

燃料ガス噴流の着火に関する研究

1998年12月

博士(工学)

上島光浩

豊橋技術科学大学



①

## 燃料ガス噴流の着火に関する研究

1998年 12月

博士(工学)

上 島 光 浩

豊橋技術科学大学



## 論文要旨

### 論文題目：燃料ガス噴流の着火に関する研究

ディーゼル燃焼において，着火現象は機関性能を決定する最も重要な影響因子の一つであると考えられる．本研究はこのディーゼル噴霧の自発着火に対する基礎的な情報を得ることを目的として，定常高温空気流中に噴出された燃料ガス噴流の着火挙動を実験・理論両面から検討したものである．

まず初めに，空気流に対して直角および平行にエチレンガスを噴射してイオン検出時間分布の測定ならびにガス噴流形状の観察を行い，着火位置について調べた．その結果，直交噴流および平行噴流ともに着火位置は噴流上流部であり，さらに，直交噴流の場合には空気流の下流側である噴流内側境界近傍で着火していること，空気温度を低くすると着火位置は噴流下流側に移動すること，噴流速度を変化させても着火位置にはほとんど影響が現れないことなどが明らかになった．

次に，エチレンおよび水素の各ガス噴流に対してOH発光遅れを測定した．得られた結果をアレニウス座標で整理すると，着火遅れの対温度依存性は低温領域では大きなこう配をもつ直線で示されるが，高温になるに従いそのこう配が小さくなり水平方向に屈曲した．この現象について検討したところ，着火遅れ曲線の低温領域に見られる直線的挙動は主として化学的過程によって支配され，高温領域での挙動は物理的過程によって支配されていることがわかった．

ついで，本研究と同様な装置により得られた燃料噴霧の着火データと本実験結果を比較・検討した．その結果，両者の着火遅れの挙動がほぼ等しい事実が観測され，また両者の見かけの活性化エネルギーは予混合気



の活性化エネルギーとほぼ一致することがわかった。

円管ダクト内に充てんした高圧空気をファンにより回流させるとともに、電気ヒータで加熱する回流式燃焼装置を開発した。これを用いて高圧下でのエチレンガス噴流の着火挙動を調べた結果、着火遅れは大気圧下での実験結果と同様にアレニウス形で示され、空気圧力を変えても着火遅れの温度依存性は変化しないことが明らかになった。

最後に、水素ガス平行噴流を対象にして、素反応機構と多成分拡散を考慮した直接数値シミュレーションを試みたところ、本実験結果の傾向と良い対応関係を示した。そして、この数値解析によって燃料ガス噴流の着火初期の火炎構造が明らかにされ、加えて着火は混合層内の希薄混合気中で生じ、さらに低温時には比較的拡散の弱い場所が、また高温時には拡散の強い場所が着火位置となるという新たな知見が得られた。

以上、本研究では単純な形態をもつ燃料ガス噴流の自発着火を対象としており、実用機関における着火にまで言及するには至らなかったが、拡散燃焼形の着火の機構およびその基礎的性質については新しい知見が得られたものと考えている。特に燃料ガス噴流の着火特性が、燃料噴霧のそれとほとんど等しくなることを実験的に確かめたことは、取扱いが比較的容易な燃料ガス噴流の着火実験および理論計算によって得られた情報が燃料噴霧の着火機構を解明するために有力な知見となる可能性を示した点において、重要な意味を持っていると思われる。



## Studies on the Spontaneous Ignition of Fuel Gas Jets

Spontaneous ignition of fuel sprays in Diesel combustion is one of important factors affects the engine performance. In order to obtain the basic information about this autoignition of sprays, the spontaneous ignition of gaseous fuel injected perpendicularly or parallel to a steady hot airstream was experimentally and numerically studied .

In the first place, ignition points in gas jets were located by using ion current detection and schlieren photography under atmospheric pressure. The results obtained are as follows: (1) Ignition starts at the upstream region of transient jets. (2) Ignition of jets in a cross flow occurs in the peripheral region located downstream in a hot airstream. (3) The ignition point moves up toward the nozzle with an increase in air temperature. (4) The ignition point is only slightly dependent on jet velocity, but strongly dependent on air temperature.

In the next place, ignition delays were measured on fuel gas jets by detecting ultraviolet radiation of OH radicals. Ethylene and hydrogen were used as fuel. Ignition delay curves in the Arrhenius coordinate indicated straight lines of large gradient in the low-temperature region, but their gradient became gradually smaller with the increase of the temperature. To examine the cause of this bending of the ignition delay line, changes were made in the physical processes of ignition phenomena such as mixing or diffusion, so that the effect on ignition delay could be experimentally investigated. As a result, it was revealed that the ignition delay behavior indicated by a straight line in the low-temperature region is controlled by chemical processes, and the behavior indicated by a small-gradient line in the high-temperature region is controlled by physical processes.

The ignition characteristics of gas jets and spray jets of hydrocarbon fuels were compared using results newly obtained during this study and results of other



investigators. The following results were obtained: (1) All ignition delay curves are straight lines with large gradient in the Arrhenius coordinate. (2) Apparent activation energies are almost the same in all gas and spray jets. Additionally, activation energies of fuel gas jets nearly coincide with those of premixed gas ignition.

A circulating flow combustion device was developed for a spontaneous ignition experiment on fuel gas jets under high pressure. The combustion device is composed of a circular duct, a fan and electric heaters. Ethylene was injected perpendicular to a hot air stream of high pressure circulating through the duct. The ignition delay was measured and the effects of pressure, air temperature and fuel jet velocity were examined. The results show that the ignition delay time  $\tau$  is expressed in terms of pressure  $Pa$  and air temperature  $Ta$  by the equation  $\tau = A Pa^n \exp ( E / R Ta )$ , and the apparent activation energy  $E$  is constant, unrelated to pressure. In this study,  $E$  was 243 kJ/mol and the pressure exponent  $n$  was  $-1.3$ .

To examine the ignition process, direct numerical simulation was carried out on spontaneous ignition of fuel gas jets injected parallel to a steady hot air stream. Full kinetics was used in the calculation of chemical reaction. Hydrogen was chosen as the fuel gas because of its relatively simple chemical reaction mechanism. Calculated results revealed the follows. (1) The ignition point moves from the peripheral region in the upstream of a fuel jet to its top region with a decrease in spouting velocity of fuel jet, and an increase in air temperature. (2) The ignition takes place in fuel-lean region situated at the end of hot air side in the mixing layer, where turbulence is weak.



# 目 次

記 号

第1章 緒 言 .....	3
1.1 ま え が き .....	3
1.2 従来からの研究 .....	4
1.2.1 燃料ガス噴流の着火に関する実験的研究 .....	4
1.2.2 燃料噴霧の着火に関する実験的研究 .....	6
1.2.3 燃料ガス噴流および燃料噴霧の着火に関する理論的研究 .....	8
1.3 本研究の目的および概要 .....	9
1.4 本論文の構成 .....	10
第2章 燃料ガス噴流の挙動および着火位置の測定 .....	11
2.1 ま え が き .....	11
2.2 実験装置および実験方法 .....	11
2.2.1 燃焼装置 .....	11
2.2.2 測定装置 .....	17
2.2.2.1 ガス噴流の瞬間シュリーレン写真撮影 .....	17
2.2.2.2 発光遅れ時間の測定 .....	19
2.2.2.3 イオンの検出 .....	20
2.2.2.4 空気温度および空気流速の測定 .....	21
2.3 実験結果および検討 .....	24
2.3.1 燃焼器内における空気温度・速度分布 .....	24
2.3.2 燃料ガス噴流形状 .....	26
2.3.3 イオン検出時間 .....	26
2.3.4 着火遅れ時間の比較 .....	34
2.4 ま と め .....	36



第3章 ガス噴流の着火遅れ時間と諸因子の関係	37
3.1 ま え が き	37
3.2 実験装置および実験方法	38
3.3 実験結果および検討	40
3.3.1 火炎の挙動	40
3.3.2 OH発光遅れと可視・赤外発光遅れとの比較	43
3.3.3 噴流速度の影響	45
3.3.4 ノズル径の影響	47
3.3.5 窒素ガスによる希釈の影響	49
3.4 ま と め	51
第4章 噴霧燃焼および予混合燃焼との比較	53
4.1 ま え が き	53
4.2 実験装置および実験方法	53
4.3 噴霧燃焼との比較	53
4.4 予混合燃焼との比較	58
4.5 高圧下における噴霧の着火	60
4.6 ま と め	64
第5章 回流式燃焼装置による高圧下での着火実験	66
5.1 ま え が き	66
5.2 実験装置および実験方法	66
5.2.1 燃焼器の構造	66
5.2.2 測定部および燃料噴射系	68
5.2.3 測定部における空気温度分布	70
5.2.4 測定部における空気流速分布	73
5.3 実験結果および検討	75
5.3.1 開放形燃焼器との比較	75



5.3.2	噴流速度の影響	75
5.3.3	空気温度および空気圧力の影響	77
5.4	ま と め	80

## 第6章 水素ガス噴流の自発着火に関する

	直接数値シミュレーション	82
6.1	ま え が き	82
6.2	解析モデルおよび解析方法	82
6.2.1	解析モデル	82
6.2.2	支配方程式および関係式	83
6.2.3	物性値	87
6.2.4	素反応および反応速度定数	87
6.2.5	解析方法	90
6.2.5.1	境界条件	90
6.2.5.2	計算領域および格子	93
6.2.5.3	時間ステップ	96
6.3	計算結果および検討	97
6.3.1	着火位置および着火遅れ時間	97
6.3.2	実験結果との比較	102
6.3.3	着火時の噴流構造	104
6.3.4	ルイス数を1に仮定した場合の計算	109
6.4	ま と め	111

第7章	結 論	113
-----	-----	-----

謝 辞	118
文 献	119
付 録	122



## 記 号

- $A$  : 式 (5-1) の定数
- $C$  : Courant 数
- $C_{pj}$  : 成分  $j$  の定圧比熱
- $C_{pm}$  : 平均定圧比熱
- $D_{jm}$  : 成分  $j$  の拡散係数
- $d$  : ノズル径
- $E$  : 見掛けの活性化エネルギー
- $f_{vj}$  : 成分保存式の右辺
- $f_h$  : エネルギー保存式の右辺
- $h$  : 比エンタルピ
- $h_j$  : 成分  $j$  の比エンタルピ
- $\Delta H_j^f$  : 成分  $j$  の標準生成エンタルピ
- $J$  : 質量流束
- $k$  : 反応速度定数
- $Le$  : ルイス数
- $N$  : 半径方向の格子数
- $n$  : 式 (5-1) の圧力指数
- $Pa$  : 空気流の圧力
- $p$  : 圧力
- $R$  : 一般ガス定数
- $R_j$  : 単位時間, 単位体積当たりの成分  $j$  の反応量
- $T$  : 流体温度
- $Ta$  : 空気流の温度
- $T_{max}$  : 噴流内の最高温度
- $To$  : 基準温度
- $T_i$  : 吸引式高温計の指示値



$T_2$  : シース形熱電対の指示値  
 $T_3$  : 裸熱電対の指示値  
 $\Delta T$  : 吸引式高温計と各熱電対の指示値の差  
 $t$  : 時間  
 $\Delta t$  : 時間ステップ  
 $Ua$  : 空気流の時間平均速度  
 $Uf$  : 平行噴流のノズル出口速度 (解析)  
 $u, v$  : 噴流軸方向および半径方向の速度  
 $u'$  : 空気流の乱れ速度  
 $u^{*n+1}, v^{*n+1}$  : 速度予測子  
 $V$  : 直交・平行噴流の常温時のノズル出口速度 (実験値)  
 $V_h$  : 平行噴流の高温時のノズル出口速度 (実験値)  
 $X$  : 化学種濃度 (モル分率)  
 $Y_j$  : 成分  $j$  の質量分率  
 $Z, r$  : 噴流軸方向および半径方向の座標  
 $\Delta Z, \Delta r$  : 噴流軸方向および半径方向の格子間隔  
 $\beta_0$  : 緩和係数  
 $\varepsilon$  : 残差  
 $\varepsilon_0$  : 収束判定値  
 $\lambda$  : 熱伝導率  
 $\mu$  : 粘性係数  
 $\rho$  : 流体密度  
 $\tau$  : 各成分のせん断応力  
 $\tau_{PMT}$  : OH発光遅れ  
 $\tau_{PD}$  : 可視・赤外発光遅れ  
 $\tau_i$  : イオン検出時間の最小値 (イオン検出遅れ)  
 $\phi$  : 速度, 温度, エンタルピ等の連続関数  
 $\omega$  : 渦度



# 第1章 緒 言

## 1.1 ま え が き

ディーゼル機関は実用されている熱機関の中で最も高い熱効率をもつ機関であり、船用ディーゼル機関では正味熱効率が50%を超えるものがある。化石燃料の枯渇やCO<sub>2</sub>による地球の温暖化が危惧される今日、エネルギー有効利用の点から今後も、この機関の重要性は変わることはないと考えられる。しかしながら、都市部を中心とした大気汚染が深刻化するなか、ディーゼルエンジンから排出される窒素酸化物と粒状物質の低減は社会的な急務となっているが、ディーゼル機関がガソリン機関に比べてその現象が複雑であり、決定的な打開策がないのが現状である。このような状況の中で近年、高圧燃料噴射による希薄燃焼、2段燃焼など燃焼方式の抜本的な見直しから排気改善を施す試みが積極的に行われるようになった。しかし、火炎内部においては多くの複雑な現象が同時に進行しているため、全体として見るとむしろ不明なことの方が多いくらいで、クリーンなエンジンの開発設計は経験に依存することが少なくないのが現状である。すなわち、排気改善をより合理的に行うためには、ディーゼル燃焼に対する正確な理解が必要であり、この方面の研究に対する社会的要請も強くなっている。

ディーゼル機関の燃焼室内に液体燃料を噴射すると、燃料の微粒化および蒸発、燃料蒸気と高温空気との混合、混合気中での化学反応による活性化学種や熱の発生、生成された活性化学種や熱の拡散・消失などの過程を経て反応場のいずれかの点において、活性化学種や熱の生成が拡散・消失を上まわり、ある限界値を超えたときに着火が発生するものと考えられる。燃料噴霧の着火は、熱効率および排気性能を考えるうえで重要な現象であるために、今までに多くの研究が行われてきた。しかし、この現象は多くの作用因子が複雑に関与しているために着火機構を解明することが困難であり、その主要パラメータである着火遅れについても、実験に用いる燃焼器の種類や測定方法の違いによって各



研究者の報告結果には大きな差異が見られる。

噴霧の着火現象を究明するためには、高温空気流中における油滴の分布状態、燃料と高温空気の混合状態および化学反応の進行状態を知る必要がある。しかし、噴霧の着火実験においては、高温空気中を飛行する油滴の検出や、噴霧を含んで流れる高温ガスの速度・温度・濃度測定、噴霧が混在する混合気中に発生する微弱な着火炎の検出など、この実験に特有の困難な測定上の問題がある。噴霧の着火機構にまで立入った研究が少ないことの原因は、主としてこの測定上の困難さからきているものと思われる。このような測定上の問題を打開するため、本研究では実験条件の制御が容易で正確な測定が可能な実験方法として、電気炉で発生させた定常高温空気流中に円筒ノズルから気体燃料を噴出させることによって、燃料ガス噴流の着火について検討を行った。燃料を液体から気体に置き換えた場合、(1)現象が単純化できる、(2)着火実験における種々の操作が容易となる、(3)数値解析の単純化ができる、などの利点を有する。一方、噴霧燃焼火炎の内部構造はガス拡散火炎のそれと多くの共通点を持つことが知られている<sup>(51)</sup>。また、噴霧内では燃料の蒸発が非常に速いため、周囲雰囲気十分に高温高圧の条件のもとでは、噴霧の挙動はガス噴流のそれに近いという報告<sup>(18)</sup>がある。これらの事実より、燃料噴霧と燃料ガス噴流の着火機構には基本的な相違はないと推測される。以上、本研究は、燃料ガス噴流の着火に関する基礎的実験が、より実用的な燃料噴霧の着火機構を究明するためのひとつの手段として有効であろうとの考えのもとに行われたものである。

## 1.2 従来からの研究

### 1.2.1 燃料ガス噴流の着火に関する実験的研究

燃料ガス噴流の着火に関する研究は、水素ガスディーゼルエンジンの開発を目指して行われたり、ガスタービン内で発生する噴霧の着火を基礎的に調べる目的で行われてきたが、それらの研究数は噴霧の着火に関する研究と比べて少ない。前者の実験においては、一般に衝撃波管や急速圧縮装置などの密閉形燃



焼器が用いられ、一方後者では主に開放形燃焼器である高温気流発生装置が用いられている。以下に、従来の研究例について述べることにより、燃料ガス噴流の着火に関する研究の現状とその問題点を明確にする。

石井ら<sup>(5)</sup>は、衝撃波管を用いて反射衝撃波後方の高温高压空気中において水素ガスを着火させ、フォトダイオードによって発光遅れを測定した。アレニウス座標、つまり横軸を周囲温度の逆数、縦軸を着火遅れの対数でプロットした結果、800～1000Kまでの低温領域では着火遅れの温度依存性が大きく、1000～1250Kの温度領域では着火遅れが温度に関係なく一定値をとった。さらに温度が上昇して高温低压の領域になる（衝撃波管の特性）と、希薄な空気に対し断熱膨張で冷却された水素の量が相対的に多くなるために着火遅れが長くなる現象を観測した。また、入射衝撃波が到着する前に反射壁から水素を噴出しているために水素は予熱され、かつ衝撃波との干渉によって混合過程は複雑になっていると考えられる。高橋<sup>(6)</sup>は反射衝撃波後方の温度1000～1500K、圧力0.13～0.21MPaの酸素-アルゴン混合気中に水素を噴出してOH発光遅れを測定した。その結果、着火遅れデータをアレニウス座標でプロットすると、データは1030Kで折れ曲がった直線、すなわち低温側では着火遅れの温度依存性が大きくなることがわかった。鈴木・足立<sup>(22)</sup>は、高橋と同様な装置で水素噴流の実験を行い、アレニウス座標において、着火遅れが一本の直線を示す結果を得た。東野ら<sup>(23)</sup>は、自由ピストン形急速圧縮装置を用いて水素噴流について実験を行い、着火遅れの測定結果は定性的には鈴木・足立のデータと一致しているが、絶対値は10倍程度大きくなったと報告している。

次に、大気圧下で開放形燃焼器を用いて行った研究について列挙する。

Mullins<sup>(24)</sup>は燃焼速度に比べて十分に速い高温高速空気流中（873～1273K）にノズルから数種の常温ガス燃料を噴出し、下流に形成される火炎前縁と噴射ノズル間の距離をガス流速で割ることによって着火遅れを求めている。燃料には、水素、メタン、エタン、ブタン、アセチレン、一酸化炭素が用いられた。その結果、着火遅れはアレニウス座標において、大きな傾きをもつ直線を示すことがわかった。Mullinsと同じ測定法を用いているが、燃料の噴射形態が



異なる研究として次の二つが挙げられる。北野ら<sup>(25)</sup>は、最高温度1050Kの高温空気流中にそれと同温、同速度の水素を層流噴流の形でノズルから流出させた。FreemanとLefebvre<sup>(10)</sup>は、混合に要する時間を極力短縮するため、燃料のプロパンガスの噴射を燃焼器断面内に均等に分布した25個の噴口によって行った。これらの実験結果はすべて、Mullinsのデータと同じ傾向を示している。

以上述べたように、開放形燃焼器によるガス噴流の着火遅れデータすべてがアレニウス座標において大きなこう配を持つ一本の直線で示されているのに対し、密閉形燃焼器の実験においては、着火遅れは非常に複雑な挙動を示しており研究者によって大きな違いが生じている。

### 1.2.2 燃料噴霧の着火に関する実験的研究

燃料噴霧の着火遅れは、ディーゼルエンジンおよびガスタービンエンジンの性能を考えるうえで重要であるために、これまでに多くの人達によって研究がなされてきた。実用機関を用いた研究<sup>(26)</sup>は、エンジンの運転条件と着火遅れの関係を調査するには最適であるが、着火遅れに影響すると考えられる多くの因子が相互に関連しているために、特定因子が現象に及ぼす影響を調べるには不適當である。したがって、着火遅れに関する基礎的研究においては、諸因子を独立に変化させることができる点から、高温気流発生装置、定容燃焼器、急速圧縮装置および衝撃波管などの燃焼装置が用いられてきた。

Mullins<sup>(9)(27)</sup>は燃料ガス噴流の実験と同じ高温気流発生装置を用いて、燈油等の燃料噴霧についても着火遅れを測定している。その結果、ガス噴流の実験結果と同様にアレニウス座標において着火遅れは一本の直線で表されると報告している。Mullinsと同様な方法による軽油噴霧の研究として、小泉ら<sup>(30)</sup>は大気圧下で、またSpadacciniら<sup>(20)</sup>は圧力1~4MPaの高圧下で実験を行い、Mullinsと同じ実験結果を得た。

北野ら<sup>(11)</sup>は高温の微粒化用一次空気および二次空気を燃焼筒内に同軸に流出しておき、高速の一次空気流中に正ヘプタン、セタンを突然噴出させたときの可視・赤外発光遅れを常圧下で測定している。その結果、着火遅れはアレニ



ウス形を示した。小沼ら<sup>(2)(3)</sup>は、着火遅れと諸因子の関係を調べるために常圧下の高温空気流中に噴出された燃料噴霧を対象にして、噴霧性状、蒸発、混合、燃焼器壁などの物理的因子を変えた実験、さらに燃料に着火促進剤を混入させることによって燃料の化学的性質に変化を与えた実験を行っている。その結果、燃料噴霧の着火遅れは、アレニウス座標において一本の直線で示され、また、その直線のこう配は燃料の種類によって決まる化学的因子のみによって決定され、物理的因子はそのこう配に対してほとんど影響力がなく、直線を平行移動する力しか持っていないことを明らかにした。

居倉・広安ら<sup>(15)</sup>、新井・広安ら<sup>(16)</sup>は高压容器内に電気炉を設置した定容燃焼器を用いて燃料噴霧の可視・赤外発光遅れを測定した。かれらの正ヘプタンの結果は、圧力を上げると着火遅れは大きく短縮されるとともに、見かけの活性化エネルギーもまた著しく小さくなった。また、燃料を軽油にした場合には、着火遅れはアレニウス座標において1箇所で折れ曲がった直線となると報告している。池上ら<sup>(17)</sup>も、軽油噴霧の着火遅れが折れ曲がる現象を報告している。彼らの実験は自由ピストン形急速圧縮装置を用い、圧力上昇信号から着火の検出を行っている。佐藤ら<sup>(18)</sup>も定容燃焼器を用いて正デカン噴霧の発光遅れを測定しているが、居倉・広安らの正ドデカンで得た着火遅れ直線の傾きの3倍近い大きな値を得ている。藤本ら<sup>(28)</sup>は定容燃焼器を使用して重油噴霧の着火現象を調べ、燃焼器内の温度が710K以上、圧力が4MPa~6.3MPaの範囲で着火遅れ（火炎発生遅れと内部エネルギー回復遅れ）がほぼ一定になることを見いだした。なお、この現象は池上らによる急速圧縮装置を使用した実験<sup>(29)</sup>でも観測されている。また、水谷ら<sup>(19)</sup>は超音波噴霧器によって生成したセタン予混合噴霧柱を反射衝撃波で断熱圧縮してOH発光遅れを測定した結果、アレニウス座標において1180K付近を境にして、低温側で水平方向に曲がる着火遅れ曲線を得ている。

以上、噴霧の着火遅れは、1.2.1節のガス噴流のデータと同様に、開放形燃焼器を用いた場合にはアレニウス形を示すのに対し、密閉容器内では複雑な挙動を示しており、また研究者によって大きく異なっている。



### 1.2.3 燃料ガス噴流および燃料噴霧の着火に関する理論的研究

燃料ガス噴流の自発着火は、乱流場での流動・混合と化学反応の相互干渉効果によって支配されている。この現象を理論的に取扱うためには、詳細な素反応機構に基づく化学動力学を考慮しながら、高速で変化している燃料噴流内の速度・温度・濃度場を解かなければならない。すなわち、このような解析対象を計算する場合に、高い時間・空間分解能が要求されるため直接的な解析は困難となる。したがって、従来から燃料ガス噴流の着火解析の多くは化学反応モデルや乱流モデルを用いて行われてきた。

燃料ガス噴流の着火を理論的に扱おうとした試みは、層流の平行噴流の自発着火を解析したもの<sup>(32)</sup>、確率密度関数を用いて高速噴流の着火を解析したもの<sup>(33)</sup><sup>(34)</sup>、可燃性気体と酸化剤の対向流場の着火に対して活性化エネルギー漸近展開法を用いた解析<sup>(35)</sup>、乱流混合層内の着火解析<sup>(36)</sup>、その他多くの研究が今までに行われているが、その大部分が総括反応を仮定している。しかしながら、上述のごとく燃料ガス噴流の着火においては化学反応過程が重要であり、特に着火限界に近い低温時において反応機構の影響力は大きくなると考えられる。したがって、このような大胆な仮定のもとに得られた結果が、広範な温度範囲に対して生じている着火現象をどの程度説明しうるか疑問である。

近年、計算機の発達に伴って層流場であるが、詳細な素反応機構を考慮したガス噴流の着火解析が可能となった。例えば、LawとWilliamsの研究グループでは常温水素と高温空気の対向流場において、reduced chemistry あるいはフルカインेटィックスを用い、さらに多成分拡散を考慮した計算を行った。そして空気温度、雰囲気圧力、ひずみ速度をパラメータにとり着火限界について調べている<sup>(37)~(39)</sup>。しかしながら、フルカインेटィックスおよび多成分拡散を考慮して高速噴流を解析した研究は、著者の知る限りにおいて報告されていない。

燃料噴霧の着火を理論的に扱おうとした試み<sup>(40)~(46)</sup>もあるが、噴霧の着火はガス噴流の着火過程に加えて、燃料の微粒化、噴霧油滴の蒸発過程が含まれ、またさらに燃料成分の炭素数の増加にともなって反応機構が複雑になるな



ど、解析上多くの障害が出てくる。したがって現時点では、実際の燃料噴霧の着火を広く説明できる解析は非常に困難になっている。

### 1.3 本研究の目的および概要

1.2節で述べたように、燃料ガス噴流および燃料噴霧の着火遅れデータが研究者や実験装置の違いによって大きく異なる場合が見られるが、この原因の一つとして着火遅れ測定法の違いが挙げられる。着火遅れの測定は着火に伴う圧力上昇、可視・赤外発光、紫外発光、陽イオン発生などの現象を検出したり、火炎の高速撮影などによって行われるが、これらの方法は厳密に言えばそれぞれ異なった現象を検出していることになり、測定結果に相違が現れるのは当然である。

一方、定容燃焼器などを用いた燃料噴流の着火実験において、燃焼器内の空気温度を測定する際に熱電対を使用することが多いが、この場合周壁への熱放射が原因となって空気温度を精度よく測定することは困難である。また、ディーゼル機関、急速圧縮装置および衝撃波管などを用いた実験においては、燃焼器内の雰囲気の状態が高速で変化するために、空気温度を時間的かつ空間的に正確に把握することが困難である。ところが、着火遅れの測定においては空気温度の測定精度が非常に重要であり、5K程度の測定誤差が着火遅れデータには大きな影響を与える。

以上のような状況を考慮すると、燃料噴流の着火特性に関する普遍的な知見を得るためには、従来から用いられている着火検出法および空気温度測定法について比較検討し、それらの特徴および相違点について知る必要がある。

本研究は、このような現状認識のもとに、開放形燃焼器あるいは回流式燃焼装置を用い、定常高温空気流中において気体燃料を噴出した際に発生する着火現象に対して、従来より精度の高い着火の検出および空気温度の測定を試みた。そして、空気温度925~1223K、空気圧力0.1~2.0MPaの実験範囲で、諸因子が着火遅れ時間および着火位置に与える影響について調べた。さらに、本実験結



果に他の研究者の燃料ガス噴流および燃料噴霧の実験結果を加え、ガス噴流および噴霧の着火特性を比較・検討した。最後に、素反応機構が明らかな水素を燃料に用いて、反応動力学と多成分拡散を考慮した直接数値解析を行うことにより、着火時における燃料ガス噴流の温度・速度・濃度場を調べた。そして、実験から得られた情報と数値解析から得られた情報を併せて検討することによって、ガス噴流の着火の機構およびその基本的性質を究明せんと試みた。

#### 1.4 本論文の構成

以下に本論文の各章の内容について概説する。

第2章では、大気圧下での着火実験に用いた実験装置および実験方法について述べ、空気温度測定法の検討結果についても詳述する。また、噴射直後から着火に至るまでのガス噴流の発達状況を観察し、さらに着火初期の火炎帯を検出することによって着火位置について検討を行う。

第3章においては、主に混合・拡散といった着火現象の物理的過程に変化を与えて、それが着火遅れに対してどのような影響を及ぼすかについて実験的に検討した結果を述べる。

第4章においては、本実験結果に他の研究者の実験結果を加えて、ガス噴流と噴霧の着火特性について比較・検討する。また、これに関連して、拡散燃焼形の着火と予混合燃焼形の着火についても比較を行う。

第5章では、高圧下での着火実験装置として開発した回流式燃焼装置の構造および性能について記述する。さらに、この装置を用い高圧下において空気温度・圧力および燃料噴射速度が着火遅れに与える影響について検討を加える。

第6章では、円筒ノズルから水素を高温空気流に対して平行に噴射した場合の自発着火を対象として、反応動力学と多成分拡散を考慮した直接数値シミュレーションを行った結果について述べる。さらに、この計算結果と前章までの実験結果を併せて、燃料ガス噴流の着火機構について検討を加える。

第7章は本研究の結論である。



## 第2章 燃料ガス噴流の挙動および着火位置の測定

### 2.1 ま え が き

高温空気中へ燃料ガスを噴出すると、(1) 燃料ガスと高温空気との混合、(2) 混合気中における化学反応による活性化学種や熱の発生、(3) 生成された活性化学種や熱の周囲への拡散、などの現象が発生し、ある場所において活性化学種の濃度あるいは温度がある限界値を越えたとき着火に至るものと考えられる。燃料ガス噴流内において燃焼が開始する場所、すなわち着火位置と諸因子との因果関係を明らかにすることは着火過程を理解するうえで有力な知見になると考えられる。通常、着火位置の観測には火炎の高速度写真撮影が使用されるが、着火の瞬間における発光は微弱であるために検出が困難となる。

本章では、微弱な発火も検出でき、しかも時間的・空間的に高い分解能を持っているという理由から静電探針を用いてガス噴流内におけるイオン検出時間の分布を測定し、さらに、瞬間シュリーレン写真による噴流形状の観測結果と対応させて着火位置を決定することを試みた。

### 2.2 実験装置および実験方法

#### 2.2.1 燃焼装置

図2-1は実験装置の概略である。送風機より供給された空気は電気炉で1033Kから1173Kに加熱された後、鉛直上向きに燃焼器へ送られる。一般に、発光遅れの測定において着火の瞬間に発生する微弱光を正確に検出することは困難である。特に、高温時では燃料濃度の薄い混合気でも着火が可能になるため着火時の発光量はさらに小さくなる。また、本実験のように電気炉を使用した着火実験では着火時の微弱な発光が発熱体からのふく射光に埋もれて発光検出器で検知できなくなるという問題も生じてくる。そこで図に示すように電気炉出口に曲がり部を設けることにより、発熱体からの放射が直接燃焼器内へ入らない



ように工夫した。一方、燃料のエチレングス（純度99.0%）は蓄圧タンクに充てんされ、噴射弁から一定速度で空気流に対して直角もしくは平行に噴射される。噴射弁は着火確認後に閉じた。

図2-2に電気炉内部の詳細を示す。内壁は耐火断熱レンガ（イソライト工業，LBK-28，熱伝導率 $0.27\text{W/mK}$ 以下，最高使用温度 $1773\text{K}$ ）で構成され，その外側を高温断熱ボード（イソライト工業，スーパーボード，熱伝導率 $0.089\text{W/mK}$ 以下，最高使用温度 $1273\text{K}$ ）で覆った。ヒータには，シリコニット発熱体（A10-2；出力 $0.63\text{kW}$ ，A12-1； $0.99\text{kW}$ ）を用い，伝熱効率を向上させるため，放射体としてセラミックチューブ（NCチューブ：外径 $30\text{mm}$ ）を図のように設置した。なお，電気炉の出力は，1段目が $5\text{kW}$ ，2段目が $10\text{kW}$ である。

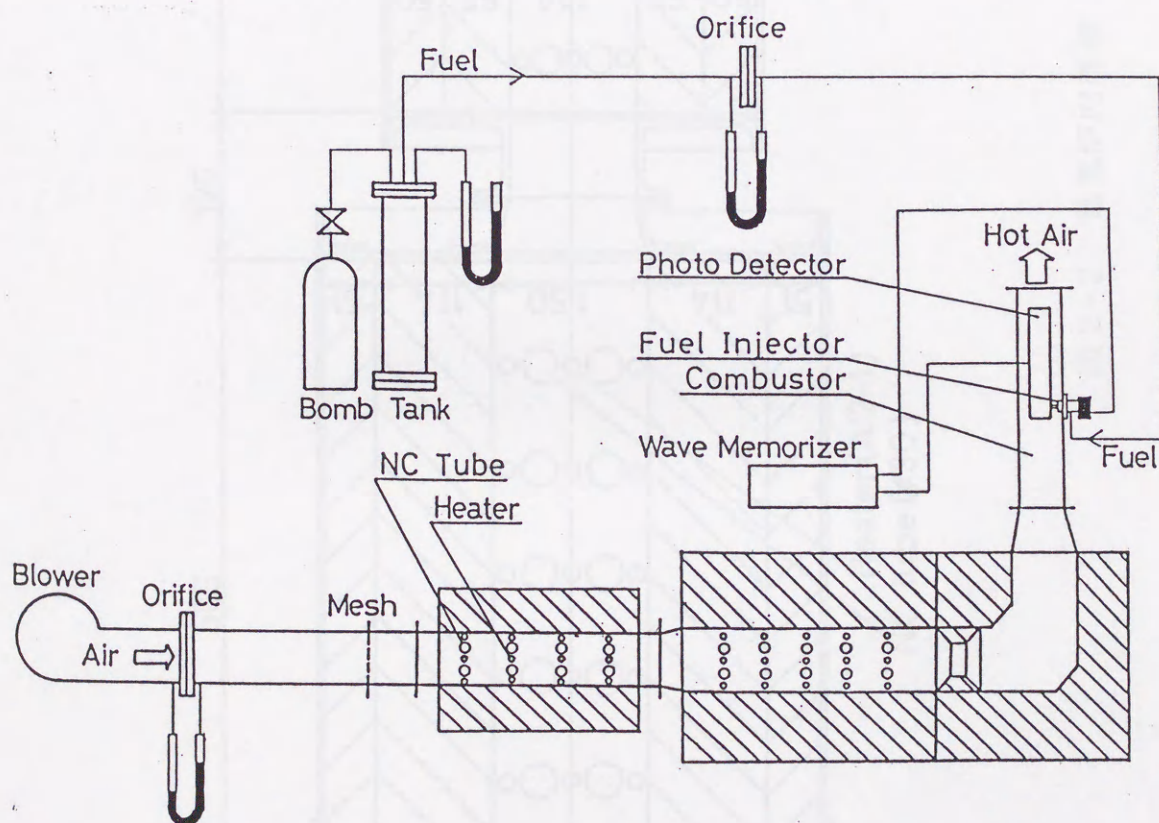


図2-1 実験装置概略



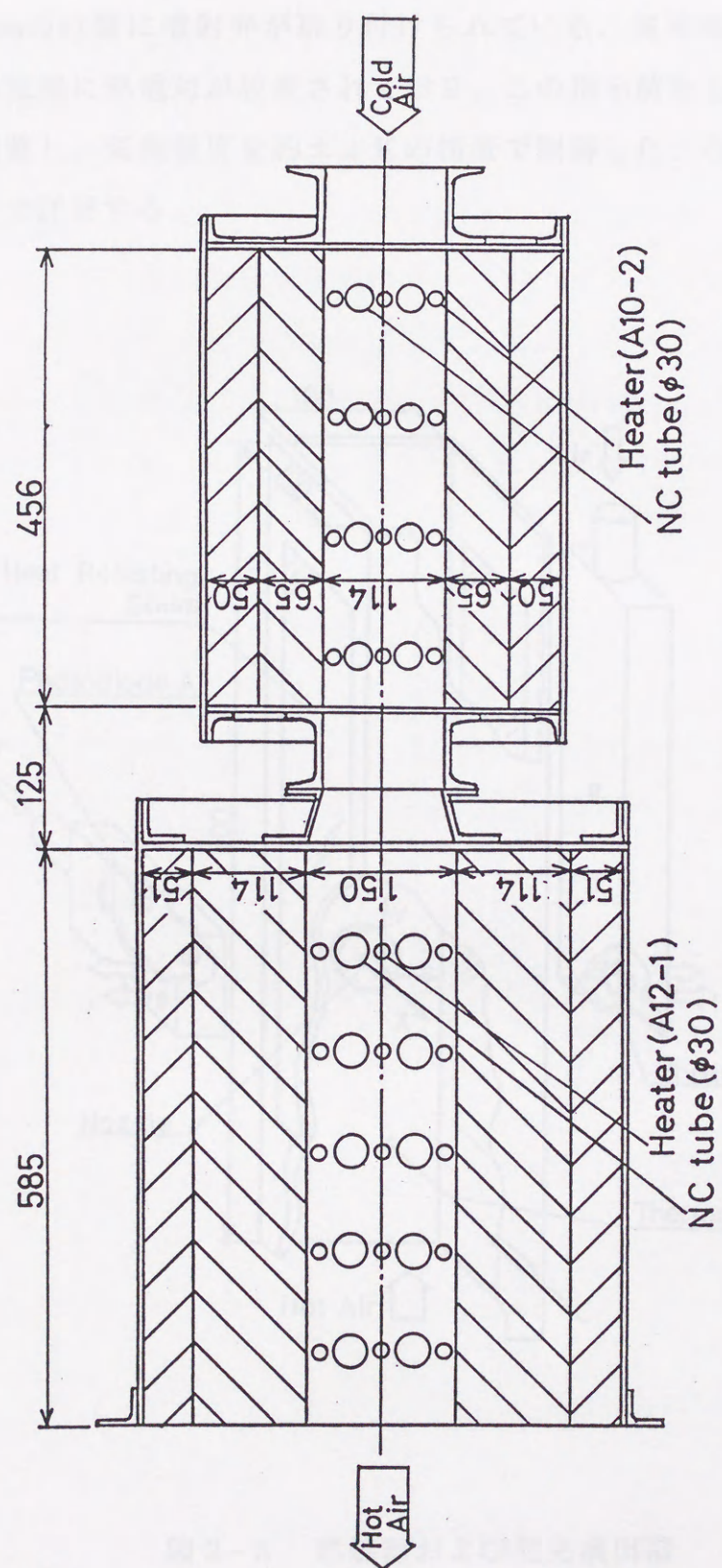


図 2-2 電気炉内詳細



図 2-3 は燃焼器および発光検出器である。燃焼器は $100 \times 100 \text{ mm}$ の正方形断面で高さが $500 \text{ mm}$ 、対向する 2 面には耐熱ガラスが設置されており、燃焼器底面から $230 \text{ mm}$ の位置に噴射弁が取り付けられている。気流温度を制御するために、燃焼器底部に熱電対が設置されており、この指示値をもとに電気炉の電圧を手動で調整し、気流温度を約  $\pm 1 \text{ K}$  の精度で制御した。なお、発光検出器については後で詳述する。

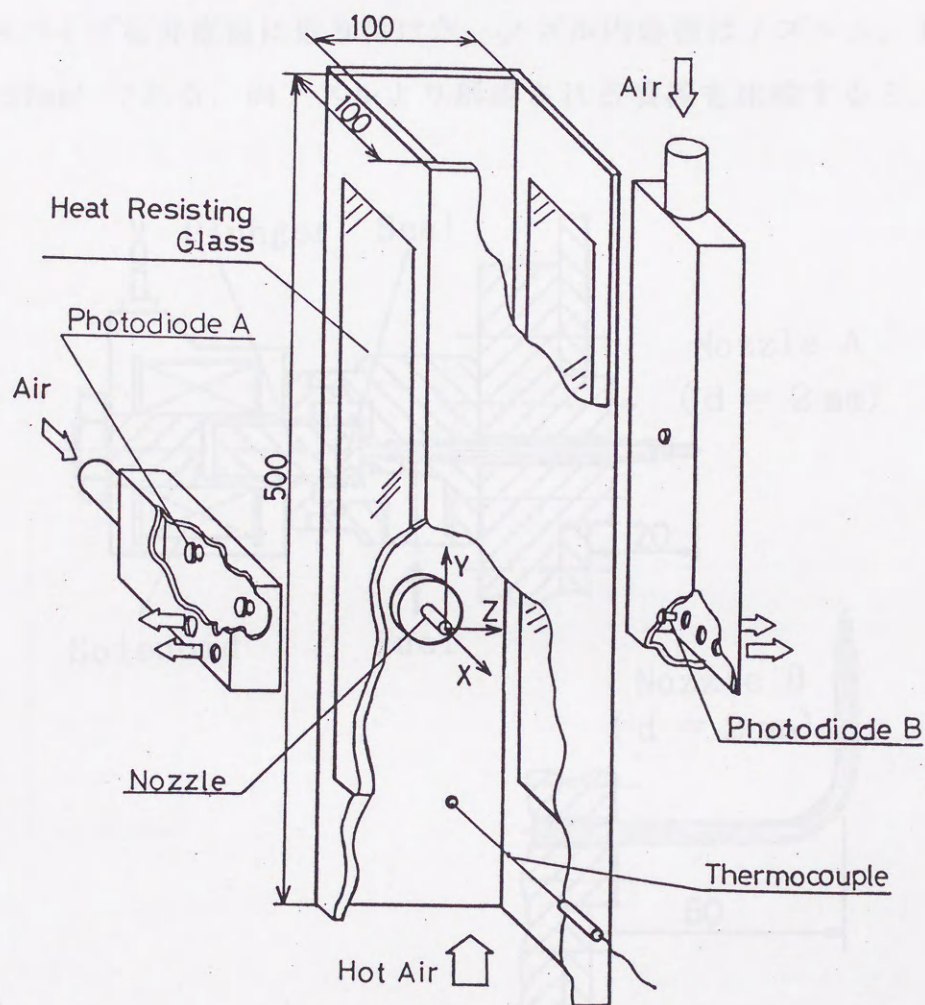


図 2-3 燃焼器および発光検出器



図2-4は燃料噴射弁であり、電磁弁の吐出側にノズル（ステンレスパイプ）を取り付けたものである。コイルへ通電すると、プランジヤはコイル吸引力によりコア組立に吸着して弁座が開かれ、燃料ガスはノズル内に流入する。実験には2種類のノズルを用い、ノズル先端部の内径は両者とも2mmである。ノズルAは空気流に対して直角に燃料を噴射する際に使用し、その先端は燃焼器壁から20mm突き出ている。一方、ノズルBは空気流に対して平行に噴射するときに用いた。ガス噴流の着火実験においては、ノズル内容積（サクションボリューム）はなるべく少ない方が望ましく、図に示すように、ノズルであるステンレスパイプを弁直後に取り付けた。ノズル内容積はノズルA、Bそれぞれ0.28, 0.57cm<sup>3</sup>である。両ノズルより形成される噴流を比較すると、平行噴流

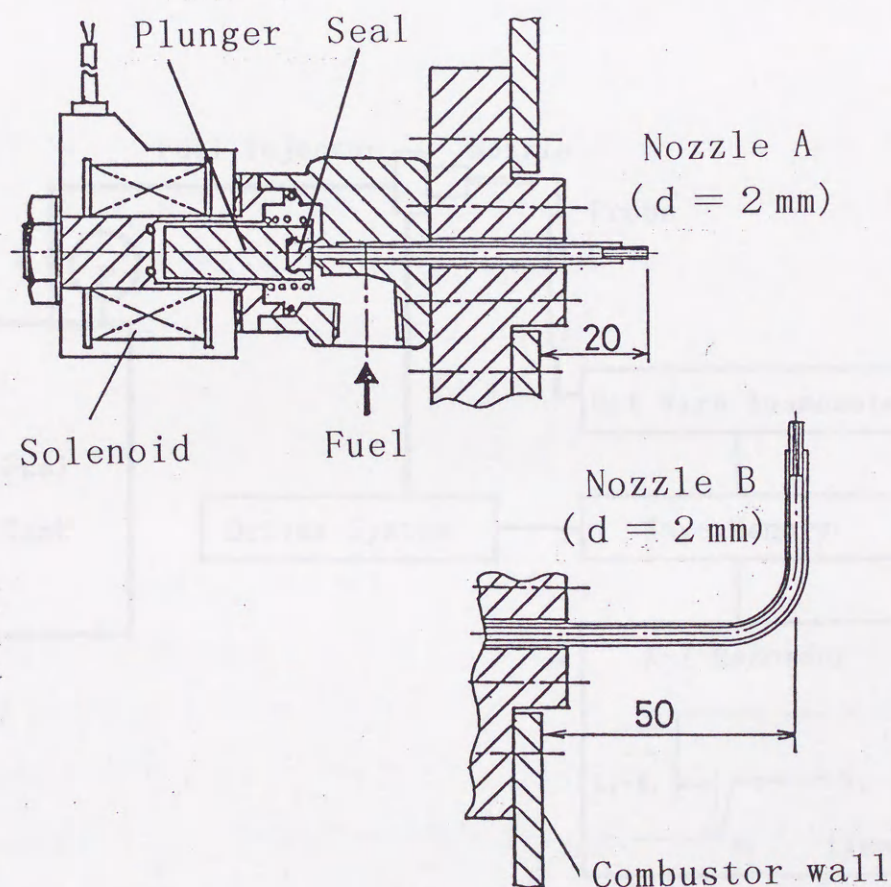


図2-4 燃料噴射弁



の方が構造が単純であり、着火過程の基礎研究には適しているが、本実験においては、燃料ガスがノズル内部を通過する間に高温空気流によって加熱膨張するためにノズル出口の燃料ガス温度や速度を正確に把握することが困難となる。直交噴流の場合には、燃焼器壁からのノズルの突き出し量が少ないので上述のような問題が生じない。本研究の目的は空気温度や噴流速度の着火に対する影響を調べることであるので、主として実験には直交噴流を形成するノズルAを用いた。なお、燃料噴射弁の駆動回路図を付録に示す。

図2-5は燃料噴射速度の測定装置概略である。速度センサには熱線流速計を用い、測定位置はノズル先端から1mm離れた噴流中心とした。図2-6に噴流速度の時間履歴の一例を示す。この図は、ノズルAから常温静止空气中へ速度50m/sでエチレンガスを噴出したときの結果であるが、1.5msで立ち上がった後、

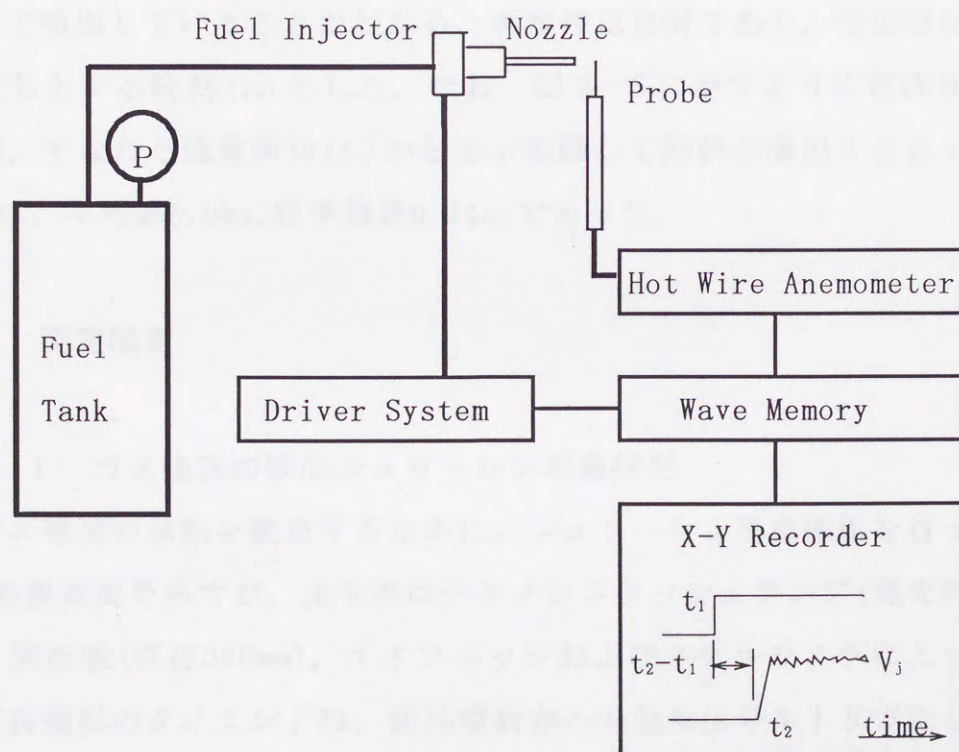


図2-5 噴射速度測定装置概略



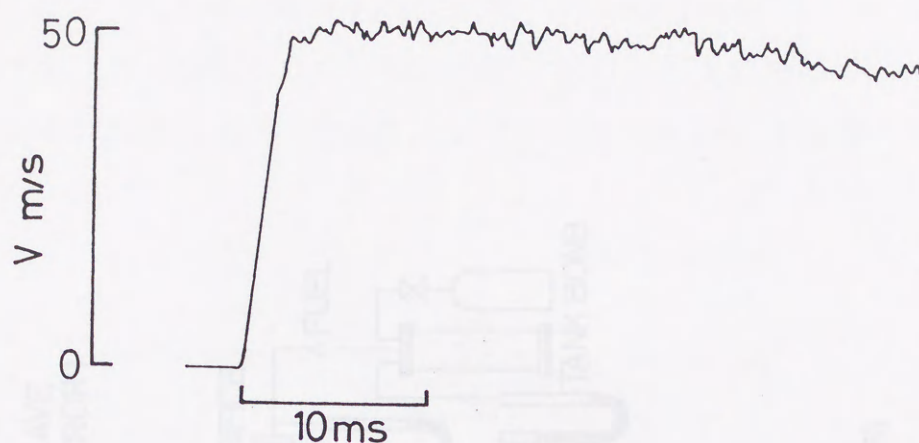


図 2-6 噴流速度の時間履歴

一定速度で噴出していることがわかる．再現性は良好であり，噴射開始時期は速度の立ち上がる時刻 ( $t_2$ ) とした．なお，図 2-5 に示すように電磁弁の駆動遅れ時間，すなわち通電開始 ( $t_1$ ) から弁が駆動して燃料が噴出するまでの時間 ( $t_2 - t_1$ ) は，平均値 6.0ms，標準偏差 0.24ms であった．

## 2.2.2 測定装置

### 2.2.2.1 ガス噴流の瞬間シュリーレン写真撮影

燃料ガス噴流の挙動を観察するために，シュリーレン写真撮影を行った．図 2-7 に装置概要を示すが，光学系はクセノンフラッシュランプ（発光時間；約  $50 \mu s$ ），凹面鏡（直径 200mm），ナイフエッジおよびスチルカメラによって構成した．写真撮影のタイミングは，燃料噴射弁への起動信号をトリガにして，遅延回路によって調節する方法をとった．



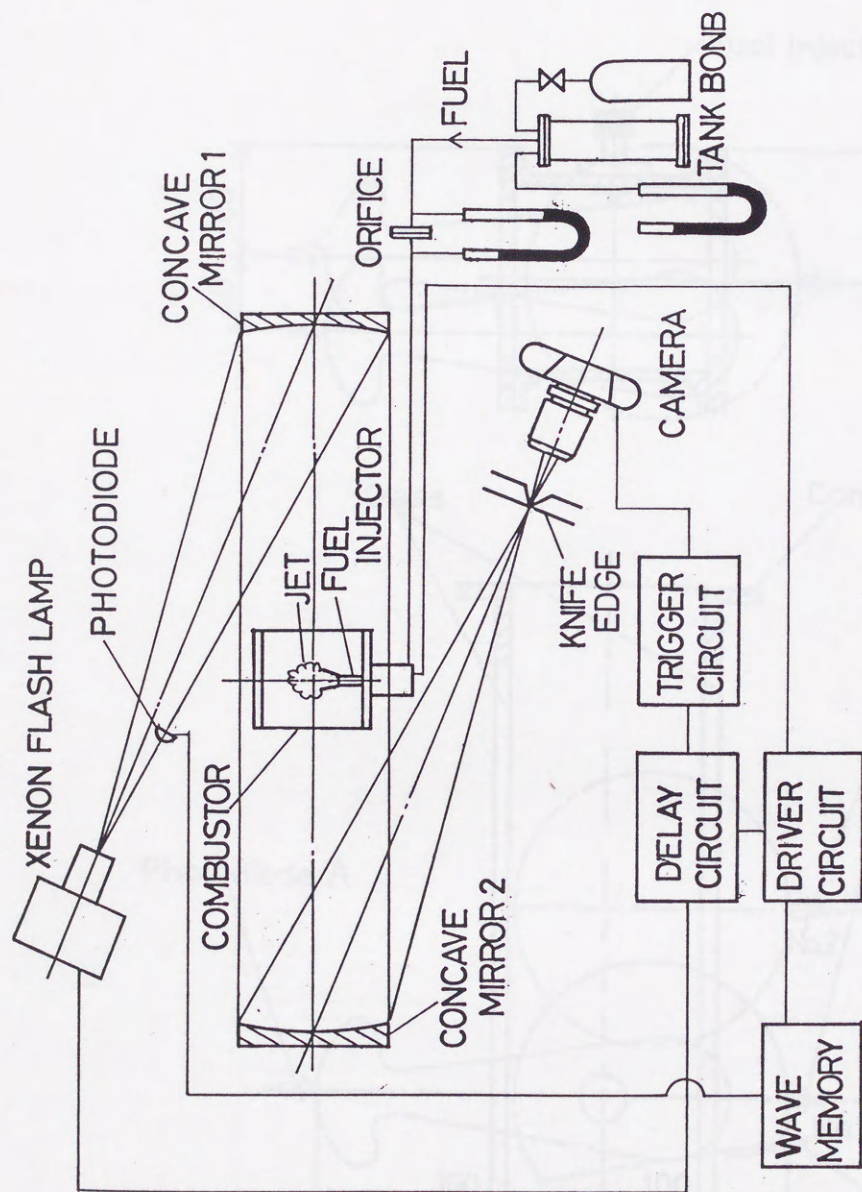


図 2-7 瞬間シュリーレン写真撮影装置の概略



#### 2.2.2.2 発光遅れ時間の測定

図2-3に示したように，着火による発光の検出には4個のフォトダイオードを使用した．図2-8に各フォトダイオードの検出領域（二点鎖線内）およびそれらの取り付け位置を示す．噴射弁取り付け断面上に設置されているフォトダイオードAは狭視角形（浜松ホトニクス，S1190-01）であり，主に高温時

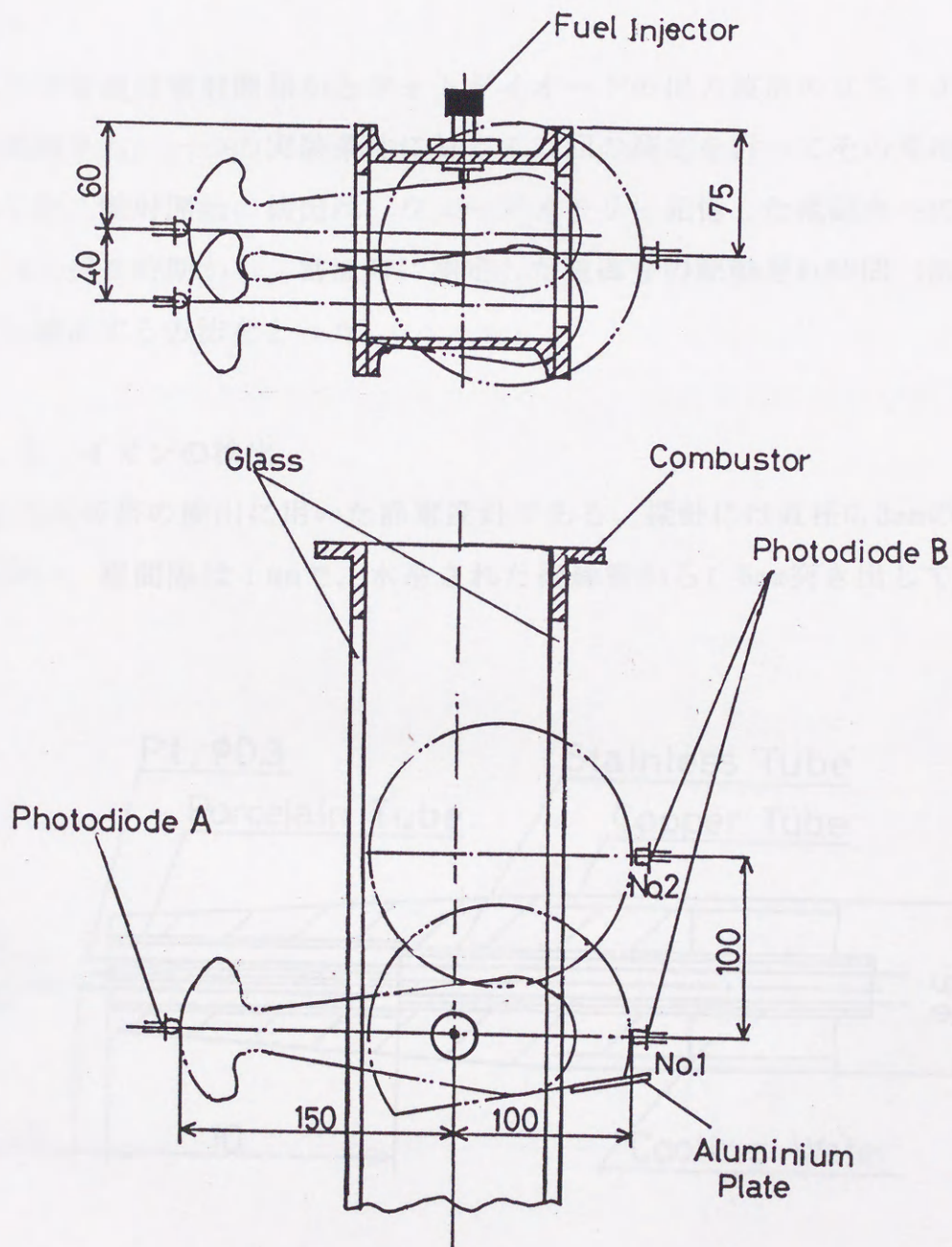


図2-8 フォトダイオードの検出領域



においてノズル近傍で発生する微弱光を検出するためのものである。フォトダイオードBは広視角形(S1190-03)であり、低温時において空気流下流側で発生する発光を検出する。すなわち、図2-8のようにフォトダイオードを配置することによって、燃焼器内のいかなる位置における発光も検知できるようにした。これら4個のフォトダイオードからの出力信号ならびに電磁弁への入力信号はウェーブメモリに同時に記憶した。なお、フォトダイオードの指向特性を付録に示す。

発光遅れの定義は噴射開始からフォトダイオードの出力波形の立ち上がるまでの時間間隔とし、一つの実験条件に対して30回の測定を行ってその平均値を求めた。なお、噴射開始の検出は、ウェーブメモリに記憶した電磁弁への入力波形の立ち上がり時期から、常温時に測定した電磁弁の駆動遅れ時間(図2-5参照)を補正する方法をとった。

### 2.2.2.3 イオンの検出

図2-9は火炎帯の検出に用いた静電探針である。探針には直径0.3mmの白金線を2本用い、線間隔は1mmで、水冷された絶縁管から1.5mm突き出してある。

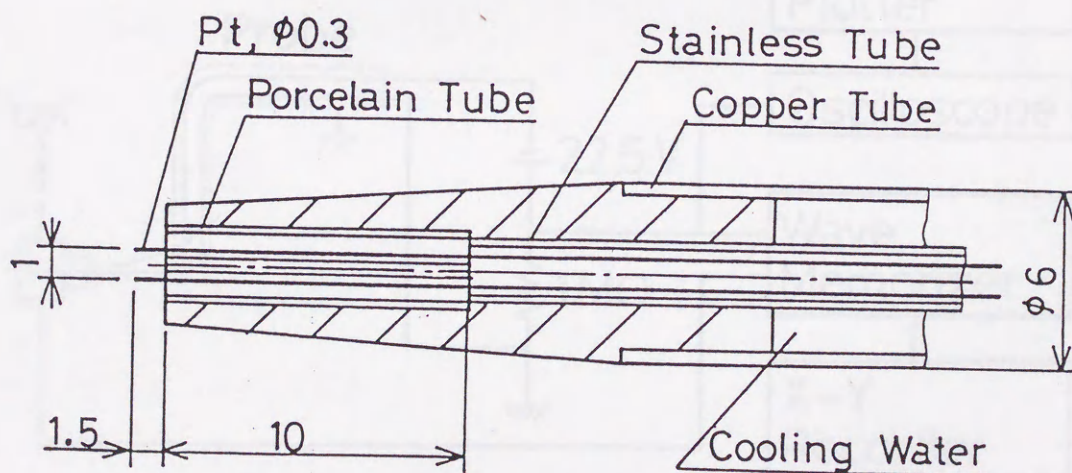


図2-9 静電探針



図 2-10 にイオン検出装置の概略を示すが，一方の探針には $-22.5\text{V}$ の直流電圧がかけられており，他方の探針およびプローブ外筒が陽極になっている．陽イオン電流は抵抗を介して電圧に変換され，ウェーブメモリに記憶される．実験は鉛直に探針を設置し，イオン電流波形の立ち上がる時期と噴射開始時期との時間間隔を測った．各位置に対して40回の測定を行い，その平均値をイオン検出時間と定義した．

#### 2.2.2.4 空気温度および空気流速の測定

一般に定容燃焼器を用いた着火実験において，空気温度を測定する場合に熱電対を使用するが，周壁への熱放射などが原因となって，空気温度を精度よく測定することは困難である．ところが，着火遅れの実験においては空気温度の測定精度が非常に重要であり， $5\text{K}$ 程度の測定誤差が着火遅れデータには大きな影響を与える．以上の熱的誤差を極力小さくして，温度測定の精度を向上させ

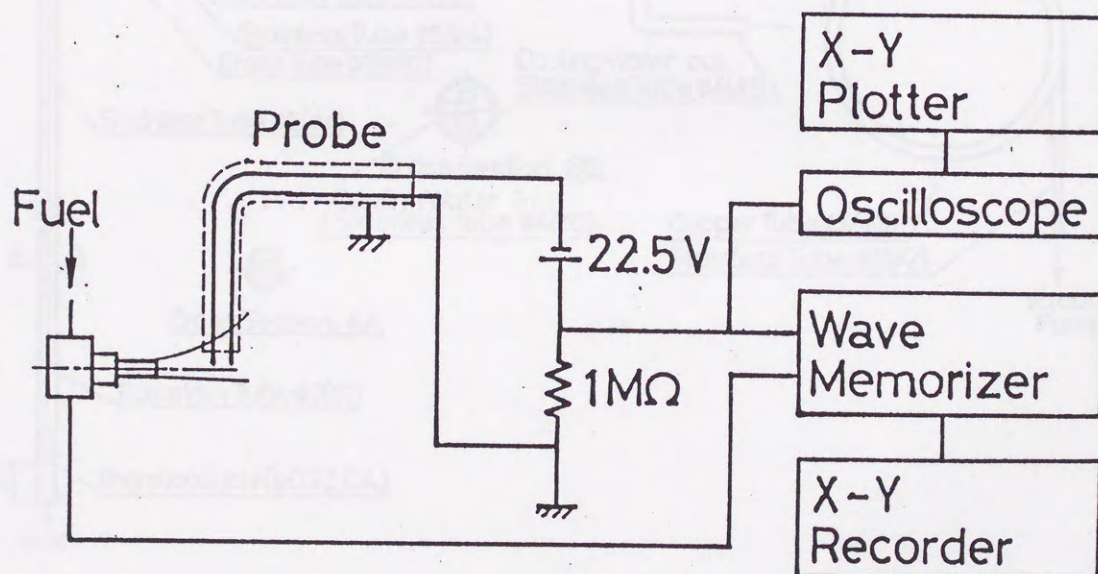


図 2-10 イオン検出装置概略



るものとして吸引式高温計がある。図 2-1 1 に、今回実験に使用した吸引式高温計の構造を示す。測定の際は、熱電対の温接点が内部に設置されているステンレス管を空気流に平行に入れ、その下端から高温空気を高速で吸引する。これにより、次に示す三つ効果により誤差を減らすことができる。

(1) 温接点の周りのガス流速を上昇させることによって、熱電対への熱伝達率を高める。

(2) 熱電対素線の長さ方向の温度こう配を小さくすることによって、素線を伝わって逃げる熱を減らす。

(3) 温接点を覆っているステンレス管の温度を高め、熱電対温接点とステンレス管との温度差を小さくすることによって、放射による誤差を減らす。

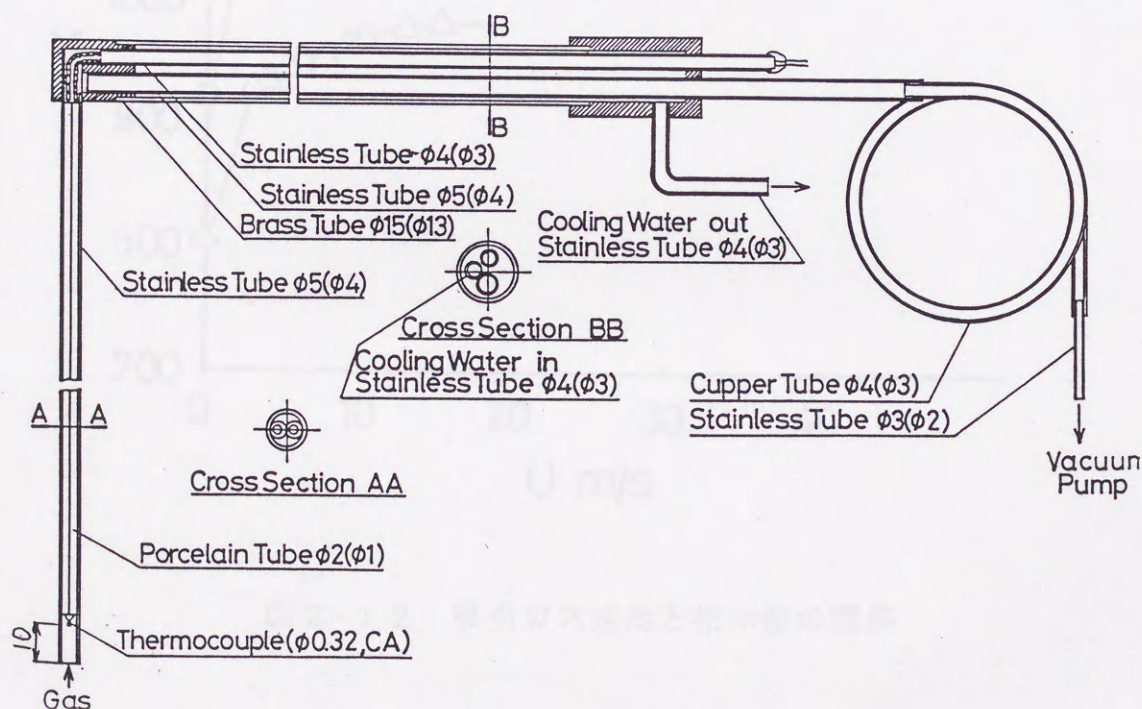


図 2-1 1 吸引式高温計



吸引式高温計でガス温度を測定する場合、指示温度はガス吸引量によって変化する。図 2-1 2 は今回使用した吸引式高温計を燃焼器内に設置してガス吸引速度と指示温度の関係について調べた結果である。図より、15m/s以上の速度で吸引すればほぼ一定値となることがわかる。ただし、燃焼器内の空気流速は4m/sであるから、上記のような高速で吸引すると周囲のガスを吸込むことになる。しかし、今回使用した燃焼器内の温度分布が平坦であるためほとんど誤差は生じないものと考えられる。

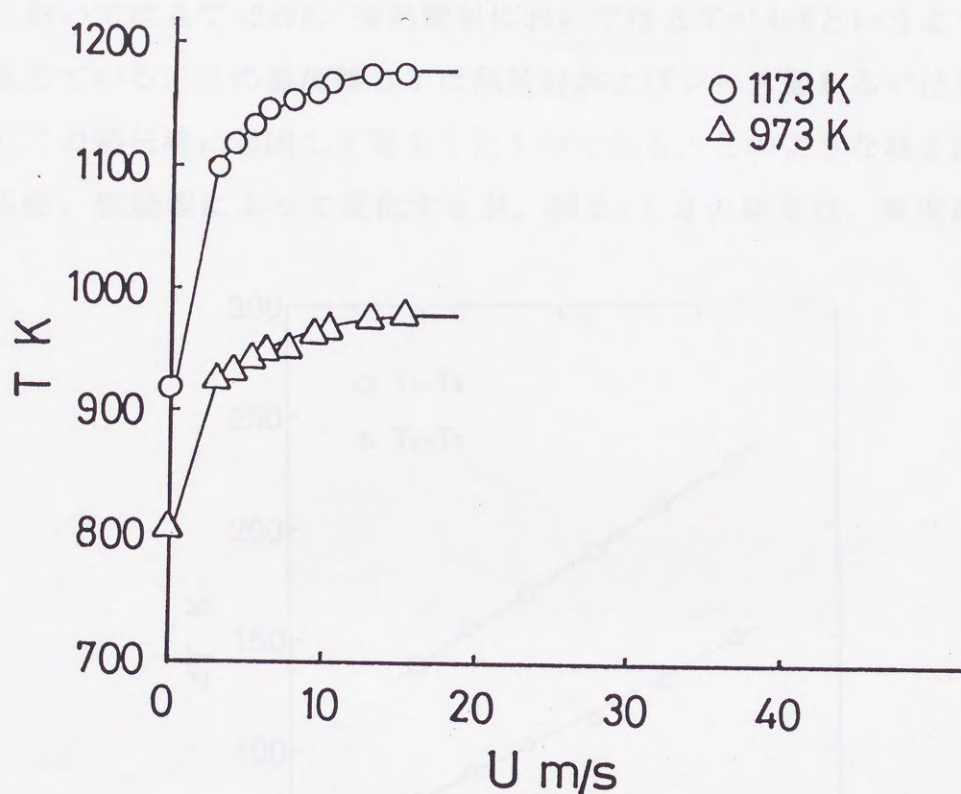


図 2-1 2 吸引ガス速度と指示値の関係



## 2.3 実験結果および検討

### 2.3.1 燃焼器内における空気温度・速度分布

比較のため，吸引式高温計，アルメル・クロメルのシース型熱電対（直径1.6mm）およびアルメル・クロメルの裸熱電対（線径0.32mm）を用いて，燃焼器内の空気流温度を測定した．その結果を図2-13に示す．横軸は吸引式高温計の指示値 $T_1$ であり，縦軸は吸引式高温計と各熱電対の指示値の差 $\Delta T$ である．なお， $T_2$ ， $T_3$ はシース型熱電対および裸熱電対の指示値である．図より，空気温度の上昇に伴って $\Delta T$ が増大し， $T_1=1225\text{K}$ のとき，シース型熱電対においては $\Delta T=229\text{K}$ ，裸熱電対においては $\Delta T=149\text{K}$ というように大きな差が生じている．この温度差 $\Delta T$ は熱放射およびシース管あるいは熱電対素線を通しての熱伝導に起因して発生したものである．このような測定誤差の大きさは当然，燃焼器によって変化するが，図2-13の結果は，温度測定に十分な

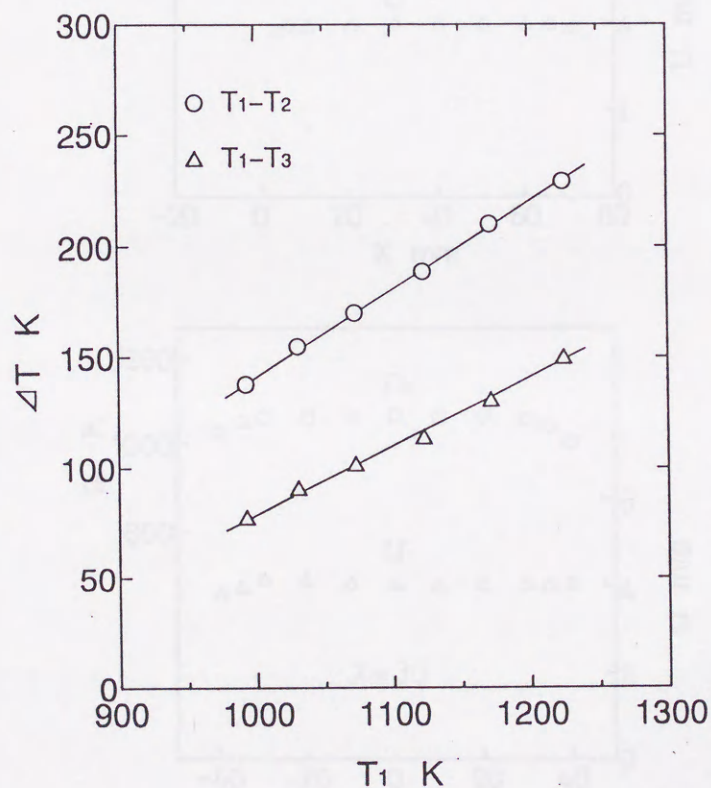


図2-13 吸引式高温計と熱電対の比較



考慮を払わないと、温度に敏感な着火遅れに対するデータは信頼性を著しく損なう可能性があることを示唆している。特に燃焼器が高温加熱壁に囲まれている場合や、大きな観察窓が設置されているときは熱放射に起因する測定誤差に注意すべきである。以上の実験結果を踏まえて、燃焼器内の空気温度測定には吸引式高温計を用いた。

燃焼器内の温度分布および流速分布は空気流方向(X)，それと直角方向(Z)ともほぼ均一である。一例として、噴射弁取り付け断面上における温度および流速分布を図2-14に示す。なお、空気流速の測定にはピトー管を用いており、実験は空気流速4m/s一定で行った。

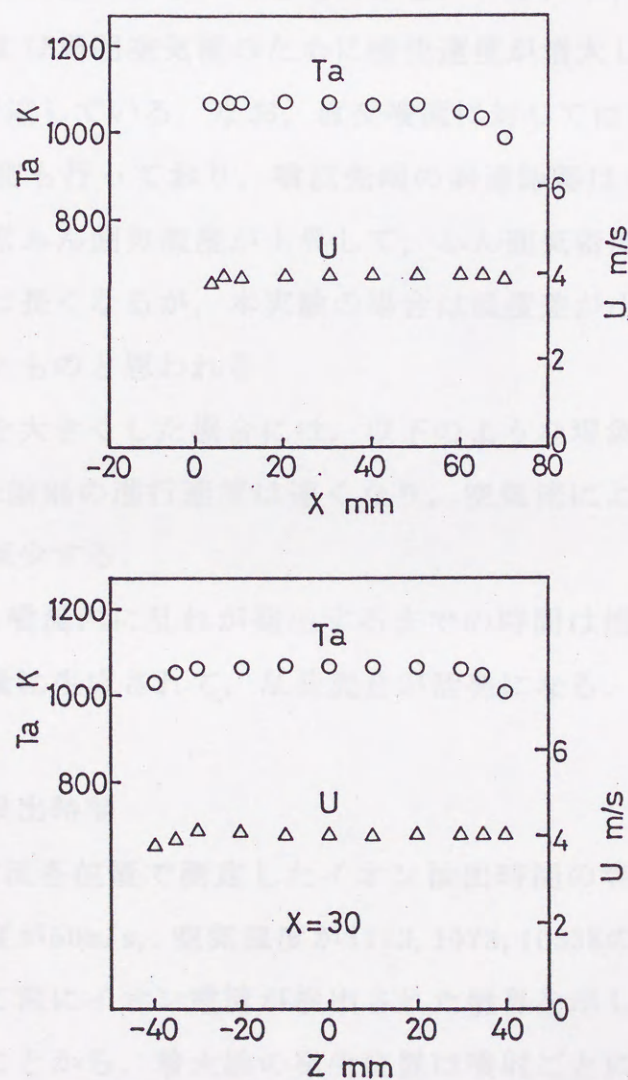


図2-14 燃焼器内の温度分布および流速分布



### 2.3.2 燃料ガス噴流形状

空気温度、噴流速度ならびに噴射方向を変化させてガス噴流の瞬間シュリーレン写真の撮影を行った。図 2-15 は空気温度 1073K、噴流速度 50m/s の条件におけるシュリーレン写真であり、 $X$  はノズル先端からの距離、 $Y$  および  $r$  は半径方向距離である。図 (a) は直交噴流、図 (b) は平行噴流の場合で、ともに着火直前の状態を示している。直交噴流は空気流によりその向きを上方に曲げられ、噴流先端は  $X=60\text{mm}$  程度に位置している。また、空気流が衝突する噴流の外側境界(下面)および噴流先端はシュリーレン像が鮮明であり、この付近は密度変化が大きいことを示しているが、噴流の内側境界(上面)付近は像の明暗がはっきりせず密度変化が小さいこともわかる。一方、平行噴流は高温空気流による加熱膨張および周囲空気流のために噴流速度が増大し、噴流先端位置は  $X=80\text{mm}$  程度にまで達している。なお、直交噴流に対しては空気温度が 1033K、1173K のときの観測も行っており、噴流先端の到達距離は 1073K のときとほぼ同様であった。通常ふん囲気温度が上昇して、ふん囲気密度が小さくなるとガス噴流の到達距離は長くなるが、本実験の場合は温度差が小さいため明らかな違いが生じなかったものと思われる。

また、噴流速度を大きくした場合には、以下のような現象が観察された。

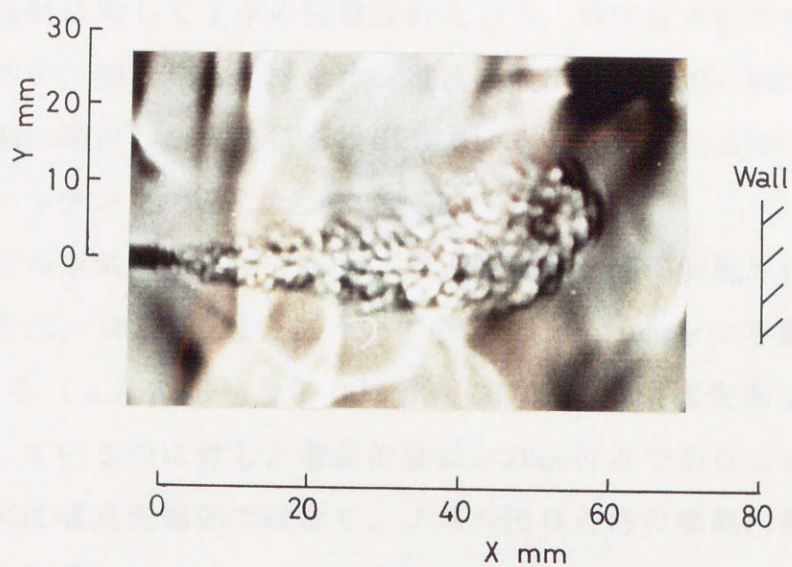
(1) 当然、噴流先端部の進行速度は速くなり、空気流によって噴流が上方に曲げられる度合も減少する。

(2) 噴射開始から噴流内に乱れが発生するまでの時間は短縮し、かつ、その後小さな渦が多量に生成されて、乱流混合が活発になる。

### 2.3.3 イオン検出時間

図 2-16 は、噴流各位置で測定したイオン検出時間の等しい値を結んだ線図であり、噴流速度が 50m/s、空気温度が 1173, 1073, 1033K の結果である。輪郭線は各噴射に対して常にイオン電流が検出された境界を示している。自然発火が確率現象であることから、着火核の発生位置は噴射ごとに変化し、また、複数の場所で同時に発生することもありうると考えられる。したがって、測定に





(a) 直交噴流（噴射開始後 3.7ms）



(b) 平行噴流（噴射開始後 3.9ms）

図 2-15 噴流のシュリーレン写真

（空気温度1073K，噴流速度50m/s）



あたって各噴射に対して1本の静電探針だけで、毎回着火核を検出することは不可能であるが、図を見ると、イオン電流の検出時間の短い領域が存在しており、着火初期に発達した火炎帯を検出していると考えられるので、ここを着火領域としてハッチングで示した。

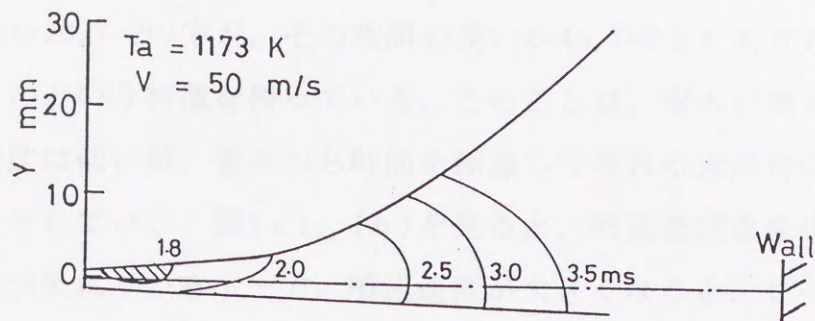
図より、どの空気温度に対しても、着火位置は噴流内側境界付近であることがわかる。また、1073Kの場合について噴流のシュリーレン写真と対応させると、図2-15(a)で示したように着火の瞬間には噴流先端はすでに $X=60\text{mm}$ 下流に到達しているのに対し、着火位置は $X=20\text{mm}$ 付近であることがわかる。このことは着火は噴流先端部ではなく、ノズル出口近傍の噴流内側境界付近で生じていることを示している。この現象の発生理由をシュリーレン写真から推察すると、空気流に直面する噴流外側境界付近は、前述のように密度変化が大きく、このことから温度、速度および濃度の各こう配が急な強いせん断場であると考えられる。よって、この領域では着火に至るまでの過程で発生する活性化学種が周囲に流失・拡散しやすく、着火しにくい状況にある。ところが、噴流内側境界付近においては、シュリーレン像からも推測されるように噴流外側境界に比して弱いせん断場であると考えられ、この領域では発生した化学種が滞留しやすく、かつ着火核に発達しやすい場が形成されているものと思われる。

空気温度の影響について見ると、1173Kの場合にはノズル出口付近で着火しているのに対し、温度が低くなるにつれて、着火位置がノズルから離れていくのがわかる。この傾向はガス噴流だけの現象ではなく、小沼らが行った噴霧の実験<sup>(4)</sup>においても観測されている。高温時の着火位置がノズル出口近くに存在する理由は明らかではないが、この領域では生成された活性化学種や熱が流失・拡散しやすく、空気温度が十分高く、化学反応に要する時間が短い場合においてのみ着火が可能となることが考えられる。

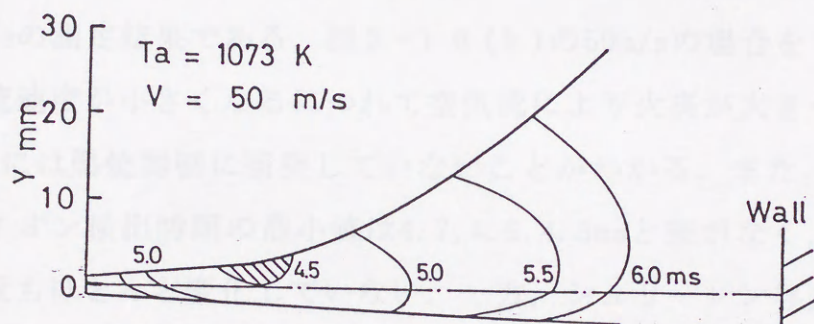
また、1073K、1033Kのイオン検出時間の分布を見ると、着火後の燃焼領域の拡大速度は噴射方向に対しては大きいですが、噴流に逆らってノズル側に向かって進むときは小さいという傾向も明らかである。

図2-17は、空気温度1073K一定で、噴流速度10, 20, 50m/sに変化させた

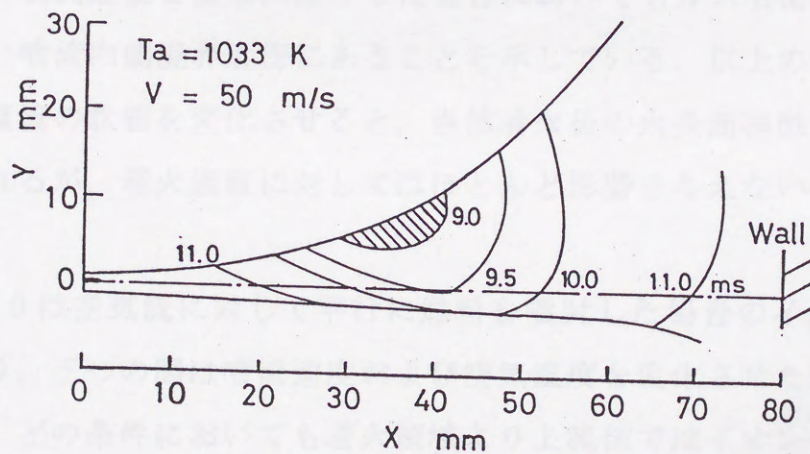




(a) 空気温度 1173 K



(b) 空気温度 1073 K



(c) 空気温度 1033 K

図 2-16 イオン検出時間に対する空気温度の影響



ときのイオン電流波形である。図(c)の50m/sのデータを見ると、イオン検出時間の短い $X=20, Y=2$ の方が、その時間の長い $X=45, Y=6$ よりも立ち上がりのピーク値が小さいという特徴を持っている。このことは、着火初期の火炎帯におけるイオン濃度は低い、着火から時間を経過して現れる火炎帯のイオン濃度は高いことを示している。図(a), (b)を見ると、噴流速度を変化させた場合にも同じ傾向が現れている。一方、噴流速度が大きくなると、ピーク後に現れるイオン電流は大きな値を示し、イオン濃度が増加することがわかる。また、噴流速度の増大に伴って、イオン電流波形の変動周波数は高くなる傾向を示している。

つぎに噴流速度の影響について調べた。図2-18は空気温度1073K、噴流速度10, 20m/sの測定結果である。図2-16(b)の50m/sの場合をも併せて比較すると、噴流速度が小さくなるにつれて空気流により火炎が大きく曲げられ、10m/sのときには燃焼器壁に衝突していないことがわかる。また、10, 20, 50m/sのときのイオン検出時間の最小値は4.7, 4.5, 4.3msと差がなく、図に示すように着火位置もほとんど変化していない。一方、シュリーレン写真より着火時の噴流先端位置は10m/sのときでもすでに $X=40\text{mm}$ 程度に達しており、図2-18(b)に見られるように、この時の着火位置がノズルから15mm付近に存在することから、噴流速度を極端に遅くした場合においてもガス噴流の着火位置はノズルに近い噴流内側境界近傍にあることを示している。以上の現象は噴流速度を変えて噴流の状態を変化させると、当然着火後の火炎面移動速度に対しては影響が現れるが、着火過程に対してはほとんど影響を与えないことを示唆している。

図2-19は空気流に対して平行に燃料を噴射した場合のイオン検出時間を示しており、三つの図は噴流速度および空気温度を変化させた結果である。図をみると、どの条件においても着火領域より上流側ではイオンの発生範囲が噴流半径方向( $r$ 方向)に対して狭く、4mm程度であることがわかる。ところが、図2-9で示したように本研究で使用した静電探針の電極間隔は1mmであるために、 $r$ 方向分布を測定する際に空間分解能の点で限界が生じた。よって、着



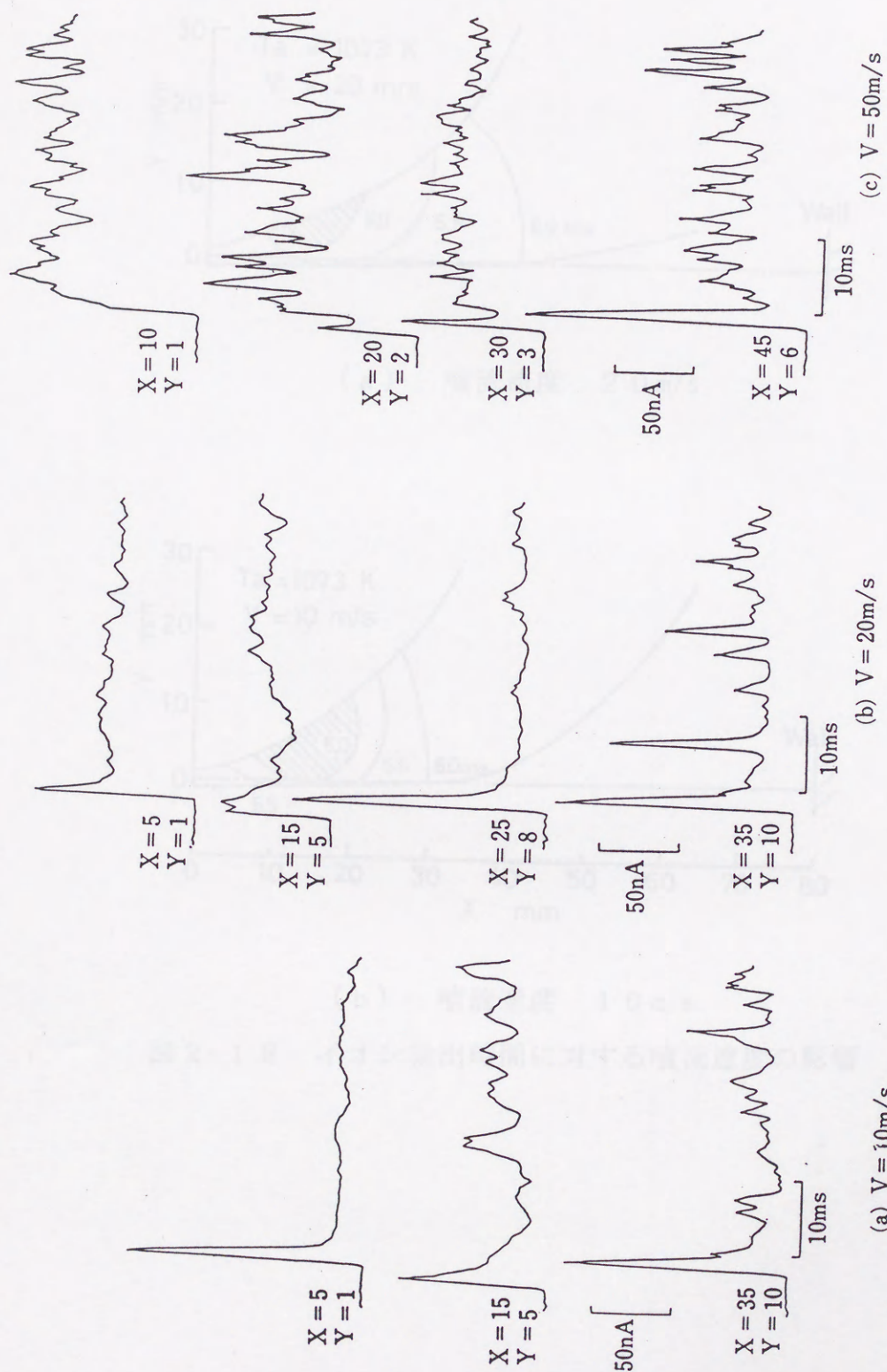
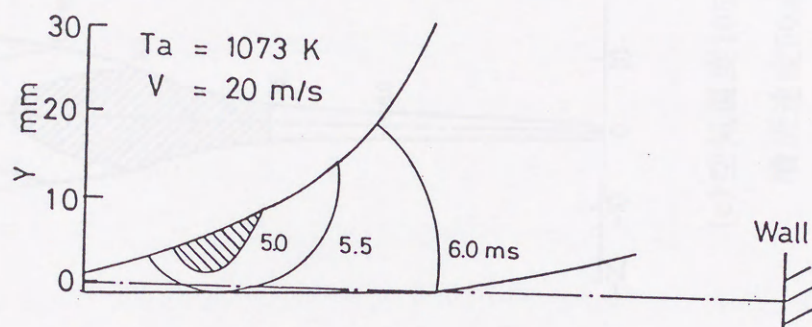
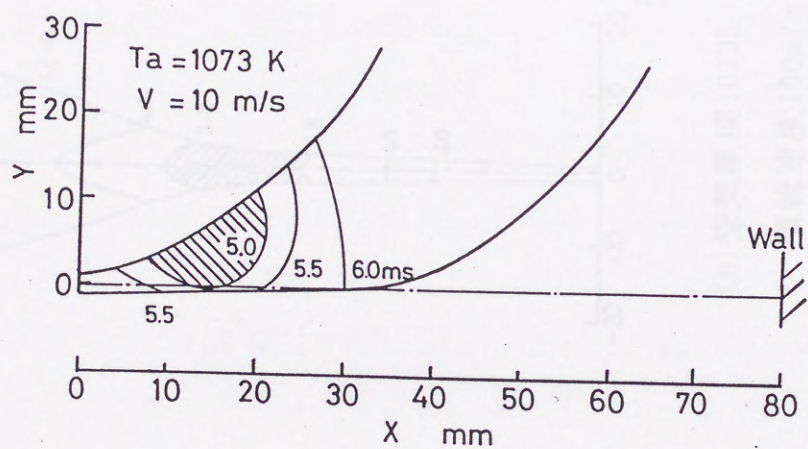


図 2-17 イオン電流波形





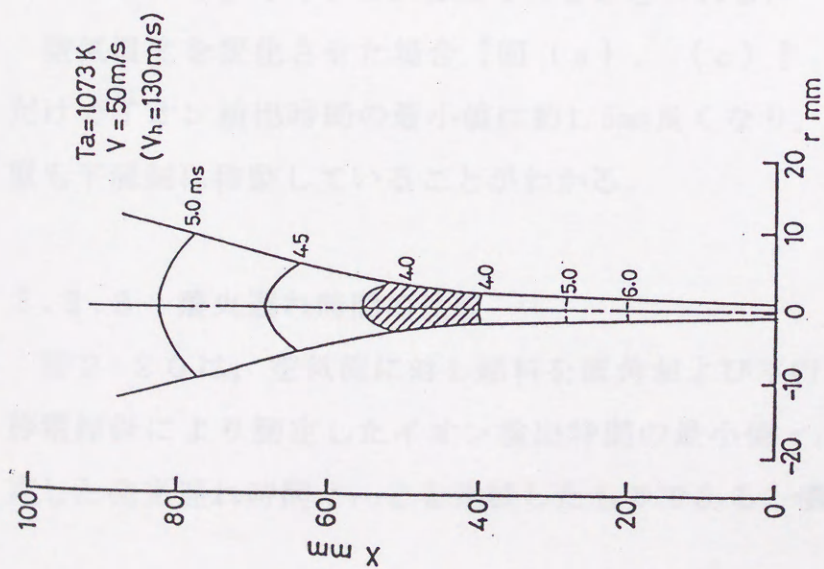
(a) 噴流速度 20 m/s



(b) 噴流速度 10 m/s

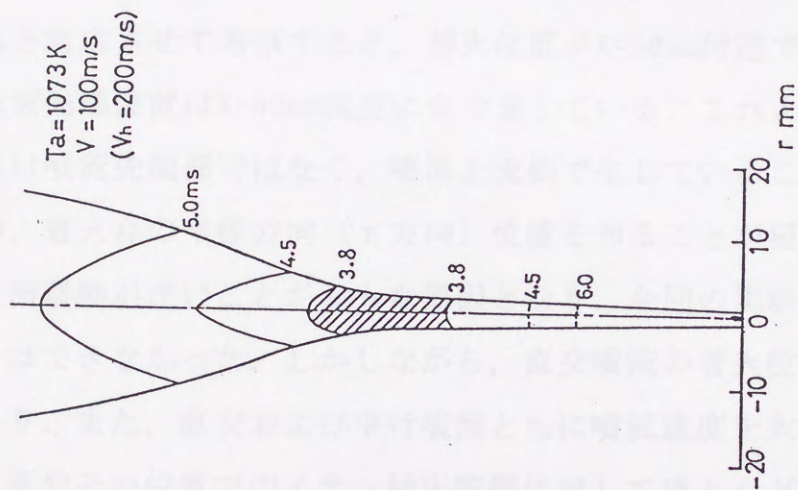
図 2-18 イオン検出時間に対する噴流速度の影響





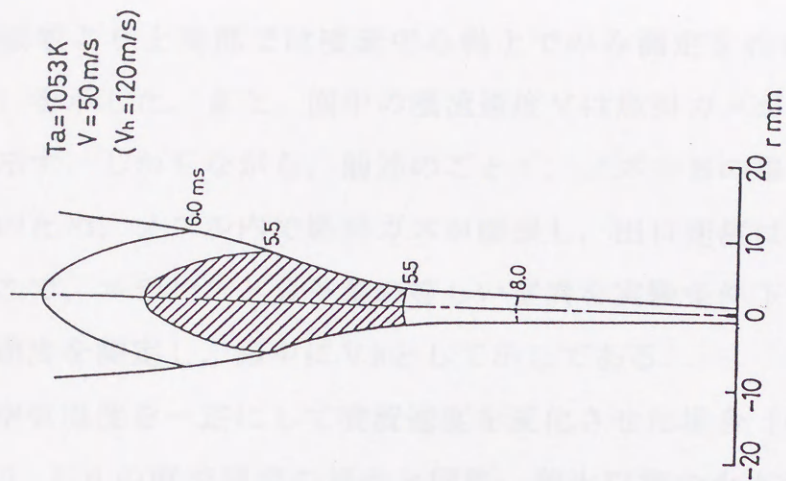
(a) 空気温度 1073K

噴流速度 50m/s



(b) 空気温度 1073K

噴流速度 100m/s



(c) 空気温度 1053K

噴流速度 50m/s

図 2-19 平行噴流のイオン検出時間



火領域より上流部では噴流中心軸上でのみ測定を行い、図中には想像線（破線）を示した。また、図中の噴流速度 $V$ は燃料ガスが常温で噴出した場合の値を示す。しかしながら、前述のごとく、ノズルBの場合は高温空気流による加熱のため、ノズル内で燃料ガスが膨張し、出口速度は常温時より大きくなる。そこで、エチレンと分子量の等しい窒素を実験条件下で噴出した時のノズル出口速度を測定し、図中に $V_h$ として示してある。

空気温度を一定にして噴流速度を変化させた場合〔図（a），（b）〕は、図2-16の直交噴流の場合と同様、着火以後の火炎面移動速度には大きな違いがあるにもかかわらず、着火位置およびその位置におけるイオン検出時間にはほとんど差がないことがわかる。また、図2-15（b）のシュリーレン写真と対応させて考察すると、着火位置が $X=50\text{mm}$ 付近であるのに対して着火時の噴流先端位置は $X=80\text{mm}$ 程度にまで達している。これより、直交噴流と同様に着火は噴流先端部ではなく、噴流上流側で生じていることが明らかになった。なお、着火点の半径方向（ $r$ 方向）位置を知ることが望まれたが、 $r$ 方向への火炎面移動が速いことがおもな原因となり、今回の実験では確かな知見を得ることはできなかった。しかしながら、直交噴流の着火位置が噴流内側境界付近であり、また、直交および平行噴流ともに噴流速度を大きく変化させても、着火位置やその位置でのイオン検出時間に対してほとんど影響力を持たないという実験事実などから推察して、着火は温度の低い噴流中心部ではなく噴流周辺部で生じていると考えるのが自然であると思われる。

空気温度を変化させた場合〔図（a），（c）〕、温度をわずか $20\text{K}$ 下げただけでイオン検出時間の最小値は約 $1.5\text{ms}$ 長くなり、直交噴流と同様に着火位置も下流側に移動していることがわかる。

### 2.3.3 着火遅れ時間の比較

図2-20は、空気流に対し燃料を直角および平行に噴射した場合について、静電探針により測定したイオン検出時間の最小値 $\tau_i$ とフォトダイオードで測定した発光遅れ時間 $\tau_{PD}$ とを比較したものである。噴流速度は $50\text{m/s}$ であり、



測定値はアレニウス座標、つまり遅れ時間の対数を縦座標に、空気温度の逆数を横座標にとってプロットしてある。イオン検出時間の最小値は発光遅れと同じ挙動を示すが、値はやや小さく、その差は高温になる程顕著である。差異の生ずる理由としては、フォトダイオードでは検出できないくらい微弱な発光の火炎帯が着火初期に発生していることが考えられる。燃料噴射方向を変化させた場合、図2-15に見られるごとく噴流形状や噴流先端到達距離に違いが生ずるにもかかわらず、遅れ時間にほとんどその影響が現れないことは興味深い。また、図において測定値の対温度依存性は低温領域ではほぼ直線的であるが、高温になるに従いその勾配が小さくなっている。この現象の発生機構は明確ではないが、次のように推測できる。すなわち、着火遅れを支配する因子は化学反応速度のような化学的なものと、燃料と高温ガスの混合ならびに着火過程

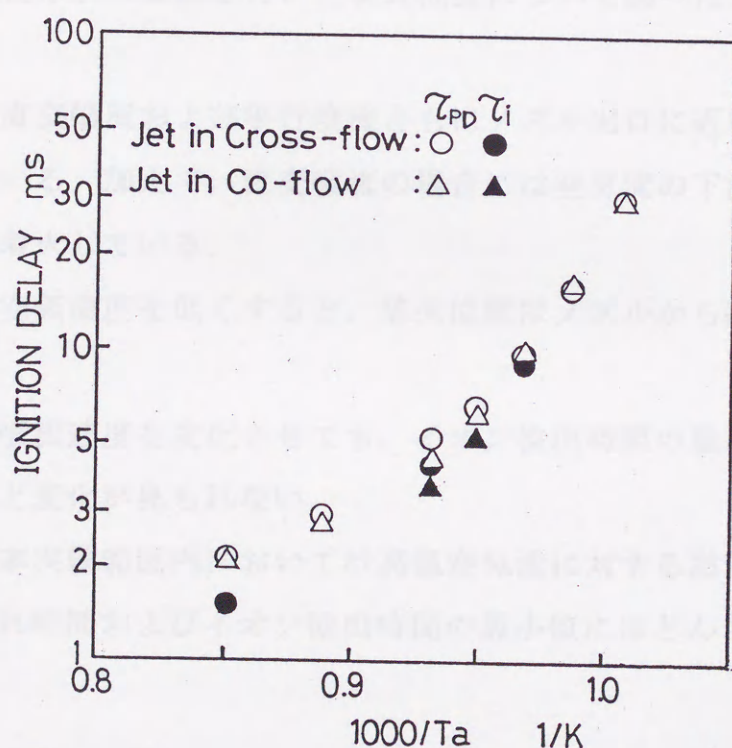


図2-20 可視・赤外発光遅れ時間とイオン検出時間の比較



で生ずる活性化学種や熱の拡散のような物理的なものとのわけられるが、化学現象は対温度依存性が大きく、アレニウスプロットにおいては直線的挙動を示すのに対し、物理現象は温度依存性が小さいと考えられる。以上の議論をもとに、周囲空気が低温から高温に変化するに従って、化学反応に要する時間が短縮されるため、着火遅れの対温度依存性が化学的因子による支配から物理的因子による支配へと変化する現象を想定するならば、図2-20に現れた着火遅れの温度変化に対する挙動が説明できるであろう。なお、この現象については、次章で詳しく検討する。

## 2.4 ま と め

定常高温空気流に対して直角および平行にエチレングスを噴射し、発光遅れ時間の測定、静電探針によるイオン検出時間分布の測定、シュリーレン写真によるガス噴流形状の観察を行い、着火位置について調べた。得られた結果を以下に記す。

(1) 直交噴流および平行噴流ともにノズル出口に近い噴流上流部で着火が開始している。加えて、直交噴流の場合には空気流の下流側である噴流内側境界近傍で着火している。

(2) 空気温度を低くすると、着火位置はノズルから離れる方向に移動する。

(3) 噴流速度を変化させても、イオン検出時間の最小値および着火位置にはほとんど変化が見られない。

(4) 本実験範囲内においては高温空気流に対する燃料ガス噴流の噴射方向は発光遅れ時間およびイオン検出時間の最小値にほとんど影響を及ぼさない。



### 第3章 ガス噴流の着火遅れ時間と諸因子の関係

#### 3.1 ま え が き

前章では着火位置および着火遅れ時間について明らかにしたが、その実験で、アレニウス座標を用いて着火遅れの対温度依存性を調べた結果、着火遅れ時間は低温領域では大きなこう配をもつ直線で示されるが、高温になるに従いそのこう配が小さくなるという現象を認めた。通常、このような現象は予混合気の着火実験では観測されず、燃料噴霧<sup>(4)(16)(17)</sup>や燃料ガス噴流の着火だけに現れる現象であるが、著者の知る限りではこの発生原因について詳しく検討した研究は見られない。

燃料ガス噴流の着火は乱流場での流動・混合と化学反応の相互干渉効果によって支配されている。つまり、

- (1) 燃料ガスと高温空気が対流あるいは乱流拡散によって粗く混合される。
- (2) 分子運動によって分子スケールでの均一混合がなされる。
- (3) 化学反応によって活性化学種や熱が生成される。
- (4) 活性化学種や熱が乱流場で拡散・消失される。

などの過程を経て反応場のいずれかの点において、活性化学種や熱の生成が拡散・消失を上まわり、ある限界値を越えた時に着火が発生するものと考えられる。ここで、(3)の化学的過程は温度依存性が大きく、アレニウス座標においてはこう配の大きな直線的挙動を示すのに対し、流動や混合のような物理的過程は温度依存性が小さいと考えられる。

以上の議論をもとに考えると、上述のアレニウス座標における着火遅れ時間の挙動は次のように説明できる。空気流温度が低いときは化学反応速度が遅く、化学的過程に要する時間が物理的過程に要する時間と同程度かそれ以上になり、着火遅れ時間の対温度依存性は化学的過程によって決定され、急こう配の直線的挙動が出現する。しかし空気温度が上昇すると、化学的過程に要する時間は急激に減少し、しだいに物理的過程のみが着火遅れ時間を支配するようになり、



こう配は水平方向へと変化する。

本章においては、この推論に対する確証を得るため、着火に対する物理的過程に変化を与え、これにより着火遅れがどのような影響を受けるかについて実験的な検討を行った。

### 3.2 実験装置および実験方法

燃焼装置は前章のものと同様である。着火実験は直交噴流、すなわちノズルAを使用して行ったが、ノズル内径は1mmあるいは2mmとした。使用燃料はエチレンおよび水素ガスであり、実験はすべて常圧下で行った。

燃焼器を上部から見たときの着火遅れ測定装置の概要を図3-1に示す。着火時の発光を検出する方法として、前章では可視および赤外領域の発光を感知していたが、今回はこれに加えて、火炎輝度や背景光などの影響を受けにくく、より厳密に着火の瞬間をとらえられるものとして、OH基からの紫外域での発光を検出する方法も用いた。OH発光は石英レンズで集光された後、2枚のフィルタを透過させ光電子増倍管（浜松ホトニクス，R446，感度波長範囲：185～870nm，最高感度波長：330nm）で検出した<sup>(8)</sup>。フィルタ1は金属干渉フィルタ（日本真空光学，W型，ピーク波長：309nm，半値幅：15nm）で紫外域の光のみを通過させるが、中心波長の両側に副透過帯が現れる。これをうち消すために、フィルタ2として色ガラスフィルタ（HOYA，U-330，ピーク波長：330nm）を用いた。可視・赤外発光の検出はフォトダイオード（浜松ホトニクス，S1190-01，感度波長範囲：430～1140nm，最高感度波長：900±50nm）を使用した。二つの発光検出器の出力および電磁弁への入力信号はウェーブメモリに同時記憶した。

前章で述べたごとく、噴射開始の検出はウェーブメモリに記憶した電磁弁への入力波形の立ち上がり時期から、常温時に測定した電磁弁の駆動遅れ時間を補正する方法をとった。駆動遅れ時間の平均値は6.0msで、標準偏差は0.24msであった。したがって、着火遅れが短くなる実験においては、駆動遅れのばらつ



きが着火遅れの測定値に誤差をもたらすことになる。そこでそのような実験においては、図3-1に示すように、ヘリウムネオンレーザ（出力5mW）をノズル先端に照射しておき、噴出した燃料によりレーザ光が屈折する瞬間をフォトダイオードで検出する方法を用いた。また、高温気流中の密度変化によってもレーザ光が屈折するので、着火時の発光検出を妨げない位置に光線を保護するための水冷パイプを設置した。水冷パイプの測定場への影響は小さく、着火遅れはこれによって変化しないことを確認した。

着火遅れの定義は、噴射開始から発光検出器の出力波形が立ち上がるまでの時間間隔とし、実験は一つの条件に対して30回の測定を行ってその平均値を求めた。

火炎の高速度撮影には、微弱光を精度よく検出するために、光量損失が少ないリレーレンズなしの回転プリズム式高速度カメラを使用した。レンズはF2.8,  $f=45\text{mm}$ （開放絞り），ディスクシャッタは1.5（広開度角），撮影速度は毎秒1000～4000コマである。撮影には、16mmのASA400のモノクロームネガフィルム

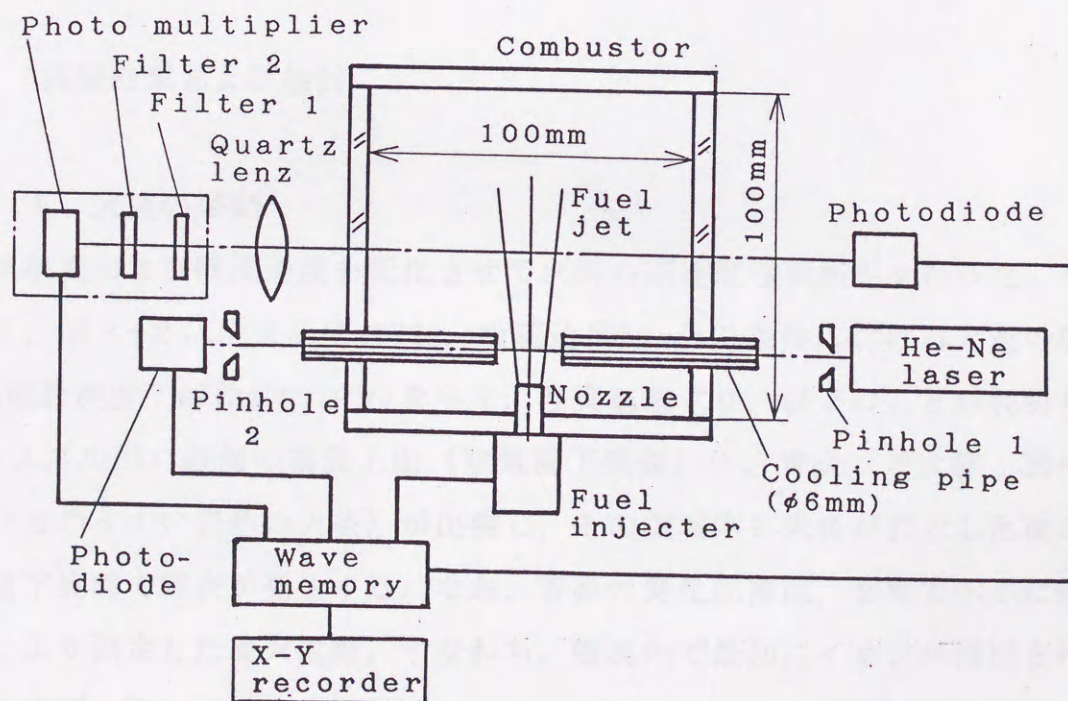


図3-1 着火遅れ測定装置概要



表 3-1 実験条件

Fuel	H <sub>2</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + N <sub>2</sub>
Air temperature	923 ~ 1223K
Air velocity	4 m/s
Jet velocity	10 ~ 100 m/s
Nozzle diameter	1, 2 mm ( Nozzle A )

およびASA500のカラーリバーサルフィルムを用い、それぞれ4倍増感した。以上の撮影装置を用いた結果、毎秒4000コマ程度では検出が困難と考えられている青炎の観測が可能となった。

実験条件を表 3-1 に示す。なお以下に示す実験結果において、特に断わらない限り使用燃料はエチレン、ノズル内径は2mmである。

### 3.3 実験結果および検討

#### 3.3.1 火炎の挙動

空気温度および噴流速度を変化させて火炎の高速度写真撮影を行った。一例として、図 3-2 に空気温度1073K、噴流速度50m/sの条件における火炎の直接写真(撮影速度；毎秒4000コマ)を示す。写真観察より、以下のことが判明した。

(1) ノズル出口近傍の噴流上面(空気流下流側)に、青炎(着火核；図中、1コマ目のうすい青色の火炎)が出現し、その領域内を火炎が拡大した後、着火位置下流部で輝炎が発生する。なお、青炎の発生位置は、2章で示した静電探針により測定した着火位置、すなわち、噴流内で最初にイオンが検出される位置とほぼ一致していた。

(2) 着火核および着火直後に発達する火炎面の乱れは非常に弱く、これより



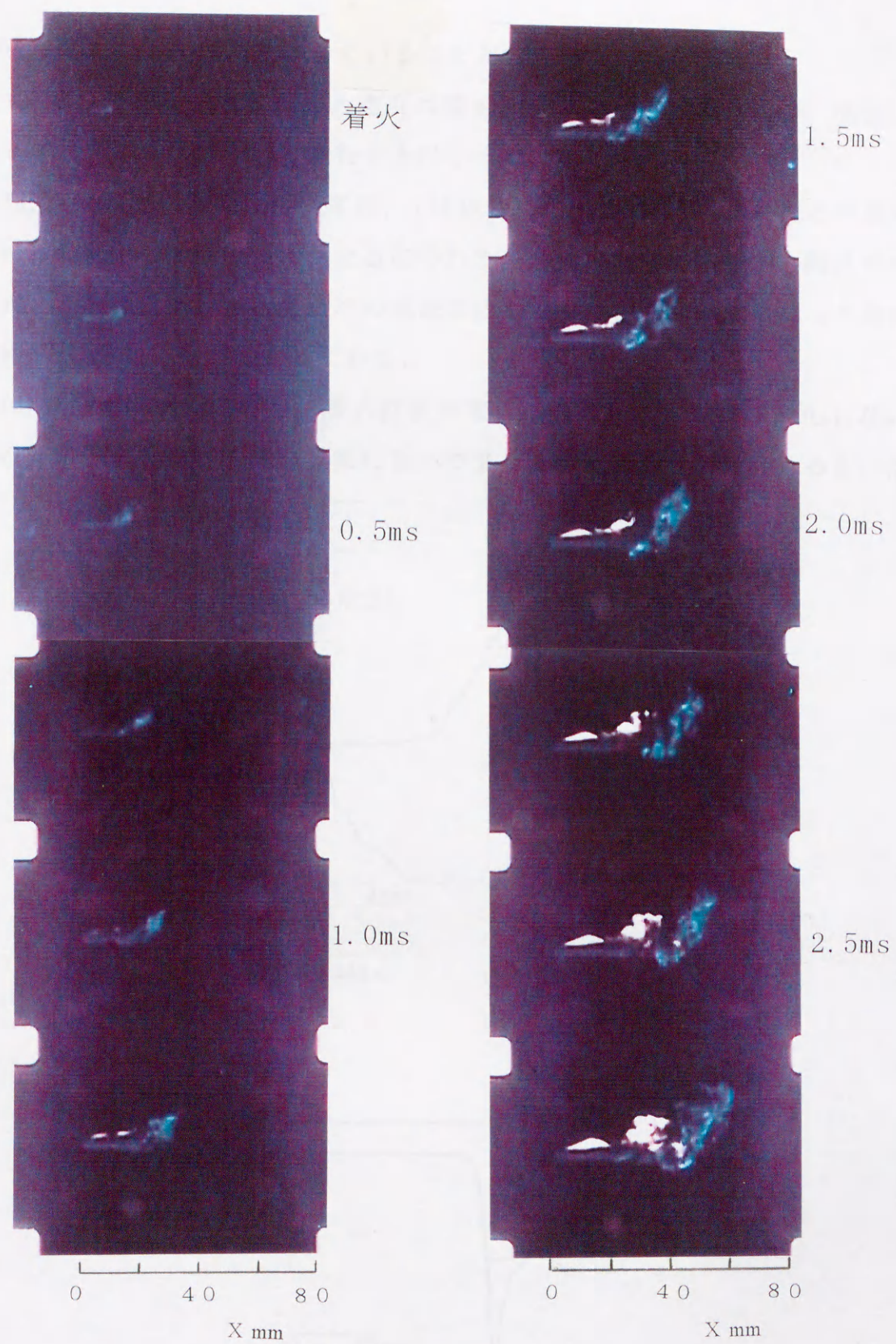


図 3-2 火炎の挙動 (空気温度1073K, 噴流速度50m/s)



着火は乱れの弱い所で開始していることがわかる。

(3) 着火後の燃焼領域の拡大速度は噴射方向に対しては大きいですが、噴流に逆らってノズル側に向かって進むときは小さい。

(4) 空気温度の影響については、1173K の場合にはノズル出口付近で着火しているのに対し、温度が低くなるにつれて、着火位置がノズルから離れていく。なお、この傾向はガス噴流だけの現象ではなく、小沼らが以前に行った噴霧の実験<sup>(2)</sup>においても観測されている。

(5) 噴流速度を変えても、着火位置や着火初期の火炎の挙動は変化しないが、その後発生する輝炎に違いが現れる。つまり、噴流速度を増加させると、乱れ

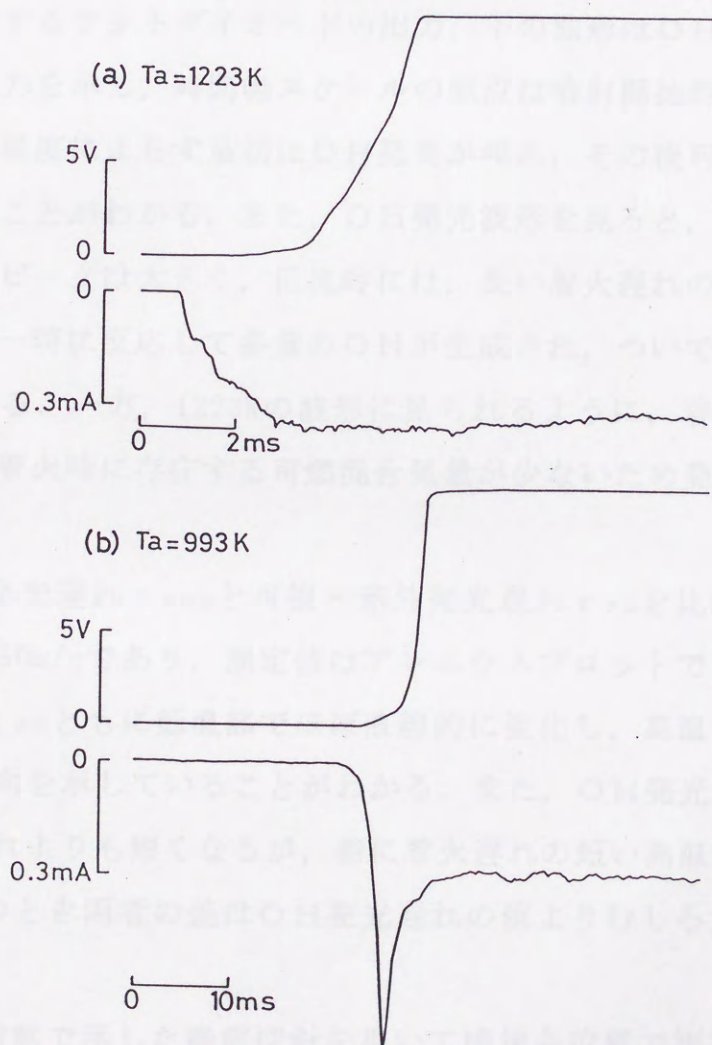


図 3-3 発光検出器出力波形



が強くなって火炎面が湾曲し、かつ激しく変動するようになる。

火炎の高速度撮影と同時に、OH発光と可視・赤外発光を検出した。その結果、OH発光を検出した直後に青炎が出現し、その後に観測される輝炎の発生とほぼ同時にフォトダイオードからの信号が認められた。なお、今回使用したフォトダイオードによっては青炎の発生が検出できなかったが、これは電気炉からの背景光により着火時の微弱な発光が埋もれたためと考えられる。

### 3.3.2 OH発光遅れと可視・赤外発光遅れとの比較

図3-3に両検出器からの出力波形の例を示す。図(a)，(b)はそれぞれ空気温度が1223Kおよび993Kの場合で、噴流速度は50m/sである。図中、上の波形は可視・赤外発光に対するフォトダイオードの出力、下の波形はOH発光に対する光電子増倍管の出力を示し、時間軸スケールの原点は噴射開始時刻を表している。図より、空気温度によらず最初にOH発光が現れ、その後可視・赤外発光が検出されていることがわかる。また、OH発光波形を見ると、空気温度993Kにおける着火時のピークは大きく、低温時には、長い着火遅れの間に生成された多量の混合気が一時に反応して多量のOHが生成され、ついでその一部が消滅することがわかる。一方、1223Kの波形に見られるように、着火遅れの短い高温の場合には、着火時に存在する可燃混合気量が少ないため発光が微弱となる。

図3-4はOH発光遅れ $\tau_{PMT}$ と可視・赤外発光遅れ $\tau_{PD}$ を比較したものである。噴流速度は50m/sであり、測定値はアレニウスプロットで示されている。図から、 $\tau_{PMT}$ 、 $\tau_{PD}$ ともに低温部でほぼ直線的に変化し、高温部で水平方向へ曲がるという傾向を示していることがわかる。また、OH発光遅れのほうが可視・赤外発光遅れよりも短くなるが、特に着火遅れの短い高温時には差が大きくなり、1223Kのとき両者の差はOH発光遅れの値よりむしろ大きくなっている。

図中の $\tau_i$ は、前章で示した静電探針を用いて噴流各位置で測定したイオン検出時間の最小値である。図を見ると、 $\tau_i$ と $\tau_{PMT}$ がほぼ同じ値であること



から、着火時にはOH発光とほとんど同時にイオンが発生していることがわかる。なお、この現象は水谷ら<sup>(7)</sup>が行った衝撃波管による予混合噴霧柱の着火実験でも観測されている。

以上のことから、OH発光やイオンの検出による着火遅れ測定は、高温時でも精度よく着火の瞬間をとらえていると考えられるが、この測定法を用いた実験においても、温度が高くなると着火遅れは直線からそれて温度依存性が徐々に小さくなることが確認できた。この現象の発生原因としては、前述のごとく、低温時には化学反応過程に要する時間が長く、着火遅れの対温度依存性が主として化学的要因によって支配されているのに対し、温度が上昇すると化学反応速度が急激に速くなり、着火遅れ時間に対する化学的過程の影響力がしだいに小さくなるためと考えられる。そこで、この推測に対する確証を得るために、着火における物理的過程に変化を与える種々の実験を行った。以下に示す実験結果において着火遅れはOH発光遅れを表す。

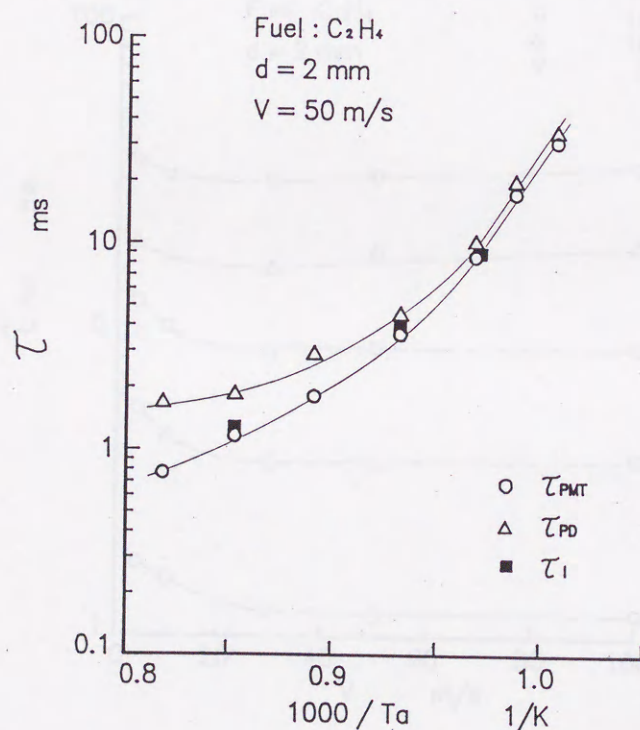


図 3-4 OH発光遅れと可視・赤外発光遅れとの比較



### 3.3.3 噴流速度の影響

燃料ガスと高温空気の混合速度を大きく変化したときの着火遅れの挙動を調べる目的で、噴流速度を変えた実験を行った。OH発光遅れの測定結果を図3-5に示す。噴流速度 $V$ は4m/sから100m/sまで変えており、パラメータは空気温度 $T_a$ である。図を見ると、高温時には噴流速度が大きくなるにつれて着火遅れは短くなる傾向を示しており、1033K以上の高温時において、100m/sの着火遅れデータは4m/sの着火遅れの約30%の値に短縮されている。一方低温時には、噴流速度が30m/s以下のデータについては高温時と同じ傾向を示すが、それ以上速度を大きくすると着火遅れは長くなる傾向が現れている。この原因としては次のようなことが考えられる。高温空気に対して低温の燃料を吹き込んで着火を生じさせる場合に、乱れを強くして混合速度を大きくすると、混合層内における可燃混合気の生成時間は短縮するが、それと同時に化学反応によ

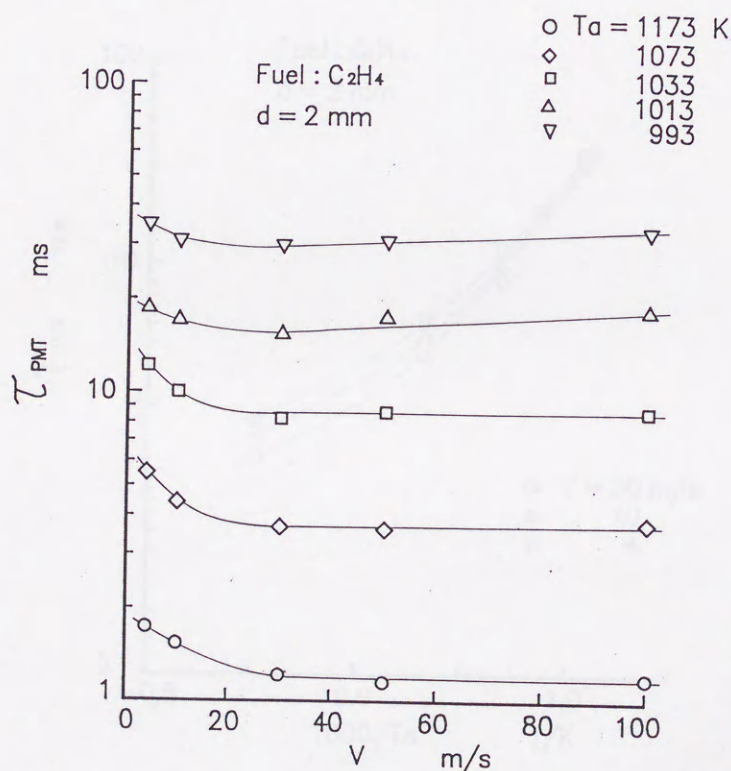


図3-5 噴流速度の影響



って発生した活性化学種や熱の周囲への拡散速度も大きくなる。前述のごとく、着火は活性化学種濃度あるいは混合気温度がある限界値を越えたときに生ずるものと考えられるが、高温時には活性化学種や熱の発生速度が十分に大きいため、それらの拡散・消失速度よりも混合気生成速度のほうがより大きな効果を持ち、着火遅れは乱れの増大によって短縮される。これに対し低温時には、活性化学種や熱の発生速度が小さいため、これらの拡散・消失速度は着火遅れに対し大きな効果を持ち、乱れの増大は着火遅れを大きくするものと考えられる。

図3-6は、図3-5の結果をアレニウスプロットしたものである。この図においても空気温度が高くなると着火遅れ曲線のこう配が小さくなる様子が見られるが、この傾向は噴流速度 $V$ が小さいほど低温時から広範囲に渡って現れている。この原因は、噴流速度が小さいほど乱れが弱く、拡散・混合に要する時間が長くなり、着火遅れを物理的過程が支配する領域が広くなるためと思われる。

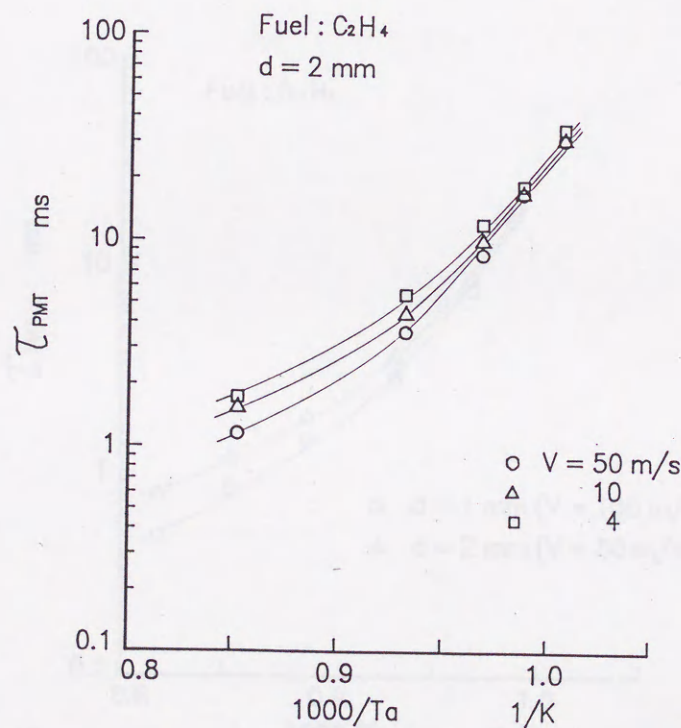


図3-6 噴流速度の影響（アレニウスプロット）



### 3.3.4 ノズル径の影響

図3-7はノズル径 $d$ を変えることによって混合速度を変化させた場合の実験結果である。ノズル径は1mmおよび2mmで、後者のデータは図3-5のものと同一である。両噴流の運動量が等しくなるように、噴流速度 $V$ はそれぞれ100 m/sおよび50 m/sに設定した。2本の着火遅れ曲線についてその温度依存性を比較すると、温度の低い場合にはノズル径による違いがそれほど現れていないが、温度が上昇するにつれて $d=2\text{mm}$ のほうが温度依存性が減少する傾向が強く現れている。ノズル径の大きいほうが混合速度が小さくなると考えられるから、この現象もまた、混合速度の減少は着火遅れに対する物理的過程の影響力を増し、高温部において着火直線を水平方向へ曲げる効果を増大することを示している。

図3-6、3-7で示したように、空気温度の上昇とともに、アレニウス座標における着火遅れ曲線のこう配は減少し、対温度依存性は徐々に弱くなること

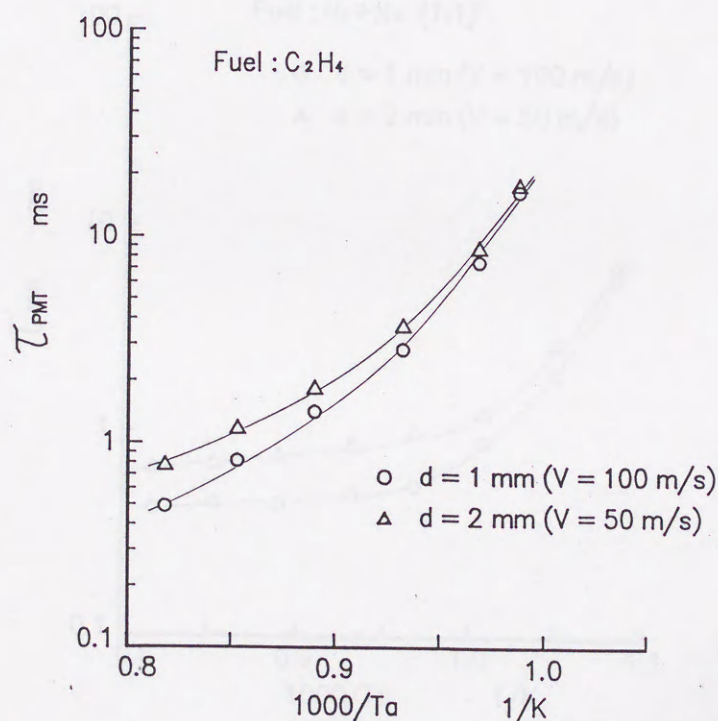


図3-7 ノズル径の影響 (エチレン)



がわかった。さらに高温にしたときに着火遅れがどのような挙動を示すかは興味深いが、実験装置の制約からこれ以上高温側での実験は困難であった。そこで、燃料として化学反応速度が速い水素を用い、化学的過程に要する時間の短い場合について実験を行った。

図3-8は水素と窒素の混合燃料(体積比1:1)を用いて行った実験の結果である。図3-7のエチレンの場合と比較してより低温側, すなわち $1000/T_a = 1.0\text{K}^{-1}$  (1000K)付近から温度依存性の低下が顕著になり,  $d=2\text{mm}$ の場合には約0.6ms,  $d=1\text{mm}$ の場合には約0.4msに着火遅れが漸近するかのような挙動が見られる。着火遅れ曲線がこのようなほぼ水平になった領域は化学的過程に要する時間が無視できるまで減少し, 着火遅れがほぼ物理的過程のみによって決定される状態を示すものと考えられる。

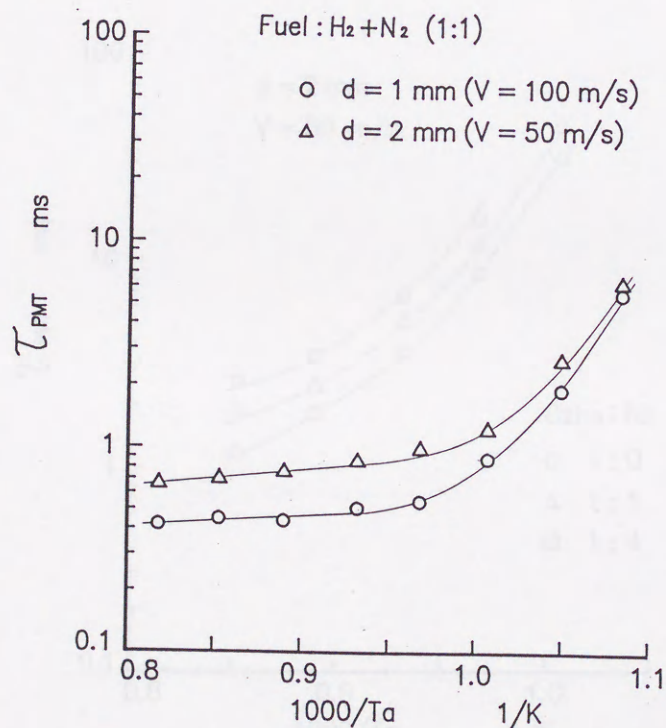


図3-8 ノズル径の影響 (水素窒素混合燃料)



### 3.3.5 窒素ガスによる希釈の影響

図3-9はエチレン／窒素混合燃料の着火遅れを示したもので、パラメータはエチレンと窒素の体積混合比である。エチレンと窒素の分子量は共に28と等しく、噴流速度が一定であることから、三つの噴流の流体力学的初期条件はほぼ等しいと見なせる。窒素を混合してゆくと火炎の色は青みを増し、混合比1:4の場合には火炎全体が青色となり、発光が微弱となることが観察された。図3-9を見ると、窒素混合によって燃料濃度が薄くなると着火遅れは長くなるが、温度依存性にはほとんど変化がなく、着火遅れ曲線は平行移動するのみである。このような傾向は予混合気の着火実験ではよく見られる現象であるが、北野ら<sup>(25)</sup>の行った高温空気流中にそれと同温の燃料ガスを層流で噴出させた着火実験において、水素に窒素を混合した際に同様の結果を得ている。また、小沼ら<sup>(1)</sup>が本実験と同様な電気炉を使用して、軽油／水エマルジョン燃料噴霧の着火遅れを測定した実験においても、軽油と水の混合比を変えた場合に同

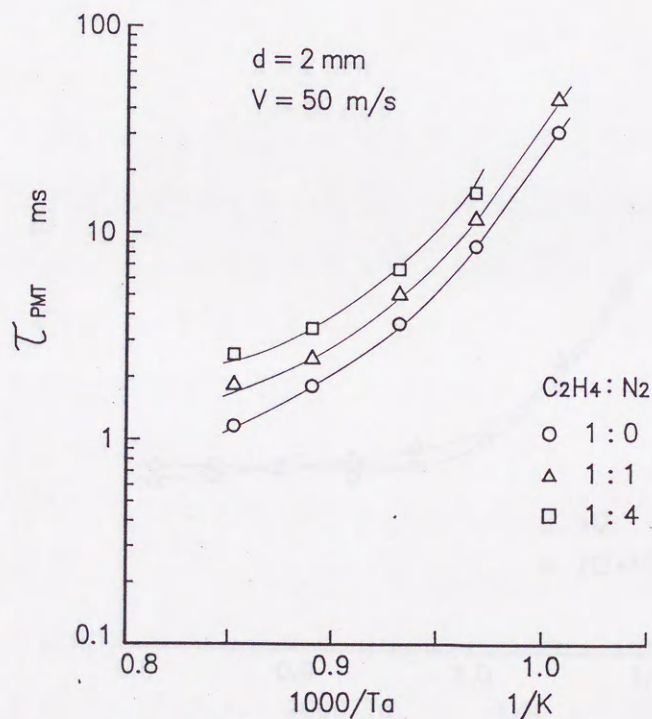


図3-9 窒素による希釈の影響 (エチレン)



じ現象が観測された。これらの実験結果より、高温空気流中での燃料噴流の着火においては、燃料を不活性化学種で希釈すると、アレニウス座標における着火遅れ曲線がほぼ平行移動することがわかる。なお図3-9において混合比1:4の場合に、 $1000/T_a = 1.01\text{K}^{-1}$  (993K)の実験点がないのはこの条件が着火限界付近にあり、安定なデータが得られなかったためである。

図3-10は水素単体および水素/窒素混合燃料(体積比1:1)の着火遅れを示したものである。噴出速度は両者とも50m/sである。図を見ると、低温時には水素単体の着火遅れのほうが短い、高温になると、水素単体の着火遅れ曲線がほぼ水平になるのに対し、水素/窒素混合燃料のそれはまだ小さなこう配をもっているため両者の大小関係は $1000/T_a = 0.9\text{K}^{-1}$ 付近で逆転している。このような現象が生ずる原因としては次のようなことが考えられる。噴出速度一定で水素燃料を窒素で希釈すると二つの効果が現れる。1番目は、窒素のほうが水素より分子量が大きいため噴出ガスの運動量が増し、その結果乱れが強くなり、

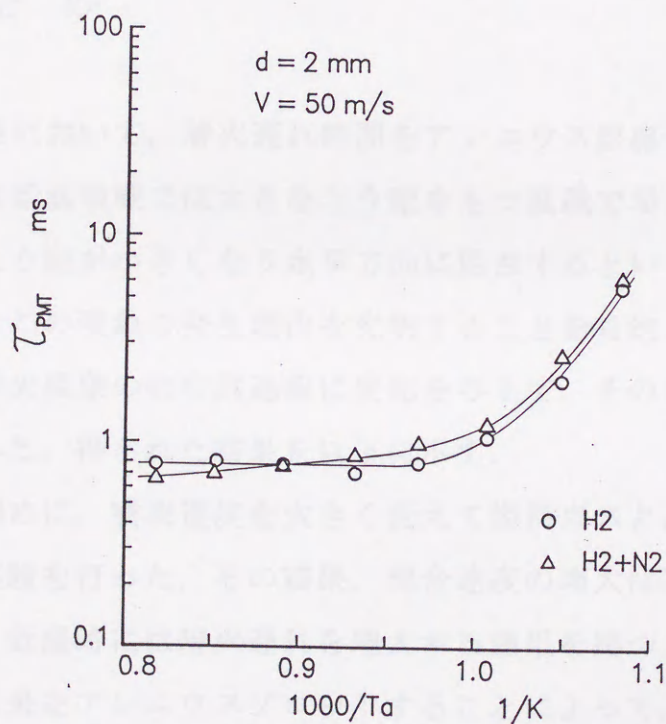


図3-10 窒素による希釈の影響(水素)



高温空気との混合速度が促進されて着火遅れ時間が短縮される。2番目は、窒素混合により燃料濃度が薄くなるため反応速度が小さくなり、その結果着火遅れは長くなる。つまり窒素による希釈は相反する二つの効果をもたらすことになるが、化学的過程の影響力が強い低温時には後者の効果が大きいため水素の着火遅れのほうが短くなり、物理的過程によって着火が支配される高温時には前者の効果が大きくなって窒素混合燃料の着火遅れのほうが短くなったものと解釈される。

図3-10に示されるこの着火遅れ時間の逆転現象は、アレニウス座標における着火遅れ曲線の低温領域で現れるこう配の大きな直線的挙動は主として化学的過程によって支配されており、高温領域のこう配の小さな挙動は物理的過程によって支配されていることを明確に示唆するものであると考えられる。したがって、着火遅れ曲線の曲りは、着火遅れに対する化学的過程の影響力が温度上昇によって急速に低下する現象に対応することになる。

### 3.4 ま と め

前章の実験において、着火遅れ時間をアレニウス座標で整理すると、その対温度依存性は低温領域では大きなこう配をもつ直線で示されるが、高温になるに従いそのこう配が小さくなり水平方向に屈曲するという現象を認めた。そこで本章では、この現象の発生理由を究明することを目的として、主に混合や拡散といった着火現象の物理的過程に変化を与えて、その着火遅れへの効果を実験的に検討した。得られた結果を以下に示す。

(1) まず初めに、噴流速度を大きく変えて燃料ガスと高温空気の混合速度を変化させる実験を行った。その結果、混合速度の増大は高温時には着火遅れを短縮するが、低温時には着火遅れを増大する効果を持つことがわかった。さらに、以上の結果をアレニウスプロットすることによって、混合速度の小さいほうが、より低温側から着火遅れの対温度依存性が小さくなり始めることが判明した。



(2) つぎに、ノズル径を変えたところ、低温時にはノズル径を小さくすると着火遅れは短くなるが、対温度依存性には変化が見られないことがわかった。また、着火遅れ曲線に現れる屈曲点は、混合速度の小さい、大きな径のノズルを用いた場合のほうが低温側に現れた。

(3) 分子量の等しいエチレンと窒素の混合気を用いてその混合比率を変化させ、流れ場の初期条件をほぼ一定にして着火遅れを測定した。その結果、エチレン濃度が減少すると着火遅れが長くなるが、その対温度依存性は変化せず、着火遅れ曲線はほぼ平行移動するのみであった。

(4) 最後に、噴出速度を同じにした水素および水素／窒素混合気に対して比較実験を行った結果、水素単体の場合、高温領域では着火遅れ曲線はほぼ水平になった。また、低温領域では水素単体の着火遅れのほうが短い、高温領域ではその大小関係が逆転するという現象が認められた。

(5) 以上(1)～(4)の実験結果は次のような事実を示唆するものと考えられる。燃料噴流の自発着火において着火遅れ時間をアレニウス座標で整理した場合、その着火遅れ曲線の低温領域に見られるこう配の大きな直線的挙動は主として化学的過程によって支配されており、高温領域のこう配の小さな挙動は物理的過程によって支配されている。したがって、着火遅れ曲線の屈曲は、化学的過程の影響力が温度上昇によって急速に低下する現象と対応していることになる。



## 第4章 噴霧燃焼および予混合燃焼との比較

### 4.1 ま え が き

第3章において、エチレン噴流の着火の様子を高速度写真撮影した結果を示した。それによると、ガス噴流における着火は噴流周辺部で、かつ空気流の下流側で発生し、空気温度が高く着火遅れが短くなるとノズル近傍で着火が生じるが、温度が低く着火遅れが長くなると着火位置はしだいに下流部へ移動する。これと同じ現象が軽油を燃料とした噴霧の着火においても認められ<sup>(2)</sup>、ガス噴流と液体噴霧の着火機構には基本的な相違はないと推測される。

本章では、若干の新しいガス噴流の実験結果に他研究者のガス噴流および噴霧の実験結果を加え、噴霧とガス噴流の着火特性を比較・検討した。これより噴霧の着火現象に関する情報が得られることも期待できる。一方、この比較に関連して、拡散燃焼形の着火と予混合燃焼形の着火の比較も行った。また、従来報告されている高圧下での実験結果をまとめ、常圧下での実験結果と比較することによってその特徴や実験における問題点を考察した。

### 4.2 実験装置および実験方法

実験装置は前章までのものと同様であり、OH発光遅れおよび可視・赤外発光遅れを同時測定した。実験には直交噴流、すなわちノズルAを用い、燃料としてはメタンおよびプロパンを使用した。なお、ノズル径は2 mm、噴射速度は50 m/sとした。表4-1に実験条件を示す。

### 4.3 噴霧燃焼との比較

図4-1は、ガス噴流および噴霧の着火遅れ時間 $\tau$ をアレニウスプロットして比較したものであり、 $T_a$ は空気温度である。図中のプロットは、メタンお



表 4-1 実験条件

Fuel	CH <sub>4</sub> , C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>
Air temperature	1053 ~ 1223K
Air velocity	4m/s
Jet velocity	50m/s
Nozzle diameter	2mm ( Nozzle A )

よびプロパンガスについて得た本実験結果で、PMTはOH発光遅れ、PDは可視・赤外発光遅れを示している。一点鎖線、破線および実線は、小沼らが本研究と同様な装置を用いて測定した正ヘプタン<sup>(2)</sup>、セタン（正ヘキサデカン； $n\text{-C}_{16}\text{H}_{34}$ ）および軽油<sup>(4)</sup>噴霧の着火遅れである。小沼ら<sup>(1)</sup>の実験装置について以下に要点を述べる。電気炉および燃焼器は本実験に用いたものと同じ構造を有している。燃焼器は96×196mmのく形断面で高さが200mmであり、その側壁面に設置されたノズルからアキュムレータに蓄圧した燃料を水平に噴射する。使用ノズルは噴口径0.2mm、噴口数1のホールノズルであり、実験は気流速4m/s、燃料噴射圧11MPaで行った。なお、着火遅れ測定装置および空気温度測定装置は、本研究と同じものを用いている。

図4-1より、それぞれの燃料のデータがアレニウス座標において大きなこう配を持つ一本の直線で表されることがわかる。したがって、着火遅れ $\tau$ は、 $\tau \propto \exp(E/RT_a)$ の式で整理することができる。ここで、 $E$ ：見かけの活性化エネルギー、 $R$ ：一般ガス定数、 $T_a$ ：雰囲気温度である。すなわち、アレニウス座標上の着火直線のこう配から見かけの活性化エネルギーが求められるが、表4-2に、これらの値を示す。ただし、第3章で述べたごとく、着火性の良い水素およびエチレンを燃料としたガス噴流では、着火遅れ曲線は高温領域で



表 4-2 ガス噴流および噴霧の活性化エネルギー

Fuel	Temperature (K)	Pressure (MPa)	Activation energy (kJ/mol)	
			PMT	P D
CH <sub>4</sub>	1163-1223	0.1	232	234
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	1053-1223	0.1	192	180
n-C <sub>7</sub> H <sub>16</sub> <sup>(2)</sup>	1073-1223	0.1	—	160
n-C <sub>16</sub> H <sub>34</sub> <sup>(4)</sup>	1073-1223	0.1	201	121
No. 2 gas oil <sup>(4)</sup>	1073-1223	0.1	211	166

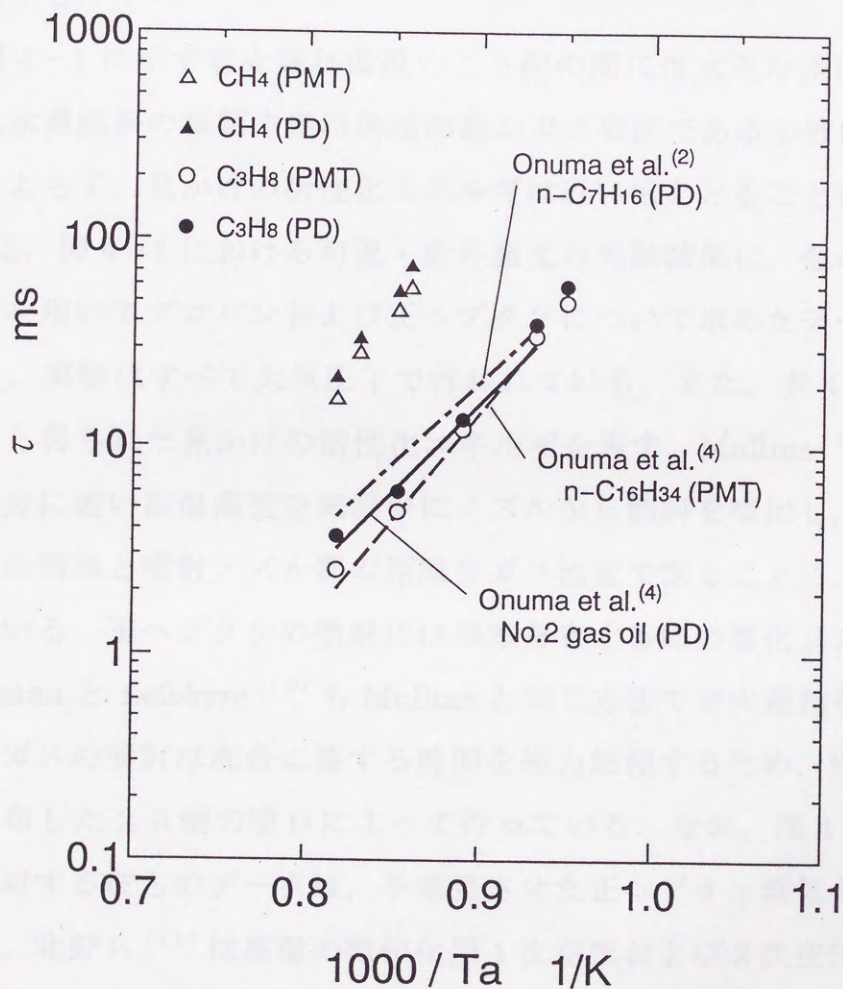


図 4-1 ガス噴流および噴霧の着火遅れ



水平方向に曲る傾向を示す。本章で扱う燃料についても空気温度をさらに高くすれば同様の傾向が現れるものと思われるが、ここではそのように極端に高温の領域は考えず、着火遅れ曲線が図4-1のように直線的变化を示す温度範囲について議論するものとする。

一方、図4-1のプロパンの結果においてOH発光遅れ(PMT)と可視・赤外発光遅れ(PD)を比較すると、OH発光遅れのほうが短く、着火遅れ曲線が高温領域まで直線的变化を示すのに対し、可視・赤外発光遅れは高温になると水平方向に曲り、OH発光遅れとの差が大きくなることがわかる。この現象はOH発光の検出が可視・赤外発光の検出より着火遅れの測定に対しては精度が優れていることを示すものであるが、この議論は第3章で詳述しているのでここでは省略する。

また、図4-1に示す着火遅れ曲線のこう配の間には大きな差は見られない。これは炭化水素燃料の種類や燃料供給形態がガス噴流であるか液体噴霧であるかの違いによらず、見かけの活性化エネルギーは近い値をとることを示している。

図4-2は、図4-1における可視・赤外発光の実験結果に、他の研究者が開放型燃焼器を用いてプロパンおよび正ヘプタンについて求めたデータを加えたものである。実験はすべて大気圧下で行われている。また、表4-3はこれらのデータから得られた見かけの活性化エネルギーを表す。Mullins<sup>(9)</sup>は燃焼速度に比べて十分に速い高温高速空気流中にノズルから燃料を噴出し、下流に形成される火炎の前縁と噴射ノズル間の距離をガス流速で割ることによって着火遅れを求めている。正ヘプタンの噴射には渦室を有する圧力霧化ノズルを用いている。FreemanとLefebvre<sup>(10)</sup>もMullinsと同じ方法で着火遅れを測定しているが、燃料ガスの噴射は混合に要する時間を極力短縮するため、燃焼器断面内に均等に分布した25個の噴口によって行っている。なお、図4-2に示す正ヘプタンに対する彼らのデータは、予蒸発させた正ヘプタン蒸気を用いた実験結果である。北野ら<sup>(11)</sup>は高温の微粒化用1次空気および2次空気を燃焼筒内に同軸に流しておき、高速の1次空気流中に液体燃料を単発的に噴出させたときの着火遅れをフォトダイオードによって測定している。



表 4-3 大気圧下における燃料噴流の活性化エネルギー

Researchers	Fuel	Temperature (K)	Pressure (MPa)	Activation energy (kJ/mol)	Detector
Mullins <sup>(9)</sup>	n-C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	1073-1223	0.1	253	—
Freeman & Lefebvre <sup>(10)</sup>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	950-1040	0.1	168	—
	n-C <sub>7</sub> H <sub>16</sub> vapor	930-1000	0.1	168	—
Kitano et al. <sup>(11)</sup>	n-C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	973-1123	0.1	180	PD
	n-C <sub>16</sub> H <sub>34</sub>	973-1123	0.1	168	PD

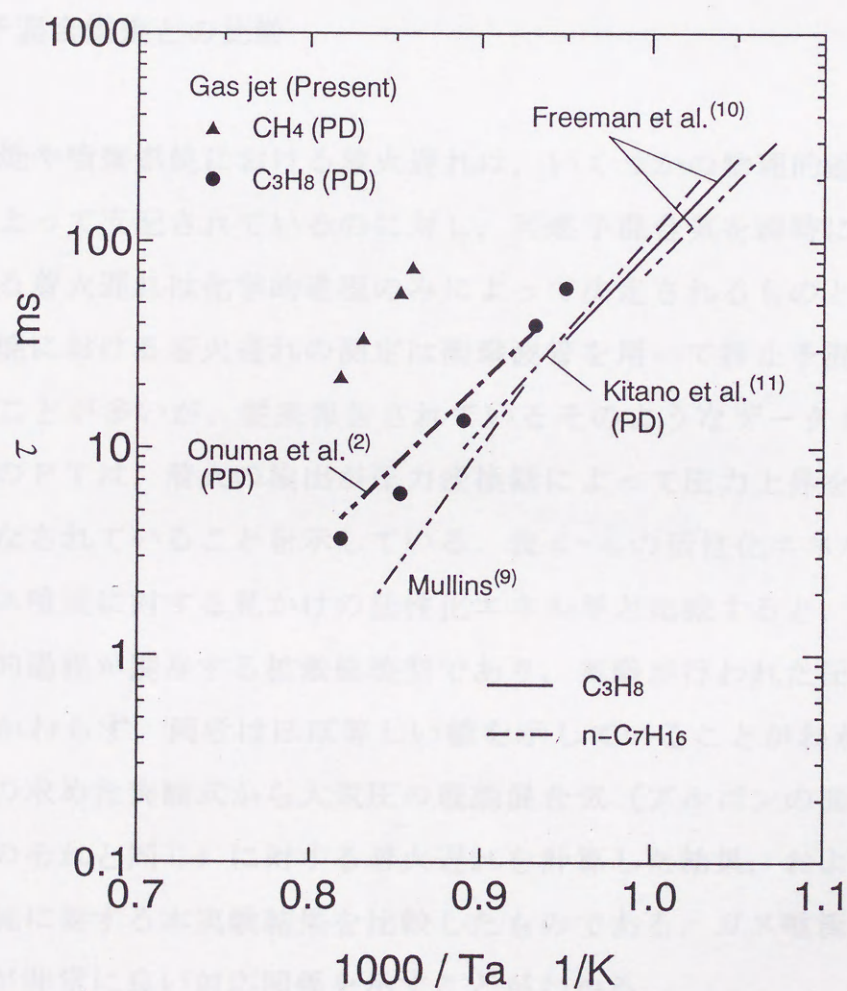


図 4-2 大気圧下における燃料噴流の着火遅れ



図4-2において各研究者の測定結果を比較すると、実験方法や着火遅れ測定法に大きな違いがあるにもかかわらず、データ間に非常に良い整合性が認められる。すなわち、すべてのデータがほぼ同じこう配を持つ直線を示し、メタンを除く燃料についてはほぼ1本の直線上に乗る傾向が見られる。また、カーボン数3以上の炭化水素燃料の着火遅れについては、その燃料の供給形態がガス噴流であるか液体噴霧であるかにかかわらず、ほぼ同じ着火遅れ挙動を示すことは図4-1においても認められる現象である。これは燃料の供給形態が着火遅れに及ぼす影響は小さいことを意味しているように思われるが、これについては今後さらに検討する必要がある。

#### 4.4 予混合燃焼との比較

拡散燃焼や噴霧燃焼における着火遅れは、いくつかの物理的過程および化学的過程によって支配されているのに対し、可燃予混合気を瞬時に加熱したときに得られる着火遅れは化学的過程のみによって決定されるものと考えられる。予混合燃焼における着火遅れの測定は衝撃波管を用いて静止予混合気に対して行われることが多いが、従来報告されているそのようなデータを表4-4に示す。表中のPTは、着火の検出が圧力変換器によって圧力上昇を測定することによってなされていることを示している。表4-4の活性化エネルギーを表4-2に示すガス噴流に対する見かけの活性化エネルギーと比較すると、ガス噴流の着火は物理的過程が関与する拡散燃焼型であり、実験が行われた圧力範囲も異なるにもかかわらず、両者はほぼ等しい値を示していることがわかる。図4-3は、彼らの求めた実験式から大気圧の理論混合気（アルゴンの混合割合は空気中の窒素のそれと同じ）に対する着火遅れを計算した結果、およびメタン、プロパン噴流に対する本実験結果を比較したものである。ガス噴流と予混合気の着火遅れが非常に良い対応関係を示すことがわかる。

予混合気の着火に対する活性化エネルギーは、着火前の化学反応に対する総括活性化エネルギーとも言うべきものを意味すると考えられる。しかるに、ガス噴



表 4-4 衝撃波管による予混合気の活性化エネルギー

Researchers	Mixture	Temperature (K)	Pressure (MPa)	Activation energy (kJ/mol)	Detector
Tsuboi & Wagner <sup>(12)</sup>	CH <sub>4</sub> -O <sub>2</sub> -Ar	1200-2100	0.3-30.0	222	PD, PMT
Cheng & Oppenheim <sup>(13)</sup>	CH <sub>4</sub> -O <sub>2</sub> -Ar	1700-2200	0.1-0.3	194	PT
Burcat et al. <sup>(14)</sup>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> -O <sub>2</sub> -Ar	1250-1600	0.2-1.0	177	PT

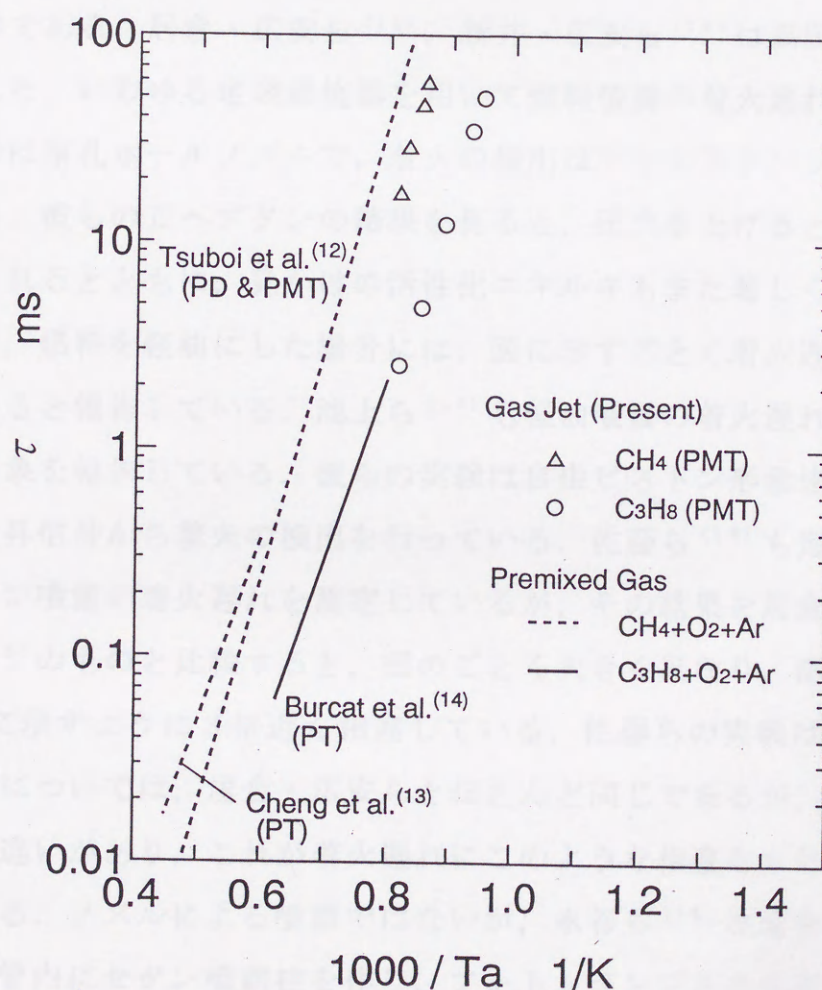


図 4-3 衝撃波管による予混合気の着火遅れ



流の見かけの活性化エネルギーがこの値と一致するということは、拡散燃焼の着火遅れに対して求められる活性化エネルギーも、また化学反応のみによって決定される燃料の物性値に近い値であると推測される。

#### 4.5 高圧下における噴霧の着火

高温高圧空气中に燃料噴霧を噴射した際の着火実験について、従来報告されているデータを図4-4および表4-5に示す。図4-4の太い実線<sup>(4)</sup>および一点鎖線<sup>(2)</sup>は、比較のために前述の開放型燃焼器を用いた小沼らの実験結果を示したものである。居倉・広安ら<sup>(15)</sup>、新井・広安ら<sup>(16)</sup>は高圧容器内に電気炉を設置した、いわゆる定容燃焼器を用いて燃料噴霧の着火遅れを測定した。噴射ノズルは単孔ホールノズルで、着火の検出はフォトランジスタによって行っている。彼らの正ヘプタンの結果を見ると、圧力を上げると着火遅れが大きく短縮されるとともに、見かけの活性化エネルギーもまた著しく小さくなっている。また、燃料を軽油にした場合には、図に示すごとく着火遅れが折れ曲った直線になると報告している。池上ら<sup>(17)</sup>も軽油噴霧の着火遅れが図のごとく折れ曲る現象を報告している。彼らの実験は自由ピストン形急速圧縮装置を用い、圧力上昇信号から着火の検出を行っている。佐藤ら<sup>(18)</sup>も定容燃焼器を用いて正デカン噴霧の着火遅れを測定しているが、その結果を居倉・広安らの正ドデカン<sup>(15)</sup>のものと比較すると、図のごとく大きく異なり、活性化エネルギーは表4-5に示すように3倍近く相違している。佐藤らの実験は燃焼器および着火検出法については、居倉・広安らとほとんど同じであるが、燃焼器の容積には大きな違いがあり、これが着火遅れにこのような相違をもたらした可能性が考えられる。ノズルによる噴霧ではないが、水谷ら<sup>(19)</sup>は超音波噴霧器によって衝撃波管内にセタン噴霧柱を作り、フォトランジスタを用いて着火遅れを測定している。彼らは図に示すごとく、低温側で水平方向に曲る着火遅れ曲線を得ている。Spadaccini と Tevelde<sup>(20)</sup>は前述の Mullins と同様、高温高速空気流中の定常火炎を用いる方法によって、1.0~3.0MPaの高圧下で噴霧の着



火遅れを測定している。図中のデータは彼らが求めた実験式から雰囲気圧力 2.0MPa のときの着火遅れを計算したものである。表 4-5 に示す彼らの見かけの活性化エネルギーを、小沼らが常圧下での噴霧に対して求めた表 4-2 の値と比較すると両者は近い値を示しており、これは開放型燃焼器を用いた場合は、燃料噴霧の着火が雰囲気圧力に関係なくほぼ同じ活性化エネルギーをもつことを示唆するように思われる。この現象については、次章でさらに実験的検討を加える。

一方、定容燃焼器および急速圧縮装置を用いた密閉容器内での着火実験によって得られた活性化エネルギーは、著しく小さい値を示していることがわかる。常圧下の定容燃焼器によって求めた実験結果<sup>(15), (16)</sup>においても活性化エネルギーが小さな値を示していること、および前述の Spadaccini と Tevelde<sup>(20)</sup> の高圧下の結果から考えると、この小さな活性化エネルギーが必ずしも圧力が高いことに起因するものとは考えにくい。このような現象が現れる原因について、水谷<sup>(21)</sup> は、高温空気流中での着火遅れと容器内の静止空気中での着火遅れについてはその支配因子が異なるものとし、主として前者は着火前の化学反応速度により、後者は油滴噴霧の加熱や蒸発というような物理的過程により支配されているためであると推論している。しかしながら、図 4-4 と図 4-1 ~ 4-3 を比較すると、他の実験方法で求められた着火遅れがすべて良好な整合性を示すのに対し、密閉燃焼器を用いた実験の結果のみがデータによって大きな差異を示していることがわかる。したがって、密閉燃焼器を用いた着火実験については、その得られた値から着火機構を議論する前に、このデータ間の不一致の原因を検討する必要があると思われる。この原因となる可能性のあるものとしては、

(1) 実験装置として用いた密閉燃焼器の形状、壁面の存在、容積などの影響、

(2) 測定方法、特に着火の検出および雰囲気温度測定、  
が考えられる。

(1)については、先に正ドデカン、正デカンに対する居倉・広安らと佐藤ら



表 4-5 高压下における噴霧の活性化エネルギー

Researchers	Fuel	Temperature (K)	Pressure (MPa)	Activation energy (kJ/mol)	Detector
Ikura et al. <sup>(15)</sup>	n-C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	800-1000	0.1	113	PD
	"	670-900	1.1-3.1	44	"
	n-C <sub>12</sub> H <sub>26</sub>	670-900	1.1-3.1	36	"
Arai et al. <sup>(16)</sup>	Gas oil	770-1050	0.1	72	PD
	"	670-800	1.1-4.1	71	"
	"	800-1000	1.1-4.1	21	"
Ikegami et al. <sup>(17)</sup>	Gas oil	750-820	1.9	107	PT
	"	820-1000	1.9	42	"
Sato et al. <sup>(18)</sup>	n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	723-873	2.1	103	PD
Mizutani et al. <sup>(19)</sup>	n-C <sub>16</sub> H <sub>34</sub>	1060-1180	0.85	32	PD
	"	1180-1430	0.85	170	"
Spadaccini et al. <sup>(20)</sup>	No. 2 Gas oil	700-800	1.0-3.0	174	—
	n-C <sub>16</sub> H <sub>34</sub>	650-750	1.0-3.0	211	—



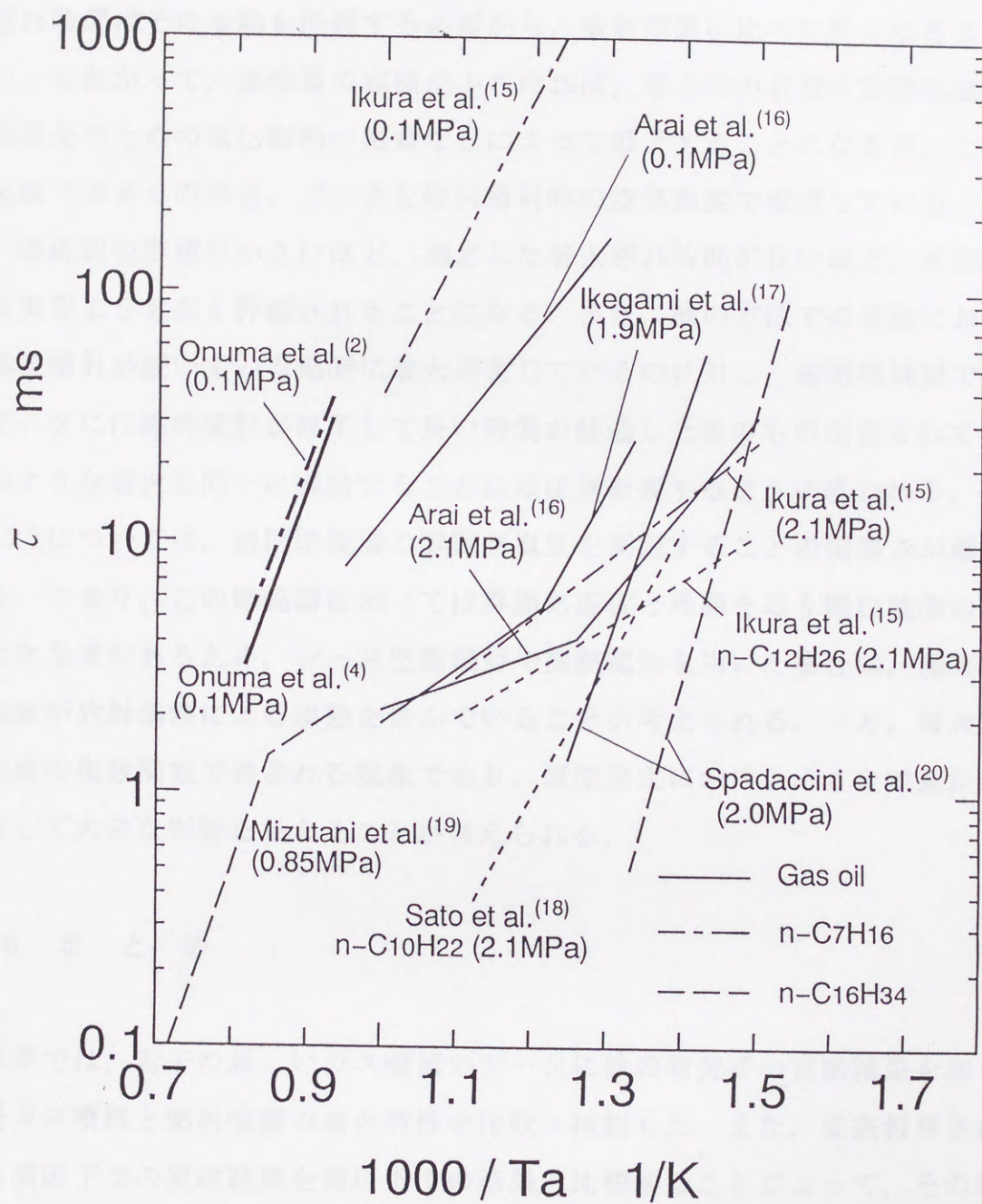


図 4-4 高圧下における噴霧の着火遅れ



の結果を比較したときに述べたが、燃焼器容積の問題に特に注意すべきだと考える。密閉燃焼器の着火実験では燃料噴射は短時間行われるが、測定される着火遅れ時間はその挙動を把握する必要から、噴射期間に比べて長くなることが多い。したがって、燃焼器の容積が小さければ、着火時の容器内雰囲気温度は油滴蒸発のための気化潜熱の影響などによって低下することになるが、これらの実験では多くの場合、データを燃料噴射時の空気温度で整理している。つまり、燃焼器の容積が小さいほど、測定した着火遅れ時間が長いほど、雰囲気温度は実際よりも高く評価されることになる。また、他の方法での実験においては燃料噴射が続いている期間に着火が生じているのに対し、密閉燃焼器での着火データには燃料噴射が終了して長い時間が経過した後のものが含まれており、そのような着火を同一に議論することには注意を要すると思われる。

(2)については、密閉燃焼器の雰囲気温度を測定することの困難さが懸念される。つまり、この燃焼器においては雰囲気温度と周囲を取り囲む壁面の温度に大きな差があるため、シース型熱電対や裸熱電対を用いた場合は、測定された温度が放射伝熱による誤差を含んでいることが考えられる。一方、着火遅れは温度の指数関数で表される現象であり、温度測定における小さな誤差が結果に対して大きな影響を与えることが考えられる。

#### 4.6 ま と め

本章では、若干の新しいガス噴流のデータに他の研究者の実験結果を加え、燃料ガス噴流と燃料噴霧の着火特性を比較・検討した。また、従来報告されている高圧下での実験結果を常圧下での結果と比較することによって、その特徴と実験における問題点について考察した。なお、燃料としては炭化水素系の気体および液体燃料を対象とした。得られた結果を以下に示す。

(1) 本研究と同様な装置によって得られた液体燃料噴霧の実験結果と本研究のガス噴流の実験結果を比較した。その結果、両者の着火遅れをアレニウス座標で整理すると、各データは大きなこう配をもつ一本の直線を示し、見かけ



の活性化エネルギーはすべてほとんど等しくなることがわかった。

(2) ついで、上記のデータも含め従来報告されている、大気圧下での開放形燃焼器を用いて求めた着火遅れ測定データを比較・検討した。その結果、着火遅れ測定法や燃料と空気の混合方法が異なるにもかかわらず、これらのデータには研究者による違いがほとんどないことがわかった。

(3) ガス噴流の着火遅れに対する活性化エネルギーは予混合気の着火遅れに対するそれともほぼ一致することがわかった。予混合気の活性化エネルギーは着火前の化学反応によって決定されるものと考えられるから、ガス噴流、したがって噴霧に対する見かけの活性化エネルギーもまた同様に決定され、燃料に固有の物性値のような値であることが推測される。

(4) 開放形燃焼器を用いて測定されたガス噴流や噴霧の着火遅れが、研究者、実験方法、着火検出法などが違っても互いに非常によい整合性を示すのに対し、密閉燃焼器を用いて測定された噴霧の着火データには研究者によって大きな不一致が見られた。この原因については明らかではないが、密閉容器を用いた実験法はディーゼル燃焼における着火を模擬する上で重要であり、今後この実験方法に対し詳細な検討を加える必要がある。



## 第5章 回流式燃焼装置による高圧下での着火実験

### 5.1 ま え が き

2章, 3章では, 常圧下における燃料ガス噴流の着火特性について知ることができた. 本研究はディーゼル燃焼を対象としているため, 次の段階として雰囲気圧力の上昇による現象の変化を調べる必要がある. 高温高圧空気流を発生させる方法として, コンプレッサによる高圧空気を電気ヒータで加熱した後燃焼器に導入し, 大気中への排出ガス口の絞りを加減することによって, 燃焼器内圧力を調節する方法がある. しかしこの場合には, 大出力のコンプレッサおよび加熱装置が必要となるため, 装置は大型でしかも高価なものになる. そこで本研究では, 円管ダクトで構成された燃焼器内に電気ヒータを設置し, その内部に充てんした高圧空気をファンにより回流させる装置, つまり回流式燃焼装置を考案した. 小型でしかも単純な構造を有するこの装置は, 制御された温度, 圧力, 速度をもった高温高圧空気流を簡便に得ることができる点に特徴がある.

本章では, まず開発した回流式燃焼器の構造および性能について述べ, つぎに, 高圧下における空気温度, 圧力および噴流速度が着火遅れに与える影響について検討する.

### 5.2 実験装置および実験方法

#### 5.2.1 燃焼器の構造

図5-1に実験装置の概略を示す. 燃焼器は内径150mmの耐熱鋼製円管ダクト(耐圧: 2MPa)で構成されており, 内径50mmの断熱材円管によって内張りされている. ポンベより供給した高圧乾燥空気は, 回転数可変の軸流ファンによって流路長さ約3.8mの燃焼器内を回流する. 図5-1に示すように, ヒータとしてはファン下流側の主流部に, ドライヤボビンに巻かれた出力1kWのコイル状



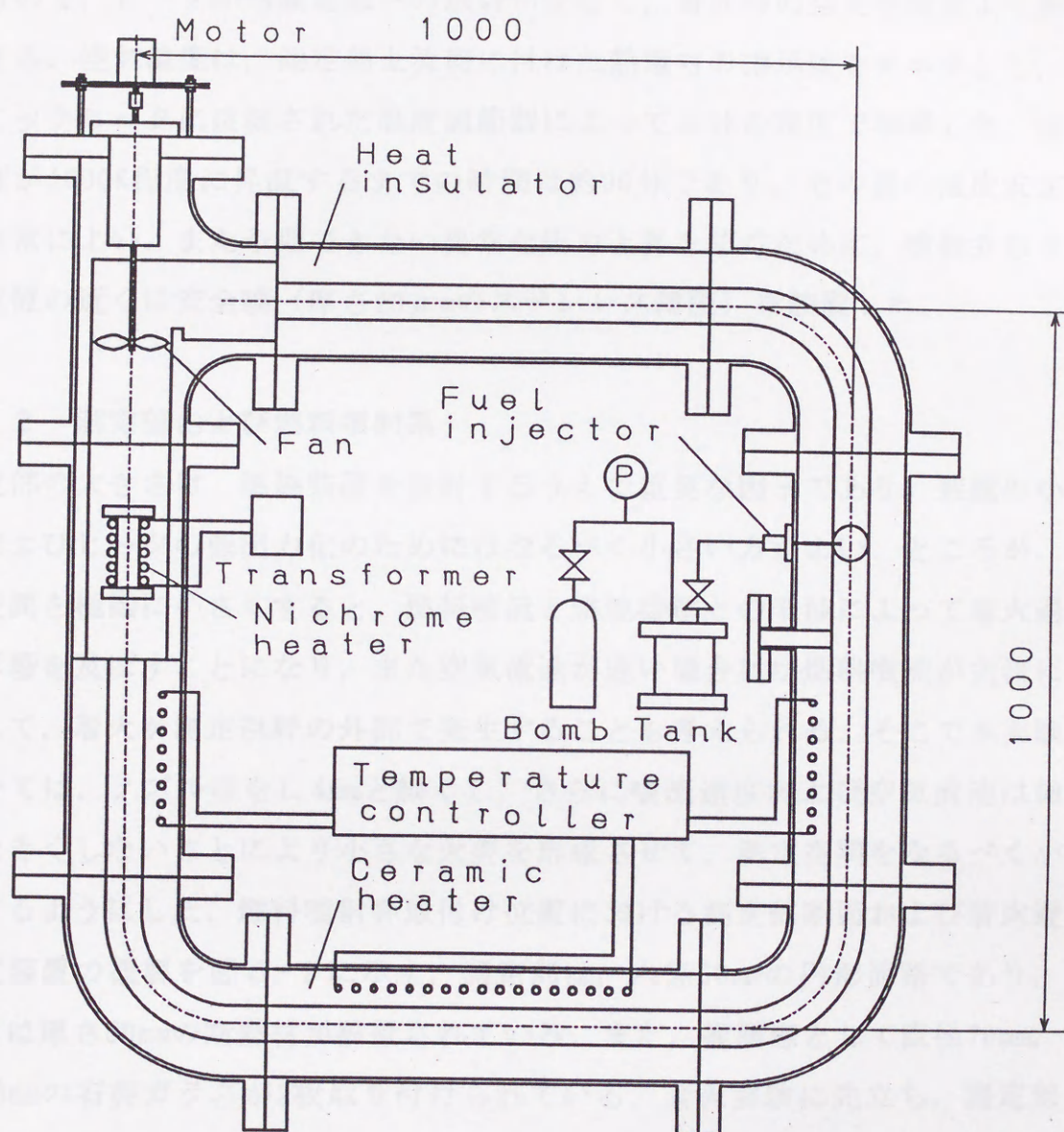


図 5-1 高圧下における実験装置の概要



ニクロム線を設置し、その直後から測定部までの壁面には、全出力で3.5kWのセラミックファイバーヒータ(セラミック製断熱材の内部にコイル状ニクロム線が埋め込まれたもの)を取り付けた。このようにヒータ部と測定部を分離しているので、ヒータから測定部への放射が少なく、着火時の発光を精度よく測定できる。空気温度は、測定部上流側に付けた熱電対の指示値をモニタとし、セラミックヒータに接続された温度調節器によって $\pm 1\text{K}$ の精度で制御した。空気温度が1000K程度に昇温するまでの時間は約90分であり、その後の温度安定性は非常によい。また予期できない異常な圧力上昇を防ぐために、噴射弁取り付け位置の近くに安全膜(厚さ $20\mu\text{m}$ のステンレス薄膜)を設置した。

#### 5.2.2 測定部および燃料噴射系

測定部の大きさは、燃焼装置を設計するうえで重要な因子であり、装置の小型化およびヒータの低出力化のためにはなるべく小さい方がよい。ところが、測定空間を極端に小さくすると、燃料噴流と燃焼器壁との干渉によって着火過程に影響を及ぼすことになり、また空気流速が速い場合には燃料噴流が主流に流されて、着火が測定視野の外部で発生することも考えられる。そこで本実験においては、ノズル径を1.4mmと細くし、さらに噴流速度および空気流速は極端に大きくしないことにより小さな火炎を形成させて、測定空間をなるべく小さくするようにした。燃料噴射弁取り付け位置における測定部断面および着火遅れ測定装置の概要を図5-2に示す。測定部は、内径50mmの円形流路であり、内壁には厚さ50mmの断熱材が設置されている。また、観測窓として直径70mm、厚さ30mmの石英ガラスが2枚取り付けられている。着火実験に先立ち、測定部内で形成される定常状態の火炎の大きさおよび形状について目視で観察した。その結果、火炎は対壁には衝突せず、また上向きの高温空気流および火炎自体の浮力によって火炎形状は若干上方に湾曲するが、今回の実験条件の範囲内で形成される火炎においては、測定窓の視野内で火炎全体が観察できることを確認した。着火時の発光を検出する方法としては、OH基発光を検出する方法を用いた。測定装置の構成は、第3章で詳述したので説明は省略する。



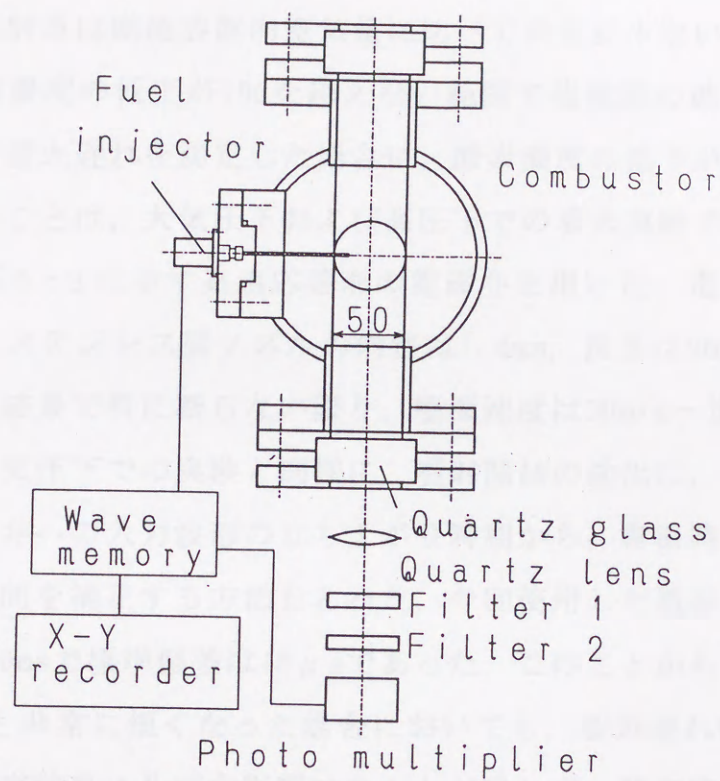


図 5-2 測定部断面および着火遅れ測定装置の概要

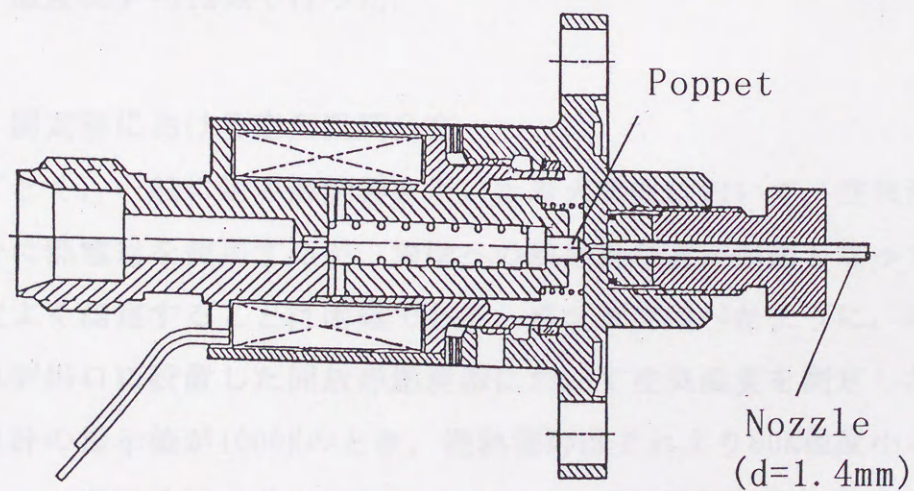


図 5-3 高速応答形燃料噴射弁



一方、蓄圧タンクに充てんされた燃料のエチレンガス（純度99.0%）は、噴射弁から気流と直角方向、すなわち水平に一定期間噴射され、着火後に止められる。燃料噴射量は燃焼装置内空気量に比べて非常に少ないため、着火実験においては酸素濃度の低下が1%を越えない範囲で複数回の燃料噴射を行った。この条件下で着火遅れを測定した場合に、酸素濃度の低下が測定結果に対し影響を与えないことは、大気圧下および高压下での着火実験で確認した。噴射弁としては、図5-3に示す高速応答形の電磁弁を用いた。電磁弁の吐出側に取り付けられたステンレス製ノズルの内径は1.4mm、長さは90mmである。なお、後述する実験結果で特に断らない限り、噴流速度は30m/s一定とした。

第2章の大気圧下での実験と同様に、噴射開始の検出は、ウェーブメモリに記憶した電磁弁への入力波形の立ち上がり時期から、常温時に測定した電磁弁の駆動遅れ時間を補正する方法をとった。今回使用した電磁弁の駆動遅れ時間の平均値は4.0msで標準偏差は18 $\mu$ sであった。このことから、高温時に着火遅れが1ms程度と非常に短くなった場合においても、駆動遅れ時間のばらつきが着火遅れの測定結果に及ぼす影響はほとんど現れず、測定精度が高く保たれることになる。

着火遅れの定義は、噴射開始からOH発光検出器の出力波形が立ち上がるまでの時間間隔とし、測定回数30回の平均を求めた。なお、実験は雰囲気圧力0.1~2.0MPa、温度813~1123Kで行った。

### 5.2.3 測定部における空気温度分布

前述のごとく、一般に定容燃焼器を用いた着火実験において、空気温度を測定する場合に熱電対を使用するが、周壁への熱放射などが原因となって、空気温度を精度よく測定することは困難である。第2章で述べたように、本研究に用いた熱風炉出口に設置した開放形燃焼器において空気温度を測定した場合、吸引式高温計の指示値が1000Kのとき、裸熱電対はそれより80K程度小さな値を示した。一方、燃料噴流の着火実験においては、空気温度の測定精度が非常に重要であり、5K程度の測定誤差が着火遅れ測定値に重大な影響を与える。そこ



で今回製作した燃焼器に対して、アルメル・クロメル熱電対（線径0.32mm）を裸で用いた場合、またそれと同じ熱電対を吸引式高温計の温度センサとして用いた場合について空気温度の比較測定を行った。

図5-4は、燃料噴射弁取付け断面上における空気温度 $T_a$ の分布の一例である。実験は大気圧下で行っており、また $X$ はノズル先端からの噴射方向距離を示している。図5-4より、吸引式高温計のデータのほうが熱電対のデータよりも約80K大きな値を示すことがわかる。以上のことから、着火実験の際の空気温度測定には、吸引式高温計を使用した。

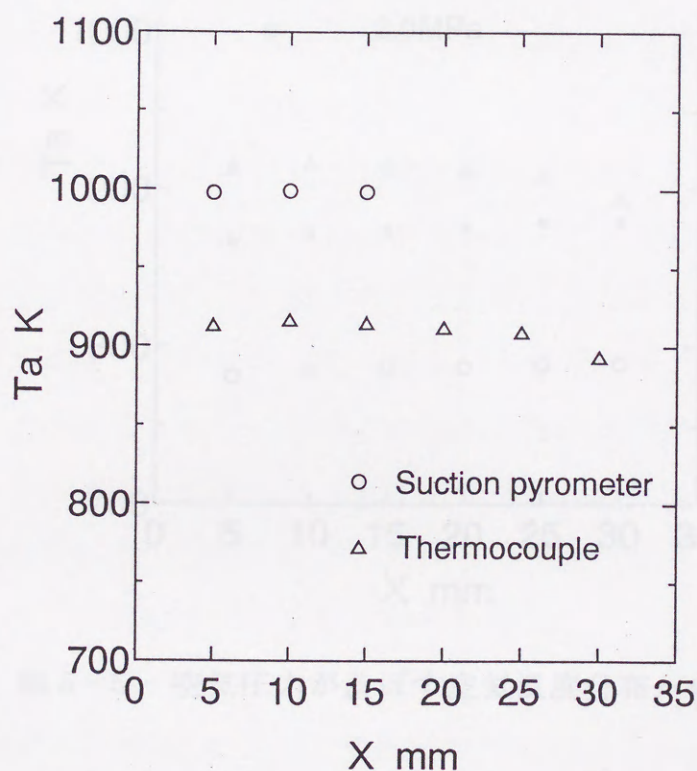


図5-4 吸引式高温計と裸熱電対の比較



図 5-5 は、空気圧力  $P_a$  を 0.1, 1.0, 2.0MPa に変化させたときの空気温度分布の測定結果である。図 5-5 より、圧力が変化しても均一な温度分布が得られていることがわかる。すなわち、今回製作した回流式燃焼装置においては、雰囲気温度が均一な場で、雰囲気圧力のみを変化させた着火実験ができることを確認した。

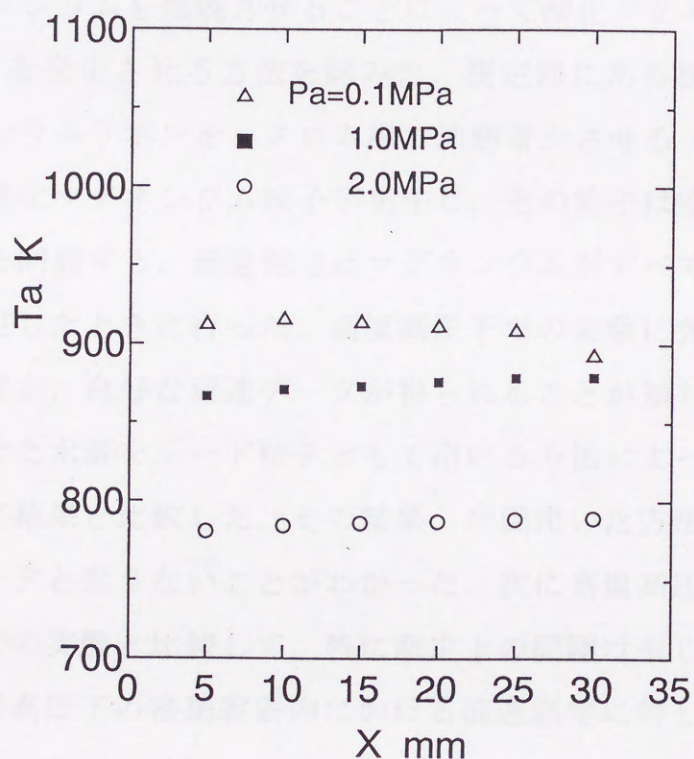


図 5-5 空気圧力が及ぼす空気温度分布への影響



#### 5.2.4 測定部における空気流速分布

測定部における空気流速の測定には、波長514.5nm、出力500mWの $\text{Ar}^+$ レーザを光源とするデュアルビーム後方散乱方式のレーザドップラ流速計（日本カノマックス，IFA750）を使用した．測定体積の寸法は，直径0.11mm，長手方向長さ1.60mmである．

一般に，本装置のように高温高压下の密閉容器内において，レーザ流速測定に必要な微粒子を多量にシードすることは困難であるが，本研究においては，容器中でマグネシウムを燃焼させることによって酸化マグネシウム粉体（粒径 $0.2\sim 1.0\mu\text{m}$ ）を発生させる方法を試みた．測定部にある観察孔の片方に設置されたマグネシウムリボンをニクロム線で加熱着火させると，酸化反応により多量の煙状の酸化マグネシウム粒子が発生し，その粒子は空気流の主流部に誘引され装置内を回流する．流速測定はマグネシウムがすべて燃焼した後のシーディングが安定したときに行った．高温高压下での実験に先立ち，常温大気圧下での空気流速を，良好な流速データが得られることが知られている超音波加湿器で発生させた水滴をシード粒子として用いる方法によって測定し，上記の方法による測定結果と比較した．その結果，今回用いた方法は，加湿器による水滴の流速データと変りないことがわかった．次に高温高压下で実験を行ったが，大気圧下での実験と比較して，特に測定上の問題は生じなかった．以上のことから，高温高压下の密閉容器内における流速測定に対して，このシード粒子供給法は一つの有効な手段であると考えられる．

図5-6は，燃料噴射弁取付け断面上における時間平均空気流速 $U$ と乱れ速度 $u'$ の測定結果の一例である．空気温度は914Kであり，軸流ファンの回転数は1500rpm一定とした．図5-6より，空気圧力を0.1から1.0MPaに変化させても，時間平均空気流速および乱れ速度の分布形状にはほとんど違いが生じないことがわかる．また，噴流中心軸上の平均をとると，0.1MPaのとき $U=1.62\text{m/s}$ ， $u'=0.061\text{m/s}$ ，また，1.0MPaのとき $U=1.35\text{m/s}$ ， $u'=0.115\text{m/s}$ であり，両者に大きな違いは生じていない．燃料の噴出速度は30m/sであり，着火が発生する流れ場の状態はほぼ燃料噴流によって支配されており，この程度の空気流の相



違は着火遅れにはほとんど影響しないものと考えられる。また、この事実は、第2章で示した開放形燃焼器では実験により確認されている。そこで、今回は軸流ファンの回転数を1500rpm一定とし、空気圧力および温度を変化させて着火実験を行った。表5-1に実験条件を示す。

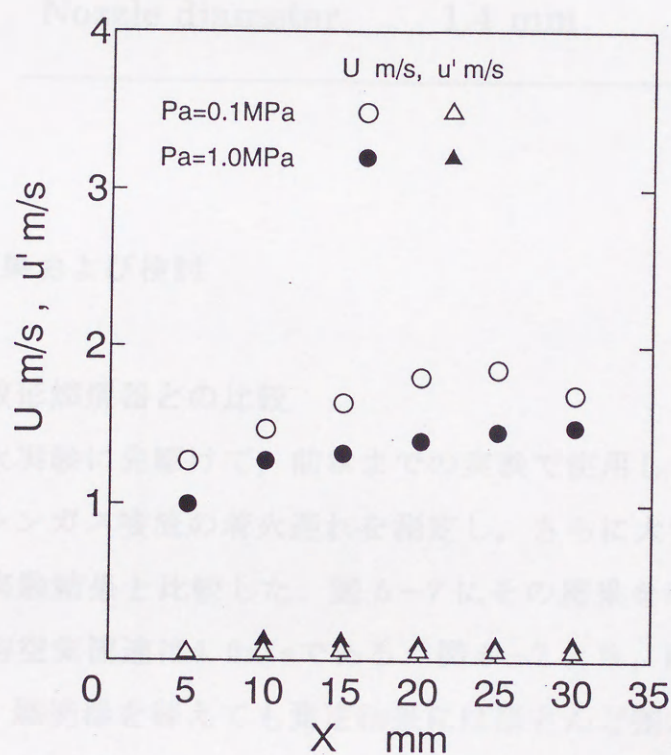


図5-6 空気圧力が及ぼす空気流速分布への影響



表 5-1 実験条件

Fuel	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>
Air pressure	0.1 ~ 2.0 MPa
Air temperature	813 ~ 1123 K
Air velocity	1.35 ~ 1.62 m/s
Jet velocity	30 m/s
Nozzle diameter	1.4 mm

### 5.3 実験結果および検討

#### 5.3.1 開放形燃焼器との比較

高圧下の着火実験に先駆けて、前章までの実験で使用していた開放形燃焼器を用いてエチレンガス噴流の着火遅れを測定し、さらに大気圧下での回流式燃焼装置による実験結果と比較した。図 5-7 にその結果を示す。なお、開放形燃焼器内の平均空気流速は 4.0 m/s である。図 5-7 より、両者は良い対応関係を示しており、燃焼器を替えても測定結果にはほとんど差が生じないことが確認される。また、図 5-6 で示したように回流式燃焼装置内の平均空気流速は 1.62 m/s であり、開放形燃焼器のそれよりも小さいが、上述のごとく、この程度の流速の違いは着火遅れに対してほとんど影響力をもたないものと考えられる。

#### 5.3.2 噴流速度の影響

前述のごとく、本実験においては空気流の乱れは非常に小さく、燃料ガス噴流の速度は 30 m/s と周囲空気流速に比べて大きいために、噴流自体が発生する乱れが燃焼場を支配していると考えられる。そこで、燃料ガスと高温空気の混



合速度を変化させたときの着火遅れの挙動について調べる目的で、燃料噴射速度を変えた実験を行った。その結果を図5-8に示す。空気圧力と温度の実験範囲は、0.1MPaで1075~1132K、1.0MPaで925~979Kである。図5-8より、空気圧力によらず、この実験範囲では着火遅れに対する噴射速度の影響力は小さいことがわかる。なお、温度が低下して着火遅れの値が大きくなると、噴射速度の増加が着火遅れをわずかに長くする傾向を示している。この現象は、第3章で記述した開放形燃焼器を用いた実験においても観測されている。現象の発生理由としては、低温時には、活性化学種や熱の発生速度が小さいため、これらの拡散・消失速度が着火遅れに対し影響を与え、乱れの増大が着火遅れを長くするものと考えられる。

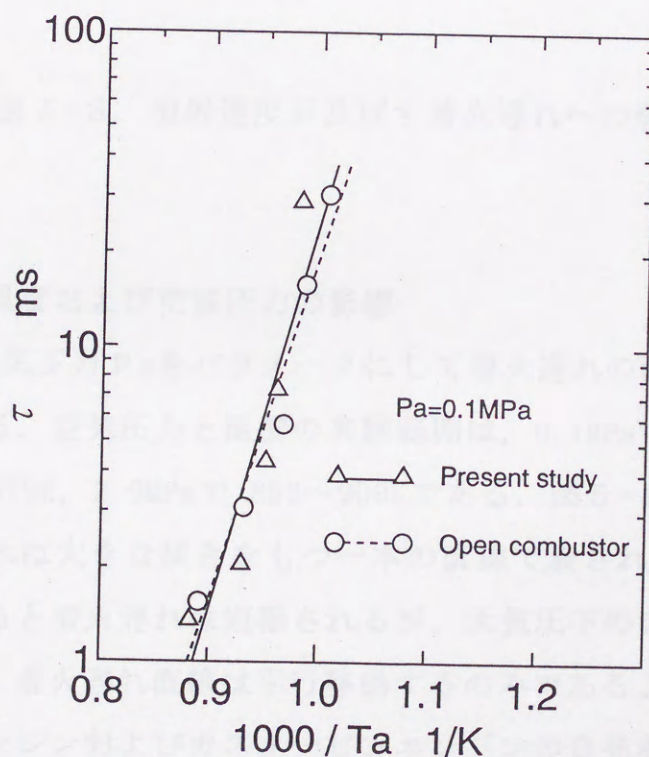


図5-7 開放形燃焼器によるデータとの比較



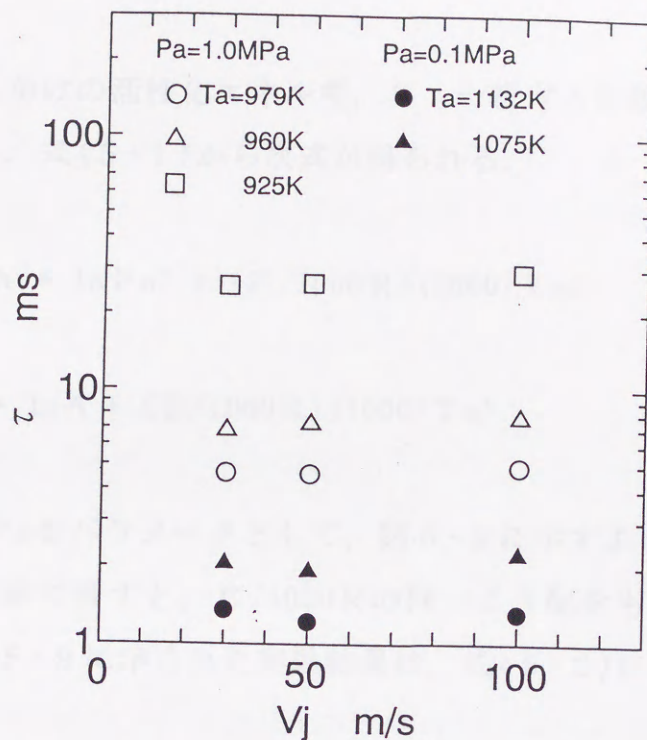


図 5-8 噴射速度が及ぼす着火遅れへの影響

### 5.3.3 空気温度および空気圧力の影響

図 5-9 は、空気圧力  $P_a$  をパラメータにして着火遅れの温度依存性について調べた結果である。空気圧力と温度の実験範囲は、0.1MPa で 1018~1132K, 1.0MPa で 907~979K, 2.0MPa で 852~909K である。図 5-9 より、この実験範囲では、着火遅れは大きな傾きをもつ一本の直線で表されることがわかる。また圧力が高くなると着火遅れは短縮されるが、大気圧下のデータとほぼ同じ温度依存性を示し、着火遅れ直線は平行移動するのみであるように見える。

ディーゼルエンジンおよびガスタービンエンジンの自発着火実験において、着火遅れ  $\tau$  に対して雰囲気圧力  $P_a$  および雰囲気温度  $T_a$  の関係を整理するとき、以下の式が用いられることが多い<sup>(20)(31)</sup>。



$$\tau = A P a^n \exp(E/R T a) \quad (5-1)$$

ここで、 $E$ ：見かけの活性化エネルギー， $R$ ：一般ガス定数， $A$ ：定数， $n$ ：圧力指数，である．式(5-1)から次式が得られる．

$$\ln \tau = \ln A + \ln P a^n + (E/1000 R)(1000/T a) \quad (5-2)$$

$$\ln \tau P a^{-n} = \ln A + (E/1000 R)(1000/T a) \quad (5-3)$$

式(5-2)を $P a$ をパラメータとして，図5-9に示すような縦軸  $\ln \tau$ ，横軸  $1000/T a$ の座標系で表すと， $E/1000 R$ の同一こう配をもった直線群となる．したがって，図5-9に示された実験結果は，式(5-2)によって良好に表現さ

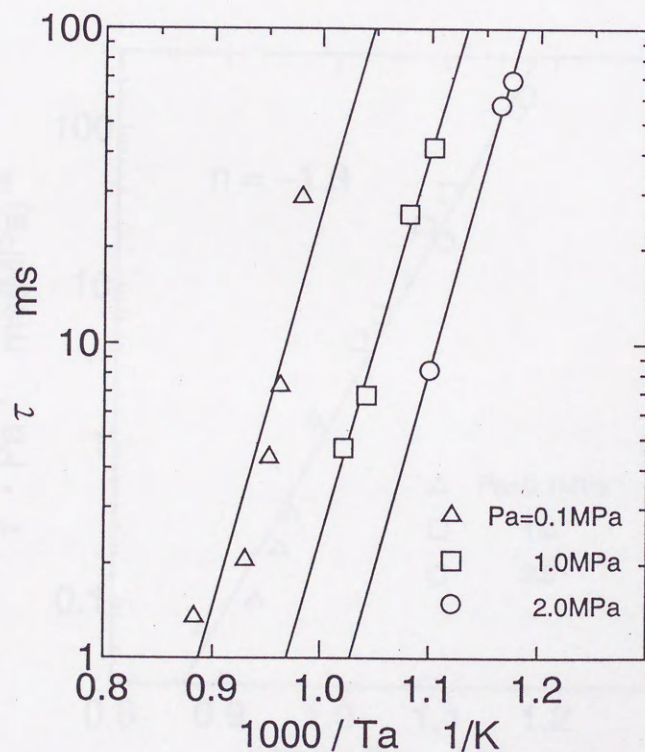


図5-9 空気圧力が及ぼす着火遅れへの影響



れることがわかる．一方，式(5-3)は縦軸  $\ln \tau \text{ Pa}^{-n}$ ，横軸  $1000/Ta$ なる座標系においては，こう配が  $E/1000R$ の一本の直線を示しており，このような座標系で整理すると，着火遅れデータは圧力に関係なく一本の直線上に乗ることを表している．そこで，圧力指数  $n$  を0.1刻みで変化させて検討した結果，図5-10に示すように， $n=-1.3$ のとき各データはほぼ1本の直線上に乗ることがわかった．図5-10に示す直線から活性化エネルギー  $E$  を求めると  $243\text{kJ/mol}$  となったが，この値は，図5-9の  $Pa=0.1, 1.0, 2.0\text{MPa}$  に対する活性化エネルギー  $238, 236, 244\text{kJ/mol}$  の平均値  $239\text{kJ/mol}$  とほぼ一致する．したがって，本実験における着火遅れは次式で表せることになる．

$$\tau = 3.12 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1.3} \exp(243/RTa) \text{ [ms]} \quad (5-4)$$

SpadacciniとTevelde<sup>(20)</sup> は圧力  $1.0 \sim 3.0\text{MPa}$  の高温高速空気流中にノズルか

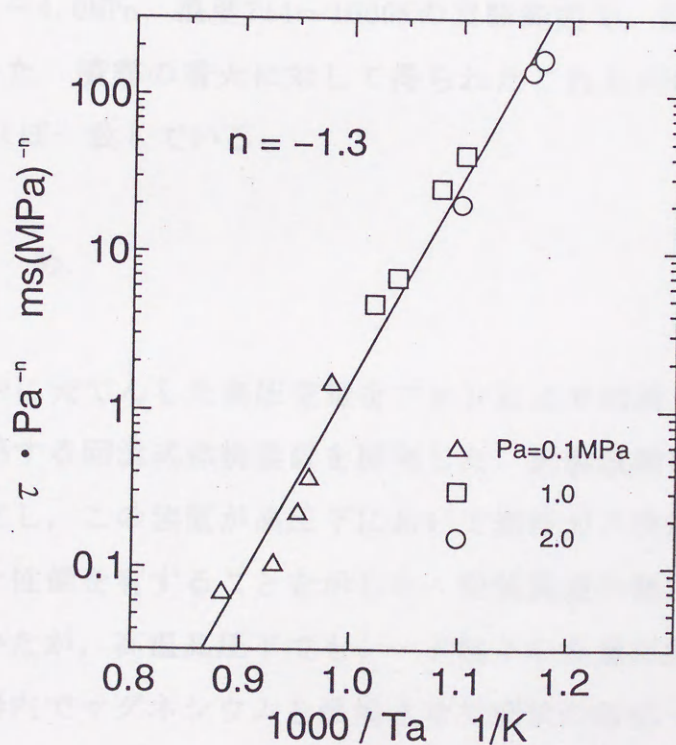


図5-10 着火遅れの関係式



ら燃料を噴出し、下流に形成される火炎の前縁と噴射ノズル間の距離をガス流速で割ることによって、噴霧の着火遅れを測定している。彼らが高压下で求めた軽油の活性化エネルギーの値は $174\text{kJ/mol}$ であった。一方、小沼らが本研究と同様な開放形燃焼器を用いて常圧下で求めた軽油噴霧の活性化エネルギーは $166\text{kJ/mol}$ で<sup>(4)</sup>、SpadacciniとTeveldeの求めた値とほぼ一致している。これより、圧力に関係なく活性化エネルギーが一定値を示す現象は、本研究で示すような燃料ガス噴流の場合だけでなく、液体燃料噴霧の着火においても見られることがわかる。

ガス噴流に対する圧力指数のデータは、著者の知る限り見あたらないが、噴霧については報告がある。林ら<sup>(31)</sup>は、SpadacciniとTeveldeと同様な実験方法によって燈油噴霧の着火遅れを測定し、雰囲気圧力 $1\sim 3\text{MPa}$ 、温度 $680\sim 810\text{K}$ の実験範囲で、 $n=-1$ の値を得ている。新井・広安ら<sup>(16)</sup>は高压容器内に電気炉を設置した、いわゆる定容燃焼器を用いて噴霧の着火遅れを測定している。噴射ノズルには単孔ホールノズルを、着火の検出にはフォトランジスタを用い、雰囲気圧力 $1.1\sim 4.0\text{MPa}$ 、温度 $714\sim 1000\text{K}$ の実験範囲で、軽油噴霧に対して $n=-1.22$ の値を得た。噴霧の着火に対して得られたこれらの値は、本実験のガス噴流の結果とほぼ一致している。

#### 5.4 ま と め

円管ダクト内に充てんした高压空気をファンにより回流させるとともに、電気ヒータで加熱する回流式燃焼装置を開発した。燃焼装置内の空気温度および流速分布を測定し、この装置が高压下において燃料ガス噴流の着火特性を調べるうえで十分な性能を有することを示した。空気流速の測定にはレーザドップラ流速計を用いたが、高温高压下でもシード粒子を多量に安定供給できるものとして、燃焼器内でマグネシウムを燃焼させて煙状の酸化マグネシウムを発生させる方法を試みた。その結果、密閉容器内における流れ計測に対するシーディング法として、この方法が有効であることがわかった。さらに、この燃焼装



置を用いて、エチレングス噴流の着火遅れ時間を測定し、空気温度、圧力および噴流速度が着火遅れに与える影響について検討した。なお、実験範囲は空気圧力0.1~2.0MPa、空気温度852~1132Kである。得られた結果を以下にまとめる。

(1) 空気圧力0.1~1.0MPa、空気温度925~1132Kの実験範囲において、噴流速度を30~100m/sに変化させても、着火遅れにほとんど影響が現れない。

(2) 空気圧力をパラメータにして、着火遅れをアレニウス座標で整理すると、各データは大きなこう配をもつ一本の直線で表される。また空気圧力を高くすると、着火遅れは短縮するが大気圧下のデータと同じ温度依存性を示し、着火遅れ直線は平行移動するのみである。

(3) 本実験範囲において着火遅れは次式で表せる。

$$\tau = 3.12 \times 10^{-12} \text{Pa}^{-1.3} \exp(243/RT_a) \text{ [ms]}$$



## 第6章 水素ガス噴流の自発着火に関する 直接数値シミュレーション

### 6.1 ま え が き

第2章から第5章では、大気圧下あるいは高圧下の定常高温空気流中における燃料ガス噴流の着火現象について実験的検討を行った。その結果、空気温度、空気圧力、噴射速度、噴射方向、ノズル径、燃料の種類などの着火に対する諸因子が着火位置、着火遅れ時間に対してどのような影響力を持つかという点について基礎的情報を得た。しかしながら、着火過程の詳細については今なお不明な点が残る。

前述のごとく、燃料ガス噴流の自発着火は、乱流場での流動・混合と化学反応の相互干渉効果によって支配されている。この現象の詳細なメカニズムを解明するためには、高速で時間とともに変化している噴流の温度・速度・濃度場を明らかにする必要がある。しかし、これらの情報を実験を通じて得ることは、現段階では非常に困難である。

そこで、本章では、大気圧下での高温空気流に対して平行に燃料ガスを噴射した場合の自発着火を対象として直接数値シミュレーションを行い、着火現象の基本的性質を明らかにすることを試みた。燃料ガスとしては反応機構が比較的簡単な水素ガスを用い、計算においてはフルカイネティックスによる反応動力学および多成分拡散を考慮した。

### 6.2 解析モデルおよび解析方法

#### 6.2.1 解析モデル

解析対象は、円筒ノズルから常温の水素ガスを高温空気流（温度 $T_a=950\sim 1200\text{K}$ ）に対して平行に噴射（速度 $U_f=10\sim 100\text{ m/s}$ ）した場合に生ずる自発着火である。図6-1に解析モデルを示す。計算においては、2次元円筒座標系（噴



流軸方向  $Z$ ，それと直角に半径方向  $r$ ) を用い，現象は軸対称に起こるものと仮定した．なお，ノズル径  $d = 2 \text{ mm}$ ，空気流速  $U_a = 4 \text{ m/s}$ ，燃料温度  $T_f = 300\text{K}$  である．

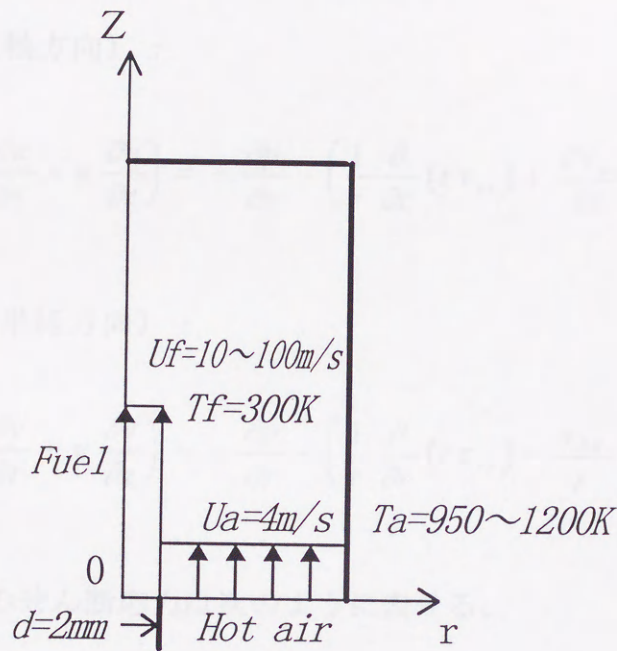


図 6-1 解析モデル

### 6.2.2 支配方程式および関係式

本解析では，次の仮定を設けている．

- (1) 気体は理想気体である．
- (2) 外力は無視する．
- (3) 放射，体積粘性，Soret効果，Dufour効果，圧力こう配拡散は無視する．
- (4) エネルギー保存式における粘性項は無視する．

計算に用いた支配方程式は，質量保存式，運動量保存式，成分保存式，エネルギー保存式であり，以上の仮定を考慮すると，支配方程式は次のようになる．



質量保存式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0 \quad (6-1)$$

運動量保存式（軸方向）：

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (6-2)$$

運動量保存式（半径方向）：

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} - \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right) \quad (6-3)$$

ここで、各成分のせん断応力は次のように表せる。

$$\tau_{rr} = -\mu \left[ 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]$$

$$\tau_{\theta\theta} = -\mu \left[ 2 \left( \frac{v}{r} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]$$

$$\tau_{zz} = -\mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]$$

$$\tau_{rz} = \tau_{zr} = -\mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

成分保存式：



$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_j) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u Y_j) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v Y_j) = - \frac{\partial J_z}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r J_r) + R_j \quad (6-4)$$

ここで、質量流束  $J_z$ ,  $J_r$  は次のように表せる。

$$J_z = -\rho D_{jm} \left( \frac{\partial Y_j}{\partial z} \right) \quad J_r = -\rho D_{jm} \left( \frac{\partial Y_j}{\partial r} \right)$$

エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v h) &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\lambda}{C_{pm}} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\lambda}{C_{pm}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sum_j \left( \rho D_{jm} - \frac{\lambda}{C_{pm}} \right) h_j \frac{\partial Y_j}{\partial z} \right\} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \sum_j \left( \rho D_{jm} - \frac{\lambda}{C_{pm}} \right) h_j \frac{\partial Y_j}{\partial r} \right\} \end{aligned} \quad (6-5)$$

一方、本解析では比較のために、ルイス数  $Le (= \rho C_{pm} D / \lambda) = 1$  の計算も行った。すなわち、化学種の拡散速度と熱の拡散速度が等しいと仮定すると、

$$\rho D = \frac{\lambda}{C_{pm}} \quad (6-6)$$

なる関係式が成り立ち、その結果、式(6-5)は次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v h) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\lambda}{C_{pm}} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\lambda}{C_{pm}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \quad (6-7)$$



ここで、 $C_{pm}$ ：平均定圧比熱， $D_{jm}$ ：成分  $j$  の拡散係数， $h$ ：比エンタルピ，  
 $h_j$ ：成分  $j$  の比エンタルピ， $J$ ：質量流束， $p$ ：圧力， $R_j$ ：単位時間，単位体  
積当たりの成分  $j$  の反応量， $T$ ：流体温度， $u$ ， $v$ ：噴流軸方向および半径方  
向の速度， $z$ ， $r$ ：噴流軸方向および半径方向の座標， $Y_j$ ：成分  $j$  の質量分率，  
 $\lambda$ ：熱伝導率， $\mu$ ：粘性係数， $\rho$ ：流体密度， $\tau$ ：各成分のせん断応力である。  
一方，支配方程式を連立して解く際，補助方程式として以下の理想気体の状  
態方程式と温度とエンタルピの関係式<sup>(53)</sup>を用いた。前述のごとく，本解析で  
扱う気体は理想気体であると仮定し，密度  $\rho$  は気体の状態方程式により求める。

$$\rho = \frac{p}{R_0 T \sum_j \left( \frac{Y_j}{M_j} \right)} \quad (6-8)$$

ここで， $R_0$ ：一般ガス定数， $M_j$ ：成分  $j$  の分子量である。

本解析では，化学エネルギーと反応熱を含めたエンタルピは完全保存されるも  
のとして，エネルギー保存式から求めたエンタルピと，成分保存式から求めた化  
学種濃度の値により温度を求めている。

$$h_j = \int_{T_0}^T C_{pj} dT + \Delta H_j^f \quad (6-9)$$

ここで， $C_{pj}$  は成分  $j$  の定圧比熱， $T_0$  は基準温度， $\Delta H_j^f$  は成分  $j$  の標準生  
成エンタルピである。また，混合気の比エンタルピは次式となる。

$$h = \sum_j h_j Y_j \quad (6-10)$$

したがって，比エンタルピと温度の関係式は次式となる。

$$h = \sum_j \int_{T_0}^T Y_j C_{pj} dT + \sum_j Y_j \Delta H_j^f \quad (6-11)$$



### 6.2.3 物性値

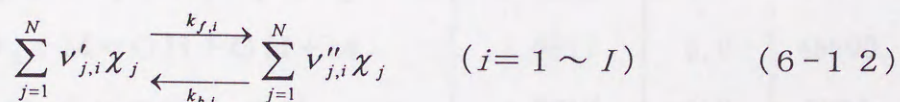
各化学種および混合気の比エンタルピや比熱などの熱化学的パラメータ，あるいは粘性係数，拡散係数，熱伝導係数などの輸送係数は，CHEMKINにより算出した．CHEMKINは化学動力学に基づいた数値計算の遂行を支援する目的で，米国のSandia National Laboratories のDr. Robert J. Keeらによって開発された計算プログラムのパッケージである．このプログラムパッケージは，熱化学的定数と各素反応の反応速度に関するサブルーチン集<sup>(47)</sup>，熱化学的データベース<sup>(48)</sup>，輸送係数に関するサブルーチン集<sup>(49)</sup>から構成される．

### 6.2.4 素反応と反応速度定数

近年，計算機の高速化と大容量化に伴って素反応機構に基づく反応動力学を考慮した火炎の計算が可能<sup>(52)</sup>，<sup>(57)</sup>，<sup>(59)</sup>になってきた．特に，本解析対象のような着火現象においては，逆反応や活性化学種の生成・消滅が噴流内の濃度場および温度場に深く関与しているものと考えられ，これより計算には詳細な素反応機構の考慮が不可欠となる．

本解析では，比較的単純な燃焼反応でしかも信頼性の高い素反応機構と反応速度定数が提案されている水素ガスを燃料に用いた．化学種としては $H_2$ ， $O_2$ ， $H_2O$ ， $H$ ， $O$ ， $OH$ ， $HO_2$ ， $H_2O_2$ の8成分を考慮し，不活性な $N_2$ を希釈剤として用いた．化学反応は正逆合わせて36個を考慮した．表6-1に本解析に使用した素反応および反応速度定数<sup>(50)</sup>を示す．

一般に， $N$ 個の化学種が存在する場合に素反応（ $I$ 個）は次式で表すことができる．



ここで， $\nu'_{j,i}$ ， $\nu''_{j,i}$ は $i$ 番目の反応における化学種 $j$ の反応体，あるいは生成物の量論係数， $\chi_j$ は化学種 $j$ の化学記号， $k_{f,i}$ ， $k_{b,i}$ はそれぞれ正，逆反応の反応速度定数である．



表 6-1 素反応と反応速度定数<sup>(50)</sup>

(単位: mol, kcal, s, cm, K)

No.	Reaction	$A_I$	$n_i$	$E_i$
1	$H_2 + O_2 = 2 OH$	1.7E13	0.0	47780.
2	$OH + H_2 = H_2O + H$	1.17E9	1.3	3626.
3	$H + O_2 = OH + O$	5.13E16	-0.816	16507.
4	$O + H_2 = OH + H$	1.8E10	1.0	8826.
5	$H + O_2 + M = HO_2 + M$	2.1E18	-1.0	0.
	$H_2O/21 \quad H_2/3.3 \quad O_2/0.0$			
6	$H + O_2 + O_2 = HO_2 + O_2$	6.7E19	-1.42	0.
7	$OH + HO_2 = H_2O + O_2$	5.0E13	0.0	1000.
8	$H + HO_2 = 2 OH$	2.5E14	0.0	1900.
9	$O + HO_2 = O_2 + OH$	4.8E13	0.0	1000.
10	$2 OH = O + H_2O$	6.0E8	1.3	0.
11	$H_2 + M = H + H + M$	2.23E12	0.5	92600.
	$H_2O/6 \quad H/2 \quad H_2/3$			
12	$O_2 + M = O + O + M$	1.85E11	0.5	95560.
13	$H + OH + M = H_2O + M$	7.5E23	-2.6	0.
	$H_2O/20$			
14	$H + HO_2 = H_2 + O_2$	2.5E13	0.0	700.
15	$HO_2 + HO_2 = H_2O_2 + O_2$	2.0E12	0.0	0.
16	$H_2O_2 + M = OH + OH + M$	1.3E17	0.0	45500.
17	$H_2O_2 + H = HO_2 + H_2$	1.6E12	0.0	3800.
18	$H_2O_2 + OH = H_2O + HO_2$	1.0E13	0.0	1800.



また、単位体積当りの化学種  $j$  の反応速度  $R_j$  [ $\text{mol m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ] は、次のように表せる。

$$R_j = \sum_{i=1}^I \nu_{j,i} q_i \quad (6-13)$$

ここで、

$$\nu_{j,i} = (\nu_{j,i}'' - \nu_{j,i}') \quad (6-14)$$

$$q_i = k_{f,i} \prod_{j=1}^N (C_j)^{\nu_{j,i}'} - k_{b,i} \prod_{j=1}^N (C_j)^{\nu_{j,i}''} \quad (6-15)$$

したがって、式(6-13)は以下のようになる。

$$R_j = \sum_{i=1}^I (\nu_{j,i}'' - \nu_{j,i}') \left\{ k_{f,i} \prod_{j=1}^N (C_j)^{\nu_{j,i}'} - k_{b,i} \prod_{j=1}^N (C_j)^{\nu_{j,i}''} \right\}$$

ここで、 $C_j$  は化学種  $j$  のモル濃度である。

通常、各素反応の反応速度定数  $k_{f,i}$  は以下の表示式で与えられる。

$$k_{f,i} = A_i T^{n_i} \exp\left(-\frac{E_i}{R_o T}\right) \quad (6-16)$$

ここで、各素反応の係数  $A_i$ ,  $n_i$ , 活性化エネルギー  $E_i$  は、表 6-1 に示された値を用いた。

一方、逆反応の速度定数  $k_{b,i}$  は、次式より算出する。

$$k_{b,i} = \frac{k_{f,i}}{K_{e,i}} \quad (6-17)$$

ここで、 $K_{e,i}$  は平衡定数（濃度基準）であり、平衡定数（圧力基準） $K_{p,i}$  と



次のような関係がある。

$$K_{c,i} = K_{p,i} (P_{atm} / R_o T) \sum_{j=1}^N v_{j,i} \quad (6-18)$$

ただし、 $P_{atm} = 1 \text{ atm}$ である。

### 6.2.5 解析方法

支配方程式(6-1)～(6-5)は有限差分法で離散化し、HSMAC (Highly Simplified Marker And Cell) 法<sup>(55)(56)</sup>で解いた。ただし、非定常項には一次精度のオイラー法、対流項にはQUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convection Kinematics)法<sup>(54)</sup>、それ以外の項には二次精度の中心差分法を用いた。

HSMAC法とは仮の速度場を求めておき、それが質量保存式(連続の条件)を満足するまで速度と圧力を同時緩和して反復を繰り返し、次の時刻の速度と圧力を求める手法である。この方法は、非圧縮性流体に対して開発されたものであり、本解析では温度と密度の変化を考慮できるように修正したものを使用した。HSMAC法の特徴としては、(1)プログラミングが容易で、(2)計算時間が短く、(3)圧力の境界条件を与える必要が無いいため境界条件の取り扱いが簡単である、ことが挙げられる。付録に、HSMAC法のアルゴリズムを示す。

#### 6.2.5.1 境界条件

図6-2に示した計算領域に対して、本計算で設定した境界条件を以下に示す。

##### ① 境界OA, BC

現象の軸対称性を仮定した中心軸と周囲流での境界条件には、すべり壁境界を用いる。これらの境界では主流方向に運動量の流入および流出がないものと考え、温度に関しては断熱壁条件を適用する。



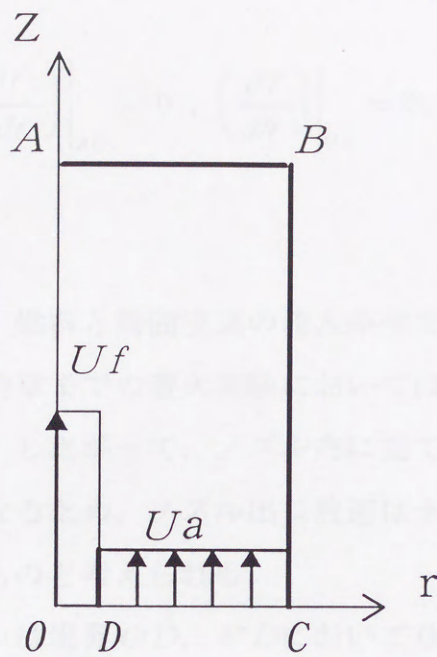


図 6-2 計算境界

a) 軸方向速度  $u$  は境界  $OA$ ,  $BC$  において, 半径方向のこう配を持たない.

$$\left( \frac{\partial u}{\partial r} \right) \Big|_{OA} = 0, \quad \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right) \Big|_{BC} = 0 \quad (6-19)$$

b) 半径方向速度  $v$  は境界  $OA$ ,  $BC$  において 0 である.

$$v|_{OA} = 0, \quad v|_{BC} = 0 \quad (6-20)$$

c) 圧力  $p$ , 密度  $\rho$ , 濃度  $Y_j$  および温度  $T$  は境界  $OA$ ,  $BC$  において, 半径方向のこう配を持たない.

$$\left( \frac{\partial p}{\partial r} \right) \Big|_{OA} = 0, \quad \left( \frac{\partial p}{\partial r} \right) \Big|_{BC} = 0, \quad \left( \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) \Big|_{OA} = 0, \quad \left( \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) \Big|_{BC} = 0 \quad (6-21)$$



$$\left(\frac{\partial Y_j}{\partial r}\right)\bigg|_{OA} = 0, \quad \left(\frac{\partial Y_j}{\partial r}\right)\bigg|_{BC} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)\bigg|_{OA} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)\bigg|_{BC} = 0 \quad (6-22)$$

## ② 境界 $OD$ , $CD$

境界  $OD$ ,  $CD$  は、燃料と周囲空気の流入条件であり、それぞれ矩形の流速分布を持つとした。前章までの着火実験においては、燃料は一度空打ちした直後に噴射されている。したがって、ノズル内に充てんされた燃料ガスが突発的に噴射されることになるため、ノズル出口流速は十分な助走距離が得られず矩形の流速分布を持つものと考えられる。

a) 半径方向速度  $v$  は境界  $OD$ ,  $CD$  において 0 である。

$$v|_{OD} = 0, \quad v|_{CD} = 0 \quad (6-23)$$

b) 軸方向速度  $u$ , 濃度  $Y_j$  および温度  $T$  は境界  $OD$ ,  $CD$  において設定値を保つ。

$$u|_{OD} = U_f, \quad u|_{CD} = U_0, \quad Y_j|_{OD} = Y_{jf}, \quad Y_j|_{CD} = Y_{j0}$$

$$T|_{OD} = T_f, \quad T|_{CD} = T_0 \quad (6-24)$$

## ③ 境界 $AB$

境界  $AB$  は、自由流出境界条件とする。

a) 境界  $AB$  の外側の軸方向速度  $u$  は、境界に接するコントロールボリュームで連続の式を満足するように決定する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \quad (6-25)$$



b) 半径方向速度  $v$  は、境界  $AB$  において軸方向のこう配を持たない。

$$\left( \frac{\partial v}{\partial z} \right) \Big|_{AB} = 0 \quad (6-26)$$

c) 圧力  $p$  は、境界  $AB$  における軸方向こう配が内側と等しい。

$$\left( \frac{\partial p}{\partial z} \right) \Big|_{AB} = \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right) \Big|_{AB-1} \quad (6-27)$$

d) 密度  $\rho$ 、濃度  $Y_j$  および温度  $T$  は境界  $AB$  において、軸方向のこう配を持たない。

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \Big|_{AB} = 0, \quad \left( \frac{\partial Y_j}{\partial z} \right) \Big|_{AB} = 0, \quad \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_{AB} = 0 \quad (6-28)$$

#### 6.2.5.2 計算領域および格子

計算領域の大きさは、燃料ノズル先端の中心を原点として噴射方向 ( $Z$ ) に 20 mm、それと直角半径方向 ( $r$ ) に 10 mm である。一方、差分法の計算では格子間隔が細かい程、空間分解能が高く精度のよい数値解が得られる。しかしながら、計算領域において定義できる格子数は計算機の能力に制限されるので、十分な分解能を持つ微小な計算格子を計算領域全体にわたって配置することには限界がある。そこで計算領域の中で、速度、濃度および温度の空間変化率が特に大きくなる部分において格子密度が高くなるように、格子の不等間隔化を行う。図 6-3 に示すように、本解析では  $Z$  方向には等間隔格子、 $r$  方向にはノズルリム近傍で格子密度が高くなるような不等間隔格子を配置した。これにより、計算の高精度化と効率化を図った。格子数は  $Z$  方向に 200 (格子間隔 0.1 mm)、 $r$  方向に 50 (最小格子間隔 0.04 mm) である。なお、ノズルリムの厚さは無視した。



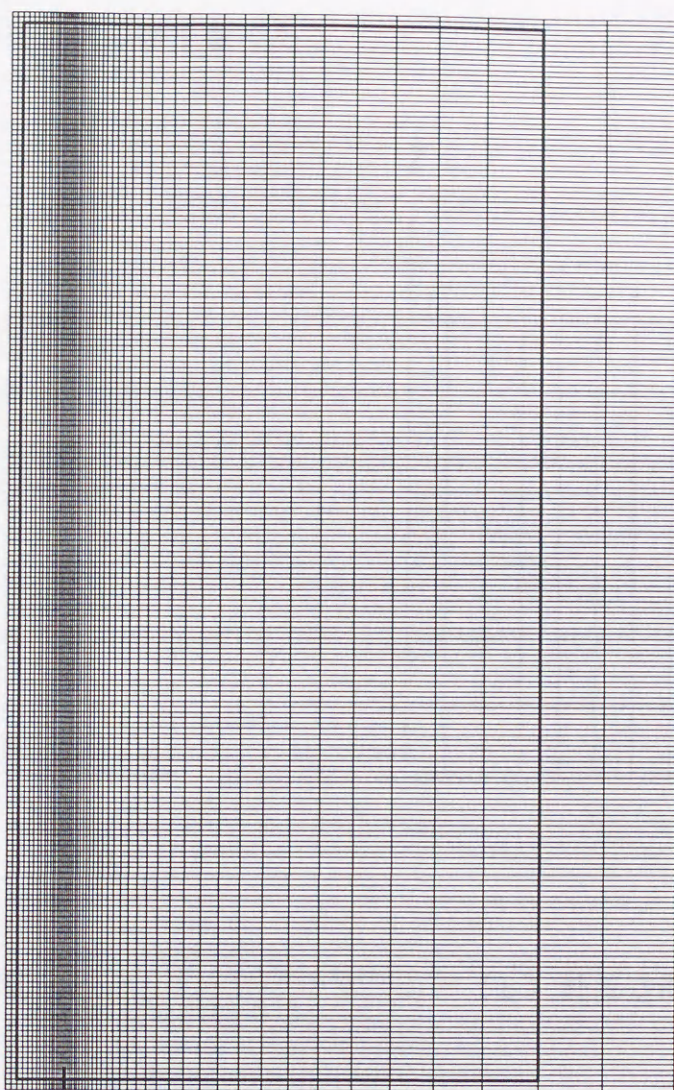


図 6-3 計算領域および計算格子

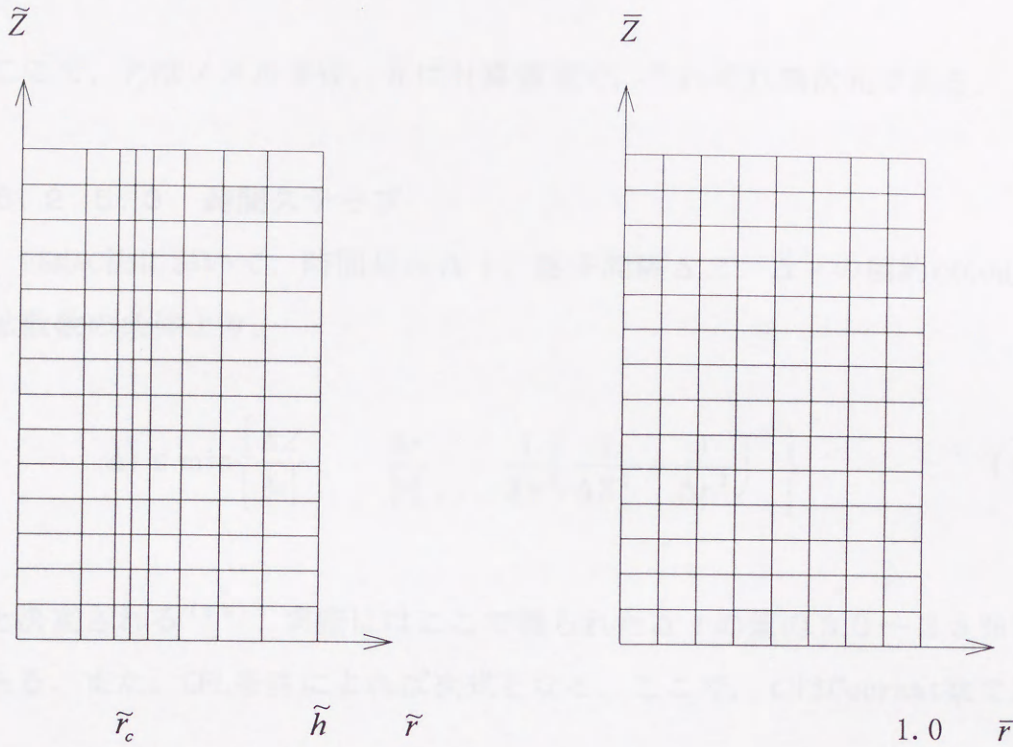
以下に，不等間隔格子の形成法<sup>(60)</sup>について簡単に述べる．格子間隔は次式に従い無次元量で表される．

$$\Delta \bar{r} = \frac{1.0}{N-2} \quad (6-29)$$

$$\bar{r}_j = \bar{r}_{j-1} + \Delta \bar{r} \quad (6-30)$$



ここで、 $N$ は半径方向の格子数である.



(a) 物理空間

(b) 計算空間

図 6-4 計算格子の変換

図 6-4 に示した物理空間座標 (不等間隔格子) と計算空間座標の関係式は以下のとおりである.

$$\bar{r} = B + \frac{1}{\tau} \sinh^{-1} \left[ \left( \tilde{r} / \tilde{r}_c - 1 \right) \sinh(\tau B) \right] \quad (6-31)$$

$$B = \frac{1}{2\tau} \ln \left[ \frac{1 + (e^{\tau} - 1) \cdot \left( \frac{\tilde{r}_c}{\tilde{h}} \right)}{1 + (e^{-\tau} - 1) \cdot \left( \frac{\tilde{r}_c}{\tilde{h}} \right)} \right] \quad (0 < \tau < \infty) \quad (6-32)$$



$$\tilde{r} = \tilde{r}_c \left\{ 1 + \frac{\sinh[\tau(\tilde{r} - B)]}{\sinh(\tau B)} \right\} \quad (6-33)$$

ここで、 $\tilde{r}_c$ はノズル半径、 $\tilde{h}$ は計算領域で、それぞれ無次元である。

### 6.2.5.3 時間ステップ

HSMAC法において、時間刻み $\Delta t$ 、格子間隔 $\Delta Z$ 、 $\Delta r$ の制約はCourant数と拡散数の条件より、

$$\Delta t \leq \min \left\{ \frac{\Delta Z}{|u|}, \quad \frac{\Delta r}{|v|}, \quad \frac{1}{2\nu} \left( \frac{1}{\Delta Z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \right)^{-1} \right\} \quad (6-34)$$

と決定される<sup>(58)</sup>。実際にはここで得られた $\Delta t$ の値の30～25%が標準である。また、CFL条件によれば次式となる。ここで、 $C$ はCourant数である。

$$C = u \frac{\Delta t}{\Delta Z} \leq 1 \quad (6-35)$$

しかしながら、本解析では素反応を考慮しているために、時間刻みの大きさは上述の条件よりもむしろ化学反応速度により制限される。一般に、素反応速度式の時定数はそれぞれ非常に広範囲な値をとり、素反応を含む成分保存式を解く場合、数値計算の精度と安定性の観点からは最も小さい時定数にあわせた時間刻みをとらなければならない。ところが現象の挙動に大きく影響するような反応の平衡は、最も大きい時定数で決定される。これが、反応項のスティッフネス(stiffness)と呼ばれるものであり、通常の前進形解法による素反応計算では多大な計算時間を必要とする理由である。本解析では、安定に計算が進行することを確認したうえで、時間刻みは $5 \times 10^{-8} \text{ s}$ とした。



### 6.3 計算結果および検討

#### 6.3.1 着火位置および着火遅れ時間

図6-5は、噴射開始から着火後までの等温線の経時変化を示している。空気温度  $T_a$  は1000K、噴射速度  $U_f$  は50m/sであり、等温線は400Kから200K刻みで表した。図より噴流の発達に伴い、噴流境界では高温空気と低温燃料の混合が進み、噴射開始からの経過時間  $t = 0.37\text{ms}$  のときに噴流上流の周辺部で温度上昇する領域が現れて自発着火が生じたことがわかる。またその後、高温領域は大きく拡大していることから火炎が成長している様子もわかる。

噴射速度を大きく変えることによって燃料と空気との混合速度に変化を与え、これによって着火位置がどのような挙動を示すか調べた。図6-6は、空気温度1000K一定で、噴射速度を10m/sから100m/sまで変えたとき、噴流内の最高温度が周囲空気温度よりも250K上昇した時点での等温線である。図中の高温領域、すなわち着火位置を矢印で示した。 $t$  は噴射開始からの経過時間を表す。図より、噴射速度の増加とともに、着火位置は噴流先端部から噴流上流の周辺部へ移動していることがわかる。また、噴流周辺部で着火が開始している場合には、噴流速度を大きく変えても着火位置はほとんど変化していない。着火位置の移動に対する理由については後で検討する。

図6-7は、図6-6と同じ条件での噴流内の最高温度  $T_{\max}$  の時間履歴である。図に示すように、温度が直線的に上昇する部分の延長線が、周囲空気温度の水平線と交差する時刻を着火開始時期とし、噴射開始からその時刻までの時間間隔を着火遅れと定義した。図6-7より、噴射速度が30m/s以上の、着火が噴流上流の周辺部で発生する場合には、噴射速度の増大、すなわち混合速度の増加が着火遅れを短縮させる効果を持つが、それより噴射速度が小さく噴流先端部で着火する場合には、噴射速度の増大が着火遅れを長くする効果を持つことがわかる。



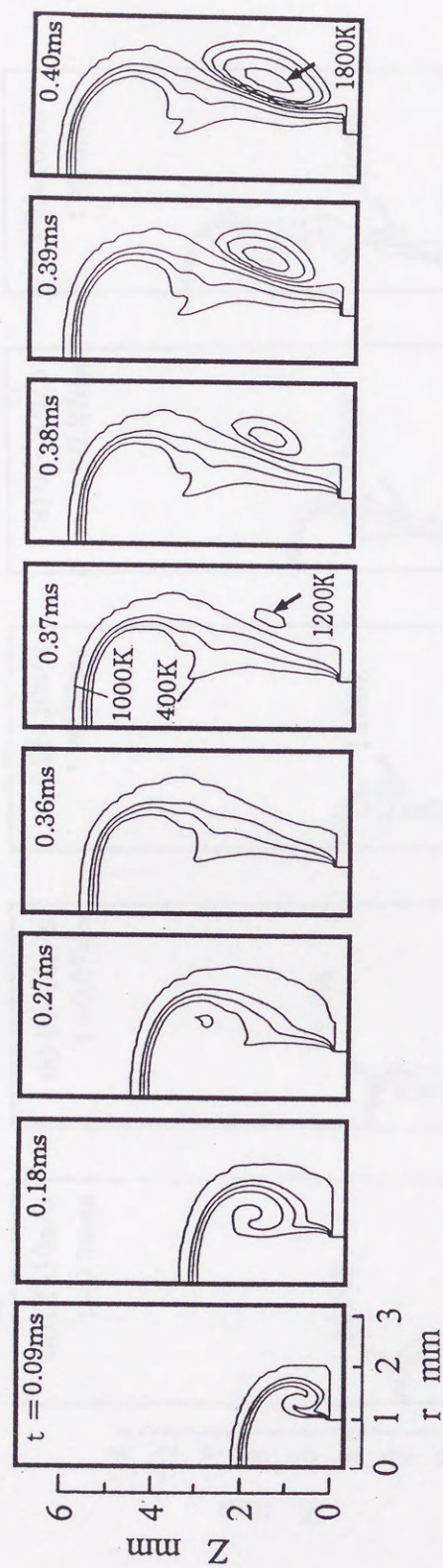


図 6-5 噴射開始から着火直後までの等温線の経時変化  
( $U_f=50$  m/s,  $T_a=1000\text{K}$ )



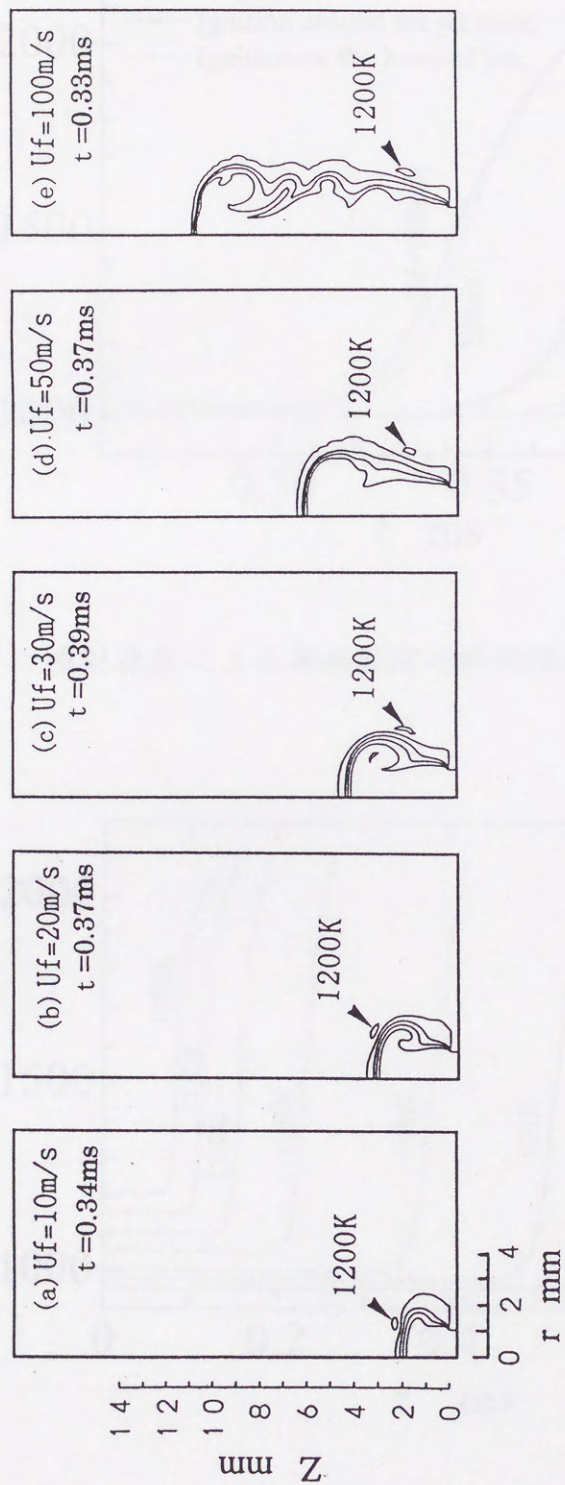


図 6-6 噴射速度を変えた場合の着火位置の挙動 ( $T_a = 1000 \text{ K}$ )



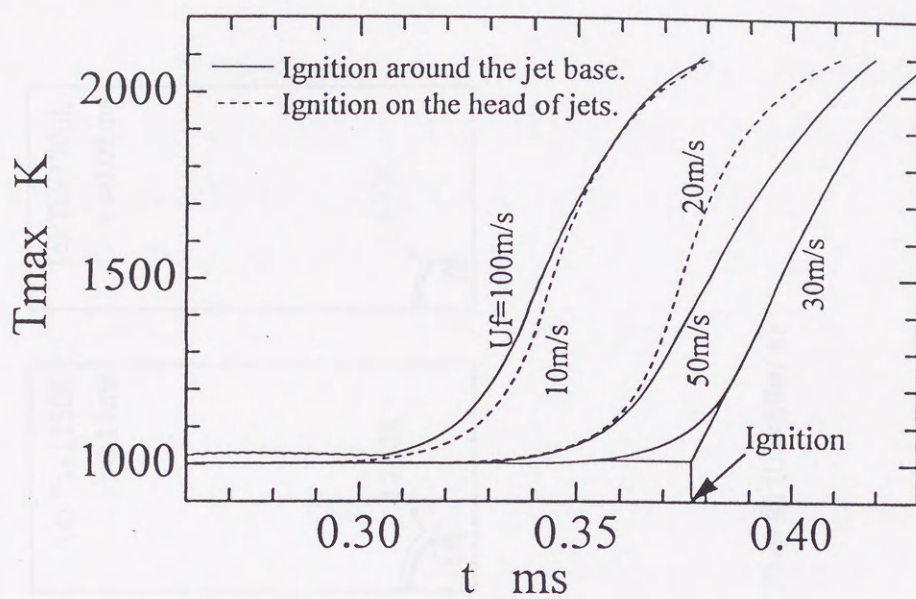


図 6-7 噴射速度による最高温度の時間履歴への影響 ( $T_a = 1000 \text{ K}$ )

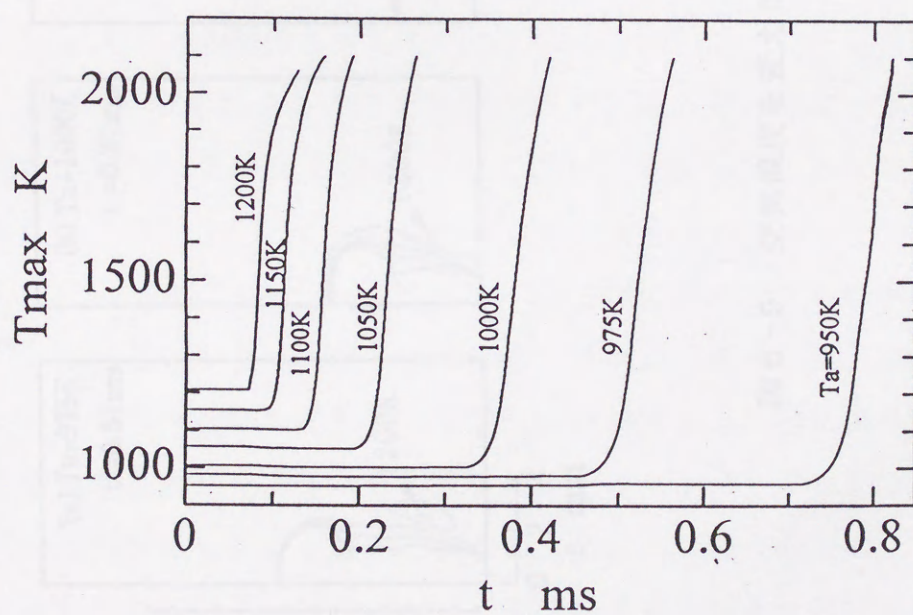


図 6-8 噴射速度による最高温度の時間履歴への影響 ( $U_f = 50 \text{ m/s}$ )



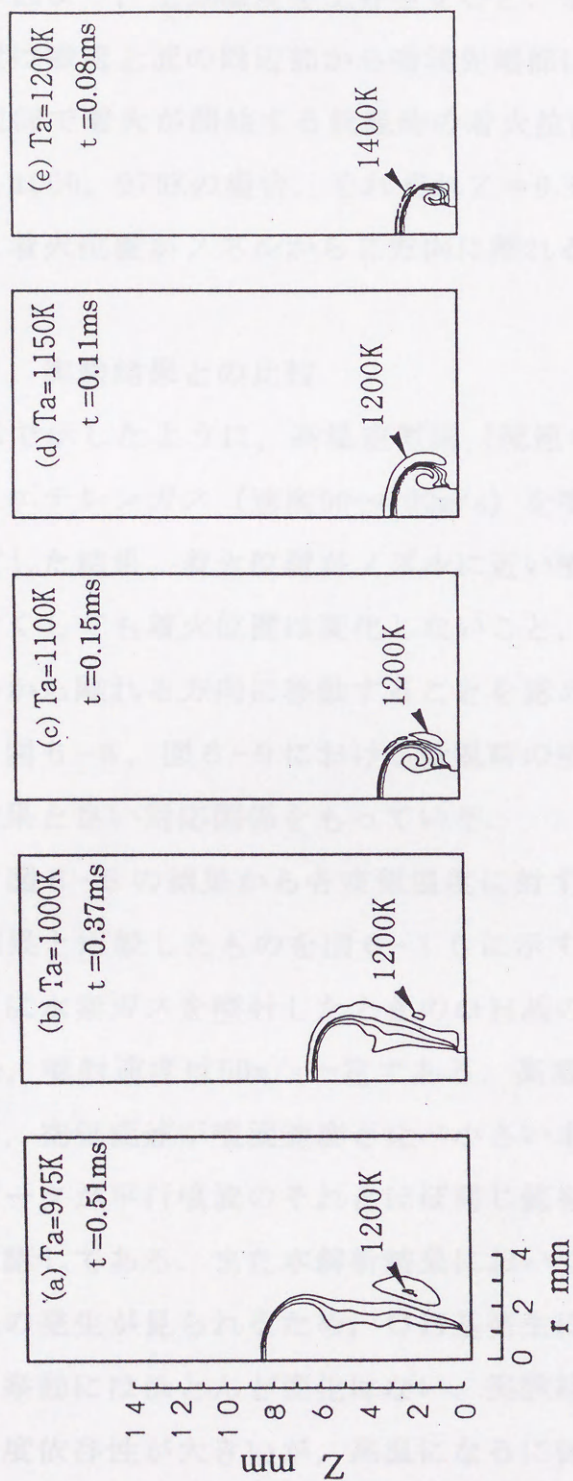


図 6-9 空気温度を変えた場合の着火位置の挙動 ( $U_f=50\text{m/s}$ )



つぎに、噴射速度50m/s一定で、空気温度を950Kから1200Kまで変化させて着火の挙動について調べた。図6-8に噴流内の最高温度の時間履歴、図6-9に最高温度が周囲空気温度よりも250K上昇した時点での代表的な等温線を示す。これらの図より、空気温度を上昇させると、着火遅れが短縮されるとともに、着火位置は噴流上流の周辺部から噴流先端部に移動することがわかる。また、噴流周辺部で着火が開始する低温時の着火位置（噴射方向）は、空気温度 $T_a = 1100, 1000, 975\text{K}$ の場合、それぞれ $Z = 0.9, 1.7, 2.7\text{mm}$ であり、温度が低下すると着火位置がノズルから $Z$ 方向に離れる現象も見られた。

### 6.3.2 実験結果との比較

第2章で示したように、高温空気流（流速4m/s、温度1053~1073K）に対して平行にエチレングス（速度50~100m/s）を噴射し、静電探針によって着火位置を測定した結果、着火位置がノズルに近い噴流上流部で生じること、噴射速度を大きくしても着火位置は変化しないこと、空気温度を低くすると着火位置はノズルから離れる方向に移動することを認めた。これらの実験で観測された現象は、図6-6、図6-9における低温時の噴流速度が大きな場合に見られた本解析結果と良い対応関係をもっている。

一方、図6-8の結果から各空気温度に対する着火遅れ時間を求め、第3章の実験結果と比較したものを図6-10に示す。実験結果は、高温空気流に対して直角に水素ガスを噴射したときのOH基の発光遅れを示しており、空気流速は4m/s、噴射速度は50m/s一定である。高温空気流に対する燃料噴射方向が異なるが、空気流速が噴流速度と比べ小さい本実験の場合には、直交噴流の着火遅れデータが平行噴流のそれとほぼ同じ値を示すことは既に第2章の実験によって確認してある。また本解析結果においては、着火による温度上昇と同時にOH基の発生が見られるため、OH基発生によって着火を定義しても着火遅れ時間の挙動にはほとんど変化はない。実験結果を見ると、低温領域では着火遅れの温度依存性が大きい、高温になるに従いその依存性は急激に小さくなっている。計算結果はこの実験の傾向とほぼ一致している。また、着火遅れの



値に違いが見られるが、この理由の一つとして次のようなことが考えられる。第2章の図2-6で示したように、実験においては燃料噴射初期に速度の増加する期間が存在し、その後一定速度となる噴出速度の時間変化が観測された。一方、本解析ではこの噴流速度の時間変化を考慮せず、初期条件として一定の噴出速度を与えるという近似を施しているが、この差異が図6-10の着火遅れの違いに現れた可能性が考えられる。なお、 $T_a=923\text{K}$ の実験データに対する計算結果がないのは、着火時において噴流先端が計算領域を越えてしまったためである。

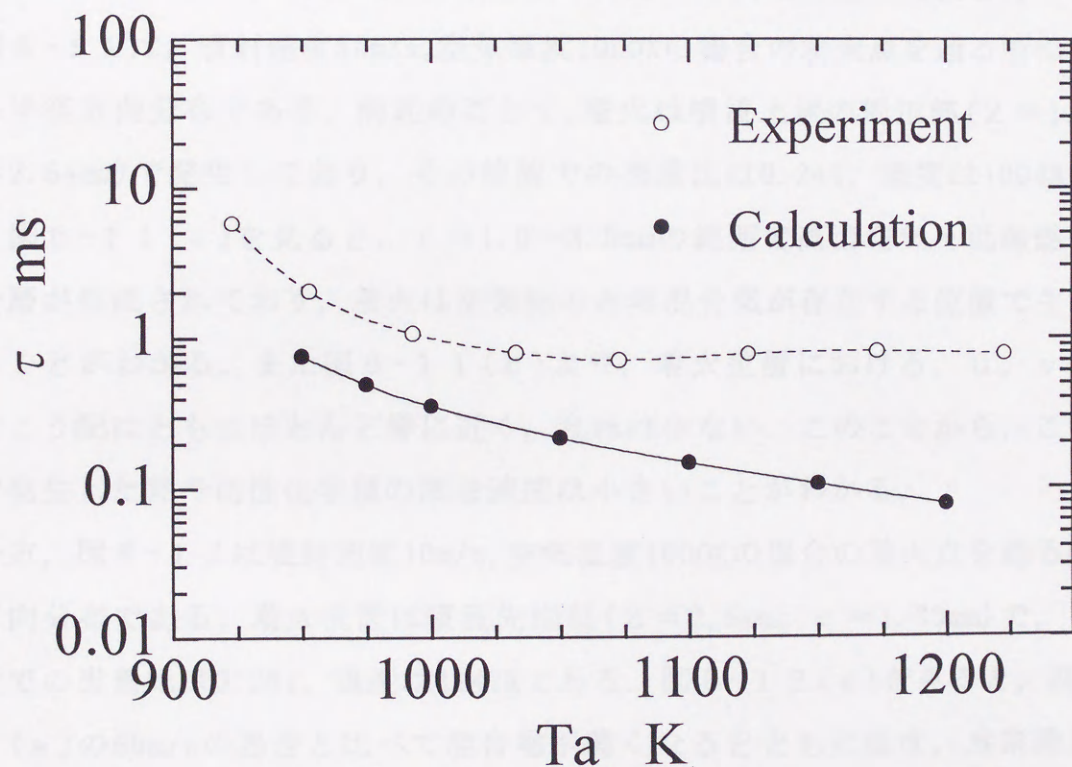


図6-10 着火遅れの実験結果との比較 ( $U_f=50\text{m/s}$ )



### 6.3.3 着火時の噴流構造

図6-6から図6-9の結果は、噴射速度および空気温度を変えることによって着火過程に何らかの変化が生じたことを意味しているが、これだけの情報ではこの現象が発生するメカニズムに対して明確な知見は得られない。そこで、着火位置の異なる諸条件に対して着火の瞬間の噴流構造の違いについて比較検討するために、着火位置周辺における温度、化学種濃度、速度、渦度の分布を調べた。その結果を図6-11～図6-13に示す。図中の記号 $T$ ,  $X$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $\omega$ は、それぞれ温度、化学種濃度(モル分率)、噴流軸方向速度、半径方向速度、渦度である。なお、混合層内において熱および化学種の拡散速度が大きい方向は、噴流周辺部に存在する着火位置では $r$ 方向、噴流先端部に存在する着火位置では $Z$ 方向であり、以下では拡散速度の大きい方向を対象に比較を行った。

図6-11は、噴射速度50m/s、空気温度1000Kの場合の着火点を通る断面における半径方向分布である。前述のごとく、着火は噴流上流の周辺部( $Z=1.7\text{mm}$ ,  $r=2.64\text{mm}$ )で発生しており、その位置での当量比は0.244、温度は1094Kである。図6-11(a)を見ると、 $r=1.0\sim 3.5\text{mm}$ の範囲で高温空気と低温燃料の混合層が形成されており、着火は空気側の希薄混合気が存在する位置で生じていることがわかる。また図6-11(b)より、着火位置における、 $u$ ,  $v$ の各速度こう配はともにほとんど零に近く、乱れは少ない。このことから、この位置で発生した熱や活性化学種の散逸速度は小さいことがわかる。

一方、図6-12は噴射速度10m/s、空気温度1000Kの場合の着火点を通る噴流軸方向分布である。着火位置は噴流先端部( $Z=2.5\text{mm}$ ,  $r=1.30\text{mm}$ )で、その位置での当量比は0.261、温度は1147Kである。図6-12(a)を見ると、図6-11(a)の50m/sの場合と比べて混合層が薄くなるとともに温度、水素濃度の最大こう配は大きくなっているが、着火は50m/sの場合と同様に、それらのこう配が比較的なだらかで当量比の小さな混合層内の空気側境界付近で生じていることがわかる。また前述のごとく、着火位置は燃料噴流が直接空気と衝突する噴流先端部であるが、噴射速度が小さいために着火位置における $u$ ,  $v$ の各速度こう配はともに小さく、乱れの少ない場が形成されている[図6-12

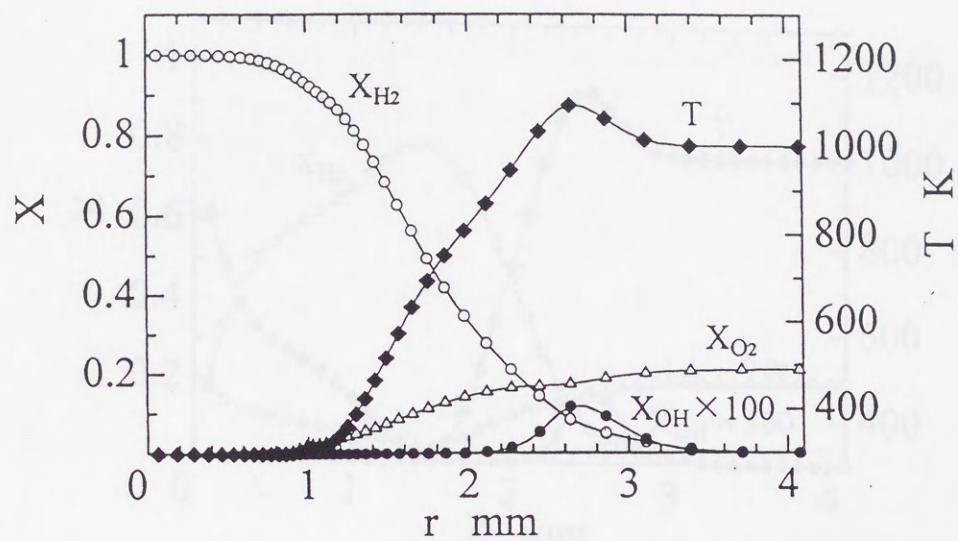


(b)] .

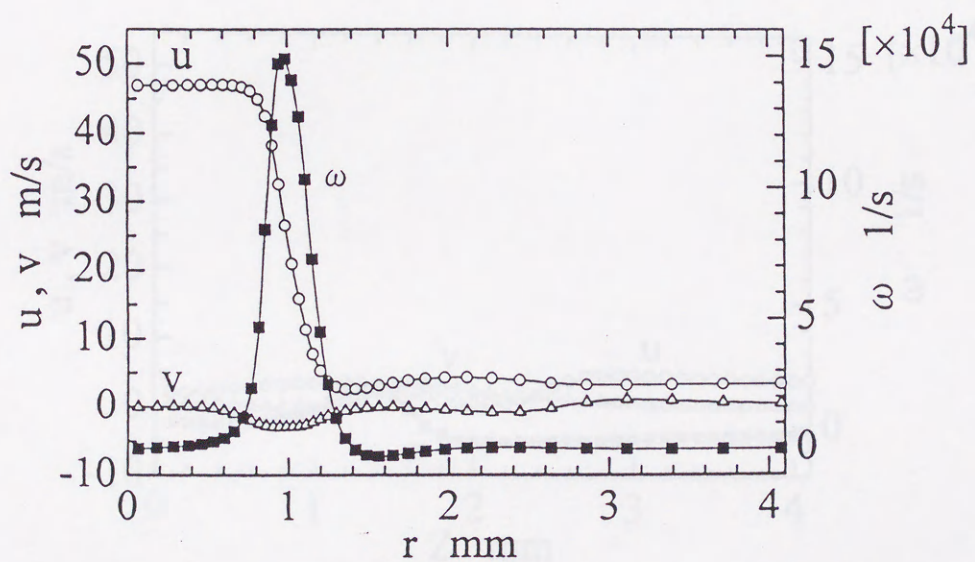
図6-6において、 $T_a=1000\text{K}$ のとき燃料噴射速度を $10\text{m/s}$ から次第にあげてゆくと、着火位置が噴流先端部から噴流の上流周辺部に移動する現象が見られた。図6-11, 図6-12より、この現象の発生機構について考えてみる。燃料ガスと高温空気の混合によって着火可能な混合気が形成されるが、その際混合気温度は燃料濃度の減少とともに上がる。化学反応に対しては濃度より温度の方が強い効果をもっているため、着火は希薄混合気中で発生することになり、その場所は乱れの弱い、濃度境界層の空気側の端に位置している。燃料噴出速度が遅いとき〔図6-12参照〕は噴流先端部で着火が発生するが、これは上述のごとく、先端部においては境界層が薄く拡散速度が大きいため、混合気形成が速いことによる。噴出速度を増大すると、境界層はさらに薄くなり、化学種の濃度こう配や温度こう配は急になる。このため着火初期反応によって生じた熱や活性化学種の拡散・消失速度が大きくなり、生成速度を越えたとき噴流先端での着火は不可能となり、着火位置は噴流周辺部へと移動する。噴流周辺部は図6-11からもわかるように、先端部に比べて境界層は厚く、濃度や温度のこう配はゆるやかであり、したがって熱や活性化学種の消失速度は小さいものと考えられる。

図6-13は、噴射速度 $50\text{m/s}$ 、空気温度 $1200\text{K}$ の場合の着火点を通る噴流軸方向分布である。着火位置は噴流先端部( $Z=1.9\text{mm}$ ,  $r=1.57\text{mm}$ )で、その位置での当量比は $0.366$ 、温度は $1279\text{K}$ である。図6-13(a)を見ると、図6-11(a)の $1000\text{K}$ の場合と比べて、着火位置は混合層内の燃料側に移動しており、この位置での水素濃度こう配は大きい。また、着火位置周辺部での $\text{OH}$ 濃度と温度のこう配が大きいこともわかる。また図6-11(b)と図6-13(b)を比較すると、 $1000\text{K}$ より $1200\text{K}$ のほうが、着火位置における、 $u$ ,  $v$ の速度こう配はともに大きい。以上の結果より、高速噴流の先端部では、発生した熱や活性化学種の拡散・消失速度が大きいことが推測されるが、空気温度が高い時は、混合気温度が上昇するため化学反応速度が増大し、その結果熱や活性化学種の発生速度がそれらの拡散・消失速度を上まわり着火に至るものと考えられる。





(a) 温度，化学種濃度の分布

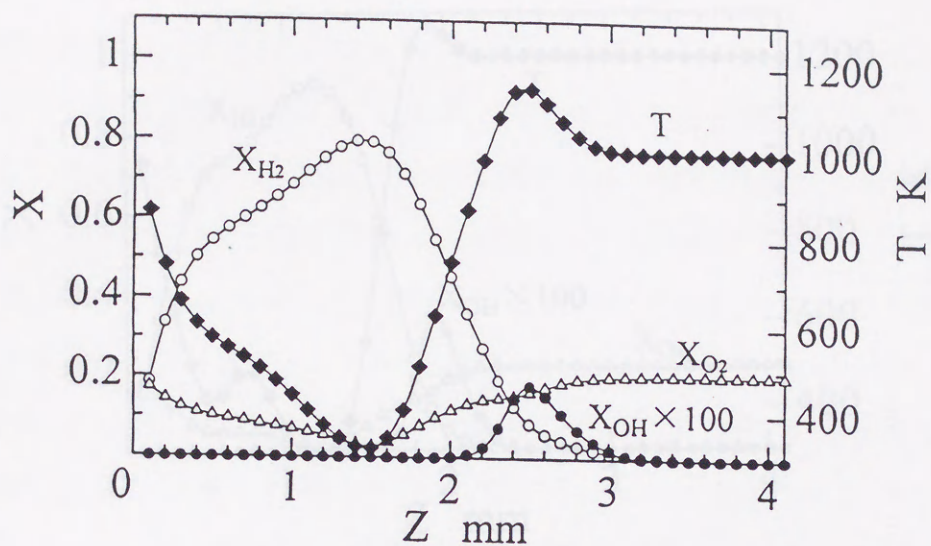


(b) 速度，渦度の分布

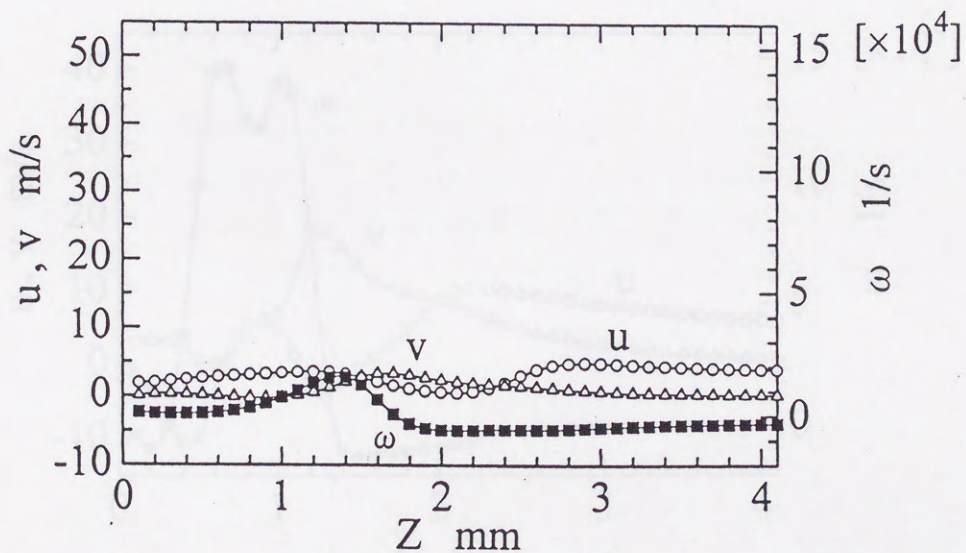
図 6-1 1 着火位置を通る断面における半径方向分布

( $U_f=50\text{m/s}$ ,  $T_a=1000\text{K}$ )





(a) 温度，化学種濃度の分布

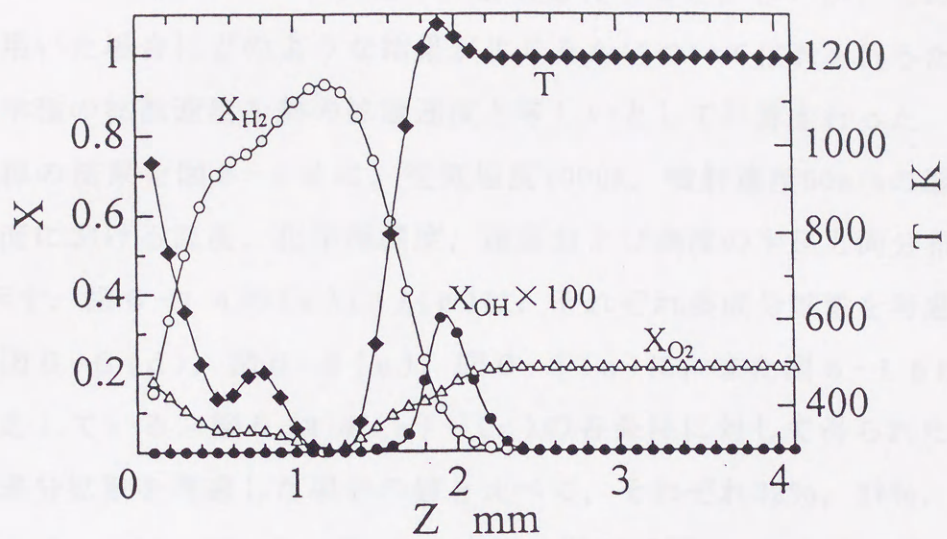


(b) 速度，渦度の分布

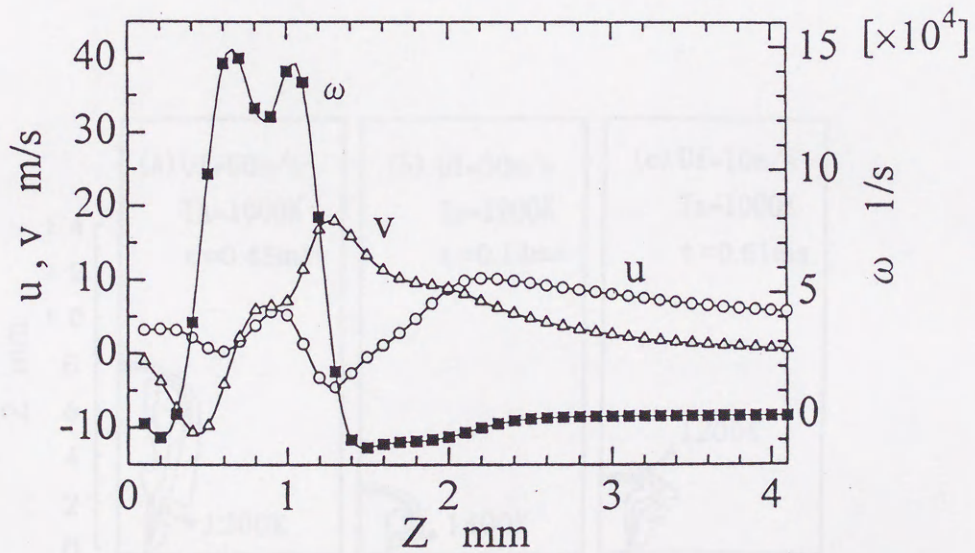
図 6-1 2 着火位置を通る断面における噴流軸方向分布

( $U_f=10\text{m/s}$ ,  $T_a=1000\text{K}$ )





(a) 温度，化学種濃度の分布



(b) 速度，渦度の分布

図 6-1 3 着火位置を通る断面における噴流軸方向分布

( $U_f=50\text{m/s}$ ,  $T_a=1200\text{K}$ )



#### 6.3.4 ルイス数を1に仮定した場合の計算

一般に、ルイス数  $Le$  を1に仮定して解析を行うことが多いが、この仮定を本解析に用いた場合にどのような結果が生じるかについて検討を行うため、すべての化学種の拡散速度を熱の拡散速度と等しいとして計算を行った。着火直後の等温線の結果を図6-14に、空気温度1000K、噴射速度50m/sの場合の着火位置断面における温度、化学種濃度、速度および渦度の半径方向分布を図6-15に示す。図6-14の(a)(b)(c)は、それぞれ多成分拡散を考慮した計算結果、図6-6(d)、図6-9(e)、図6-6(a)に、また図6-15は図6-11に対応している。図6-14(a)~(c)の各条件に対して得られた着火遅れは、多成分拡散を考慮した場合の値と比べて、それぞれ32%、37%、82%増大した。また、 $U_f=50\text{m/s}$ 、 $T_a=1200\text{K}$ の場合[図6-9(e)、図6-14(b)]の着火位置について比較してみると、多成分拡散を考慮した場合の着火位置が噴流先端部であるのに対し、 $Le=1$ と仮定した場合の着火位置は噴流

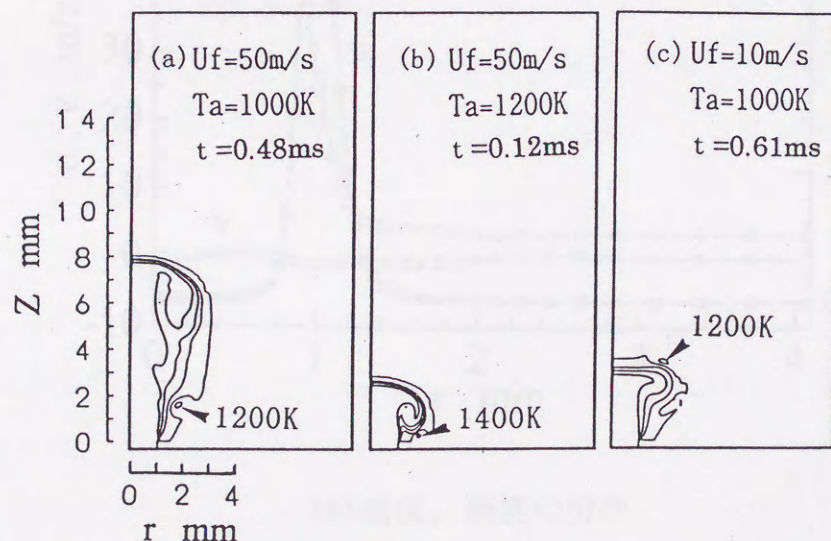
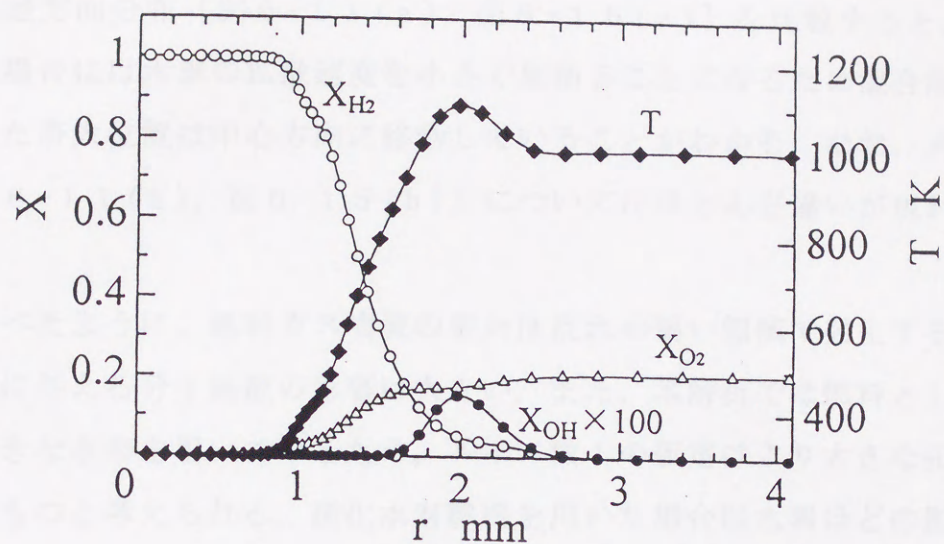
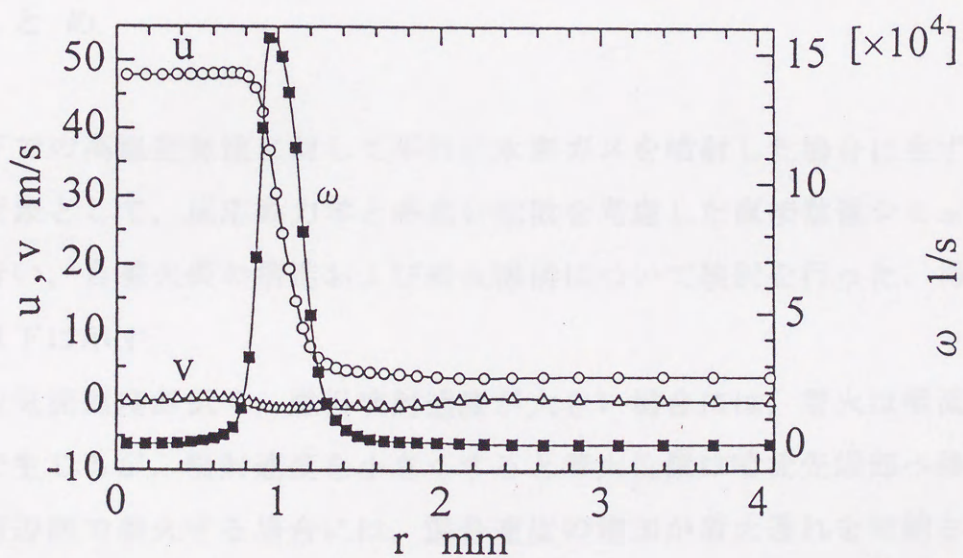


図6-14 空気温度と噴射速度を変えた場合の着火位置の挙動( $Le=1$ )





(a) 温度，化学種濃度の分布



(b) 速度，渦度の分布

図 6-15 着火位置を通る断面における半径方向分布

( $Le=1$ ,  $U_f=50\text{m/s}$ ,  $T_a=1000\text{K}$ )



上流の周辺部へ移動していることがわかる。一方，着火点を通る温度，化学種濃度の半径方向分布 [図 6-1 1 (a)，図 6-1 5 (a)] を比較すると， $Le=1$  とした場合には水素の拡散速度を小さく見積ることになるため混合層は薄くなり，また着火位置は中心方向に移動していることがわかる。なお，両者の流れ場 [図 6-1 1 (b)，図 6-1 5 (b)] についてはほとんど違いが現れていない。

先に述べたように，燃料ガス噴流の着火は乱れの弱い領域で発生するため，着火過程に与える分子拡散の影響は大きい。また，本解析では燃料として拡散速度の大きな水素を用いているため，ルイス数 1 の仮定はより大きな相違をもたらしたものと考えられる。炭化水素燃料を用いた場合は水素ほどの影響はないものと考えられるが，燃料ガス噴流の自発着火の解析に対してルイス数 1 の仮定を用いることには問題がある。

#### 6.4 ま と め

大気圧下での高温空気流に対して平行に水素ガスを噴射した場合に生ずる自発着火を対象として，反応動力学と多成分拡散を考慮した直接数値シミュレーションを行い，自着火炎の構造および着火機構について検討を行った。得られた結果を以下に示す。

(1) 空気流温度が低く，燃料噴射速度が大きい場合には，着火は噴流上流の周辺部で生じるが，噴射速度を小さくすると着火位置は噴流先端部へ移動する。噴流周辺部で着火する場合には，混合速度の増加が着火遅れを短縮させる効果を持つが，噴流先端部で着火する場合には，混合速度の増大が着火遅れを長くする効果を持つ。

(2) 噴射速度が大きいとき，空気温度を上昇させると着火遅れが短縮されるとともに，着火位置は噴流上流の周辺部から噴流先端部に移動する。

(3) 着火は混合層内において，高温空気側の希薄混合気が存在する位置で



生じる。また、着火は空気温度が高いときは拡散速度の比較的速い領域で、空気温度が低くなると、拡散速度の遅い領域で発生する傾向がある。

(4) 着火は乱れの弱い、分子拡散が支配的な領域で生ずる場合が多いため、着火現象の予測に対してルイス数を1と仮定することは望ましくない。

予知の一つであると考えられる。本研究はこのブローデン領域の着火現象に対する基礎的な情報を得ることを目的として、燃焼速度が低減中に噴出された燃料ガス噴流の着火挙動を実験・数値解析から検討したものである。

まず初めに、大気圧下において着火源の移動と燃焼速度の関係を検討した。その結果、着火源をブローデン領域で移動すると、その燃焼速度が燃焼速度領域では大きな変動をもつ領域で示される。燃焼速度は燃焼速度領域が小さくなり燃焼速度に依存するという現象が認められた。この現象について検討したところ、燃焼速度領域の燃焼速度に見られる燃焼速度領域として燃焼速度領域によって支配されておらず、燃焼速度領域の燃焼速度領域によって支配されていることがわかった。また、本研究と同じ開放燃焼装置を用いて得られた燃料噴流の着火データと本研究結果を比較したところ、両者の着火燃焼挙動は非常に近い結果が得られ、これより燃料噴流と燃料ガス噴流の着火挙動は非常に近い類似性があることが示された。

次に、周囲空気の温度、圧力、湿度を同時に制御でき、しかも小型で燃焼速度の測定と燃焼速度を測定し、これをを用いて燃焼速度での燃料ガス噴流の着火挙動を検討した。その結果、着火源は大気圧下での燃焼速度と同様にブローデン領域で示され、燃焼速度をばらばら着火源の燃焼速度領域が変化しないことが明らかになった。

最後に、水素ガス噴流を対象にして、燃焼速度と燃焼速度領域を考慮した燃焼速度領域の燃焼速度領域を求めたところ、本研究結果の燃焼速度領域の燃焼速度領域を示した。そして、この燃焼速度領域によって燃料ガス噴流の着火燃焼速度が明らかにされ、燃焼速度領域の燃焼速度領域の燃焼速度領域が明らかになった。

以上をさらに詳しく述べる必要がある。

(1) 着火源の実験において燃焼速度領域の燃焼速度領域が非常に重要であり、



## 第7章 結 論

ディーゼル燃焼において、着火現象は機関性能を決定する最も重要な影響因子の一つであると考えられる。本研究はこのディーゼル噴霧の自発着火に対する基礎的な情報を得ることを目的として、定常高温空気流中に噴出された燃料ガス噴流の着火挙動を実験・理論両面から検討したものである。

まず初めに、大気圧下において着火遅れ時間と諸因子の関係を調べた。その結果、着火遅れをアレニウス座標で整理すると、その対温度依存性は低温領域では大きなこう配をもつ直線で示されるが、高温になるに従いそのこう配が小さくなり水平方向に屈曲するという現象が認められた。この現象について検討したところ、着火遅れ曲線の低温領域に見られる直線的挙動は主として化学的過程によって支配されており、高温領域での挙動は物理的過程によって支配されていることがわかった。また、本研究と同じ開放形燃焼器を用いて得られた燃料噴霧の着火データと本実験結果を比較したところ、両者の着火遅れの挙動がほぼ等しい事実が観測され、これより燃料噴霧と燃料ガス噴流の着火過程には非常によい類似性があることが示された。

次に、周囲空気の温度、圧力、速度を簡便に制御でき、しかも小型で単純な構造の回流式燃焼装置を開発し、これを用いて高圧下での燃料ガス噴流の着火挙動を調べた。その結果、着火遅れは大気圧下での実験結果と同様にアレニウス形で示され、空気圧力を変えても着火遅れの温度依存性は変化しないことが明らかになった。

最後に、水素ガス噴流を対象にして、素反応機構と多成分拡散を考慮した直接数値シミュレーションを試みたところ、本実験結果の傾向と良い対応関係を示した。そして、この数値解析によって燃料ガス噴流の着火初期の火炎構造が明らかにされ、加えて着火条件に関する新たな知見が得られた。

以上をさらに詳しく述べると次のようである。

- (1) 着火遅れの実験においては空気温度の測定精度が非常に重要であり、



5K程度の測定誤差が着火遅れデータには大きな影響を与える。本実験に用いた開放形燃焼器および回流式燃焼装置において空気温度を測定した結果、いずれの場合にも吸引式高温計の指示値が1000Kのとき、裸熱電対は80K程度小さな値を示した。この温度差は熱放射などに起因して発生したものであり、その大きさは当然燃焼器によっても変化するが、この事実は温度測定に十分な考慮を払わないと、温度に敏感な着火遅れに対するデータは信頼性を著しく損なう可能性があることを示唆している。以上のことから本研究の着火実験においては、吸引式高温計を用いて空気温度の測定を行った。

(2) 着火遅れの測定において、着火検出器の違いが測定結果に大きな影響を与える可能性がある。そこで、3種の着火検出法によって測定した着火遅れを比較した。その結果、OH発光遅れのほうが可視・赤外発光遅れよりも短く、特に着火遅れが短い高温時には両者の差が大きくなることがわかった。また、OH発光遅れとイオン発生遅れはほぼ同じ値を示し、高温時においても両検出器は精度良く着火の瞬間を捕らえていると推察された。

(3) 温度993K~1273K、速度4m/sの定常高温空気流に対して直角および平行にエチレングスを噴射し、可視・赤外発光遅れの測定、静電探針によるイオン検出時間分布の測定、シュリーレン写真による燃料ガス噴流形状の観察を行い、着火位置について調べた。その結果、直交噴流および平行噴流ともにノズル出口に近い噴流上流部で着火が開始しており、空気温度を低くすると着火位置はノズルから離れる方向に移動すること、加えて直交噴流の場合には空気流の下流側である噴流内側境界近傍で着火していることがわかった。また、噴流速度を10m/s~100m/sに変化させても、イオン検出時間の最小値および着火位置にはほとんど変化が見られず、高温空気流に対する燃料ガスの噴射方向は発光遅れ時間およびイオン検出時間の最小値にほとんど影響を及ぼさないことが明らかになった。

(4) 着火遅れをアレニウス座標で整理すると、その対温度依存性は低温領域では大きなこう配をもつ直線で示されるが、高温になるに従いそのこう配が小さくなり水平方向に屈曲するという現象を認めた。そこで、この現象の発生



理由を究明することを目的として、主に混合や拡散といった着火現象の物理的過程に変化を与えて、その着火遅れへの効果を実験的に検討した。まず初めに、噴流速度を大きく変えて燃料ガスと高温空気の混合速度を変化させる実験を行った。その結果、混合速度の増大は高温時には着火遅れを短縮するが、低温時には着火遅れを増大する効果を持つことがわかった。さらに、以上の結果をアレニウスプロットすることによって、混合速度の小さいほうが、より低温側から着火遅れの対温度依存性が小さくなり始めることが判明した。

(5) つぎに、ノズル径を変えたところ、低温時にはノズル径を小さくすると着火遅れは短くなるが、対温度依存性には変化が見られないことがわかった。また、着火遅れ曲線に現れる屈曲点は、混合速度の小さい、大きな径のノズルを用いた場合のほうが低温側に現れた。

(6) 分子量の等しいエチレンと窒素の混合気を用いてその混合比率を変化させ、流れ場の初期条件をほぼ一定にして着火遅れを測定した。その結果、エチレン濃度が減少すると着火遅れが長くなるが、その対温度依存性は変化せず、着火遅れ曲線はほぼ平行移動するのみであった。

(7) 最後に、噴出速度を同じにした水素および水素／窒素混合気に対して比較実験を行った結果、水素単体の場合、高温領域では着火遅れ曲線はほぼ水平になった。また、低温領域では水素単体の着火遅れのほうが短い、高温領域ではその大小関係が逆転するという現象が認められた。

(8) 以上(4)～(7)の実験結果は次のような事実を示唆するものと考えられる。燃料噴流の自発着火において着火遅れ時間をアレニウス座標で整理した場合、その着火遅れ曲線の低温領域に見られるこう配の大きな直線的挙動は主として化学的過程によって支配されており、高温領域のこう配の小さな挙動は物理的過程によって支配されている。したがって、着火遅れ曲線の屈曲は、化学的過程の影響力が温度上昇によって急速に低下する現象と対応していることになる。

(9) 本研究と同様な装置により得られた他の研究者の燃料噴霧の実験結果と本実験結果を比較したところ、アレニウス座標においてガス噴流および噴霧



の着火遅れの各データは大きなこう配をもつ一本の直線を示し、見かけの活性化エネルギーはすべてほとんど等しくなることがわかった。

(10) ついで、上記のデータも含め従来報告されている、大気圧下での開放形燃焼器を用いて求めた着火遅れ測定データを比較・検討した。その結果、着火遅れ測定法や燃料と空気の混合方法が異なるにもかかわらず、これらのデータには研究者による違いがほとんどないことがわかった。

(11) 燃料ガス噴流の着火遅れに対する活性化エネルギーは予混合気の着火遅れに対するそれともほぼ一致することがわかった。予混合気の活性化エネルギーは着火前の化学反応によって決定されるものと考えられるから、燃料ガス噴流、したがって燃料噴霧に対する見かけの活性化エネルギーもまた同様に決定され、燃料に固有の物性値のような値であることが推測される。

(12) 開放形燃焼器を用いて測定された燃料ガス噴流や燃料噴霧の着火遅れが、研究者、実験方法、着火検出法などが違っても互いに非常によい整合性を示すのに対し、密閉燃焼器を用いて測定された燃料噴霧の着火データには研究者によって大きな不一致が見られた。

(13) 円管ダクトで構成された燃焼器内に充てんした高圧空気をファンにより回流させるとともに、電気ヒータで加熱する回流式燃焼装置を開発した。燃焼器内の空気温度および流速分布を測定し、この装置が高圧下において燃料ガス噴流の着火特性を調べるうえで十分な性能を有することを示した。

(14) 空気流速の測定にはレーザドップラ流速計を用いたが、高温高圧下においてもシード粒子の安定供給を可能とするため、燃焼器内でマグネシウムを燃焼させて煙状の酸化マグネシウムを発生させる方法を試みた。その結果、密閉容器内における流れ計測に対するシーディング法として、この方法が有効であることがわかった。

(15) さらに、この燃焼器を用いて、エチレンガス噴流の着火遅れを測定した結果、空気圧力0.1~2.0MPa、空気温度852~1132Kの実験範囲において、噴流速度を30~100m/sに変化させても、着火遅れにほとんど影響が現れなかった。空気圧力をパラメータにして、着火遅れをアレニウス座標で整理すると、



データはおのおの大きなこう配をもつ一本の直線で表された。また空気圧力を高くすると、着火遅れは短縮するが大気圧下のデータと同じ温度依存性を示し、着火遅れ直線は平行移動するのみであることが判明した。

(16) 大気圧下の高温空気流に対して平行に水素ガスを噴射した場合の自発着火を対象に、反応動力学と多成分拡散を考慮した直接数値シミュレーションを行い、自着火炎の構造を明らかにするとともに、燃料ガス噴流の着火機構について検討した。その結果、噴射速度の増加あるいは空気温度の低下にともない、着火位置は噴流先端から噴流上流の周辺へ移動すること、混合速度の増大は、噴流先端で着火する場合には着火遅れを長くするが、噴流周辺の場合には逆にそれを短縮すること、着火は混合層内の希薄混合気中で生じ、さらに低温時には比較的拡散の弱い場所が、また高温時には拡散の強い場所が着火位置となることが明らかになった。

以上、本研究では単純な形態をもつ燃料ガス噴流の自発着火を対象としており、実用機関における着火にまで言及するには至らなかったが、拡散燃焼形の着火の機構およびその基礎的性質については新しい知見が得られたものと考えている。特に燃料ガス噴流の着火特性が、燃料噴霧のそれとほとんど等しくなることを実験的に確かめたことは、取扱いが比較的容易な燃料ガス噴流の着火実験および理論計算によって得られた情報が燃料噴霧の着火機構を解明するために有力な知見となる可能性を示した点において、重要な意味を持っていると思われる。



## 謝 辞

本研究の遂行にあたり、長い期間に渡ってご指導を賜り、また本論文の作成に際しても綿密な校閲をいただいた豊橋技術科学大学工学部 小沼義昭教授に心からの感謝の意を表します。

本研究の数値解析に関して有益な助言を賜った豊橋技術科学大学工学部 野田進助教授に謹んで感謝の意を表します。

さらに、本論文の作成にあたり有益な助言と批判を賜った豊橋技術科学大学工学部 三田地紘史教授ならびに日比昭教授に謹んで感謝の意を表します。

本研究は、東京都立工業高等専門学校 国内派遣研究制度を利用してまとめました。この機会を作って頂いた東京都立工業高等専門学校校長 吉川幸宏先生ならびに管理職諸氏に深く感謝いたします。また、この研究を行う際に、ご協力ならびにご声援をいただきました、東京都立工業高等専門学校 新井孝英教授、寺崎健教授ならびに教職員諸氏に厚く感謝いたします。

国内研修期間中にお世話になりました豊橋技術科学大学工学部 山本和宏助手、森川正治技官、事務職員諸氏ならびに小沼研究室諸氏に厚く感謝いたします。

また、計算にあたって熱心な助力をいただいた豊橋技術科学大学大学院 熊谷健志氏、実験に協力していただいた著者の研究室の卒業生諸君に厚く感謝します。

最後に、心からの声援と多くの協力をしてくれた妻晴美に感謝する。



## 文 献

- (1) 小沼・ほか2名, 機論, 51-472, B(1985), 4327.
- (2) 小沼・ほか3名, 機論, 52-481, B(1986), 3380.
- (3) 小沼・柴田, 機論, 52-482, B(1986), 3577.
- (4) 小沼・樋口, 機論, 55-518, B(1989), 3228.
- (5) 石井・ほか2名, 機論, 52-474, B(1986), 965.
- (6) 高橋, 第17回燃焼シンポジウム前刷集, (1979), 188.
- (7) 水谷・ほか3名, 機論, 53-491, B(1987), 2199.
- (8) 水谷・ほか2名, 機論, 52-476, B(1986), 1931.
- (9) Mullins, B. P., Fuel, 32(1953), 363.
- (10) Freeman, G. and Lefebvre, A. H., Combust. Flame, 58-2(1984), 153.
- (11) 北野・ほか3名, 機論, 46-412, (1980), 2439.
- (12) Tsuboi, T. and Wagner, H. Gg., 15th Symp. (Int.) on Comb., (1975), 833.
- (13) Cheng, R. K. and Oppenheim, A. K., Combust. Flame, 58(1984), 125.
- (14) Burcat, A., Lifshitz, A., Scheller, K. and Skinner, G. B., 13th Symp. (Int.) on Comb. (1971), 745.
- (15) 居倉・ほか2名, 機論, 41-345, (1975), 1559.
- (16) 新井・ほか2名, 機論, 50-453, B(1984), 1345.
- (17) 池上・ほか3名, 機論, 53-485, B(1987), 274.
- (18) Sato, J., Konishi, K., Okada, H. and Niioka, T., 21th symp. (Int.) on Comb., (1986), 695.
- (19) 水谷・ほか4名, 機論, 52-476, B(1986), 1945.
- (20) Spadaccini, L. J. and Tevelde, J. A., Combust. Flame, 46-3(1982), 283.
- (21) 水谷, 伝熱研究, 30-118, (1991), 60.
- (22) 鈴木・足立, セム科学財団研究助成金成果報告集, (1982).
- (23) 東野・ほか2名, 機論, 50-459, B(1982), 2751.



- (24) Mullins, B. P., Fuel, 32 (1953), 343.
- (25) 北野・大塚, 機論, 42-363 (1976), 3582.
- (26) 例えば, Henein, N. A. and Bolte, J. A., SAE Paper, No. 670007 (1967).
- (27) Mullins, B. P., Fuel, 32 (1953), 211.
- (28) 藤本・ほか 2 名, 機論, 45-392, B (1979), 599.
- (29) 池上・ほか 2 名, 機論, 47-413, B (1981), 205.
- (30) 小泉・北岡, 機論, 28-186 (1962), 286.
- (31) 林・ほか 4 名, 機論, 54-501 (1988), 1145.
- (32) 北野・大塚, 機論, 43-366 (1977), 683.
- (33) Lakshmisha, K. N., Rogg, B. and Blay, K. N. C., Combust. Sci. Technol.,  
105 (1995), 229.
- (34) Zhang, Y., Rogg, B. and Blay, K. N. C., Combust. Sci. Technol.,  
105 (1995), 211.
- (35) Niioka, T., 18th symp. (Int.) on Comb., (1981), 1807.
- (36) Mastorakos, E., Baritaud, T. A. and Poinso, T. J., Combust. Flame,  
109 (1997), 198.
- (37) Balakrishnan, G., Smoke, M. D. and Williams, F. A., Combust. Flame,  
102 (1995), 329.
- (38) Kreutz, T. G. and Law, C. K., Combust. Flame, 104 (1996), 157.
- (39) Fotache, C. G., Kreutz, T. G., Zhu, D. L. and Law, C. K., Combust. Sci.  
Technol., 109 (1995), 373.
- (40) 高城・ほか 3 名, 機論, 56-531, B (1990), 3535.
- (41) 高城・ほか 3 名, 機論, 56-528, B (1990), 2510.
- (42) 池上・塩路, 機論, 46-404, B (1980), 754.
- (43) 池上・塩路, 機論, 46-404, B (1980), 762.
- (44) 廣安・ほか 2 名, 機論, 48-432, B (1979), 1606.
- (45) 廣安・ほか 2 名, 機論, 48-432, B (1979), 1614.
- (46) 廣安・ほか 4 名, 機論, 48-432, B (1979), 1623.



- (47) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., SAND89-8009B (1991).
- (48) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., SAND87-8215B (1990).
- (49) Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J. Coltrin, M. E. and Miller, J. A.,  
SAND86-8246 (1986).
- (50) Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D. and Miller, J. A.,  
SAND85-8240 (1985).
- (51) Onuma, Y. and Ogasawara, M., 15th symp. (Int.) on Comb., (1974), 453.
- (52) 高城・徐, 機論, 59-558, B(1993), 607.
- (53) 野田・ほか2名, 機論, 60-572, B(1994), 1436.
- (54) Leonard, B. P., A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure  
Based on Quadratic Upstream Interpolation, Comp. Methods in Appl.  
Mech. and eng., Vol. 19 (1979), 59.
- (55) Hirt, C. W. and Cook, J. L., Calculating Three-Dimensional Flows  
around structures, J. Comput. Phys., Vol. 10 (1972), 324.
- (56) 吉野・長崎, 計算力学の基礎, オーム社, (1994), 146.
- (57) 日本機械学会, 燃焼のレーザー計測とモデリング, 丸善, (1987), 239.
- (58) 棚橋, GSMAC-FEM/数値流体力学も基礎と応用, アイピーシー, 202.
- (59) 竹野・西岡, 燃焼研究, 111号, (1998), 3.
- (60) Anderson, D. A., Tannehill, J. C. and Pletcher, R. H., Computational  
Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation,  
(1984), 250.



# 付 録

## 付録 1 : 燃料噴射弁の駆動回路

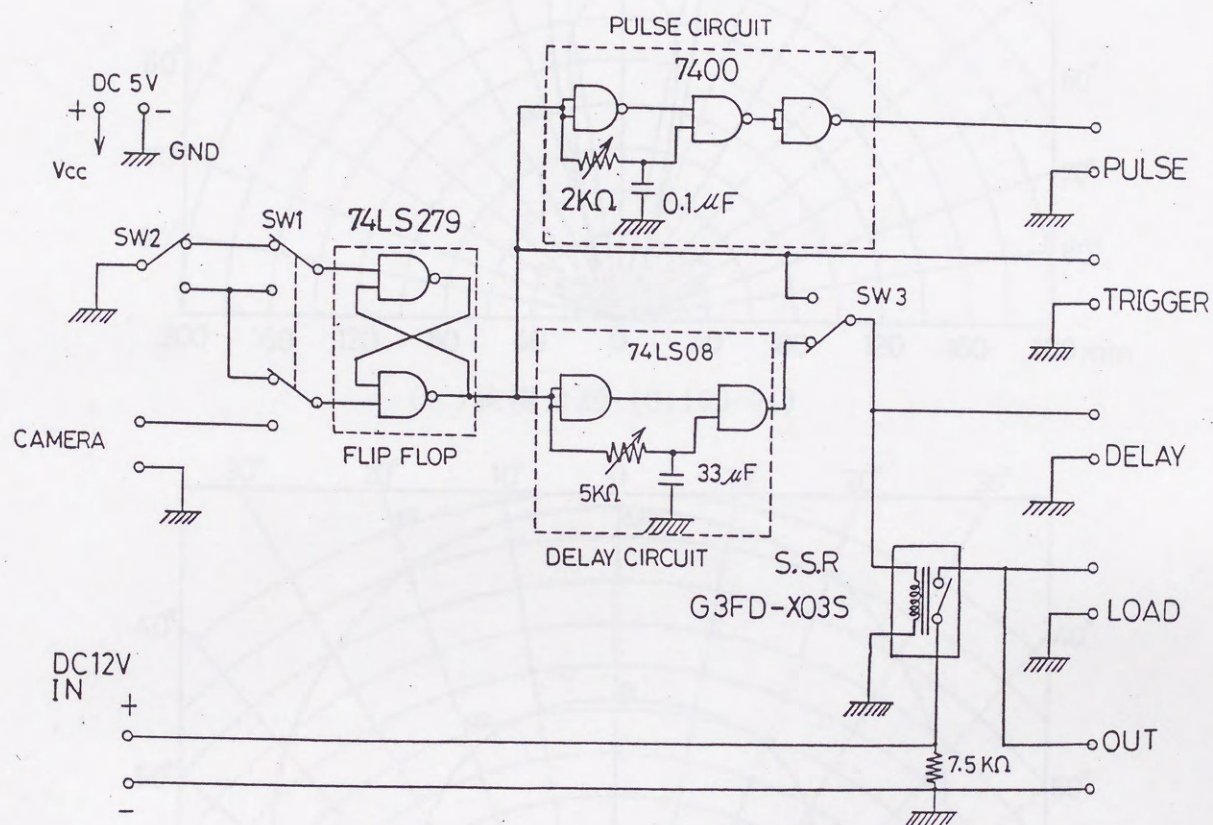
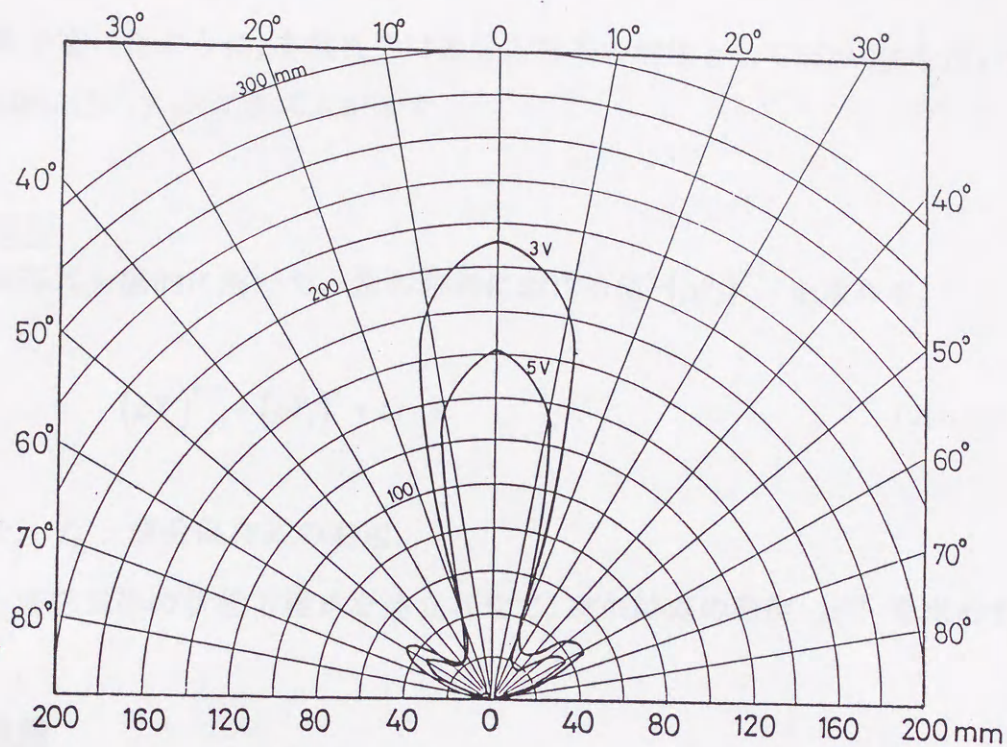


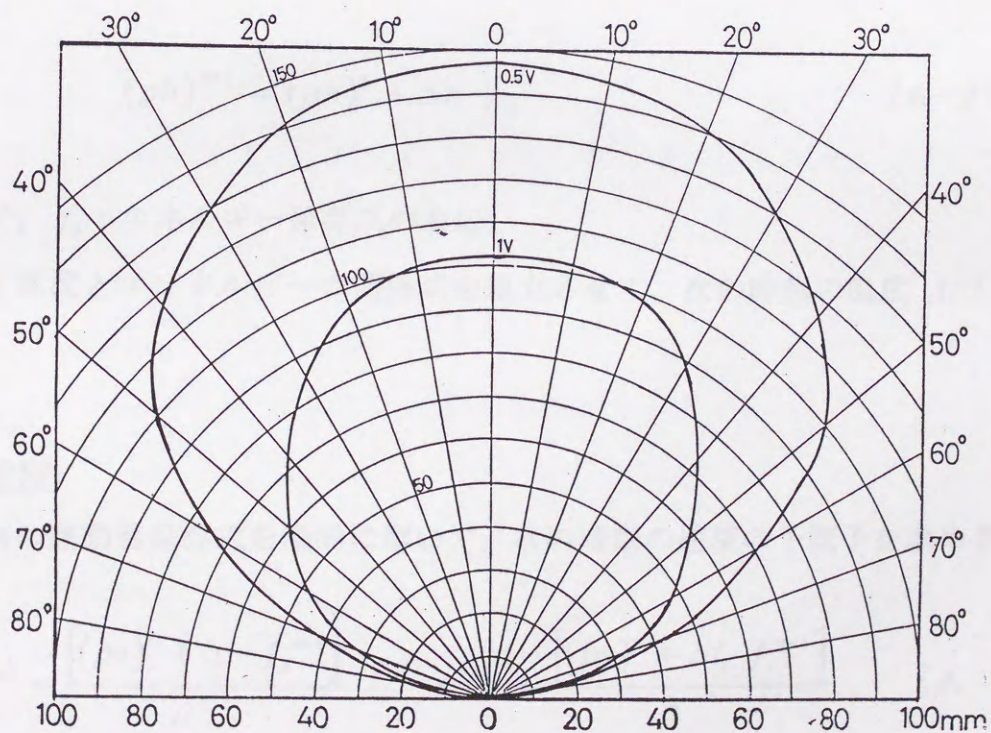
図 A-1 燃料噴射弁の駆動回路図



付録 2 : フォトダイオードの指向特性



(a) 狭視角形 (S1190-01)



(a) 広視角形 (S1190-03)

図 A-2 フォトダイオードの指向特性



### 付録 3 : H S M A C 法

第 6 章で述べたように、本解析では差分方程式の解法として HSMAC 法を用いた。  
以下に HSMAC 法のアルゴリズムを示す。

#### ・ 第 1 段階

成分保存式を陽的に解いて、次の時刻における値  $(\rho Y_j)^{n+1}$  を求める。

$$(\rho Y_j)^{n+1} = (\rho Y_j)^n + \Delta t \cdot f_{Y_j} \quad (A-1)$$

ここで、 $f_{Y_j}$  : 成分保存式の右辺。

上式と理想気体の状態方程式を連立させて、次の時刻の密度  $\rho^{n+1}$  を求める。

#### ・ 第 2 段階

エネルギー保存式を陽的に解いて、次の時刻における値  $(\rho h)^{n+1}$  を求める。

$$(\rho h)^{n+1} = (\rho h)^n + \Delta t \cdot f_h \quad (A-2)$$

ここで、 $f_h$  : エネルギー保存式の右辺

上式と温度とエンタルピーの関係式を連立させて、次の時刻の温度  $T^{n+1}$  を求める。

#### ・ 第 3 段階

各方向の運動量保存式を陽的に解いて、次の時刻の速度の予測子を求める。

$$u^{*n+1} = \frac{[(\rho u)^n + \Delta t \cdot f_u^{n+1}]}{\rho^{n+1}}, \quad v^{*n+1} = \frac{[(\rho v)^n + \Delta t \cdot f_v^{n+1}]}{\rho^{n+1}} \quad (A-3)$$

ここで、 $u^{*n+1}$ ,  $v^{*n+1}$  : 速度予測子



・第4段階

① 修正された速度を用いて、連続の式の残差  $\varepsilon$  を全てのコントロールボリュームについて求める。

$$\varepsilon_{i,j} = \frac{\rho_{i,j}^{n+1} - \rho_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{(\rho u)_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} - (\rho u)_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1}}{\Delta z} + \frac{1}{r_j} \frac{r_{j+\frac{1}{2}}(\rho v)_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} - r_{j-\frac{1}{2}}(\rho v)_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1}}{\Delta r} \quad (\text{A-4})$$

② 全てのコントロールボリュームでの残差の値  $\varepsilon$  に対して収束判定を行う。

$$|\varepsilon_{i,j}| \leq \varepsilon_0 \quad (\text{A-5})$$

ここで、 $\varepsilon_0$  : 収束判定値

収束条件を満足していれば第1段階へ戻る。

③ 収束条件を満足していなければ、圧力修正量を求め速度と圧力を修正する。

$$\delta p_{i,j} = -\beta \varepsilon_{i,j} \quad (\text{A-6})$$

ここで、 $\beta = \frac{\beta_0}{2\Delta t \left( \frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \right)}$ 、 $\beta_0$  は緩和係数である。

速度および圧力の補正を以下に示す。

$$u_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} = u_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} + \frac{\left( \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta p_{i,j} \right)}{\rho_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1}}, \quad u_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1} = u_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1} + \frac{\left( \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta p_{i,j} \right)}{\rho_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1}} \quad (\text{A-7})$$



$$v_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} = v_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} + \frac{\left(\frac{\Delta t}{\Delta r} \delta p_{i,j}\right)}{\rho_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1}}, \quad v_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} = v_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} + \frac{\left(\frac{\Delta t}{\Delta r} \delta p_{i,j}\right)}{\rho_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1}} \quad (\text{A-8})$$

$$p_{i,j}^{n+1} = p_{i,j}^{n+1} + \delta p_{i,j} \quad (\text{A-9})$$

④ 状態方程式を満足するように、補正された圧力を用い密度を求め直し、①に戻る。

$$\rho^{n+1} = \frac{p^{n+1}}{R_0 T^{n+1} \sum_{j=1}^N \left( \frac{Y_j^{n+1}}{M_j} \right)} \quad (\text{A-10})$$



## 発 表 論 文

- (1) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究  
(第1報, 静電探針による着火位置の測定),  
日本機械学会論文集, 55-516, B(1989), 2526-2532.
- (2) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究  
(第2報, 諸因子の影響),  
日本機械学会論文集, 58-556, B(1992), 3773-3778.
- (3) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究  
(第3報, 噴霧燃焼との比較),  
日本機械学会論文集, 60-576, B(1994), 2924-2930.
- (4) 上島光浩・小沼義昭,  
回流式燃焼装置による燃料ガス噴流の着火特性に関する研究,  
日本機械学会論文集, 63-616, B(1997), 4083-4088.
- (5) 上島光浩・熊谷健志・野田進・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の自発着火に関する直接数値シミュレーション,  
日本機械学会論文集, 64-626, B(1998), 3457-3463.



## 国 際 会 議

- (1) Uejima, M. and Onuma, Y.,

"Spontaneous Ignition of Fuel Jets and Fuel Sprays Injected into  
a Steady Hot Air Stream",

Third KSME-JSME Thermal Engineering Conference, vol.2(1996),  
287-290.

## 紀 要

- (1) 上島光浩・小沼義昭,

燃料ガス噴流の自着火現象の観測,

都立工業高等専門学校研究報告, 第28号(1993), 13-19.

- (2) 上島光浩・小沼義昭,

回流式燃焼装置による燃料ガス噴流の着火特性に関する研究,

都立工業高等専門学校研究報告, 第33号(1998), 9-13.



## 口 頭 発 表

- (1) 上島光浩・小沼義昭,  
定常高温空気流中におけるプロパン噴流の着火遅れ,  
第23回燃焼シンポジウム講演論文集(1985), 400-402.
- (2) 上島光浩・小沼義昭,  
高温空気流中における非定常噴流の着火遅れ,  
第24回燃焼シンポジウム講演論文集(1986), 97-99.
- (3) 上島光浩・小沼義昭,  
高温空気流中におけるガス噴流の着火,  
第25回燃焼シンポジウム講演論文集(1987), 148-150.
- (4) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究  
(第1報, 静電探針による着火位置の測定),  
日本機械学会第66期通常総会講演会講演概要集(1989), 236.
- (5) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究,  
第27回燃焼シンポジウム講演論文集(1989), 298-300.
- (6) 上島光浩・小沼義昭,  
燃料ガス噴流の着火に関する研究,  
第28回燃焼シンポジウム講演論文集(1990), 275-277.



- (7) 上島光浩・小沼義昭,  
回流式燃焼器による燃料噴流の着火特性に関する研究,  
第30回燃焼シンポジウム講演論文集(1992), 481-483.
- (8) 上島光浩・小沼義昭,  
高温空気流中における燃料噴流の着火特性,  
日本機械学会東海支部豊橋講演会講演論文集, (1994), 1-2.
- (9) 上島光浩・小沼義昭,  
回流式燃焼器による燃料噴流の着火特性に関する研究,  
第32回燃焼シンポジウム講演論文集(1994), 361-363.
- (10) 上島光浩・小沼義昭,  
回流式燃焼器による燃料噴流の着火特性に関する研究,  
第33回燃焼シンポジウム講演論文集(1995), 216-218.
- (11) 上島光浩・熊谷健志・野田進・小沼義昭,  
水素噴流の自発着火に関する直接数値シミュレーション,  
第35回燃焼シンポジウム講演論文集(1997), 585-587.



