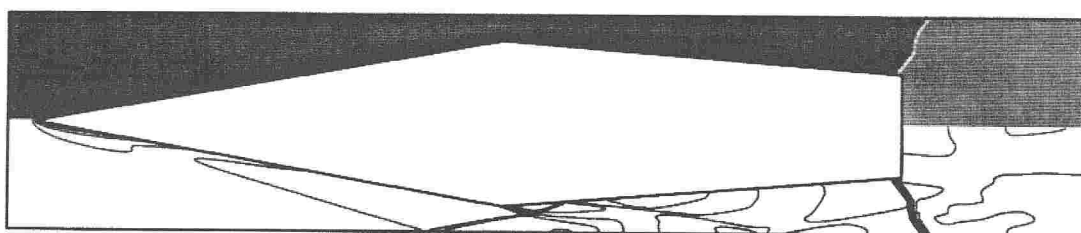
図 3.11: 続き

$$p_{max} = 16.0431 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3649 \text{ MPa}$$



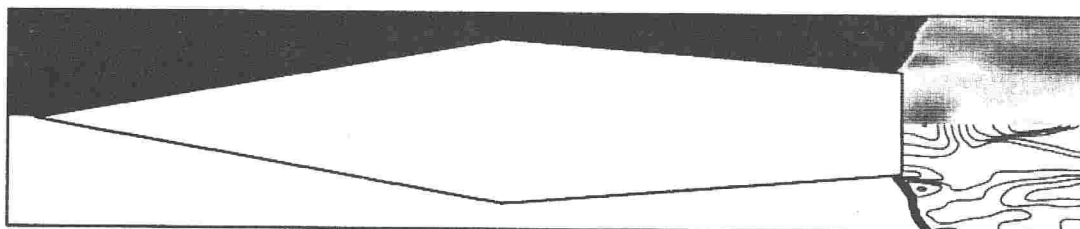
(a) 圧力

$$T_{max} = 1592.92 \text{ K}, T_{min} = 111.97 \text{ K}$$



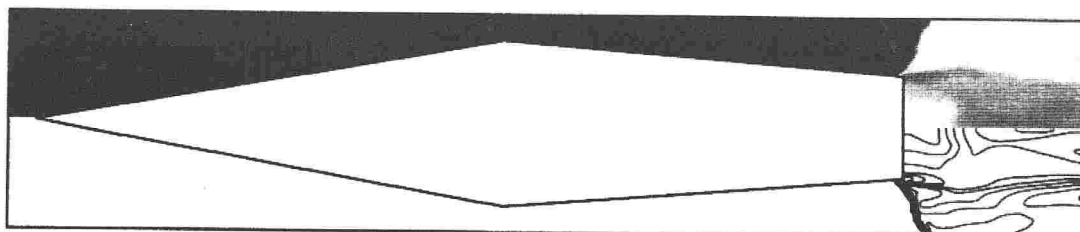
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1713, Y_{H_2O,min} = 8.1415 \times 10^{-43}$$



(c) H₂O の質量分率

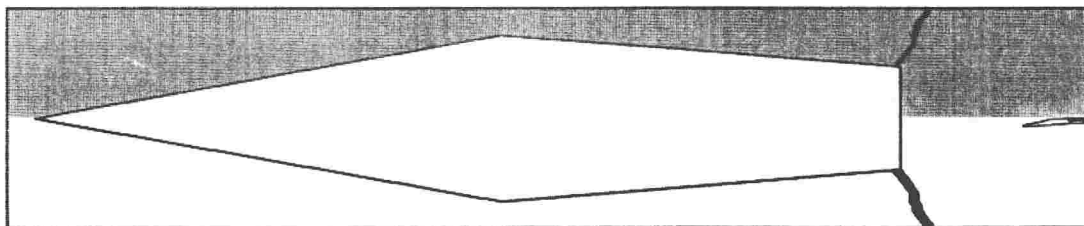
$$Y_{OH,max} = 9.4474 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

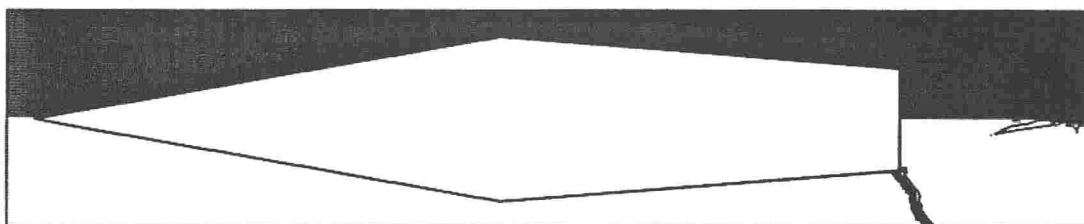
図 3.12: 反応流 (2100m/s, 1.013MPa, 0.275ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 403.05, \dot{w}_{H_2O,min} = -328.97$$



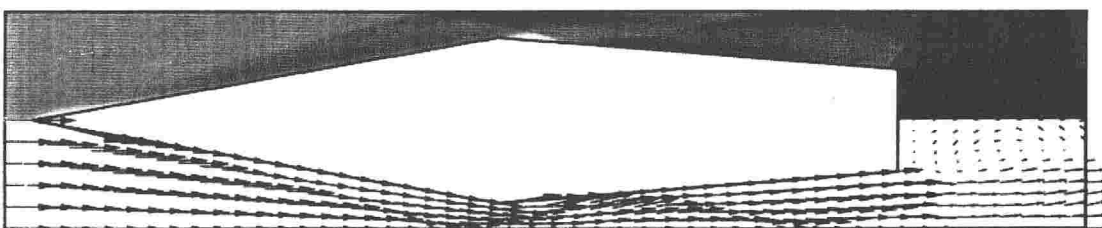
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 170.80, \dot{w}_{OH,min} = -18.23$$



(f) OH の質量生成速度

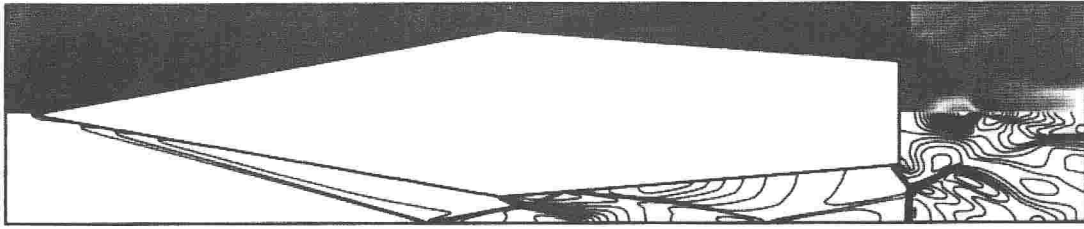
$$M_{max} = 8.7162, M_{min} = 4.0199 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

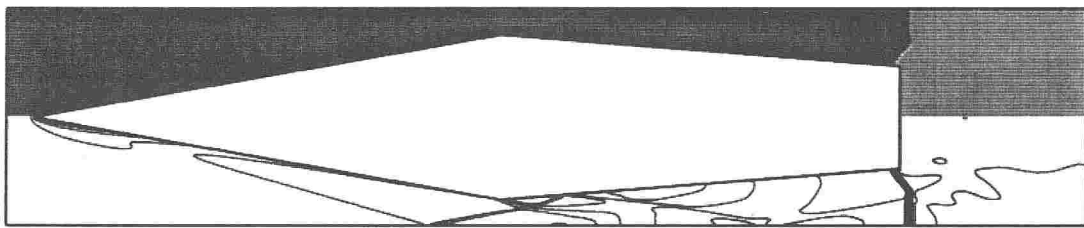
図 3.12: 続き

$$p_{max} = 13.6932 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3559 \text{ MPa}$$



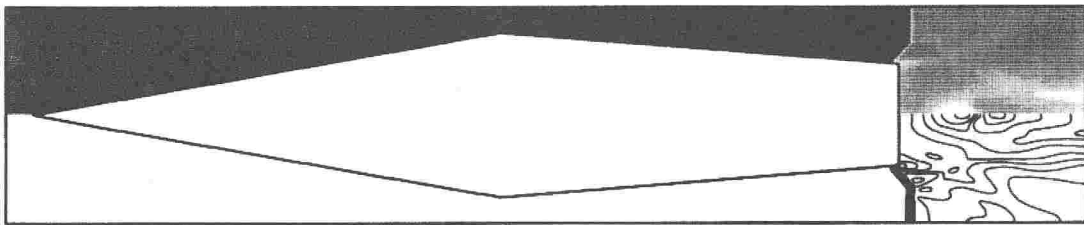
(a) 圧力

$$T_{max} = 1596.27 \text{ K}, T_{min} = 111.96 \text{ K}$$



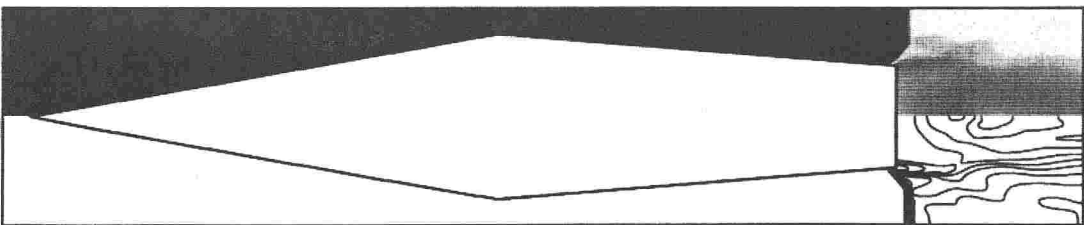
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1636, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

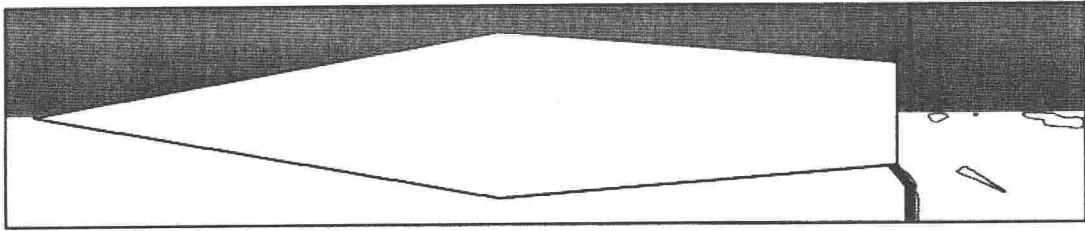
$$Y_{OH,max} = 9.4297 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

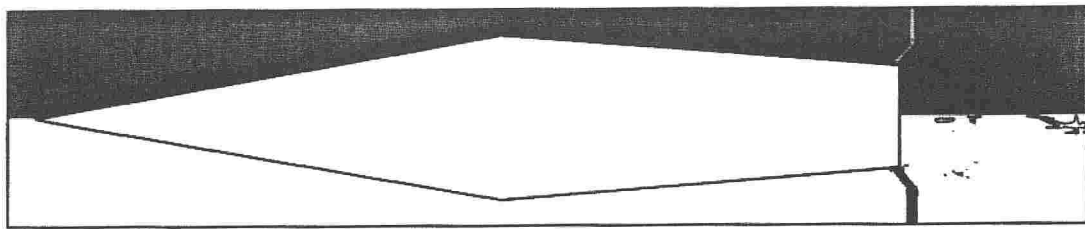
図 3.13: 反応流 (2100m/s, 1.013MPa, 0.285ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 298.37, \dot{w}_{H_2O,min} = -384.15$$



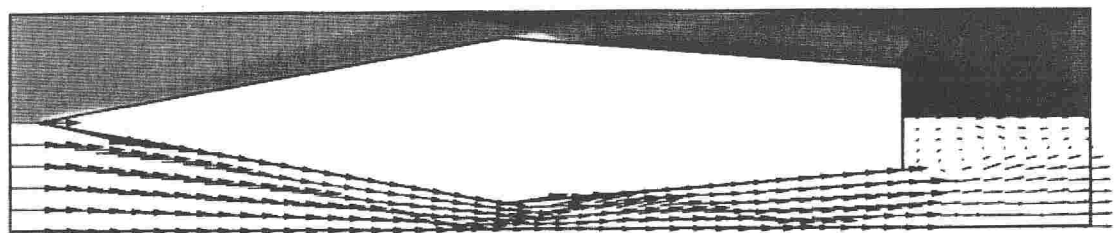
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 60.39, \dot{w}_{OH,min} = -15.46$$



(f) OH の質量生成速度

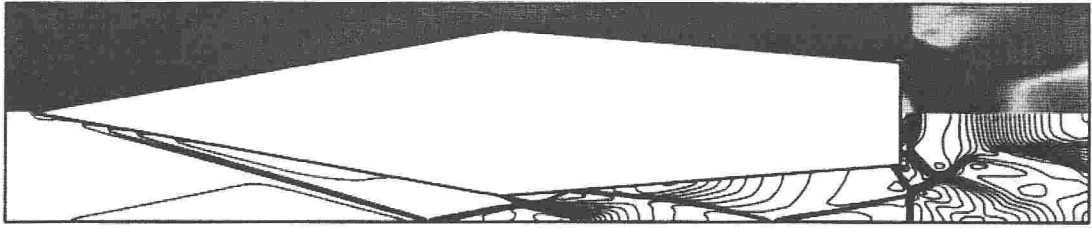
$$M_{max} = 8.7171, M_{min} = 2.4730 \times 10^{-2}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

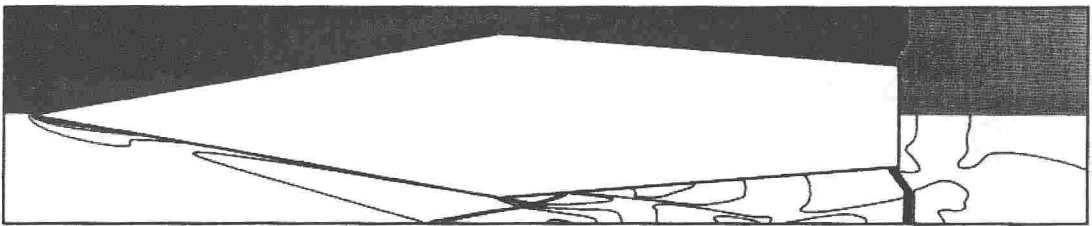
図 3.13: 続き

$$p_{max} = 10.3675 \text{ MPa}, p_{min} = 0.3500 \text{ MPa}$$



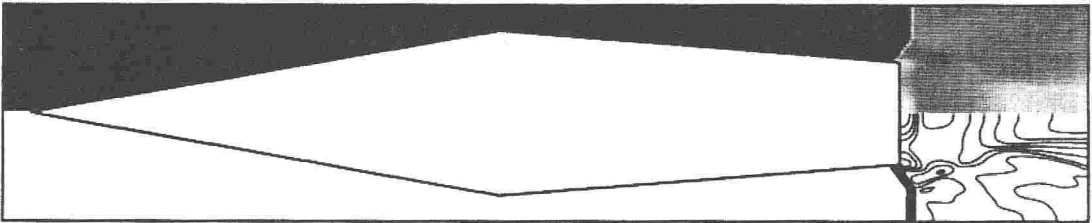
(a) 圧力

$$T_{max} = 1593.94 \text{ K}, T_{min} = 111.19 \text{ K}$$



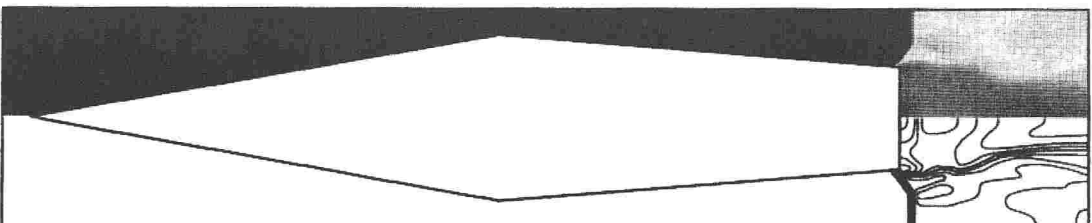
(b) 温度

$$Y_{H_2O,max} = 0.1700, Y_{H_2O,min} = 0.0$$



(c) H₂O の質量分率

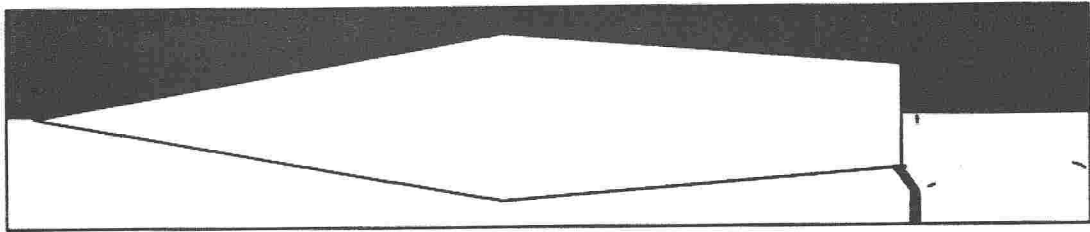
$$Y_{OH,max} = 9.4925 \times 10^{-3}, Y_{OH,min} = 0.0$$



(d) OH の質量分率

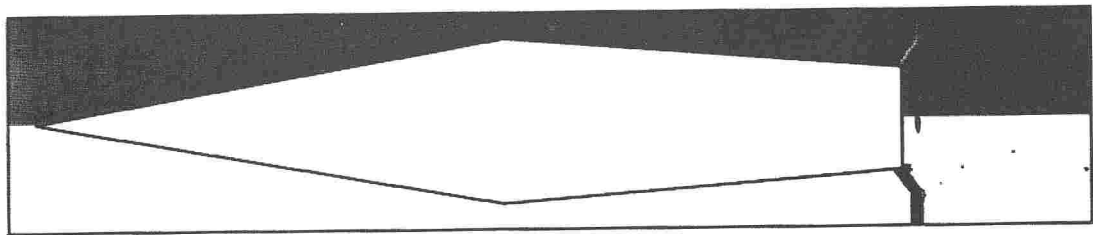
図 3.14: 反応流 (2100m/s, 1.013MPa, 0.611ms, 上:分布図, 下:等高線図)

$$\dot{w}_{H_2O,max} = 299.68, \dot{w}_{H_2O,min} = -353.90$$



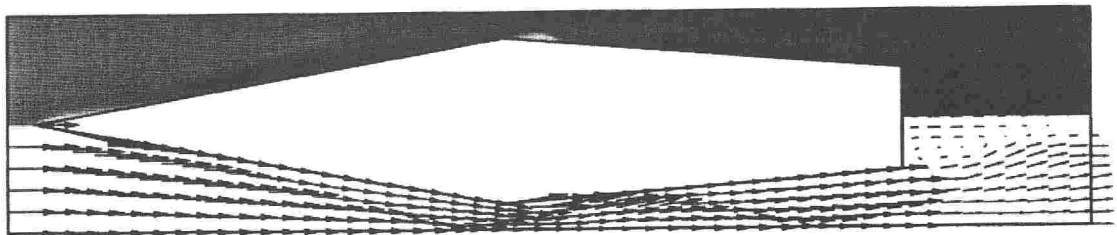
(e) H₂O の質量生成速度

$$\dot{w}_{OH,max} = 44.50, \dot{w}_{OH,min} = -15.60$$



(f) OH の質量生成速度

$$M_{max} = 8.7643, M_{min} = 8.2203 \times 10^{-3}$$



(g) 局所マッハ数及び速度ベクトル

図 3.14: 続き

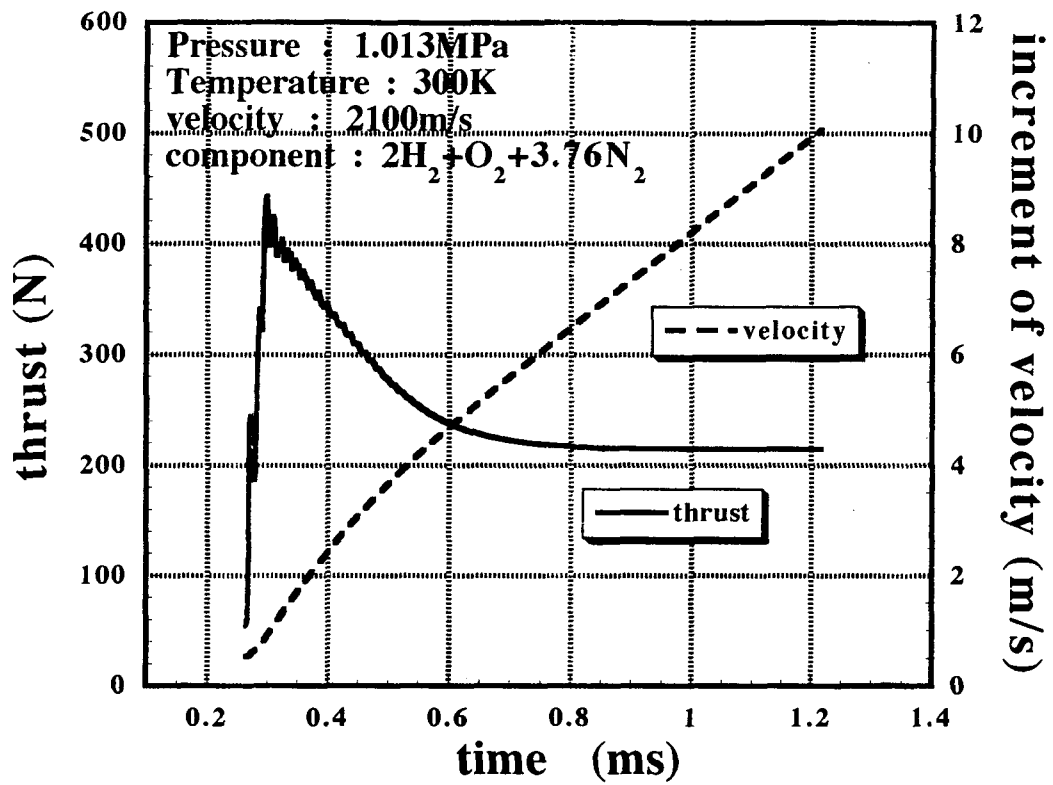


図 3.15: 推力と速度変化 (2100 m/s、1.013 MPa)

第4章 結論

可燃性予混合気体が充填された加速管内に突入した飛翔体周りの流れ場及び燃焼過程について数値解析を行った結果、以下の知見が得られた。

1. 詳細な化学反応を含んだ二次元の計算スキームを一次元燃焼場に適用して、計算スキームの試行計算を行った結果、デトネーション波と C-J 理論値の比較から本計算法の有効性が確認された。また、デトネーション波の詳細な構造を十分捕らえることができた。
2. 飛翔体の速度を変化させて飛翔体先端に形成される衝撃波角を測定値と理論値と比較した結果、良い一致が見られた。
3. 加速管の初期圧力が 1.013 MPa において、飛翔体の速度が 1900 m/s と 2000 m/s の場合、デトネーション波が飛翔体を追い越し、Unstart 条件となる。また、速度が 2100 m/s の場合、飛翔体側面後方にほぼ垂直にデトネーション波が形成され、飛翔体は約 220 N の一定推力が得られた。

関連図書

- [1] A. Hertzberg, A. P. Bruckner : Ram accelerator : A new chemical method for accelerating projectiles to ultrahigh velocities, AIAA J. 26, 1988.
- [2] A. Hertzberg, A. P. Bruckner, C. Knowlen : Experimental investigation of ram accelerator propulsion modes, Shock Waves Vol. 1, 1991.
- [3] C. Knowlen, A. P. Bruckner, D. W. Bogdanoff, A. Hertzberg : Performance capabilities of the ram accelerator, AIAA Paper 87-2152, 1987.
- [4] P. Kaloupis, A. P. Bruckner : The ram accelerator : A chemical driven mass launcher, AIAA Paper 88-2968, 1988.
- [5] A. P. Bruckner, D. W. Bogdanoff, C. Knowlen, A. Hertzberg : Investigation of gasdynamic phenomena associated with the ram accelerator concept, AIAA Paper 87-1327, 1987.
- [6] C. Knowlen, A. P. Bruckner : Hugoniot analysis of the ram accelerator, Shock Waves, Proceedings of 18th International Symposium on Shock Waves Vol.I, Springer-Verlag, Heidelberg, 1992.
- [7] A. E. Kull, E. A. Burnham, C. Knowlen, A. P. Bruckner, A. Hertzberg : Experimental studies of superdetonative ram accelerator modes, AIAA Paper 89-2632, 1989.
- [8] S. Yungster, A. P. Bruckner : A numerical study of the ram accelerator concept in the superdetonative velocity range, AIAA Paper 89-2677, 1989.
- [9] F. Seiler, G. Patz, G. Smeets, J. Srulijes : Presentation of the rail tube version II of ISL's RAMAC 30, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [10] 張 新宇, 下村 幸治, 松岡 将司, 渡辺 敏也, 滝 史郎 : 矩形ラム加速器における着火及び燃焼の実験研究, 日本航空宇宙学会北部支部 1997 年講演会および第 7 回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集, 1997.

- [11] A. P. Bruckner, E. A. Burnham, C. Knowlen, A. Hertzberg, D. W. Bogdanoff : Initiation of combustion in the thermally choked ram accelerator, Shock Waves, Proceedings of 18th International Symposium on Shock Waves Vol.I, Springer-Verlag, Heidelberg, 1992.
- [12] D. L. Kruczynski, F. Liberatore, M. J. Nusca : Experimental Flow Visualization for a Large-Scale Ram Accelerator, J. Prop. and Power Vol.12, No.1, 1996.
- [13] M. Giraud, J. F. Legendre, M. Henner : RAMAC in subdetonative propulsion mode - State of ISL studies, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [14] Liu Sen, Bai Z. Y., Jian H. X., Ping X. H., Bu S. Q. : 37-mm Bore Ram Accelerator of CARDC, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [15] 平形 修二, 前村 純, 佐宗 章弘, 高山 和喜 : ラム加速機の推進特性, 日本航空宇宙学会北部支部 1997 年講演会および第 7 回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集, 1997.
- [16] X. Chang, S. Matsuoka, T. Watanabe, S. Taki : Ignition Study for Low Pressure Combustible Mixture in a Ram Accelerator, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [17] M. J. Nusca, D. L. Kruczynski : Reacting Flow Simulation for a Large-Scale Ram Accelerator, J. Prop. and Power Vol.12, No.1, 1996.
- [18] M. Henner, M. Giraud, J. F. Legendre, C. Berner : CFD Computations of steady and non reactive flow around fin-guided RAM projectiles, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [19] J. E. Leblanc, M. H. Lefebvre, T. Fujiwara : Detailed flowfields of a RAMAC device in H₂-O₂ full chemistry, Shock Wave(1996) 6:85-92
- [20] 遠藤 琢磨, 藤原 俊隆 : Overdriven Detonation Wave Supported by a Blunt Cone, 第 32 回燃焼シンポジウム, 1994.
- [21] J. Y. Choi, I. S. Jeung, Y. Yoon : Transient simulation of superdetonative mode initiation process in scram-accelerator, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1996.
- [22] J. Maemura, S. Hirakata, A. Sasoh, K. Takayama, J. Falcovitz : Diaphragm rupturing processes by a ram accelerator projectile, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.

- [23] 佐宗 章弘, 前村 純, 浜手 雄一郎, 高山 和喜 : ラム加速機における着火・始動のダイナミクス, 第 35 回燃焼シンポジウム, 1997.
- [24] 張 慈享, 滝 史郎, 張 新宇 : 二次元ラム加速器の始動特性の数値シミュレーション, 第 35 回燃焼シンポジウム, 1997.
- [25] X. Wang, E. Spiegler, Y. Timnat : RAMAC-III Benchmark Test : Numerical Simulation of the Flow for Nominal Test Condition, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [26] J. E. Leblanc, T. Fujiwara : Numerical Simulation of the RAMAC Benchmark Test Configuration, Proceedings of the third international workshop on ram accelerator, July 1997.
- [27] 西村 倫明, 田麥 あづさ, 小原 哲郎, 大八木 重治 : ラム加速器内流れの数値解析, 第 35 回燃焼シンポジウム, 1997.
- [28] 高橋 政治 : 超音速流中における気体の混合及び燃焼現象の数値解析, 名古屋大学修士論文, 1990.
- [29] JANAF Thermochemical Table, 3rd.ed., edited by M. W. Chase et al., J. Phys. and Chem. Ref.Data, 1986.
- [30] F. A. Williams : Combustion Theory, Benjamin / Cummings, Menlo Park, 1985.
- [31] J. D. Anderson JR. : HYPERSONIC AND HIGH TEMPERATURE GAS DYNAMICS, McGRAW-HILL, 1989.
- [32] S. Gordon, B. J. McBride : Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations, NASA SP-273, 1971.
- [33] 藤井 孝蔵 : 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, 1994.
- [34] C. A. J. Fletcher : Computational Techniques for Fluid Dynamics Volume II, Springer-Verlag, 1991.
- [35] 中橋 和博 : 格子形成法とコンピューターグラフィックス, 東京大学出版会, 1995.
- [36] H. C. Yee : Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes, NASA TM-89464, 1987.
- [37] H. C. Yee, J. L. Shinn : Semi-Implicit and Fully Implicit Shock-Capturing Methods for Hyperbolic Conservation Laws with Stiff Source Terms, AIAA Paper 87-1116-CP, 1987.

- [38] J. L. Shinn, H. C. Yee, K. Uenishi : Extension of a Semi-Implicit Shock-Capturing Algorithm for 3-D Fully Coupled, Chemically Reacting Flows in Generated Coordinates, AIAA Paper 87-1577, 1987.
- [39] Chiping Li, K. Kailasanath, E. S. Oran : Detonation Structures Generated by Multiple Shocks on Ram-Accelerator Projectiles, Combustion & Flame 108:173-186, 1997.
- [40] A. Harten : High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, J. of Comp. Phys. Vol. 49, 1983.
- [41] P. L. Roe, Approximate Riemann Solvers, Parameter Vector and Difference Schemes, J. of Comp. Phys. Vol. 43, 1981.
- [42] 疋田 強、秋田 一雄 : 燃焼概論, コロナ社, 1971.
- [43] J. D. Anderson. Jr. : Modern Compressible Flow with Historical Perspective, McGraw-Hill, 2nd edition, 1990.

研究発表
別刷り

日本機械学会論文集
Transactions of the Japan Society of
Mechanical Engineers

別 刷

63巻 612号 B編

(平成9年8月)

社団法人 日本機械学会

フィルムデトネーション波開始過程の可視化*

渡辺 真次^{*1}, 小原 哲郎^{*2}
吉橋 照夫^{*3}, 大八木 重治^{*2}

Visualization of Initiation Processes of Film Detonation

Shinji WATANABE, Tetsuro OBARA,
Teruo YOSHIHASHI and Shigeharu OHYAGI

The detonation wave caused by the combustion of a liquid fuel film coated on an inner tube wall has recently attracted considerable attention because of its possible role in explosion hazards in compressed oxygen pipelines. This type of detonation is known as "film detonation" and is classified as a heterogeneous detonation. The structure of a heterogeneous detonation wave is very complex because physical processes such as momentum, heat and mass exchanges between liquid film and the gas phase are coupled with a chemical reaction. Experiments are conducted to investigate the initiation process of film detonation using high-speed schlieren photography and direct photography. It is clearly observed that a secondary shock wave caused by the combustion of liquid fuel film plays a significant role in the transition of film detonation wave.

Key Words: Detonation, Combustion Phenomena, Flow Visualization, Shock Wave, Pressure Wave

1. 緒 論

管内壁に付着した液膜状の液体燃料が燃焼することによりデトネーション波が生じることが報告されており⁽¹⁾, これをフィルムデトネーション波という。フィルムデトネーション波は燃料液膜の燃焼によって生じるエネルギーにより生成されるものであり, 燃料の蒸発, 飛散等の気液二相流を経て形成される。したがって, その形成過程や構造は気体デトネーション波に比べて複雑である。一方, フィルムデトネーション波を原因とする事故例が報告されており⁽²⁾, 圧縮空気配管壁に付着した潤滑油の燃焼に起因したものである。したがって, フィルムデトネーション波の開始過程や構造を明らかにすることは燃焼学のみならず安全工学上の観点からも重要な研究課題である。Bowenら⁽³⁾は噴霧デトネーションの伝ばに関する研究を行う際に, 管壁に付着した液膜の影響について調べている。わが国でも, 中野⁽⁴⁾, 大八木ら⁽⁵⁾によって実験的研究がなされ基本的性質が調べられている。理論的には Rao

ら⁽⁶⁾, Fujitsunaら⁽⁷⁾の準一次元的解析であるが二次元および三次元構造については不明である。フィルムデトネーションの構造については Raglandら⁽⁸⁾のシュリーレン写真により, 先頭衝撃波後方にいくつかの強い二次衝撃波が観察されているがフィルムデトネーション波に遷移する過程を含めてその構造について十分明らかにされているとはいえない。

本研究ではフィルムデトネーション波の構造と開始機構を解明することを目的に高速度カメラを用い, シュリーレンおよび直接写真によって可視化したので報告する。

2. 実 験

2・1 実験装置 図1に実験装置の概略を示す。実験装置はデトネーション管, 圧力波と燃焼波を測定する測定系, 可視化を行う光学系から構成される。図2はデトネーション管の概略図である。管は, 駆動管(長さ500mm), 被駆動管(長さ3000mm)およびダンプタンクで構成され, 各管の接続部はマイラー膜(厚さ25 μ m)で仕切られている。駆動管と被駆動管は長さ500mm, 内寸法25 \times 30mmの断面をもつ矩形管をつなぎ合せたものである。駆動管管端には点火プラグが設置され, 内部には気体デトネーション波への

* 原稿受付 1996年3月21日。

*¹ 学生員, 埼玉大学大学院 (〒338 浦和市下大久保255)。*² 正員, 埼玉大学工学部。*³ 埼玉大学工学部。

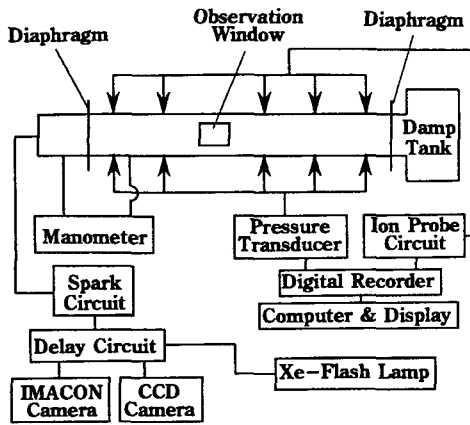


Fig. 1 Experimental set-up

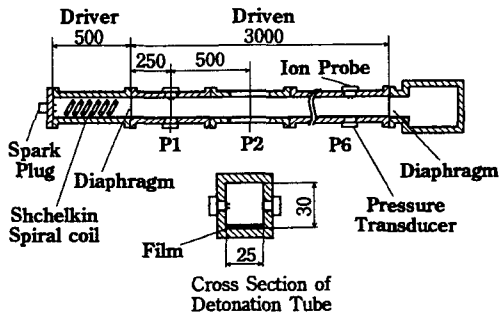


Fig. 2 Detonation tube

遷移を促進させるシェルキンスパイラルコイルが挿入されている。被駆動管を構成する6個の矩形管は、駆動管に近いほうから順にP1~P6と呼ぶ。被駆動管中央の両側面には管軸に直交して測定孔を取付け、それぞれにピエゾ形圧力変換器(Piezo Electronics Co. Ltd., 113 A 24, 共振周波数 500 kHz)とイオンプローブとが対向して設置されている。イオンプローブは2本の鉄端子(かんげき 3 mm)に 90 V の電圧を印加したもので、燃焼波背後の電離した気体を検知することができる。さらに被駆動管には、管軸方向 200 mm、高さ方向 30 mm の光学ガラス(BK 7, 厚さ 30 mm)を管両側面中央に取付けた可視化管が設置されている。可視化管と測定管を入れ替えることにより任意の位置での現象の可視化が可能である。可視化にはシュリーレン撮影と直接撮影の2種類を用いた。光源は発光時間 200 μs のキセノンフラッシュランプであり、イメージコンバータカメラ(Hadland Photonics Co. Ltd., IMACON 792)を用いて撮影した。どちらの撮影方法でも 50 000 こま/s(こま間隔 20 μs)で撮影を行った。

2.2 実験方法 表1に実験条件を示す。駆動管には量論混合比の酸水素混合気体を充てんし、酸水素

Table 1 Experimental conditions

Driver	Gas	2H ₂ +O ₂
	Temperature	Room Temperature
Driven	Gas	O ₂
	Temperature	Room Temperature
	Fuel Mass	Kerosene 83.3 g/m ² (thickness 104 μm)

	Driver Pressure [kPa]	Driven Pressure [kPa]
Case.1	74.6	53.3
Case.2	101.3	53.3
Case.3	152.0	53.3
Case.4	152.0	80.0

混合気の燃焼により生成される衝撃波を被駆動管に入射させた。開始エネルギーの違いによる現象の変化を調べるため被駆動管初期圧は 53.3 kPa と一定とし、駆動管初期圧を Case. 1~3 の三とおりに変化させた。また、定常デトネーション波を得るために駆動管初期圧を 152 kPa、被駆動管初期圧を 80 kPa とした Case. 4 の条件でも実験を行った。燃料は市販のケロシンを使用した。このケロシンの元素質量割合は、炭素元素 76~80%、水素元素 12.5~13%である。ケロシンは炭素数 8~16 の飽和炭化水素の混合物と考えられ、これらの初期条件下での蒸気圧から換算した蒸気の体積割合は、炭素数 8 のオクタン(C₈H₁₈)以外は希薄側の可燃限界以下である。また、オクタンはケロシン中にはわずかしか含まれておらず、これらのことから駆動管から入射した衝撃波が通過する前に被駆動管内で可燃性予混合気体となるおそれはない。ケロシンの塗布は次の方法で行った。まず、ケロシンを染み込ませたスポンジを被駆動管内で往復移動させることでケロシンを管底にのみ塗布させた。この方法により被駆動管内は均一な塗布状態になると考えられる。その平均塗布量は 83.3 g/m²(厚さ約 104 μm)である。平均塗布量を当量比に換算すると 6~9 程度となり燃料過剰の条件であることから、塗布量のばらつきによる現象の変化は観察されなかった。

3. 結果および考察

3.1 圧力波形 図3~5は被駆動管の各測定位置(P1~P6)における圧力波形およびイオン電流波形の一例を示し、それぞれ Case. 1~3 の実験条件に対応する。横軸は点火からの経過時間であり、基準線上方に圧力波形、下方にイオン電流波形を示してある。時間の経過とともに衝撃波および燃焼波が被駆動管内を伝

ばする様子がわかる。図3~5中のS1は先頭衝撃波、S2は二次衝撃波、RWは小規模な局所爆発によって生じ後方へ伝ばする圧力波である。図3のP2ではS1からイオン電流波形が立ち下がるまでの時間間隔が長く、S2がその間に到達している。P2におけるS1は単純な衝撃波である。P3以降徐々に圧力値が上昇し、先頭衝撃波が通過してから燃焼波が到達するまでの時間は著しく短くなる。また、S1背後で圧力が振動している様子がとらえられている。この圧力振動は燃焼によって生じた横波に起因すると考えられる。燃焼波が先頭衝撃波に追いつくことにより衝撃波は加速する。P6位置では衝撃波と燃焼波が一体となって伝ばしていることから、ほぼデトネーション波へ遷移しているといえる。波面後方の規則的圧力変動は横波の存在を暗示している。図4に示したCase.2の場合、駆動管初期圧が高いため衝撃波からデトネーション波へ遷移するまでの距離が短い。また、図5に示したCase.3の場合では、P3位置ですでにデトネーション波が生成されており、ほぼ一定の速度で被駆動管内を伝ばする。また、S1背後における圧力の振動が著しいことから、波面の三次元構造が複雑であることを示す。

3.2 伝ば過程 図6と図7はそれぞれ先頭衝撃

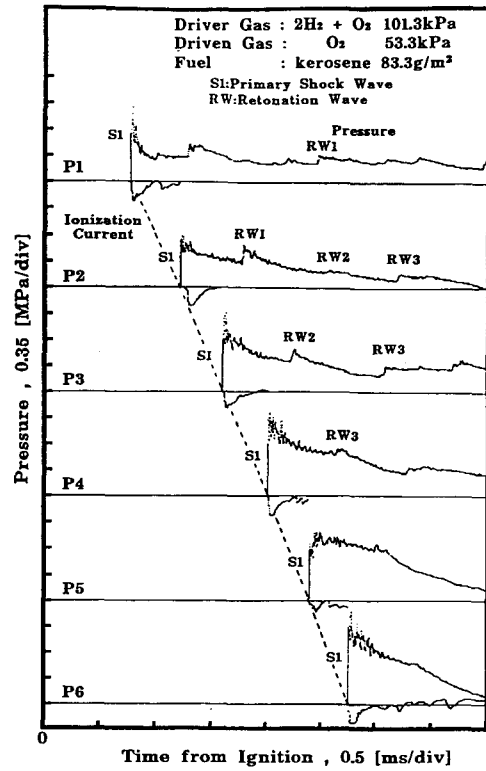


Fig. 4 Pressure histories (Case. 2)

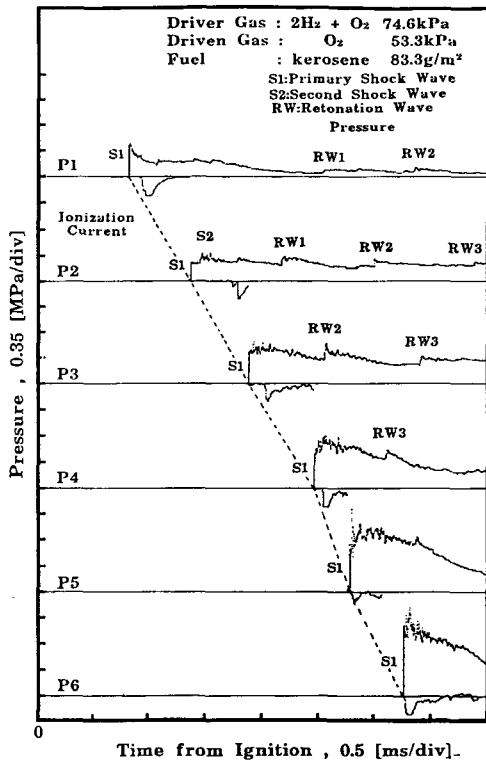


Fig. 3 Pressure histories (Case. 1)

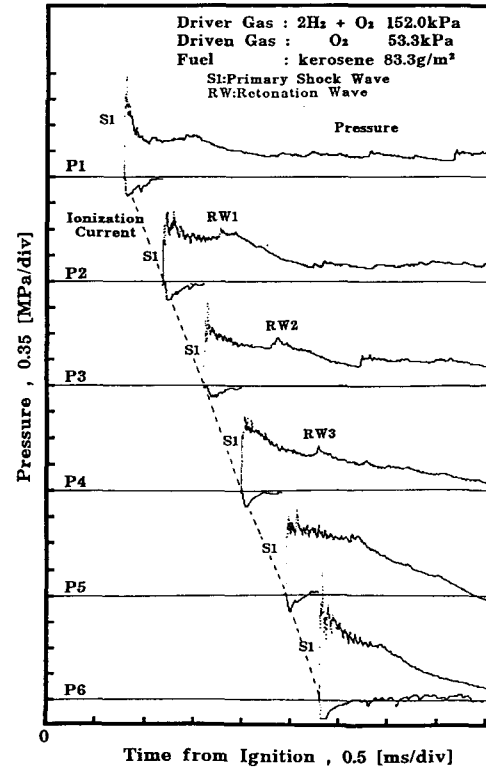


Fig. 5 Pressure histories (Case. 3)

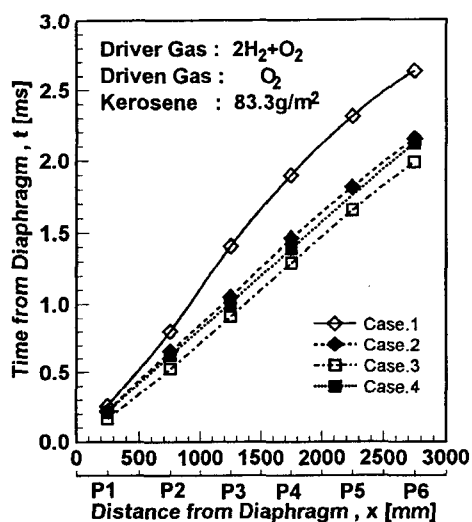


Fig. 6 Wave diagram of incident shock wave

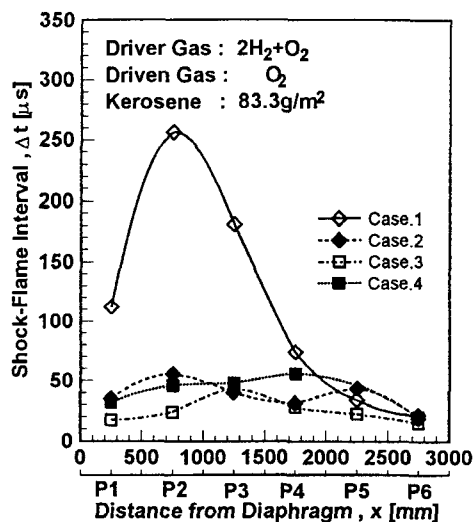


Fig. 8 Time interval between shock wave and combustion wave

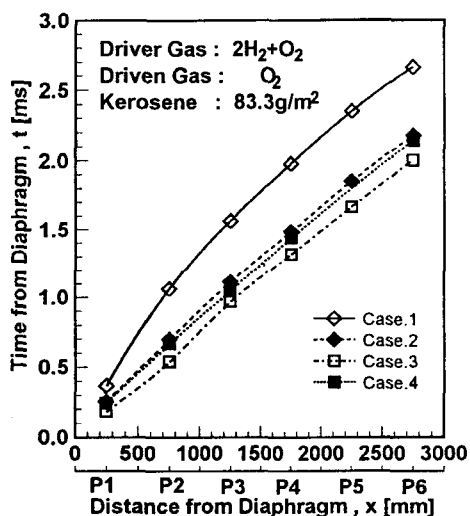


Fig. 7 Wave diagram of combustion wave

波と燃焼波の波動線図である。横軸は被駆動管の位置 x であり、縦軸は被駆動管に衝撃波が入射してからの経過時間である。燃焼波は図3に示したイオン電流波形が立ち下がる時間から求めた。先頭衝撃波はCase.1以外は同程度の速度で伝ばしている。Case.1は、P4以降の速度は他の条件とほぼ同じであるが、デトネーション波へ遷移するまでの誘導距離が長い。燃焼波は先頭衝撃波とほぼ同じ傾向を示し、Case.1ではP1-P2間の伝ば速度が小さいことから、衝撃波がデトネーション波へ遷移するには燃焼波の挙動が重要であることがわかる。図8は各測定孔(P1~P6)における先頭衝撃波と燃焼波の到達時間差 Δt を示す。Case.1では、被駆動管にデトネーション波が入射し

た後 Δt が著しく大きくなる。すなわち、この実験条件では管底に塗布したケロシンが衝撃波によって着火するまでの距離が他の条件に比較して長い。

図9と図10はそれぞれ先頭衝撃波と燃焼波の平均伝ばマッハ数 M_s と M_F を示す。Case.1のP2とP3間における衝撃波のマッハ数は約2.5であり、Rankine-Hugoniotの式から衝撃波背後の圧力は0.38 MPaと見積もられる。一方、この値は図3で計測された値にほぼ等しいことから衝撃波として伝ばしていることがわかる。また、衝撃波背後のエネルギーの一部が管底に塗布したケロシン液膜の飛散、蒸発に消費される。燃焼波は減速することなく伝ばしていることから、燃焼波は徐々に先頭衝撃波に追いつき、燃焼によって生じたエネルギーが先頭衝撃波を加速させる要因になっている。Case.4では駆動管および被駆動管の初期圧が高いことから、入射される衝撃波マッハ数が4程度で、すぐに定常なフィルムデトネーション波が形成されていると考えられる。

図11は先頭衝撃波背後の圧力 P_s の管軸方向に対する変化を示す。Case.1では M_s が増加し始めるP3付近から P_s の値は大きくなり始め、伝ばするに従い徐々に増加していく。Case.2とCase.3の場合ではP3付近からは同程度の圧力であり、 M_s や圧力波形も同様であることから、P3以降では駆動管初期圧の違いは現れず、Case.2とCase.3はほぼ同じ現象である。また、Case.4は M_s はほぼ一定であるにもかかわらず、 P_s の値はわずかに変化している。これは後述するようにフィルムデトネーション波の構造に起因するものである。

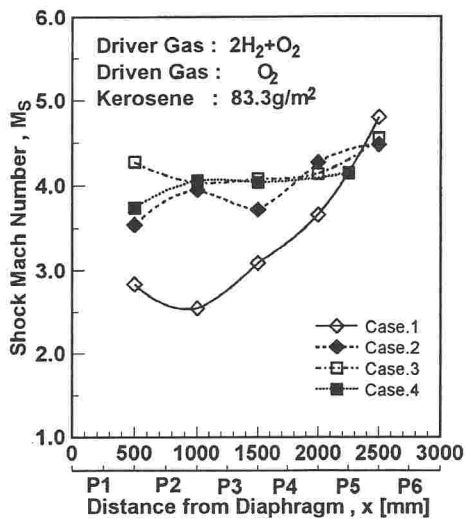


Fig. 9 Mach number of shock wave

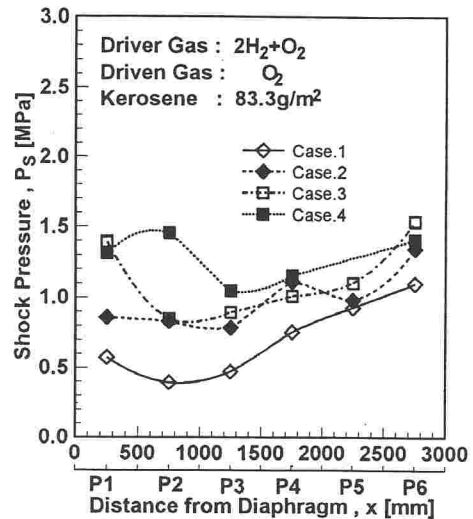


Fig. 11 Pressure distribution

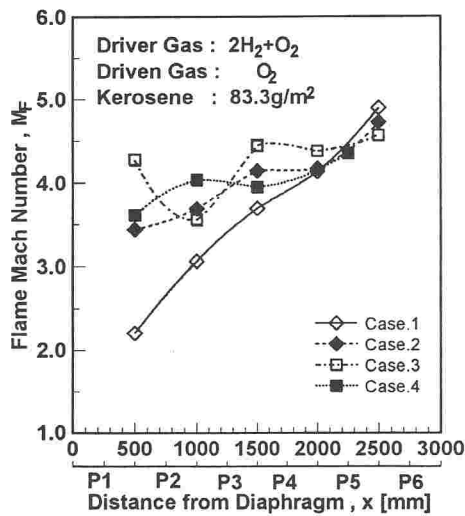


Fig. 10 Mach number of combustion wave

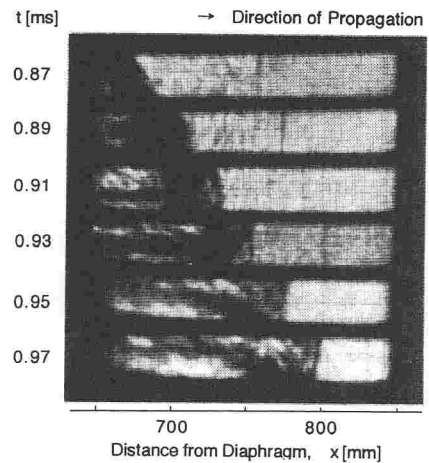


Fig. 12 Schlieren photograph (Case 1, P2)

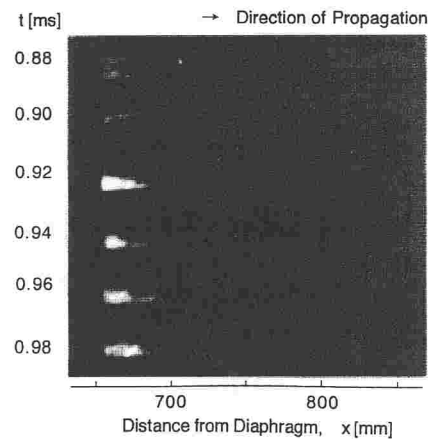


Fig. 13 Direct photograph (Case 1, P2)

3・3 フィルムデトネーション波の構造 図12, 13はCase.1の条件でP2位置におけるシュリーレン写真と直接写真を示す。図12, 13には、被駆動管の位置 x およびデトネーション波が被駆動管に入射してからの経過時間 t を示してある。こま間隔は $20\mu\text{s}$ であり、1こまの露光時間は $4\mu\text{s}$ である。デトネーション波は写真の左から右へ伝ばする。この条件は、図9で示したように先頭衝撃波がいったん減速し、加速を始める位置に対応する。図12の $t=0.87\text{ms}$, $x=750\text{mm}$ 付近に見られる縦波は波動線図から考えて先頭衝撃波S1である。写真より先頭衝撃波の平均伝ばマッハ数は約2.3と求められ、これは図9に示した値と一致する。先頭衝撃波後方には平均伝ばマッハ数約

3.3の波S2が写っており、これは図3の圧力波形から二次衝撃波であると考えられる。二次衝撃波は先頭衝撃波に接近する様子がわかり、S2が先頭衝撃波S1に追いつくことで図9に示したように先頭衝撃波の加速が起こるものと考えられる。また、二次衝撃波背後の管底には先端が鈍いくさび形をした領域が存在している。これはイオンプローブで検知した波と比較して必ずしも燃焼波であると断定できない。図13の直接写真では発光領域はこの付近にほとんど見えず、各時間の左端にわずかに現れるだけである。先頭衝撃

波背後で徐々に気化した燃料は液面付近で予混合燃焼し発生した燃焼ガスが衝撃波背後のガスより高温のため膨張し、前方に圧力波を吐き出す。これが二次衝撃波に成長し先頭衝撃波を追いかける。表面付近の燃焼からの発光は温度も低く微弱なため撮影できなかった。二次衝撃波後方では高温のためさらに過剰な燃料が気化し上部から流入する酸素と拡散炎を生じ発光するものと考えられる。イオンプローブは管中央に位置しているので検知した燃焼波はこの拡散炎であると考ええる。図14, 15は同じCase. 1でのP3におけるシュリーレン写真と直接写真である。シュリーレン写真ではP2のような弱い先頭衝撃波は存在せず、すでに二次衝撃波に追い付かれ合体したものである。 $t=1.52$ msから 1.58 msの写真で衝撃波の後方50 mmほどの管底からはっきりとした舌状の暗い領域が伝ばしていくのが観察できる。これもP2におけるものと同様な予混合火炎によって生じた燃焼ガスであると考え

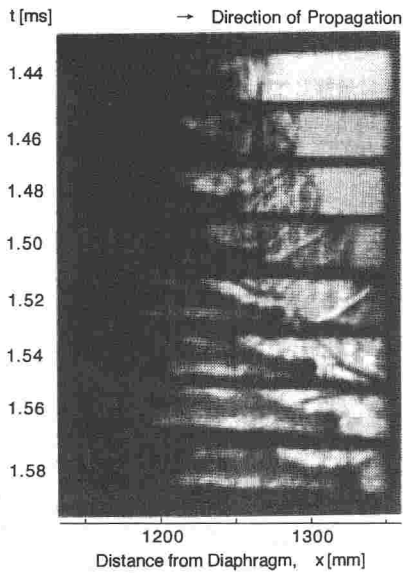


Fig. 14 Schlieren photograph (Case. 1, P3)

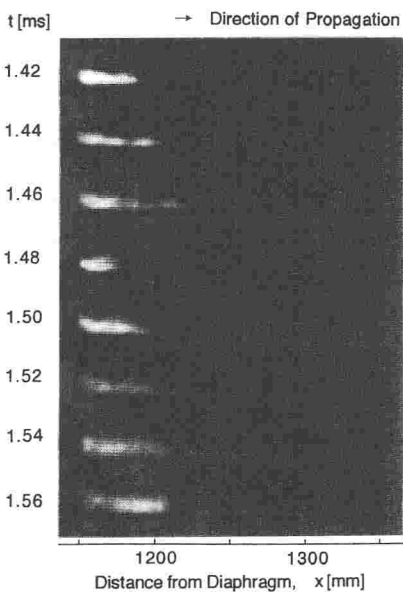


Fig. 15 Direct photograph (Case. 1, P3)

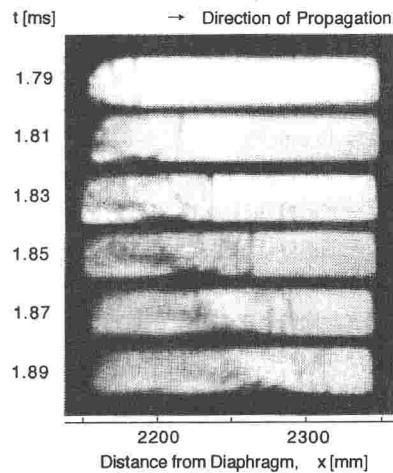


Fig. 16 Schlieren photograph (Case. 4, P5)

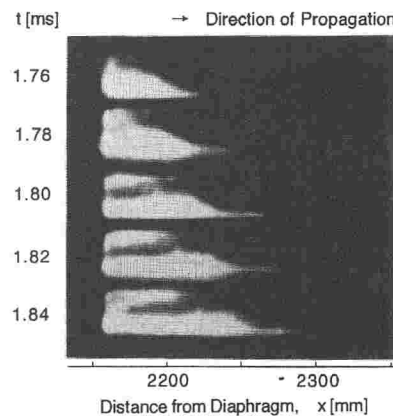


Fig. 17 Direct photograph (Case. 4, P5)

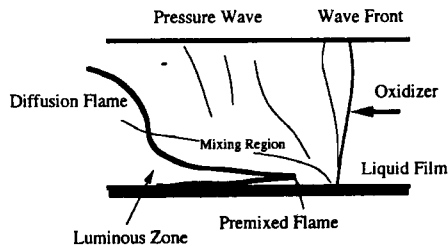


Fig. 18 Structure of film detonation wave

る。直接写真ではこの部分の発光はP2におけるものよりは強いがわずかに観測されるのみである。発光帯はシュリーレン像が管全体にわたって暗くなる後方領域で観測される。

図16, 17にCase. 4でP5位置におけるシュリーレン写真と直接写真を示す。この条件は前述したように、ほぼ定常なフィルムデトネーション波が形成された状態であり、定常なフィルムデトネーション波の構造を可視化したものといえる。シュリーレン像では先頭衝撃波、燃焼波、燃焼によって生じた圧力波が可視化されている。直接写真からわかるように発光帯は鋭いナイフエッジのように燃料表面をなめるように進行し、その後方40mm付近から、急激に管全体に広がっていく。この位置における Δt は約20 μ sであり、イオンプローブの検知時間(図8)と対応する。この発光帯の鋭い先端部分は予混合火炎であり、後方の広がった部分は拡散炎であると考えられる。シュリーレン像と直接写真は同時に撮影しているわけではないので正確な比較ではないが拡散炎の部分の形から発光帯の先端部分は先頭波面の根元付近にあると考えられる。この予混合燃焼によって生じた圧力波が上方に伝ばし、上面で反射しながら先頭波に横波構造を与え、気体デトネーションの三重衝撃波構造のような形態を示す。ただ、フィルムデトネーションの場合は気体や分散形の不均質デトネーションと異なり、反応はつねに管底で開始する。図18にこれらの写真から推定される定常状態におけるフィルムデトネーション波の構造を示

す。これは、中野ら⁽⁴⁾の示した構造に基本的には同じであるが、横波は後方の拡散火炎の部分だけでなく、液面付近の予混合火炎の部分からも発せられ前方の先頭波へ燃焼のエネルギーを供給する役割を演じている。

4. 結 論

ケロシンによるフィルムデトネーションの開始過程をシュリーレンおよび直接写真により可視化した結果、開始過程および伝ば機構について以下のような知見を得た。

(1) フィルムデトネーションの開始過程において小規模な局所的爆発や二次衝撃波の発生を繰返しつつ定常状態に移して行く。

(2) 開始初期においては、開始源のデトネーションによって形成された衝撃波の背後で気化した燃料が予混合燃焼し、燃焼ガスの発生により二次衝撃波が形成される。その後方にイオンプローブで検知する拡散炎の領域が形成される。

(3) 開始中期においては、二次衝撃波が一次衝撃波と合体し、その背後の液面近くで予混合火炎が発生し衝撃波は加速する。

(4) 開始終期においては、衝撃波直後の液面付近に形成された予混合火炎と後方の拡散火炎から圧力波が発生し三次元的な先頭波面を形成する。

文 献

- (1) Dabora, E. K., ほか2名, *Astronaut. Acta*, 12-1 (1966), 9.
- (2) 長谷川和俊, *安全工学*, 18-4 (1979), 216.
- (3) Bowen, J. R., ほか3名, *Proc. 13th Symp. (Int.) Combust.*, (1971), 1131.
- (4) 中野康英・ほか2名, 第16回燃焼シンポジウム講論集, (1978), 114.
- (5) 大八木重治・ほか2名, *機論*, 52-476, B (1986), 1953.
- (6) Rao, C. S., ほか, *Combust. Sci. Technol.*, 4 (1972), 209.
- (7) Fujitsuna, Y., ほか1名, *Proc. 14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 1265.
- (8) Ragland, K. W., ほか1名, *J. AIAA*, 7-5 (1969), 859.