

静止デトネーションの研究

竹野 忠夫・宇野 達夫*・小谷 良信

A Study on Standing Detonation Wave

By

Tadao TAKENO, Tatsuo UNO and Yoshinobu KOTANI

Abstract: An experimental study on the standing detonation wave of hydrogen was made by stabilizing it behind the normal shock wave of Mach reflected shock pattern generated in a $M_e = 1.91$ stream. The stagnation temperature was varied from $1,000^\circ\text{K}$ to $1,400^\circ\text{K}$ to find its effects on the shock configuration and the induction length. The chemical reaction was found to cause the shock wave to increase in size and to move upstream. The observed induction length correlated satisfactory with that obtained by the kinetic calculation.

概 要

出口マッハ数 1.91 の超音速高温空気流中に同軸噴流の形で水素を噴射して可燃混合気流をつくり、流れ中においたくさびによってマッハ反射衝撃波を形成させ、その垂直衝撃波を利用して化学反応を開始させる静止デトネーションの実験を行った。よどみ点温度を $1,000^\circ\text{K}$ から $1,400^\circ\text{K}$ まで変化させて衝撃波および反応誘導距離に与える影響を調べた結果、反応によって衝撃波が大きくなりまた上流に移動することがわかった。また観察した反応誘導距離は適当な素反応群を考えた計算によって求めた値とよく対応した。

1. はじめに

静止デトネーションの研究は超音速燃焼ラムジェットエンジンへの応用を意図して1950年代に開始され、いくつかの興味深い現象を提起しながらも、その後の宇宙開発への予算削減とともにそれ以上の発展を見ないままに現在にいたっている〔1〕,〔2〕。しかし学問的立場からは静止デトネーションの実験は、最近になって注目を集めつつある伝播デトネーション波の構造に関連した衝撃波と化学反応との相互作用〔3〕,〔4〕,〔5〕を解明するための有力な

* トヨタ自動車工業株式会社

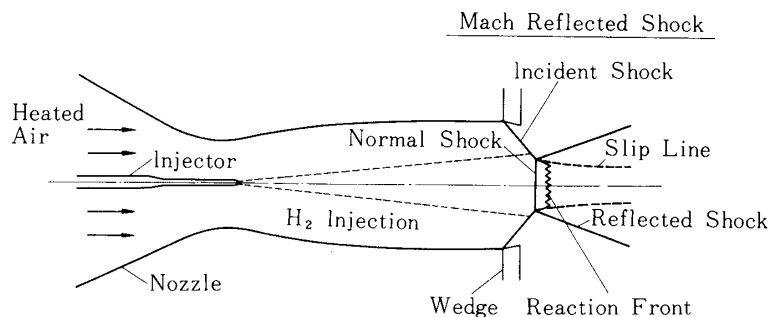


図1 静止デトネーション実験概念図

手段として期待される。我々はこのような観点から静止デトネーションの実験を開始することにし、その第1歩として高温の超音速可燃混合気流中に衝撃波を形成させることによって化学反応を誘起させ、流れ場との相互作用を明らかにするための実験を行なうことにした。図1にこの実験の概念図を示す。すなわち高温の空気を超音速ノズルによって加速するとともに、ノズル中心軸上に水素噴射管をおき同軸噴流の形で水素を噴射して超音速可燃混合気流をつくる。ノズル出口に軸対称のくさびをとりつけ、これによって入射衝撃波、反射衝撃波、垂直衝撃波からなるマッハ反射衝撃波を形成させ、その垂直衝撃波背後の高温高圧を利用して化学反応を開始させるものである。今回の実験では空気よどみ点温度を変化させたときのマッハ反射衝撃波および反応開始位置の変化を光学的に観察した。また水素空気予混合気の準1次元化学反応流れの計算を行なって、実験から得られた反応誘導時間と比較検討した。

2. 実験装置

2-1 高温気流発生装置

静止デトネーションの実験を行なうには高温空気を大量に供給するための装置が必要となる。この実験では東京大学宇宙航空研究所燃焼学部門に設置されている高温気流発生装置を用いた。この装置についてはすでに報告〔6〕,〔7〕があるので詳細は省くが、最高よどみ点温度1,500℃、流量1kg/secの空気を5分間継続して供給する性能を持つ。

2-2 水素供給装置

この実験では空気とともに大量の水素を消費する。この水素の流量および圧力を制御して安全に供給するための装置として、上記高温気流発生装置に付随して設置された水素供給装置を用いた。この装置についてもすでに報告〔8〕があるので省くが、最大流量250 N m³/hr、最高圧力40kg/cm²の水素を連続して安全に供給することが可能である。

2-3 超音速ノズルと水素噴射装置

図2に高温空気の超音速ノズルと水素噴射装置断面図を示す。ノズルは水冷式になってお

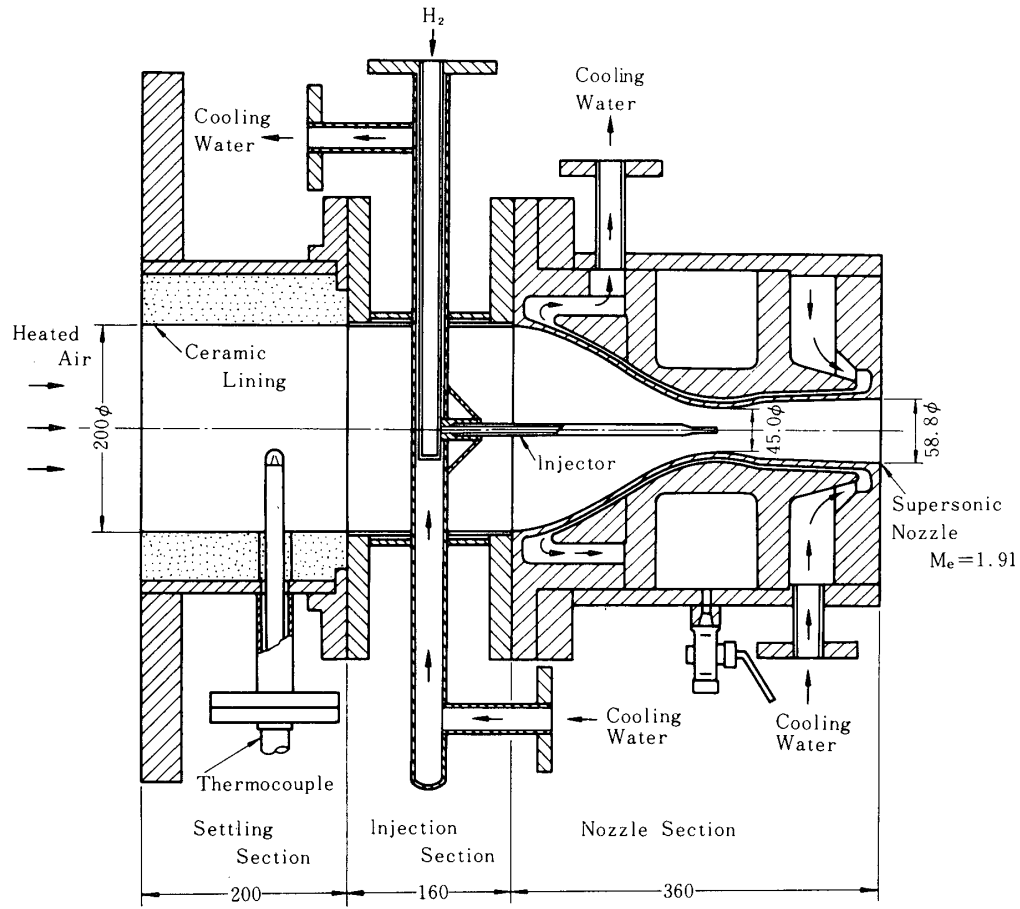


図2 超音速ノズルと水素噴射装置断面図

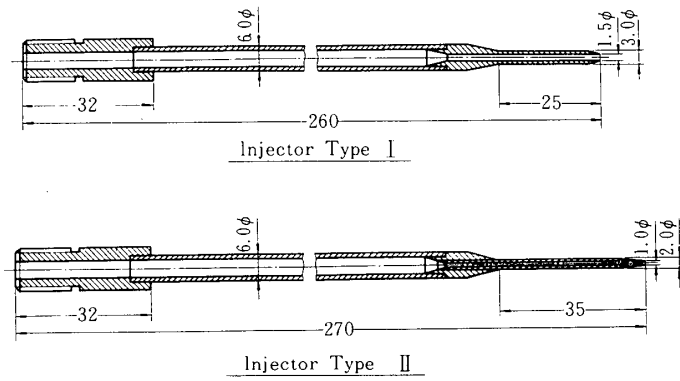


図3 水素噴射管断面図

り、よどみ点圧力 $P_s = 6.88 \text{ kg/cm}^2$,
 よどみ点温度 $T_s = 1,500 \text{ }^\circ\text{C}$ 重量流量
 $W_{\text{air}} = 1 \text{ kg/sec}$ の空気を出口マッ
 ハ数 $Me = 1.91$ で静止大気中に噴出さ
 せるように設計したものである。超音
 速部分の形状は境界層の厚さを考慮し
 た上で特性曲線法による計算によって
 決めた。スロート部および出口直径は
 それぞれ 45.0 mm と 58.8 mm である。ノ
 ズル上流には内面に耐火断熱レンガを
 施行した整流筒を設け、これに取りつ
 けた白金・白金ロジウム熱電対によっ
 てよどみ点温度を測定した。またノズ
 ルと整流筒の間には水素供給管を固定
 するためのダクトを設けた。供給管は
 二重構造になっており、水素供給装置
 からの水素が内側を流れ、外側を冷却
 水が流れる。ダクト中心軸上に噴射管
 をネジで固定するための取付部があり、水素は噴射管を通してノズル内の空気流中に同軸噴
 流の形で噴射され、高温空気との乱流混合によって超音速可燃混合気流を形成する。噴射管
 は実験条件に応じて交換が可能である。

2-4 噴射管とくさび

図3にこの実験で用いた2種類の水素噴射管断面図を示す。いずれも耐熱性を考慮したス
 テンレス製で、噴射出口形状は直管をなしており、水素は音速で噴射される。噴射管Iは出

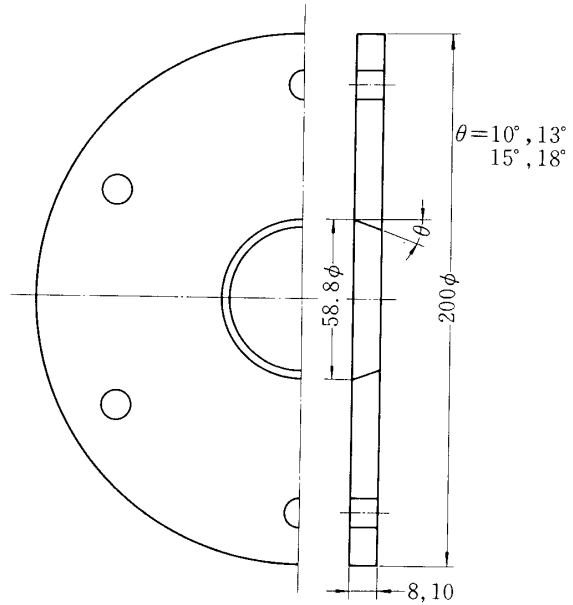


図4 軸対称くさび断面図

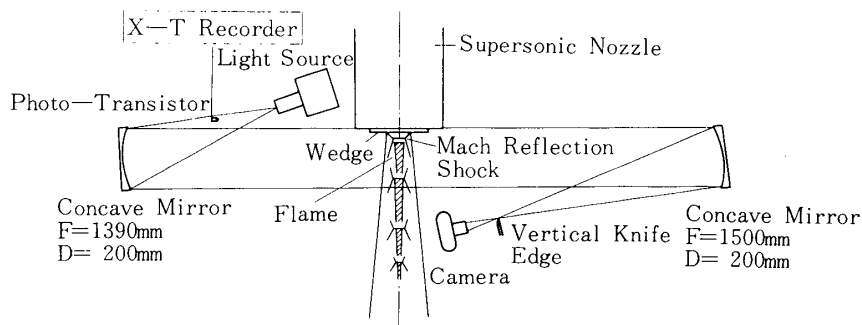


図5 シュリーレン写真撮影用光学系

口内径1.5 mm, 長さ260 mmで出口位置が丁度超音速ノズルスロート部にくるように作られている。噴射管Ⅱは出口内径1.0 mm, 長さ270 mmで出口位置が超音速ノズルスロート部下流10 mmの位置にくる。図4にマッハ反射衝撃波を形成させるために超音速ノズル出口に取付ける軸対称くさびの断面図を示す。衝撃波の位置および大きさを変化させるために, くさび角度 $\theta = 10^\circ, 13^\circ, 15^\circ, 18^\circ$ の4つの種類のものを用いた。またくさびの厚さは10 mmと8 mmの2種類のものを用いた。

2-5 測定装置

空気よどみ点圧力, 温度および重量流量は高温気流発生装置に設けられている測定装置で, また水素供給圧力, 重量流量は水素供給装置に設けられている測定装置を用いて測定した。

図5に衝撃波形状を観察するための瞬間シュリーレン写真撮影用の光学系を示す。光源はマグネシウム電極を用いたスパーク光源(発光時間1 μsec)であり, また直径200 mmの凹面鏡の焦点距離は光源側1390 mm, カメラ側1500 mmである。ナイフエッジは流れ方向に垂直においた。またシュリーレン写真上に火炎の発光による直接写真をオーバーラップさせるために, 露光時間を1/15 secとした。シュリーレン写真の撮影時刻を記録するために光路内にフォトランジスタをおき, その出力を空気よどみ点温度, 圧力など他の測定量と同時にX-Tレコーダに記録した。また火炎形状や位置を観察するために, 瞬間シュリーレン写真と同時に直接写真の撮影も行なった。撮影位置はノズル出口の斜め上方約1.5 mである。

図6にノズル出口の総温分布測定に用いた熱電対総温計の断面図を示す。熱電対は線径0.3 mmの白金・白金ロジウム13%のものを用い, 水冷式三重構造総温計の半球状先端に接点がある。この総温計を3次元微動装置にとりつけ, 軸対称流の半径方向に移動させて分布を測定した。

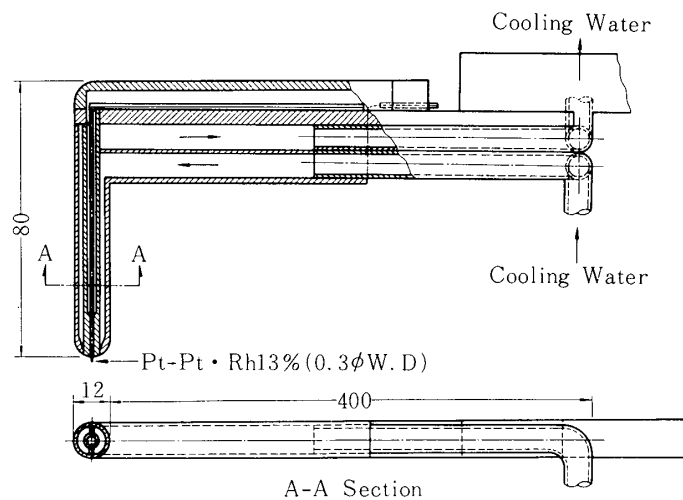


図6 熱電対総温計断面図

3. 実験結果

3-1 装置の始動特性

図7に高温気流発生装置および水素供給装置を含めた実験装置全体の始動特性を示す。横軸は実験開始時から測った時間、また縦軸の P_s 、 T_s は高温空気よどみ点圧力および温度、 ΔP 、 P_u 、 P_i はそれぞれ水素供給装置の流量測定用オリフィス差圧、オリフィス上流圧、および噴射管への水素供給圧を示す。一番下の番号のついた縦の線はシュリーレン写真撮影時刻を示すフォトランジスタの出力である。高温気流発生装置の始動特性により、空気流のよどみ点圧力 P_s は開始直後大きく低下した後上昇を始め、若干のオーバーシュートの後

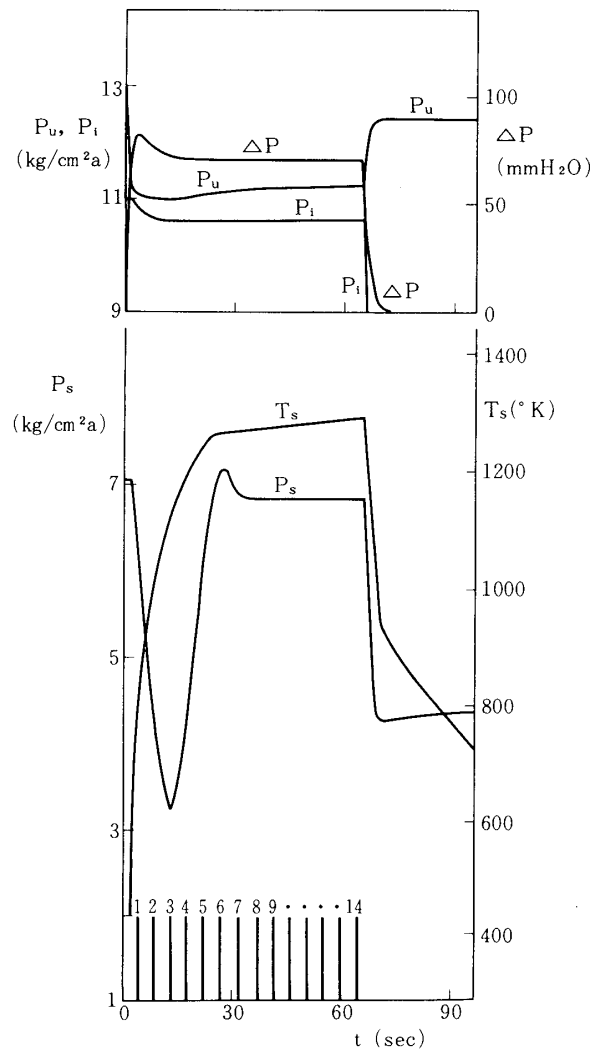


図7 実験装置始動特性

設定圧 6.88kg/cm^2 に達する。これに対してよどみ点温度 T_s は開始とともに急上昇するが、 P_s が設定値に近づくに従って上昇がゆるやかになる。これらの曲線から空気流が設定値に達して定常になるまでには約1分の始動時間が必要であることがわかる。一方水素供給装置

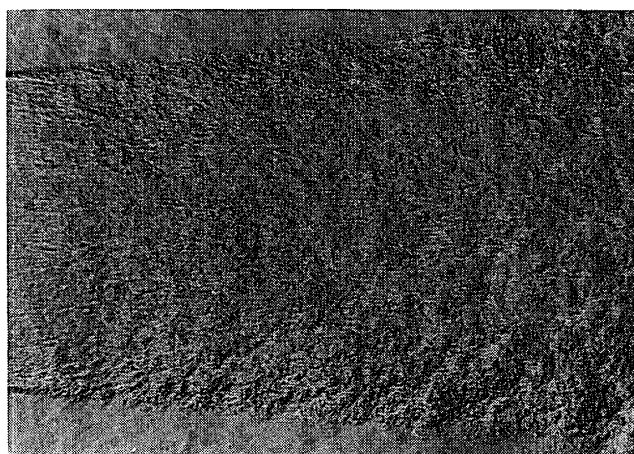


図8 ノズル出口付近の流れ

もまた固有の始動特性を示すが、定常状態に到達するまでの時間は比較的短かく、空気流が定常になった時点で装置全体も定常となる。

3-2 ノズル出口の流れ

ノズル出口にくさびをとりつけない状態で、装置全体が定常状態に到達したときのノズル出口付近の流れは、衝撃波の存在しない一様な流れが実現されている。図8は水素の代わりに窒素を噴射したときのノズル出口付近の瞬間シュリーレン写真を示す。また図9はこのような状態で測定したノズル出口下流10mmの位置における半径方向総温分布である。総温分布は周辺の温度境界層を除いても完全に一様ではなく、周辺から中心に向かってゆるやかな温度分布が存在する。また中心部における温度降下は噴射

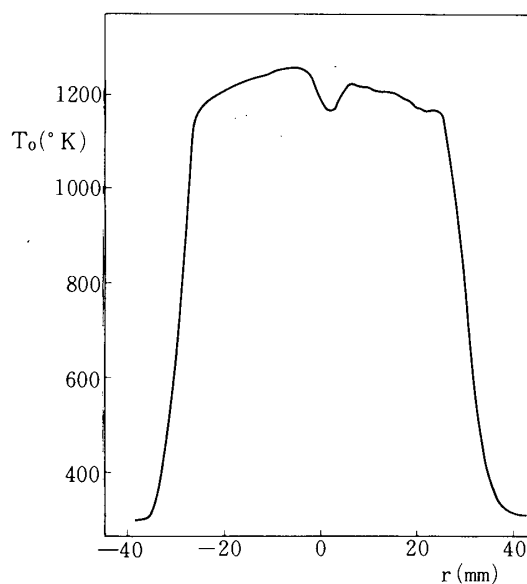


図9 ノズル出口総温分布

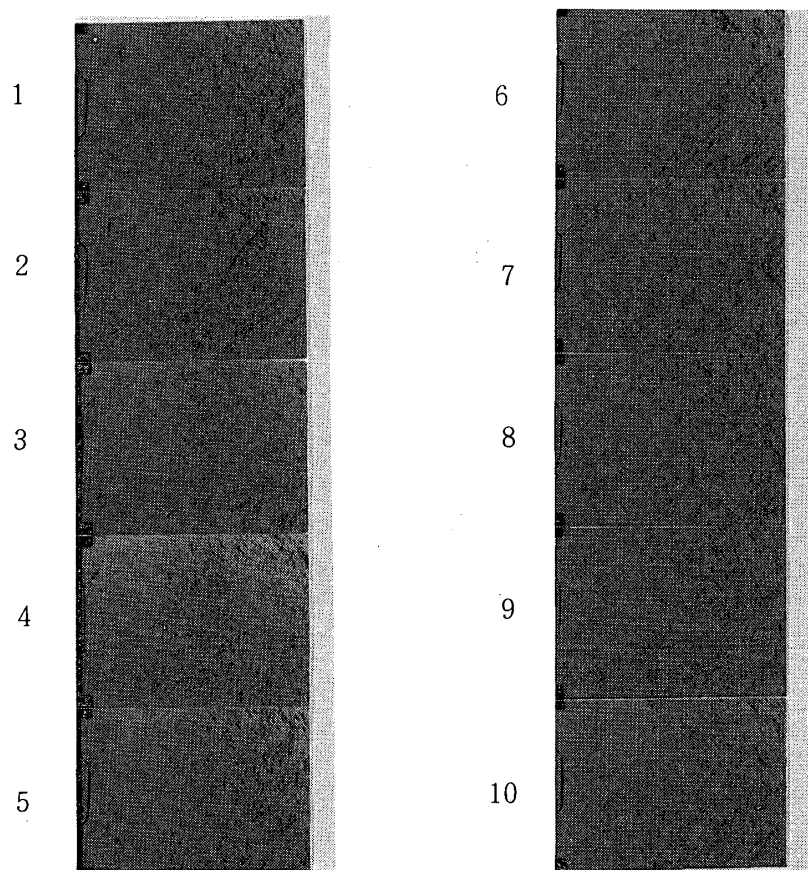


図10 マッハ反射衝撃波の非定常変化

管から噴射された常温の窒素による降下である。窒素は噴射管出口から下流に向かって流されながら周囲の高温空気と乱流混合する。この温度分布から混合領域の巾がノズル出口10mmの位置で直径10mm、また軸上の最大温度降下が100℃であることがわかる。なお中心部付近の最高温度は上流の整流筒で測定したよどみ点温度に一致した。

同様に水素を噴射したときの総温分布の測定も試みたが、総温計が水素の混合領域に入るや否や前方に形成される Bow Shock 背後で反応が開始され、たちまち総温計が焼損したため完全な測定はできなかった。しかし反応による温度上昇開始の位置から、水素の混合領域の拡がりか推定でき、その値は直径約20mmであることがわかった。

3-3 マッハ反射衝撃波

図4に示したくさびをノズル出口にとりつけると軸対称のマッハ反射衝撃波が形成される。くさび角 θ が 15° 、厚さ10mmのくさびをつけた状態での始動時におけるマッハ反射衝撃波の変化の様子を図10の瞬間シュリーレン写真で示す。写真左の番号は図7の縦線の番号に対応し、その写真の撮影時刻を示している。写真画面の左端はくさびの後端面を示し、上下の四角状の黒い影はくさびをノズルにとりつけるためのボルトの頭である。くさびのすぐ下流に第1のマッハ反射衝撃波、さらに下流に第2のマッハ反射衝撃波が形成されているのが観察される。実験開始直後 P_s の急激な低下とともに、第1のマッハ反射衝撃波がくさび後端より上流に吸いこまれているのがわかる(写真③)。時間とともに P_s が上昇するにつれて衝撃波

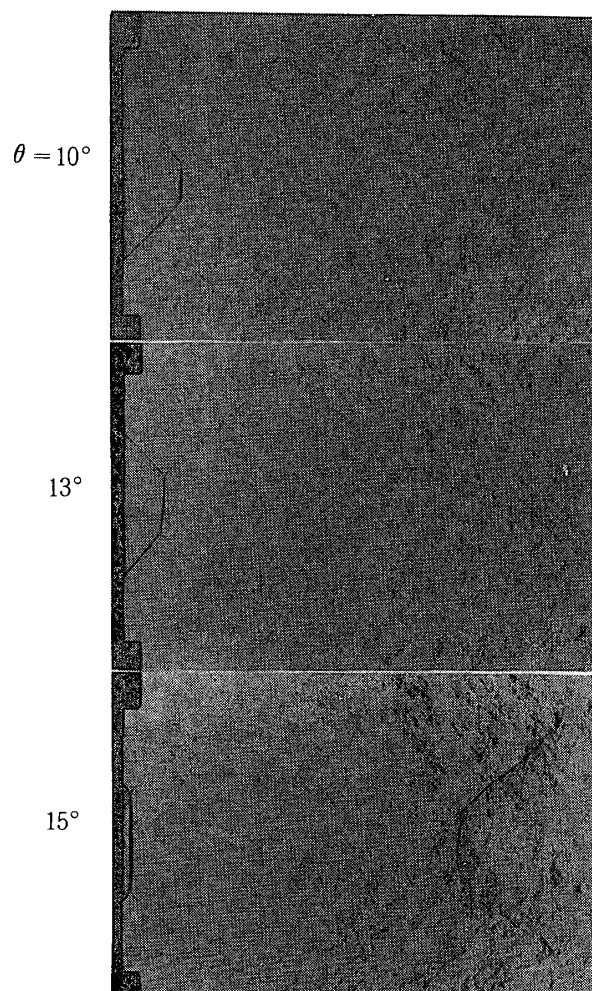


図11 くさび角度によるマッハ反射衝撃波の変化

は下流に押し流されるが、写真⑩付近で定常状態に達する。

図11は定常状態でのマッハ反射衝撃波がくさび角度によって変化する様子を示したものである。くさび角度の増加とともに第1および第2マッハ反射衝撃波の形成位置は上流に移動し、また垂直衝撃波の直径が大きくなる。なお、くさび角度が 18° のときには第1の垂直衝撃波はくさび後端面より上流に形成され、シュリーレン写真によって観察することはできなかった。この実験では主として第1の垂直衝撃波背後の化学反応に注目するので、もっとも大きな第1垂直衝撃波が観察されるくさび角度 15° を選び、以下の実験ではすべてこの角度のくさびを用いた。図10、図11の写真では第1と第2のマッハ反射衝撃波しか観察されないが、視野の広いシュリーレン写真で観察するとさらに下流に第3から第5又は第6にいたるまでのマッハ反射衝撃波が形成されていることがわかった。

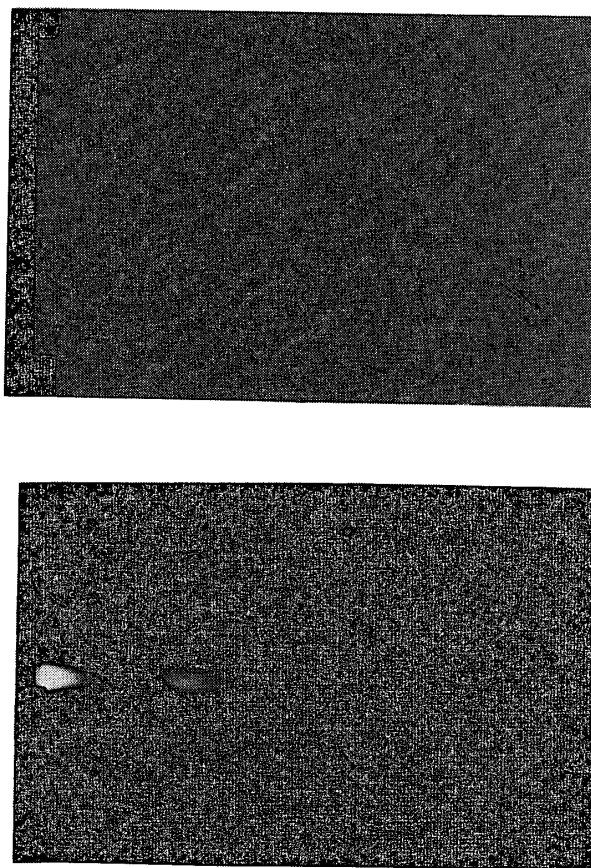


図12 ノズル内での火炎形成(実験番号No.17)

3-4 火炎の形成

まず噴射管 I を用いて空気のだよみ点圧力 P_s を $6.88 \text{ kg/cm}^2 \text{ a}$ に一定に保ち、だよみ点温度 T_s を変化させて一連の実験を行ない、垂直衝撃波背後に火炎が形成される条件を調べた。ところが T_s が $1,370 \text{ }^\circ\text{K}$ 以上では装置全体が定常に達した状態で、ノズル内で着火が生じてノズル内に火炎が形成されることがわかった。図12はこのような状態での瞬間シュリーレン写真と斜め上方から撮影した直接写真を示す（実験番号No.17）。シュリーレン写真からマッハ反射衝撃波の下流側の反射衝撃波の端がくさび後端から下流に向って突き出ているのが見られ、ノズル内にマッハ反射衝撃波が形成されているのがわかる。またノズル内から下流に向ってのびた火炎の後端の発光がシュリーレン写真と重なって観察される。さらにその下流に第2のマッハ反射衝撃波が形成されているのも見る事ができる。一方直接写真からはノズル内に非常に明るい火炎が形成され、くさびを通して下流に向ってのびて出ていること、またこの火炎は一度途中で消炎した後、第2のマッハ反射衝撃波によって着火して明るい火炎を形成していることがわかる。第3衝撃波以降の火炎の発光は非常に弱くなっており、大部分の反応がノズル内の第1衝撃波と出口下流の第2衝撃波によって行なわれていることもわかる。

空気だよみ点温度 T_s を $1,370 \text{ }^\circ\text{K}$ 以下に下げるとノズル内での着火は生じなくなるが、くさび下流に形成されるマッハ反射衝撃波の垂直衝撃波背後の静温もまた低くなりすぎて、実験開始時の過渡状態を除いて垂直衝撃波背後に定常な火炎が形成されないことがわかった。そこで管長を長くしてノズル内での水素の滞留時間を短かくし、また管径を小さくして流量を減少させて水素空気予混合気の総温降下を小さくする目的で噴射管 II を設計し製作した。これによってくさび下流に形成される衝撃波背後に安定な火炎を形成させることができた。そこで空気だよみ点圧力 P_s 、従ってノズル出口マッハ数 Me を一定に保って、だよみ点温度 T_s を変化させて一連の実験を行ない、 T_s が火炎の形成に与える影響を調べた。

表1に各実験における定常状態に達した時点での条件を示す。表は上からだよみ点空気温度 T_s および圧力 P_s 、ノズル内で空気流が等エントロピー的に膨張するものとして計算した

表1 実験条件(1)

Exper. No	2	38	Exper. No	17	47	48	49
T_s $^\circ\text{K}$	1280	1020	T_s $^\circ\text{K}$	1390	1360	1350	1330
P_s $\text{kgw/cm}^2 \text{ a}$	6.88	6.88	P_s $\text{kgw/cm}^2 \text{ a}$	6.88	6.88	6.88	6.88
Me	1.91	1.91	Me	1.91	1.91	1.91	1.91
T_e $^\circ\text{K}$	820	650	T_e $^\circ\text{K}$	892	870	865	663
$M_N S$	0.584	0.584	$M_N S$	0.584	0.584	0.584	0.584
$T_N S$ $^\circ\text{K}$	1218	967	$T_N S$ $^\circ\text{K}$	1323	1295	1285	1267
$V_N S$ m/sec	395	352	$V_N S$ m/sec	412	408	406	403
W_{air} kgw/sec	1.150	1.330	W_{air} kgw/sec	1.140	1.150	1.160	1.170
W_{N_2} gw/sec	1.160	0.779	W_{H_2} gw/sec	0.622	0.258	0.268	0.269
W_{N_2}/W_{air} %	0.100	0.059	W_{H_2}/W_{air} %	0.055	0.022	0.023	0.023
ϕ_{total}			ϕ_{total}	0.019	0.008	0.008	0.008
Injector Type	I	II	Injector Type	I	II	II	II

表1 実験条件(2)

Exper. No		50	51	52	53	54	55	56	57	58
TS	°K	1320	1290	1270	1250	1230	1210	1180	1110	1090
PS	kgw/cm ² a	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88
Me		1.91	1.91	1.91	1.91	1.91	1.91	1.91	1.91	1.91
Te	°K	842	826	813	800	787	771	752	711	695
MNS		0.584	0.584	0.584	0.584	0.584	0.584	0.584	0.584	0.584
TNS	°K	1252	1228	1209	1190	1171	1148	1119	1057	1033
VNS	m/sec	401	397	394	391	388	384	379	368	364
Wair	kgw/sec	1.170	1.180	1.190	1.200	1.210	1.220	1.240	1.280	1.290
WH ₂	gw/sec	0.270	0.278	0.285	0.280	0.287	0.298	0.302	0.306	0.310
WH ₂ /Wair	%	0.023	0.024	0.024	0.023	0.024	0.024	0.024	0.024	0.024
φ total		0.008	0.008	0.008	0.008	0.008	0.008	0.008	0.008	0.008
Injector Type		II	II	II	II	II	II	II	II	II

表1 実験条件(3)

Exper. No		59	60	61	72	73
TS	°K	1050	1330	1310	1340	1320
PS	kgw/cm ² a	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88
Me		1.91	1.91	1.91	1.91	1.91
Te	°K	669	851	838	858	842
MNS		0.584	0.584	0.584	0.584	0.584
TNS	°K	995	1265	1246	1275	1251
VNS	m/sec	357	403	400	404	401
Wair	kgw/sec	1.320	1.170	1.170	1.160	1.170
WH ₂	gw/sec	0.287	0.231	0.234	0.253	0.256
WH ₂ /Wair	%	0.022	0.020	0.020	0.022	0.022
φ total		0.008	0.007	0.007	0.008	0.008
Injector Type		II	II	II	II	II

ノズル出口マッハ数Meおよび静温Te, これに垂直衝撃波の関係式を用いて計算した衝撃波背後のマッハ数MNS, 静温TNSおよび速度VNS, さらに測定によって求めた空気重量流

量 W_{air} 、水素重量流量 W_{H_2} 、重量流量比 W_{H_2}/W_{air} 、そしてこれから換算して求めた水素空気予混合気の全体の当量比 ϕ_{total} の値を示す。実験番号No.2とNo.38は水素の代りに窒素を噴射したものであり、また実験番号No.2とNo.17は噴射管 I を用いたときのものであるが比較のために示してある。実験番号No.47以降はすべて噴射管 II を用いて水素を噴射したときのものである。またNo.38以降の実験では第1 マッハ衝撃波の観察を容易にするために、すべて厚さ 8 mm のくさびを用いている。

図13は実験番号No.38の窒素を噴射したときのシュリーレン写真を示す。詳細に観察するとマッハ反射衝撃波の3つの衝撃波が平面ではなく、中央の垂直衝撃波は下流に向かってふくらみを持ち、入射衝撃波もまた下流方向に凸状にわん曲し、逆に反射衝撃波は上流方向に凸状にわん曲した曲面になっていることがわかる。またくさび後端の上下の端から稀薄波が中心軸方向に進み反射衝撃波と交さしていることもわかる。このため反射衝撃波は交点より下流ではわずかに中心軸方向に折れ曲っている。高温空気流と静止大気との混合領域から中心に向かって反射してくる膨張波、或は圧縮波は明瞭に観察することはできないが、第1 マッハ反射衝撃波から第2 マッハ反射衝撃波にいたる途中の流れは、これらの波が入り乱れて複雑である。

次に水素を噴射すると、よどみ点温度 T_s が 1,300 °K 以上のときには第1 マッハ反射衝撃波背後で安定な火炎が形成される。図14はこのとき(実験番号No.47)のシュリーレン写真と直接写真を示す。上の写真では衝撃波と火炎の相対位置を調べるために瞬間シュリーレンに火炎の発光をオーバーラップさせて撮影してある。第1垂直衝撃波背後から火炎先端までにはある誘導距離が存在することがわかる。着火した火炎は下流の膨張波によって反応が **quench** されて一度発光が薄れるが、さらに下流の圧縮波によって再び発光を増す。その後再び膨張波によって完全に **quench** される。次に第2垂直衝撃波に入るとただちに反応を再度開始して著しい発光をもたらす。このときの誘導距離は殆んど存在しない。下の直接写真は上のシュリーレン写真と対応した火炎の発光を示しているが、第1の衝撃波によるものよりもむしろ第2の衝撃波によるものの方が強く、大部分の反応が第2の衝撃波で行なわれていることを示している。下流の第3の衝撃波以降では殆ど発光は観察されない。よどみ点温度 T_s が減少するとともに第1垂直衝撃波背後の誘導距離が長くなり、火炎の発光も弱くなる。図15はこの状態(実験番号No.50)のシュリーレン写真と直接写真を示す。 T_s が限界温

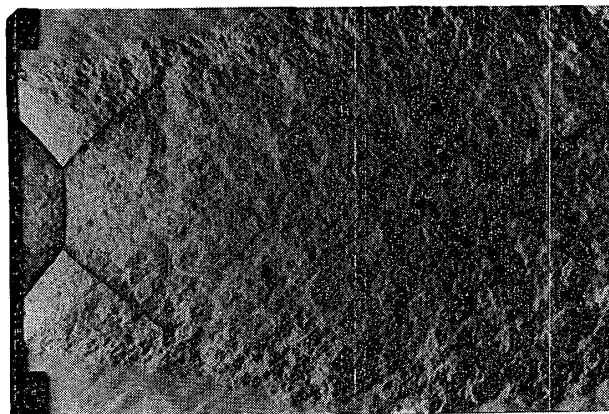


図13 マッハ反射衝撃波(実験番号No.38)

度 $1,300\text{ }^{\circ}\text{K}$ 以下になると第1垂直衝撃波背後に火炎が観察されなくなるとともに、第2垂直衝撃波背後の火炎の発光も弱くなる。 T_s が $1,150\text{ }^{\circ}\text{K}$ になるとついには後者もまた観察されなくなる[9]。

3-5 垂直衝撃波の変化

空気よどみ点温度 T_s とともに第1および第2垂直衝撃波の大きさと位置が変化する。 図16は第1垂直衝撃波の直径 D_{N1} とくさび後端からの距離 Z_{N1} をシュリーレン写真から測定したものを示す。 図中の各点についての数字は表1の実験番号に対応している。 反応が存在していない窒素の場合（実験番号No.38）と比較して、 T_s の増加とともに垂直衝撃波の直径

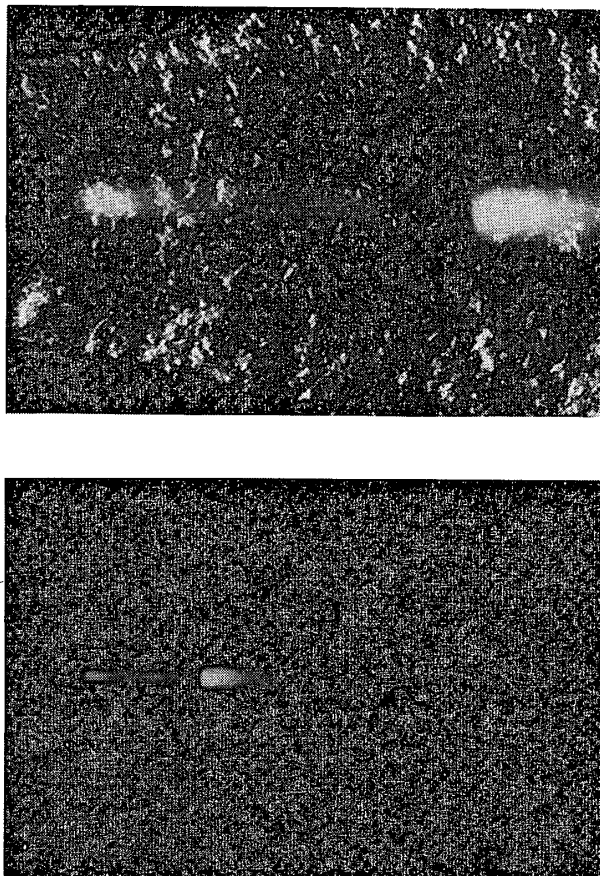


図14 マッハ反射衝撃波と火炎（実験番号No.47）

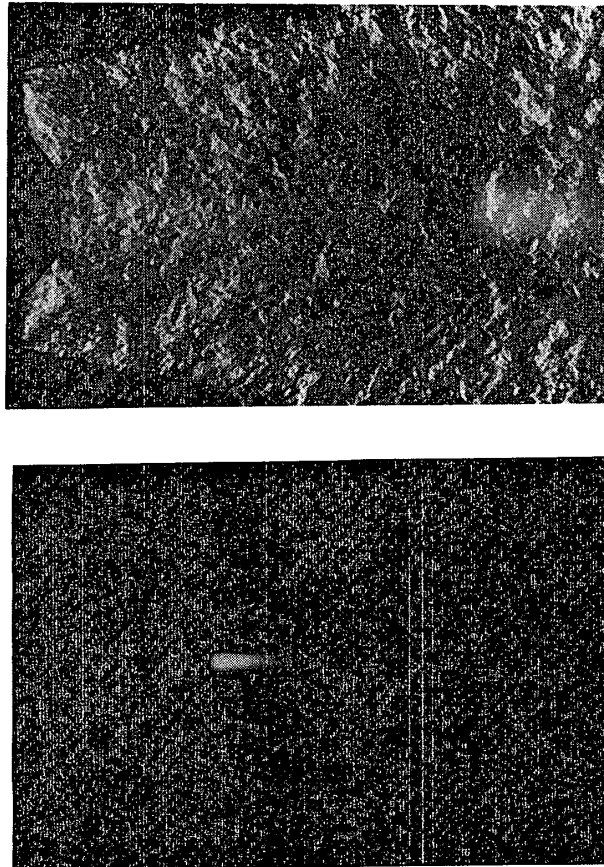


図15 マッハ反射衝撃波と火炎 (実験番号No.50)

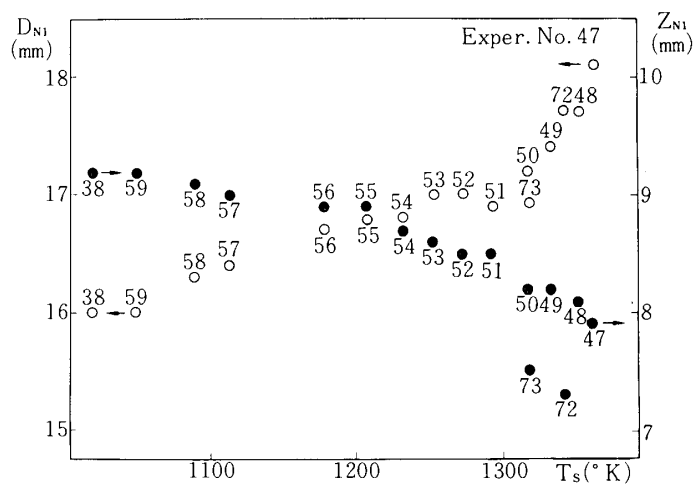


図16 空気よどみ点温度による第1垂直衝撃波の変化

は大きくなり、その位置は上流に移動する。この変化のしかたは衝撃波背後で火炎が形成されているとき ($T_s > 1,300 \text{ }^\circ\text{K}$) 著しくなる。図17は同様に第2垂直衝撃波の直径 D_{N_2} とくさび後端からの距離 Z_{N_2} を T_s に対してプロットしたものである。この場合にも Γ_s の増加とともに衝撃波の直径は大きくなり、その位置は上流に移動するが、その変化は第1衝撃波のものより大きい。また T_s が $1,150 \text{ }^\circ\text{K}$ 以下で背後に火炎が存在しない場合には変化の仕方はゆるやかであるが、 T_s が $1,150 \text{ }^\circ\text{K}$ をこえて背後に火炎が形成されると変化が大きくなる。特に T_s が $1,300 \text{ }^\circ\text{K}$ に近づく第1垂直衝撃波背後、すなわち第2垂直衝撃波上流に火炎が現われ始めるときの変化は著しい。

3-6 反応誘導時間

第1垂直衝撃波背後に形成される火炎では着火誘導距離、すなわち反応誘導距離が存在する。この距離を図14に示したようなシュリーレン写真に火炎の発光を重ねて撮影したカラー写真から測定し、表1に示した V_{NS} を用いて反応誘導時間を求めた。この時間を Schott & Kinsey がショックチューブの実験から導いた実験式〔10〕と比較するためには予混合気の O_2 濃度が必要である。しかし今回の実験では流れ中にプローブを挿入して水素、或は酸素濃度を実際に測定することは非常に困難であった。そこで3-2で述べた総温分布の測定から

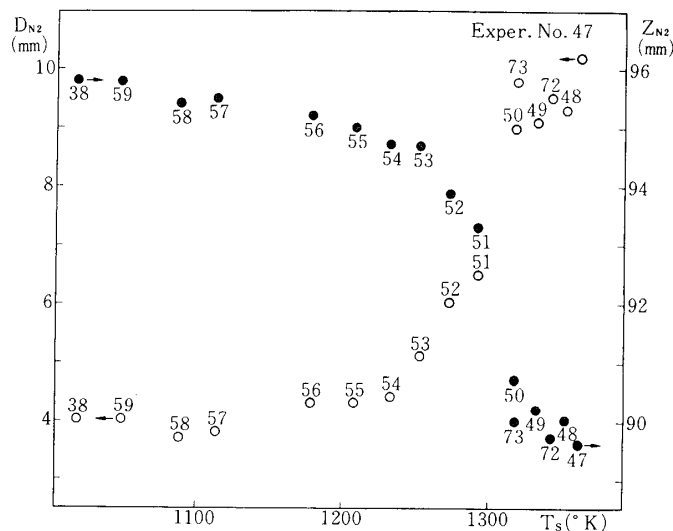


図17 空気よどみ点温度による第2垂直衝撃波の変化

求めた水素混合領域の直径が20mmであることをもとにして、混合領域内の平均の水素濃度の値を推定し、これよりO₂濃度を算定した。このときの混合比は当量比に換算して0.5である。同様に測定によって求めた水素、窒素の混合領域の大きさ、中心における窒素の総温降下の値100℃をもとにして、さらに水素、窒素の流量や比熱を考慮して水素の総温降下を70℃と推定した。図18はこのようにして求めた反応誘導時間を衝撃波背後の静温に対してプロットしたものである。得られた実験値がSchott & Kinseyの実験式と比較的よく対応していることがわかる。

4. 準一次元化学反応流れの計算

4-1 計算モデル

水素空気予混合気の化学反応機構はこれまでもくわしく研究され、各素反応に対する反応速度定数もいろいろと求められている。そこで準一次元化学反応流れの計算を行なって実験で求めた反応誘導時間と比較することにした。このような計算には2つの問題がある。第1はノズル内の流れの中での反応が反応誘導時間に与える効果である。噴射管から噴射された水素は高温空気と乱流混合しながら下流に進むが同時に化学反応も進行する。特に空気流の温度が十分に高いと反応が急速に進みノズル内で着火が生じる。従ってノズル内で着火が生じない場合でもノ

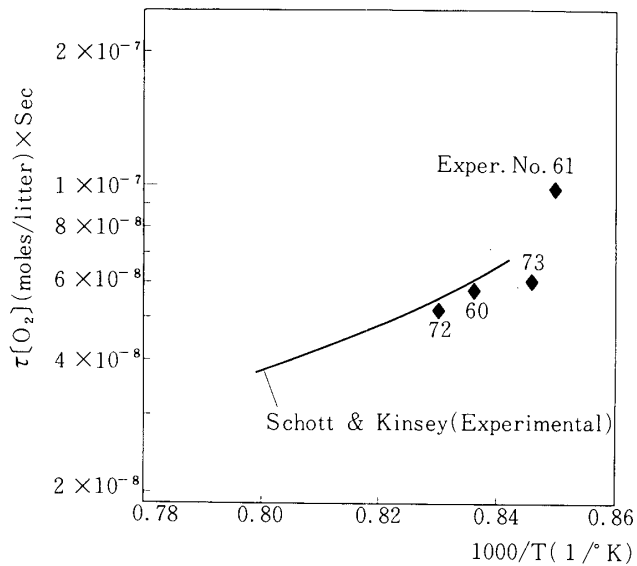


図18 衝撃波背後静温による反応誘導時間の変化

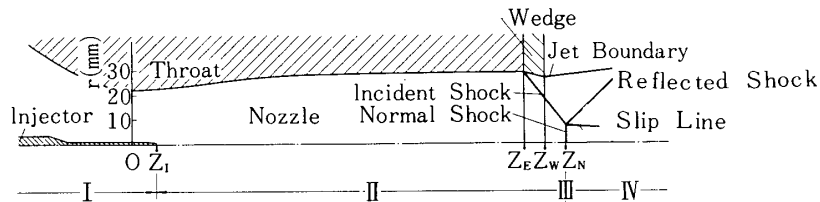


図19 準一次元化学反応流れ計算モデル

ズル内での反応が垂直衝撃波背後の反応に対して与える影響を検討する必要がある。ところがノズル内の流れを乱流混合をも考慮して計算することは非常に困難であるので、ここではよどみ点で完全に予混合した予混合気の流れとして取り扱うことにした。

第2の問題は垂直衝撃波背後の流れである。衝撃波によって一度亜音速流に圧縮された流れは外側からの膨張波やすべり線上での粘性の効果などによって再び超音速流に加速される〔11〕。この間の膨張過程は図13で説明したようになり複雑であるが、この膨張が反応に与える効果をも検討しなければならない。以上の考察から図19に示す準一次元化学反応流れ

表2 正反応速度定数 $k_f = A T^B \exp(-C/T)$

Elementary Reaction	Dixon-Lewis [13]			Kurata ni [14]		
	A	B	C	A	B	C
(1) $\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	2.04×10^{13}	0	2550	2.19×10^{13}	0	2590
(2) $\text{H} + \text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}$	1.42×10^{14}	0	8250	2.24×10^{14}	0	8450
(3) $\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}$	1.80×10^{13}	0	4700	1.80×10^{10}	1	4480
(4) $\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{M}$	1.03×10^{14} (M = H ₂)					
	3.61×10^{17} (M = O ₂)	-0.72	0	1.50×10^{15}	0	-500
	4.53×10^{17} (M = N ₂)					
	6.70×10^{18} (M = H ₂ O)					
(5) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	1.59×10^{14}	0	540	2.50×10^{14}	0	960
(6) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	1.10×10^{14}	0	540	5.00×10^{13}	0	500
(7) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	1.42×10^{13}	0	0	2.50×10^{13}	0	350
(8) $\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	8.50×10^{13}	0	0	5.00×10^{13}	0	500
(9) $\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	1.59×10^{13}	0	540	4.80×10^{13}	0	500
	$+ 1.42 \times 10^{12}$	0	0			
(10) $\text{H} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	9.20×10^{16} (M = H ₂)	-0.60	0			
	1.00×10^{18} (M = O ₂ , N ₂)	-1.00	0	3.24×10^{18}	-1.2	0
	6.00×10^{19} (M = H ₂ O)	-1.25	0			
(11) $\text{H} + \text{OH} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	9.77×10^{17} (M = H ₂ , O ₂ , N ₂)	-0.71	0	1.59×10^{19}	-0.96	0
	4.89×10^{17} (M = H ₂ O)	-0.71	0			
(12) $\text{H} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{OH} + \text{M}$	6.20×10^{16} (M = H ₂ , O ₂ , N ₂)	-0.60	0	6.20×10^{16} (M = H ₂ , O ₂ , N ₂)	-0.60	0
	3.10×10^{17} (M = H ₂ O)	-0.60	0	3.10×10^{17} (M = H ₂ O)	-0.60	0

の計算モデルを考えることにした。すなわち与えられた混合比の予混合気を噴射管先端までの領域Ⅰでは等エントロピー流れ，垂直衝撃波までの領域Ⅱでは反応流れ，垂直衝撃波Ⅲでは成分を凍結した垂直衝撃波の関係式を用い，領域Ⅳでは再び反応流れとする。領域Ⅰ，Ⅱの断面積変化は実際のノズル形状に境界層の補正を加えたもので与えた。領域Ⅳでは膨張過程を調べるために，実際に流れ中に円錐を挿入してシュリーレン写真を撮影してマッハ数の変化を調べ，それに対応した断面積変化を与えることにした。なお混合気体は理想的気体とし，計算はWestenbergら〔12〕の方法を用いて行なった。反応速度定数はDixon-Lewis

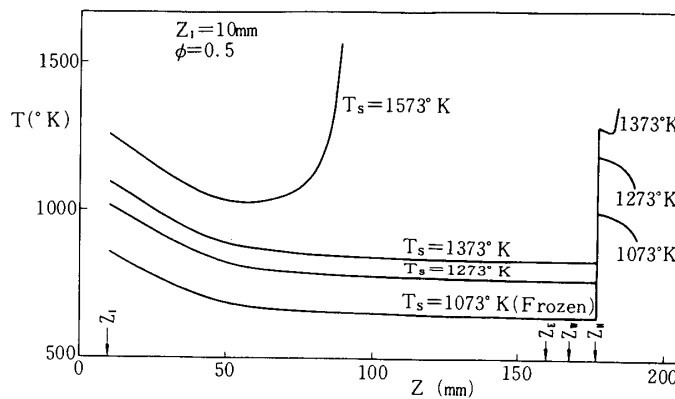


図20 よどみ点温度による温度分布の変化

ら〔13〕のものと倉谷〔14〕のものと2組を用いて比較したが，表2にその正反応の定数を示す。逆反応定数の値はJANAFの表の平衡定数の値から計算した。

4-2 ノズル内の着火

図20に反応開始をスロート下流10mmの位置 ($Z_I=10\text{mm}$)，当量比 $\phi = 0.5$ としたとき，よどみ点温度 T_s の4つの値に対して計算した温度分布を示す。この計算ではDixon-Lewisらの速度定数を用いている。 T_s が $1,073^\circ\text{K}$ 以下の場合には反応の影響は殆ど現われず完全な凍結流と考えてよい。このとき垂直衝撃波 ($Z=Z_N$) 背後の流れは膨張によって温度が低下する。 T_s が $1,273^\circ\text{K}$ の場合にも凍結流に近く，図上には反応の影響は現われない。 T_s が $1,373^\circ\text{K}$ ではノズル内の流れには反応の

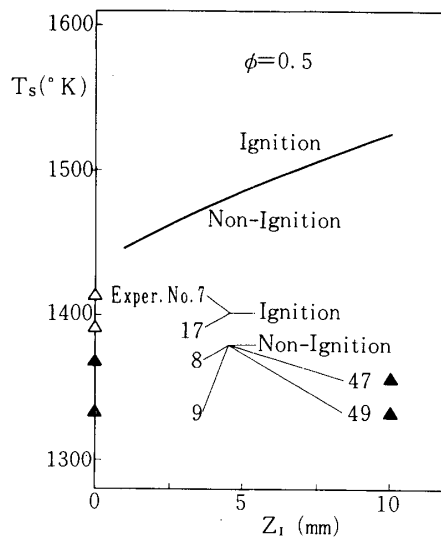


図21 ノズル内着火の発生限界

効果は見られないが、衝撃波背後で着火が生じる。さらに T_s が $1,573^\circ\text{K}$ に達するとノズル内で着火が生じる。このようなノズル内着火の発生限界をよどみ点温度 T_s と反応開始位置 Z_I を用いて示したのが図21である。この図には実験で着火が観察された点を Δ 印で、また着火しなかった点を \blacktriangle 印で示してある。実験と比較して計算で求めた限界は T_s の大きい方にずれていることがわかる。この計算のモデルでは乱流混合の過程が含まれていないため、実際の現象に比べてより着火しやすい結果を与える筈であるが、図21は逆の傾向を示している。このことは計算に用いたDixon-Lewisらの速度定数に問題があるものと考えられる。

4-3 衝撃波背後の反応誘導時間

図22, 23は $T_s = 1,373^\circ\text{K}$, $Z_I = 10\text{mm}$, $\phi = 0.5$ としたときの垂直衝撃波背後の流れの温度分布を示したもので、図22はDixon-Lewisら、図23は倉谷の定数を用いた結果である。これらの図で点線は衝撃波背後の流れに膨張がないとして計算した結果、また実線はこの効果を考慮した上でノズル内の流れを完全凍結流とした場合と反応流とした場合の二つの結果を示している。後者の二つは重なって区別ができず、この T_s の値に対してはノズル内の反応は衝撃波背後の反応に対して殆ど影響しないことがわかる。これに対して衝撃波背後の膨張は無視することはできない。また図22と23の比較からDixon-Lewisらの定数は倉谷の定数に比べて大きな反応誘導時間を与えることがわかる。図24はノズル内の反応および衝撃波背後の膨張の効果を考慮したときの衝撃波背後の各成分の空間分布を、二つの速度定数に対して比較して示したものである。いずれの場合にも衝撃波背後から下流に向かって活性のラジカルである H , O , OH および生成物 H_2O が急激に増加する。一方 HO_2 は途中でピークを

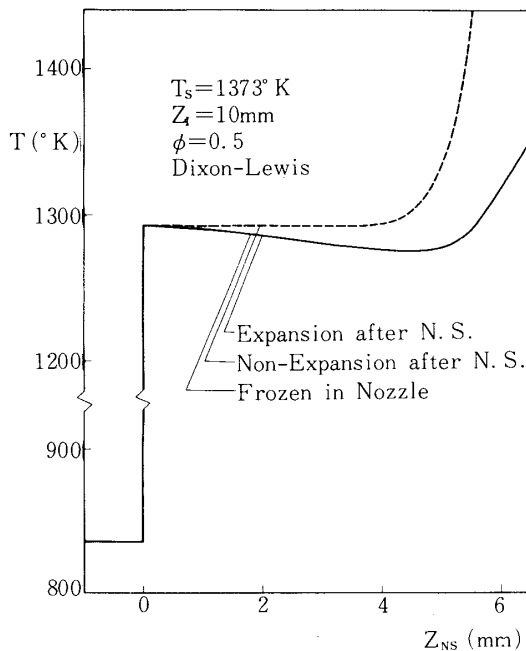


図22 垂直衝撃波背後の温度分布
(Dixon-Lewisらの速度定数)

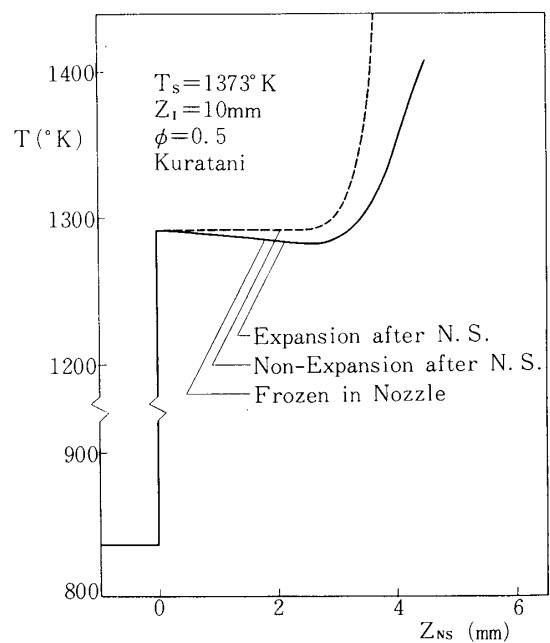


図23 垂直衝撃波背後の温度分布
(倉谷の速度定数)

持ち、それより下流では減少するが、そのピーク位置は温度が急上昇を開始する位置にほぼ等しい。以上は T_s が十分に高く衝撃波背後で着火が生じる場合であるが、 T_s が低くて着火しない場合にはH、O、OHなどにピークが存在し、それより下流では減少するとともに HO_2 がほぼ一定の値を保つ〔9〕。

図25は衝撃波背後の温度に対して反応誘導時間の変化を図18の実験結果と比較して示したものである。計算では着火の判定をOH濃度が 10^{-6} mole/literに達したとき〔10〕とした。実線、点線は図22、23と同じ意味を持ち、一点鎖線はノズル内での反応を凍結させ衝撃波背後の膨張のみを考慮した結果を示す。Dixon-Lewisらの定数では膨張の効果およびノズル内反応の影響が現われるが、これらの影響よりも速度定数の違いにもとづく相違の方が大きい。倉谷の定数はこの実験で得られた結果とよく対応した結果を与えることがわかる。

5. 考 察

5-1 垂直衝撃波の変化

これまでの静止デトネーションの研究において、Gross〔15〕、〔16〕らは衝撃波背後の化学反応が上流の衝撃波に影響を与えることを報告している。これに対してNichollsら〔17〕、

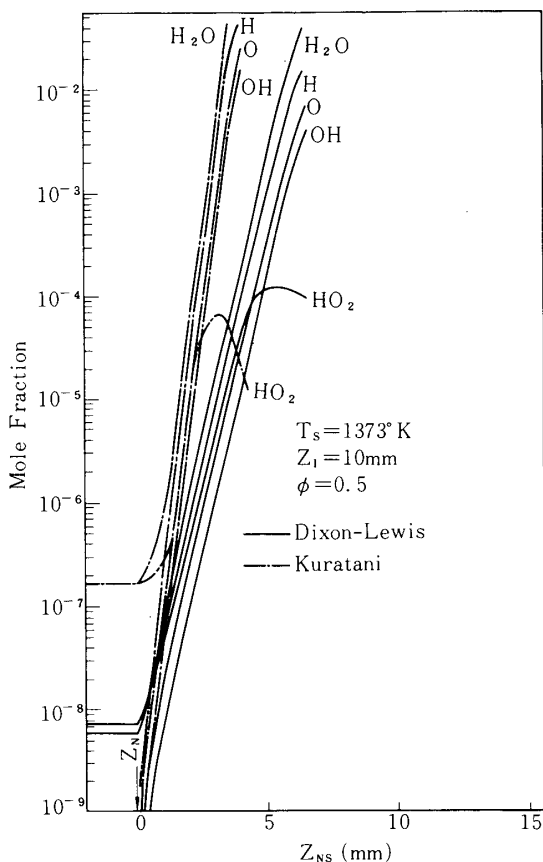


図24 垂直衝撃波背後の各成分の濃度分布

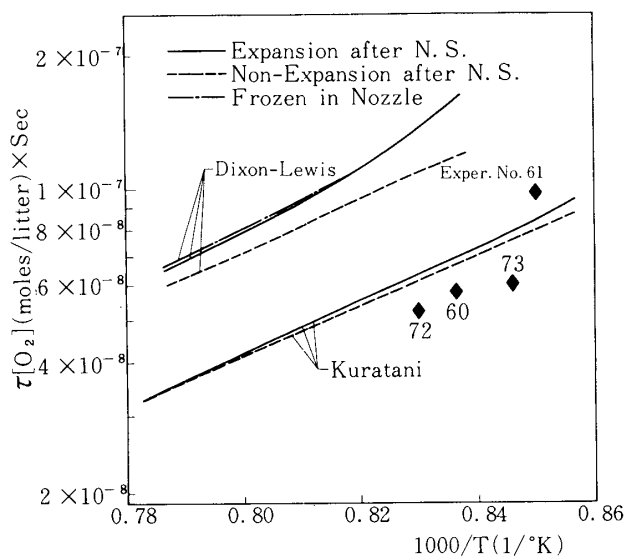


図25 衝撃波背後静温による反応誘導時間の変化

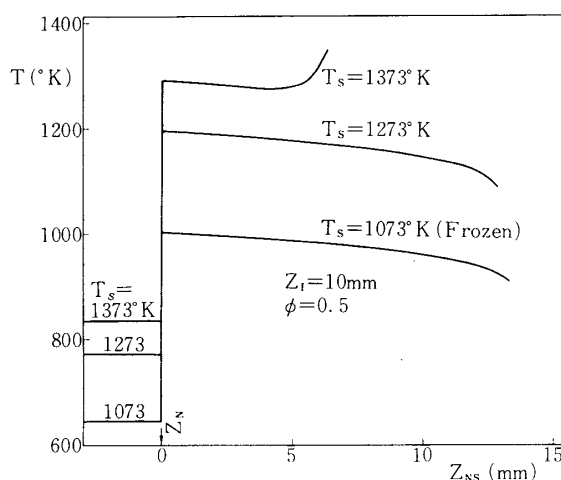


図26 垂直衝撃波背後の温度分布 (Dixon-Lewisらの速度定数)

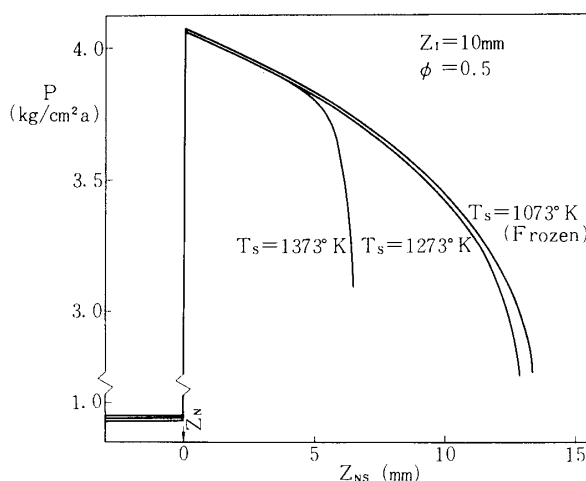


図27 垂直衝撃波背後の圧力分布 (Dixon-Lewisらの速度定数)

〔18〕, 〔19〕およびRubinsら〔20〕は反応は衝撃波に対して殆ど影響を与えていないことを報告している. 今回の実験では図16, 17に示したように衝撃波の位置および大きさがよどみ点温度 T_s によって変化することが明確に観察された. 特に背後に火炎が形成されると変化が著しくなることから, この変化が化学反応によってもたらされたものであることは明らかである. 図26, 27, 28は図20に対応した計算結果のうち, 衝撃波前後を拡大して示した温度, 圧力, マッハ数の空間分布を与える. ノズル内で着火が生じない限り, T_s の1,073°Kから1,373°Kの変化に対して衝撃波直前の圧力およびマッハ数は殆ど変化しない. これに対して衝撃波背後の流れは化学反応による発熱によって大きく影響される. すなわち反応のないときに比べて圧力の減少およびマッハ数の増加が早くなる. 特に着火が生じたとき ($T_s = 1,373^\circ\text{K}$) の変化は著しい. 以上のことから T_s による第1垂直衝撃波の変化は背後の化学反応による発熱によってもたらされたものと考えられることができる.

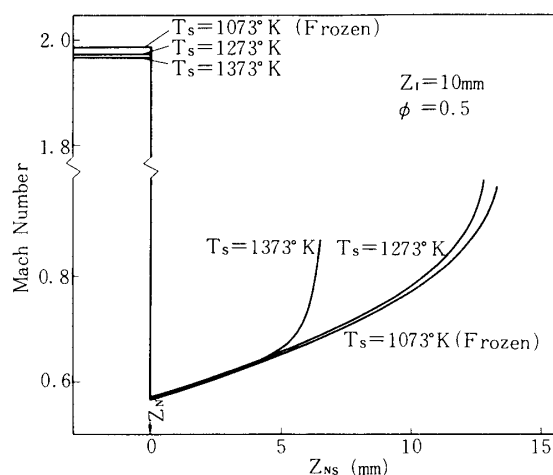


図28 垂直衝撃波背後のマッハ数分布 (Dixon-Lewisらの速度定数)

第2垂直衝撃波の場合には上流の第1垂直衝撃波背後の化学反応が形状変化に影響を与える可能性がある。しかし上流の反応は第2衝撃波に入る前に一旦 **quench** されるので直接的効果を与えることはできない。これに対して衝撃波背後では誘導時間が殆どなくて発熱が生じ、その効果は直接的である。従ってこの場合にも衝撃波の変化の主たる原因は背後の化学反応による発熱であると考えられる。このような発熱が何故垂直衝撃波を上流に押しやり、その直径を大きくするかは、現在のところ明らかではない。

5-2 着火条件と反応誘導時間

今回の噴射管Ⅱを用いた実験では衝撃波背後に着火が生じる最低の空気よどみ点温度 T_s は $1,300\text{ K}$ であることがわかった。Belletら [21]の同様の実験では $1,250\text{ K}$ が報告されている。水素噴射による総温降下を考えると両者の対応は良好である。しかしBelletらも指摘しているように着火限界温度は衝撃波背後の流れの様子に依存する。すなわち、一般に静止デトネーションの実験では垂直衝撃波背後の流れには膨張が存在する。このため着火は化学反応による発熱速度と膨張による冷却速度との競合によって決まる。ところが膨張の仕方は個々の実験によって異なるため、普遍的な着火条件は存在しないことになる。

図25に示した反応誘導時間の比較から、Dixon-Lewisらの速度定数は実験結果に比べて大きすぎる値を与え、一方倉谷の定数は実験結果と良く対応する値を与えることがわかる。両者の速度定数を比較して重要な違いは表2の4番目の反応の速度定数 k_{f4} にある。すなわちDixon-Lewisらの値は倉谷の値に比べて大きな k_{f4} を与える。一般に水素空気混合気の反応の初期の段階においては、表2の(1)~(4)の素反応が重要である。そのうち反応(1)、(3)は(2)、(4)に比べて速いため、全体としての連鎖分枝反応速度は反応(2)および(4)によって支配される。従って k_{f4} の値が大きすぎると、(4)の連鎖停止反応によってH、従ってまたO、OHなどの活性基を減少させることになり、反応誘導時間を長くすることになる。図21に示したノズル内着火限界がDixon-Lewisらの定数を用いると実験よりも高い温度を与えるのもこのためであると考えられる。

6. 結 論

水素を燃料として用いた静止デトネーションの実験，および準一次元化学反応流れの計算を行なった結果次の結論が得られた。

- (1) 空気よどみ点温度を 1,300 °K 以上にしたとき，垂直衝撃波背後に安定な火炎を形成させることができた。
- (2) 垂直衝撃波は背後の化学反応による発熱によって上流に移動し，その直径が大きくなる。
- (3) 実験で測定した反応誘導時間は Shock Tube の実験による Schott と Kinsey の結果と良く一致した。
- (4) 測定した空気よどみ点温度範囲では，反応誘導時間に対してノズル内の反応はあまり影響しないが，衝撃波背後の流れの膨張の影響は考慮する必要がある。
- (5) 倉谷の速度定数によって計算した反応誘導時間は実験結果と良く一致したが，Dixon-Lewis らの定数は実験に比べて大きな値を与えた。これは $H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$ の速度定数が大きすぎるためである。

最後にこの実験に御協力いただいた竹野研究室の湯浅三郎，佐藤研二，飯島敏雄，阿部重信，今成正一の各氏に厚くお礼申し上げる。また装置の設計，製作に御援助をいただいた辻廣教授を始め，堀守雄，吉田亮の各氏に深甚なる感謝の意を表したい。

1976年12月1日 原動機部

参 考 文 献

- [1] 辻 廣：超音速燃焼，日本機械学会誌，Vol. 70, No. 583 (1967), pp. 1205/1214.
- [2] 竹野忠夫，吉田亮，小谷良信：静止デトネーション実験装置，東京大学宇宙航空研究所，第1回“衝撃工学シンポジウム”前刷（1974），pp. 159/166.
- [3] A. K. Oppenheim: *Introduction to Gasdynamics of Explosions*, Springer-Verlag, Wien (1970).
- [4] A. K. Oppenheim and R. I. Soloukhin: Experiments in Gasdynamics of Explosions, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 5, Annual Review Inc., Palo Alto (1973), pp. 31-58.
- [5] 藤原俊隆：衝撃波と反応の干渉，日本航空宇宙学会誌，Vol. 22, No. 246 (1974), pp. 340/358.
- [6] 辻 廣，竹野忠夫，堀守雄，松井潔：高温気流連続燃焼実験装置 - 1，高温気流発生装置，東京大学宇宙航空研究所報告，Vol. 7 No. 2 (B)(1971), pp. 551/565.
- [7] 辻 廣，竹野忠夫，堀守雄：高温気流連続燃焼実験装置，東京大学宇宙航空研究所報告，Vol. 11, No. 4 (B)(1976), pp. 67/103.
- [8] 竹野忠夫，吉田亮，小谷良信，宇野達夫：水素燃焼実験設備，東京大学宇宙研究所報告，Vol. 11, No. 4 (B)(1976), pp. 105/127.
- [9] 宇野達夫：静止デトネーションの実験的研究，東京大学大学院修士論文（1976）

- [10] G. L. Schott and J. L. Kinsey: Kinetic Studies of Hydroxyl Radicals in Shock Waves, II, Induction Times in Hydrogen-Oxygen Reaction, *Journ. Chem. Phys.*, Vol. 29 (1958), pp. 1177-1182.
- [11] 辻 廣, 竹野忠夫, 安室絃一: 超音速噴流による乱流拡散火炎の実験的研究, 日本機械学会論文集, Vol. 37, No. 294 (1971), pp. 383/390
- [12] A. A. Westenberg and S. Favin: Complex Chemical Kinetics in Supersonic Nozzle Flow, *Ninth Symp. on Combustion*, Academic Press, New York (1963), pp. 785-798.
- [13] G. Dixon-Lewis and P. Rhodes: Properties and Kinetic Mechanism in Hydrogen Flames, *Second European Symp. on Combustion*, The Combustion Inst., Orleans (1975), pp. 473-478.
- [14] 倉谷健治: 燃焼反応に関する速度定数について, 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol. 11, No. 4 (A)(1975), pp. 755/823
- [15] R. A. Gross: Research on Supersonic Combustion, *ARS Journal*, Vol. 29, No. 1 (1959), pp. 63-64.
- [16] R. A. Gross and W. Chinitz: A Study of Supersonic Combustion, *Journ. Aero/Space Sci.*, Vol. 27, No. 7 (1960), pp. 517-524.
- [17] J. A. Nicholls, E. K. Dabora and R. L. Gealer: Studies in Connection with Stabilized Gaseous Detonation Waves, *Seventh Symp. on Combustion*, Butterworths, London (1959), pp. 766-772.
- [18] J. A. Nicholls and E. K. Dabora: Recent Results on Standing Detonation Waves, *Eighth Symp. on Combustion*, Williams and Wilkins, Baltimore (1962), pp. 644-655.
- [19] J. A. Nicholls: Standing Detonation Waves, *Ninth Symp. on Combustion*, Academic Press, New York (1963), pp. 488-498.
- [20] P. M. Rubins and R. P. Rhodes Jr.: Shock-Induced Combustion with Oblique Shocks; Comparison of Experiment and Kinetic Calculations, *AIAA Journ.*, Vol. 1, No. 12 (1963), pp. 2778-2784.
- [21] J. C. Bellet, H. P. Donzier, J. Soustre and N. Manson: Influence of Aerodynamic Field on Shock-Induced Combustion of Hydrogen and Ethylene in Supersonic Flow, *Fourteenth Symp. on Combustion*, The Combustion Inst., Pittsburgh (1973), pp. 595-602.