

Title	液体燃料噴霧の燃焼特性と火炎構造に関する研究
Author(s)	中部, 主敬
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3085245">https://doi.org/10.11501/3085245</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

液体燃料噴霧の  
燃焼特性と火炎構造に関する研究

平成 2 年 10 月

中 部 主 敬

## 目 次

記 号	V
第1章 緒 論	1
1.1 まえがき	1
1.2 従来の研究	4
1.2.1 単一油滴および油滴列の燃焼に関する研究	4
1.2.2 均一粒径油滴群の燃焼に関する研究	6
1.2.3 不均一粒径油滴群（予混合噴霧）および 噴流型噴霧の燃焼に関する研究	7
1.2.4 燃料噴霧の着火遅れに関する研究	8
1.3 本論文の概要と構成	9
第2章 画像処理による火炎反応領域の可視化技術	17
2.1 まえがき	17
2.2 ラジカル自発光可視化方法の検討	18
2.2.1 不輝炎についての検討	19
2.2.2 輝炎についての検討	22
2.2.3 OH自発光の画像化方法	25
2.2.4 CH自発光の画像化方法	27
2.2.5 C <sub>2</sub> 自発光の画像化方法	30
2.3 ラジカル自発光撮像装置と画像処理方法	31
2.3.1 実験装置および方法	32
2.3.2 ラジカル自発光画像の精度	34
2.4 変動のある火炎への適用	37

2.5	むすび	40
第3章	予混合噴霧火炎の燃焼速度と気液混焼特性	43
3.1	まえがき	43
3.2	実験装置および方法	45
3.3	燃焼速度を支配する火炎代表面決定方法の検討	47
3.4	OH自発光輝度分布と温度および各種ガス組成分布との相関	50
3.5	燈油噴霧の燃焼速度	51
3.6	プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度と気液混焼効果	53
3.7	むすび	58
第4章	予混合噴霧火炎および気液混焼火炎の巨視的構造	60
4.1	まえがき	60
4.2	実験装置および方法	61
4.3	火炎構造についての考察	65
4.3.1	時間平均的なOH自発光輝度分布と温度分布との相関	65
4.3.2	瞬間的な火炎発光像を利用した噴霧火炎とガス火炎の比較	68
4.3.3	火炎発光像の同時撮影	71
4.3.4	火炎発光像の時間差撮影	76
4.3.5	噴霧火炎の巨視的構造	81
4.4	むすび	83
第5章	予混合噴霧火炎および気液混焼火炎の微視的構造	86

5.1	まえがき	86
5.2	実験装置および方法	87
5.3	火炎発光ならびに油滴ミ-散乱による噴霧火炎と気 液混焼火炎の構造観察	91
5.3.1	各種信号波形の対比	96
5.3.2	OHバンドとCHバンドの火炎発光信号の 対比	97
5.3.3	OHバンドの火炎発光信号と油滴からのミ- 散乱光信号の対比	103
5.4	むすび	109
第6章 予混合噴霧の着火現象		112
6.1	まえがき	112
6.2	実験装置および方法	114
6.3	機器性能の検討	117
6.3.1	超音波噴霧器の霧化特性	117
6.3.2	発光検出装置の視野と分光感度特性	118
6.3.3	着火遅れ時間の定義と検討	121
6.4	着火遅れの測定	124
6.4.1	着火遅れの温度依存性	124
6.4.2	着火遅れの燃料噴射率依存性	125
6.4.3	着火遅れの圧力依存性	126
6.4.4	着火遅れの酸素分圧依存性	127
6.5	衝撃波の一次元気体力学計算と圧力信号	128
6.6	着火過程の観察	130
6.6.1	発光信号とイオン電流信号	130
6.6.2	着火過程の高速度撮影	137

6.7	乱れの着火に及ぼす影響	139
6.7.1	乱れ発生用円柱	140
6.7.2	着火遅れの乱れ依存性	142
6.7.3	着火過程に及ぼす乱れ強さの影響	144
6.7.4	乱流混合を伴う着火過程	144
6.8	考察	149
6.9	むすび	153
第7章 結 論		157
謝 辞		162

## 記号

C	: コヒーレンス	
$\bar{d}$	: 油滴のザウテル平均粒径	$\mu\text{m}$
E	: 見掛けの活性化エネルギー	$\text{kJ/mol}$
f	: 周波数	$\text{kHz}$
h	: バーナポートからの高さ	$\text{mm}$
I	: 光電子増倍管またはイオンプローブからの出力電流	$\text{nA}$
L	: 予混合噴霧柱から端板までの距離	$\text{mm}$
P	: フェイズ	$\text{rad}$
$P_f$	: 霧化用空気圧力	$\text{MPa}$
$P_i$	: 衝撃波管内部の圧力 ( $i = 1, 9$ )	$\text{MPa}$
q	: 燃料噴射率	$\text{cm}^3/\text{min}$
r	: 火炎軸からの半径距離	$\text{mm}$
S	: 相互相関係数	
$S_f$	: 燃焼速度	$\text{m/s}$
$T_i$	: 衝撃波管内部の温度 ( $i = 1, 9$ )	$\text{K}$
$T(\lambda)$	: 干渉フィルタの透過率	
$\bar{U}$	: 噴霧内気相の時間平均流速	$\text{m/s}$
$\alpha$	: 噴霧内気相の乱れ強さ	$\text{m/s}$
V	: フォトトランジスタの出力電圧	$\text{V}$
$V_p$	: 油滴飛行速度	$\text{m/s}$
x	: 水平方向距離	$\text{mm}$
y	: 垂直方向距離	$\text{mm}$
z	: 光軸方向距離	$\text{mm}$
$\lambda$	: 光の波長	$\text{nm}$

$\lambda_0$	:	フィルタの透過バンドのピーク波長	nm
$\Delta\lambda$	:	フィルタの透過バンドの半値幅	nm
$\Theta$	:	流線と火炎代表面とのなす角度	deg
$\theta$	:	火炎軸と火炎代表面とのなす角度	deg
$\xi$	:	当量比	
$\tau$	:	遅れ時間	ms
$\phi$	:	全燃料－空気質量流量比（全燃空比） （ $=\phi_l+\phi_g$ ）	(kg/s)/(kg/s)
$\phi_g$	:	プロパン－空気質量流量比	(kg/s)/(kg/s)
$\phi_l$	:	燈油－空気質量流量比	(kg/s)/(kg/s)
$\phi_l/\phi$	:	混焼割合	



## 第1章 緒論

### 1.1 まえがき

人類が他の生物と一線を画して進化し始めて以来このかた、火炎や燃焼現象は日常生活や産業のどの分野においても見られるごくありふれた現象である。しかし、火炎中では、一つの化学反応が次の反応を引き起こし、さらにそれが別の反応の引き金になるというように、無数の化学反応の連鎖が起こっている。そして、その連鎖反応の過程で、不安定なラジカル、原子、イオン、やや安定な中間物質である一酸化炭素、水素、大小さまざまな炭化水素分子が出現しては消えてゆき、最終生成物質である二酸化炭素、水蒸気が窒素酸化物、すすなどの有害物質とともに大気中に放出される。火炎中では、このような反応が、複雑な流れ模様や大小さまざまな大きさのうずに乗って、拡散や混合を伴いながら起こっている。もちろん、液体燃料の蒸発や固体燃料の熱分解、振動や音響の発生などを伴いながら起こることも多い。

工業的には、液体燃料を微粒化し、燃料表面積を広げるとともに空気との混合をよくして燃焼させる噴霧燃焼が、エネルギー発生源あるいは動力源として幅広い分野で利用されている。たとえば、ディーゼル機関、ガスタービン、工業炉などである。また、低カロリー燃料ガスの安定燃焼のための石油による助燃、重質油および超重質油の安定燃焼・清浄燃焼のための気液混焼技術、ディーゼルエンジンからの粒状物質の排出量低減対策の一つであるフュミゲーションなど、気液混焼火炎が使われる機会もますます多くなってきている。しかも、石油系燃料から取り出されるエネルギー量は、原油に換算して、世界の全エネルギー需給量4.33億k $\ell$ （1987年10月「総合エネルギー調査会」策定）のおよそ56.8%にも達している。

それゆえ、液体噴霧燃焼の高効率化や安定化を図る設計基準の作成、燃焼排出物質の発生原因や形成過程の解明、さらに、それらの制御・抑制を可能ならしめるために、液体噴霧の燃焼機構に関する基礎的な研究は、極めて重要かつ必要であると考えられる。また、現代、深刻な社会問題となっている、大気環境汚染の防止や省エネルギー対策などの面からも、急を要する研究課題と言える。

しかし、噴霧火炎の構造は極めて複雑な様相を呈する。すなわち、液体燃料は、多くの場合、いったん蒸発した後に、燃料蒸気が空気中の酸素と燃焼反応を起こす。そして、それらを構成する素過程には、液体燃料の微粒化、噴霧の流動と混合、噴霧油滴群の蒸発・着火・燃焼などがあって、各素過程は噴霧の点火や自発着火、噴霧中での火炎伝ば、保炎、火炎からの放射伝熱などの現象に深く関連している。その解明のために実験を試みようとしても、噴霧油滴や多量に発生するすすなどの影響を直接被るために、接触測定には限界があり、火炎局所の特性量を計測するにはかなりの工夫を要するか、あるいは不可能である場合が多い。それゆえ、噴霧燃焼の研究は古くから行われているものの、発表されているデータの多くは精度や一般性に疑問を残しており、噴霧火炎の構造についての研究は、気体燃焼の場合ほどには進展していない。また、気液混焼を意図しなくとも、高温の燃焼室に吹き込まれた噴霧燃料は、燃焼に先立って一部分が蒸発し、気液混焼火炎を形成するものと推定される。それにもかかわらず、残念ながら、気液混焼火炎の燃焼特性や排出特性についてもほとんど知られていない。

このようなことから、液体燃料噴霧あるいは気液混合燃料噴霧の着火現象、燃焼機構、燃焼速度、火炎構造などに関しては未だに不明な点が多く、噴霧燃焼の制御や有害排出物質の抑制などに応用できる科学的知識は依然としてかなり不足しており、経験に頼っているのが現状である[1,2]。

最近になって、光学測定装置が高精度・高性能化し、ようやくレーザ応用計測技術を中心とした非接触測定技術が向上してきたことから[3,4]、噴霧火炎

中での油滴の飛行速度や粒径だけでなく、前述したような、火炎中での一連の燃焼反応において生成される活性化学種（ラジカル）などの中間生成物質や、あるいは二酸化炭素などの安定化学種の濃度、ガス温度、圧力などが測定できるようになり、燃焼現象に関する新たな情報がそろい始めた。とくに、P L I F（Planar Laser Induced Fluorescence）法に代表される、レーザと画像処理装置とを組み合わせた計測方法は、実験結果を平面的あるいは立体的に表示して視覚に訴えることができるため、近年、火炎診断技術として精力的に開発されつつあり[5-7]、噴霧火炎に適用した例も見られる[8]。

そこで、本研究では、まず、燃焼反応領域の非接触測定方法の一つとして、火炎からのラジカル自発光を可視化する方法を開発した。この可視化方法は、ラジカル濃度そのものを画像化するP L I F法と異なり、燃焼反応時に生成する励起化学種が発する化学発光を画像処理して可視化することができる。すなわち、燃焼反応領域を直接可視化できる。しかも、比較的安価で、かつ光学系が簡素なので、実用の大型火炎や工業炉にも適用しやすいという利点を有している。

つぎに、この技術をまず噴霧の燃焼速度測定に適用して、従来から測定データが極めて乏しく、その精度にも疑問の多かった燃焼速度計測法[9]に改良を加え、精度を向上させた。

最近、噴霧の燃焼機構に関して、油滴空間密度の分布が油滴群の燃焼機構を支配するという集合燃焼（Group Combustion）仮説[10-12]が支持されているが、その実験的確認はほとんど得られていない。そこで、この可視化技術を適用して、噴霧の燃焼特性と火炎構造そのもの、とくに燃焼反応領域と噴霧油滴の存在領域とが、火炎中のどこで、どの程度の規模で、どのように関わり合っているのかを調査した。

さらに、火炎前縁付近において、局所計測値の統計処理や周波数解析を行い、気液混焼火炎の構造を明らかにするとともに、燃焼特性や排出特性について、ガス専焼火炎あるいは噴霧専焼火炎との差異を明確にした。

液体燃料噴霧の着火現象についても、従来から用いられている衝撃波管による実験方法[13-17]の欠点を克服して、計測精度を向上させた。また、衝撃波管中に制御された乱れを発生させる方法を開発し、乱れが着火過程に及ぼす影響を検討した。そして、着火遅れの実測値から得られた活性化エネルギーの値を、これまでにさまざまな実験装置を用いて行われた他研究者によるデータと対比するとともに、総合的な考察を加えて、乱流混合が噴霧の着火現象に及ぼす影響を明らかにした。

## 1.2 従来の研究

燃焼現象の研究の成果は従来から数多く報告されており、その基礎概念を紹介した教科書的な入門書も多数出版されている。とくに、気体燃料については、その火炎構造や燃焼特性に関する研究が精力的に行われてきた。液体燃料噴霧の燃焼現象についても、その基本的な特性を明らかにする研究は盛んに行われてきており、多岐にわたるレビューもすでいくつか発表されている[18-21]。しかし、その多くは、単一油滴、油滴列、あるいは極めて希薄な噴霧の燃焼に関する研究、または実機を念頭に置いたディーゼル噴霧の燃焼実験が主で、噴霧特有の燃焼特性や火炎伝ば機構を、気体燃料からの類推に頼ることなく、直接的かつ詳細に調べた実験的研究はほとんど行われていない。そのため、噴霧の火炎構造を表すモデルについては、その一つとして集合燃焼の概念が提唱されているものの、実験的に確認されておらず、実験事実と理論との間の相互触発による進展は見られていない。

以下に、現在までに行われてきた液体燃料の燃焼に関する主な研究を概説する。

### 1.2.1 単一油滴および油滴列の燃焼に関する研究

単一油滴の燃焼現象に関しては、実験的にも理論的にも、古くから数多くの研究が行われてきており [22-25]、燃焼過程中の油滴直径  $d$  の時間変化は、 $d^2$  則として知られている。すなわち、高温の酸化性雰囲気中に突然さらされた油滴は、雰囲気が適当な条件にあり、しかも、その直径がある臨界値以上であると、ある遅れ期間の後に自発着火を起こし、最後には燃え尽きるとともに火炎も消失する。油滴は、その表面から蒸発した燃料蒸気がまわりを取り巻く空気中の酸素と反応して燃焼する。したがって、蒸発過程と反応過程とは密接に結び付いているが、火炎面は油滴から離れて形成されるために、油滴表面からの蒸発が支配的な現象になっている。 $d^2$  の時間変化率は燃焼速度定数と呼ばれており、理論的にも求めることができる [26, 27]。

そのほか、実際の油滴燃焼をより精密に解釈するために、油滴内部の循環流、加熱履歴、燃料蒸気の蓄積 (Fuel Vapor Accumulation)、物性値の温度依存性などの影響因子について研究が行われている。また、対流やガスの乱れの影響、微小油滴の燃焼の非定常性、多成分燃料油滴の燃焼、固形残さを残す重質燃料油滴の燃焼、全周炎から後流炎への遷移、燃料の臨界温度と臨界圧力を越える燃焼室での油滴燃焼などについて考慮された研究も行われている [28]。

ところが、実際の噴霧火炎においては、粒径の異なる油滴はさまざまな距離や配置をとりながら群として存在しているために、油滴どうしの相互干渉が燃焼現象に及ぼす影響を調査しておく必要がある。そこで、油滴群燃焼のもっとも簡単なモデルとして、懸垂油滴列を用い、隣接する油滴の影響を調べる研究が行われている。Rexら [29]は、隣接する懸垂油滴の間隔が狭くなると、燃焼速度定数は、いったん増大し、さらに狭くなると逆に減少することを報告している。また、粒径や間隔の比較的そろった一次元油滴流 [30-34] や 2 次元配列の落下 (あるいは上昇) 油滴流 [35, 36] を作り出して、同様の燃焼実験が行われている。QueirozとYao [36]は、予混合的燃焼による滑らかな火炎面と、油滴から油滴へ次々と火炎が伝ばするリレー的燃焼によるしわ状の火炎面の二つの

パターンを観察しており、火炎前縁上流側に燃料蒸気が多い場合前者の、燃料蒸気が少ない場合後者の火炎が現れることを報告している。

しかし、これらの実験で使用される油滴は、一般に実際の噴霧油滴に比べて、かなり大きく（数百 $\mu\text{m}$ ～数 $\text{mm}$ ）、慣性力があり、また、配列には実験的に限度があって、異常に広い油滴間距離を持つことになる。このため、実際の噴霧燃焼を十分にシミュレートするには至っておらず、配列された油滴の燃焼に関する研究では統一的な見解が得られていない。また、均一粒径の油滴流／油滴列と実用の不均一な噴霧流とでは、全く異質の燃焼が起こっている[12]とも言われている。

このようなことから、単一油滴燃焼に関する知見と噴霧燃焼機構との間のギャップは依然として埋められていないのが実状である。

### 1.2.2 均一粒径油滴群の燃焼に関する研究

均一粒径油滴群の燃焼に関しては、実験技術の難しさのために、BurgoyneとCohen[37]ならびに小笠原と水谷[38]の研究以来、ほとんど報告がなされていない。後者の研究は、前者の結果と併せた総合的な考察を行っており、直径10 $\mu\text{m}$ 以下の油滴群は、燃焼に先立って完全に蒸発して、気体燃料と同じ燃え方（ガス火炎とほぼ同じ燃焼速度）をする。また、10 $\mu\text{m}$ から40 $\mu\text{m}$ の範囲の油滴群は、蒸発によって生じた燃料蒸気と油滴との混合体中を火炎が伝ばする混合相火炎伝ばを行っており、40 $\mu\text{m}$ 以上の油滴群では、油滴から油滴へと火炎が飛び移りながら伝ばする不連続（リレー）火炎伝ばが見られることを報告している。

なお、比較的穏やかな流れと、希薄で狭粒度分布の噴霧を用いて、燃焼速度や火炎構造を観察した例として、BallalとLefebvreの研究[39]、AshgrizとYaoの研究[40]、Chenらの研究[41]がある。これらの研究は、いずれも燃焼速度の測定と火炎伝ばの挙動を調べてはいるが、火炎観察には直接写真を利用してい

るに過ぎず、火炎構造の詳細は推論にとどまっている。

### 1.2.3 不均一粒径油滴群（予混合噴霧）および噴流型噴霧の燃焼に関する研究

噴霧火炎の実験的研究の多くは、噴射ノズル直後に形成される高速噴流タイプの拡散火炎を対象としている。この場合には、噴霧油滴は燃料蒸気の発生源としてあるのみで、噴霧火炎はその本質において乱流ガス噴流拡散火炎と変わるところはないと見なされることが多い[42]。

KhalilとWhitelaw[43]やStylesとChigier[44]は、噴流型噴霧火炎の温度、ガス組成、速度、乱れ強さを詳しく測定して、その2次元マップを示した。また、ChigierとMcCreath[45]、YuleとBolado[46]、Maoら[47]は、実験結果と火炎観察に基づいて噴霧燃焼の機構を考察し、その火炎構造の概念図を提示している。

しかし、ノズル近傍では周囲空気の誘引（エントレインメント）や乱流生成の原因となる大規模なうず構造が存在するし、気相と噴霧油滴との間に大きな相対速度もあって、噴霧火炎特有の構造や伝ば現象だけを抽出して観察することが困難な流れ場となっている。また、集合燃焼仮説の実験的な確認が必要不可欠ではあるものの、噴霧火炎に関する実験の多くは、微粒化過程での非定常さや油滴の不均一な空間分布などのために、不安定な流れ場中で行われるのが普通である。

そこで、上述の欠点を取り除き、噴霧固有の燃焼現象を観測すべく、あらかじめ空気と十分に混合させて、粒度分布は残したまま濃度むらや脈動を極力抑えた噴霧流（予混合噴霧流）を作り、燃焼速度の測定、火炎の構造・伝ば機構の観察、あるいは油滴集合燃焼の概念の妥当性を調べる実験的研究が考案された。とりわけ、気体燃焼と同じく噴霧燃焼においても、高温燃焼ガス流中に吹き込まれた燃料噴霧の火炎発生位置は、着火遅れ機構よりも火炎伝ば機構に支

配されるという報告があるので[48]，燃烧速度データの必要性は明白である。しかし，この方面の研究は，当時，測定装置が未発達であったこともあり，水谷と西本の研究[49]，PolymeropoulosとDasの研究[50]，MyersとLefebvreの研究[51]がある程度で，その数は極めて少ない。しかも，噴霧火炎の構造をあまり詳しく調べてはならず，実験の精度や条件範囲にもかなり問題が残されている。

また，気液混焼火炎の燃烧速度や構造に関する研究も数少なく，BrowningとKrallの研究[52]，熊谷らの研究[53]，水谷と中島の研究[54]，水谷らの研究[55]が発表されているだけである。これらもやはり，数 $\mu\text{m}$ 以下の微小油滴や燃料蒸気を用いていたり，乱れがほとんどないなど，特殊な条件下でのデータであり，油滴平均粒径が大きい場合や乱れの強い場合にどのようなようになるかという問題点は，未知のまま残されている。なお，最近，Richardsらは，水素添加によって燈油噴霧の燃烧速度が著しく増加することを報告している[56]。

そのほかに，噴流型噴霧火炎の広がり角度や長さを調べた前沢らの研究[57]，扇状噴霧火炎の前縁構造を調べ，火炎前縁の位置が燃料蒸気と周囲から誘引される空気との比およびそこでの流速によって決まることを見出したBriffaとDombrowskiの研究[58]，噴霧火炎における振動燃烧を調べた佐藤らの研究[59]，燃料の物性値が噴霧の粒度分布や燃烧状態に及ぼす影響を調べたRosaらの研究[60]などがある。

#### 1.2.4 燃料噴霧の着火遅れに関する研究

燃料噴霧の着火現象の観測は，高温気流[61-63]，電気炉[64-66]，急速圧縮装置[67-69]に液体燃料を噴射する方法や，観測窓付きディーゼル燃烧室[70]を用いて行われてきた。しかし，これらの方法では噴霧と高温空気とがうずを伴いながら混合し，燃料蒸気が油滴から分離して，複雑な状況下で着火現象が起こる。したがって，着火現象は多分に流体力学的な現象に左右され，観測装



置によって大きく異なる結果を与える。一方、このような混合の影響を受けにくい、あらかじめ低温状況下で作成された自由落下状態の噴霧柱（以後、予混合噴霧柱と称する）を急速加熱点火する方法も考えられる。宮阪と水谷は、以前、衝撃波管を用いて、下向きに設置された超音波噴霧器[71]で作成された自由落下状態の予混合噴霧柱を反射衝撃波で急速圧縮加熱して着火させる方法を考案し、燃料噴霧の着火遅れを測定した[13-17]。ただ、当時の実験結果は、ドレンチューブや噴霧器取り付け管から流出する二次流れによって噴霧柱が乱されるなど、実験装置や方法に問題点が多く見られた。もし、衝撃波管によって混合を伴わない理想的な着火実験が達成できれば、噴流型噴霧の実験結果と対比し、比較・検討することができるとともに、燃焼現象に関する興味ある現象、すなわち、噴霧の着火現象に及ぼす流体力学的な効果を明らかにすることができるものと考えられる。

### 1.3 本論文の概要と構成

本研究においては、噴霧火炎固有の火炎構造や火炎伝ば挙動を追求できる可能性を秘めた水谷らの一連の研究[49,54,55]を参考にし、燃料として白燈油およびプロパンガスを用いた予混合噴霧火炎および気液混焼火炎を実験対象とした。その実験手段として、濃度や速度の脈動が少なく、かつ油滴と空気のスリップが小さい予混合噴霧流を発生させ得る特殊なバーナと、非接触で燃焼反応領域や油滴存在領域が測定できる方法を開発した。それらの検出、すなわち、燃焼反応領域および油滴存在領域の可視化には、それぞれ、反応時に生成する励起化学種が発する化学発光およびレーザー光の油滴によるミー散乱を利用することとした。

このような準備を行った後、従来から測定データが極めて乏しく、その精度にも疑問の多かった燃焼速度計測法に改良を加え、精度を向上させて、予混合

噴霧の燃焼速度を測定した。次に、最近注目されている集合燃焼仮説を実験的に証明すべく、噴霧の燃焼特性と火炎構造そのもの、とくに燃焼反応領域と噴霧油滴の存在領域とが、火炎中のどこで、どの程度の規模で、どのように関わり合っているのか、を調査した。さらに、気液混焼（ガス-噴霧混合燃焼）火炎の構造を明らかにするとともに、燃焼特性や排出特性について、ガス専焼あるいは噴霧専焼火炎との差異を明確にした。液体燃料噴霧の着火現象についても、従来から用いられている衝撃波管による実験方法の欠点を克服して計測精度を向上させ、その実験値を従来の衝撃波管データと対比しながら、総合的に考察を加え、乱流混合が噴霧の着火現象に及ぼす影響を明らかにした。

本論文の構成としては、まず第2章において、光干渉フィルタ、イメージ・インテンシファイア、CCDカメラ、画像処理装置およびパソコンを組み合わせることによって、ラジカル自発光などの微弱な光を可視化する画像処理方法を考案した。また、この撮像システムは、時間平均的な画像も瞬間的な画像もともに撮影可能である。その際、対象とする火炎を、背景発光（固体発光）をほとんど含まない不輝炎と、強力な背景発光を持つ輝炎とに分類して、それぞれに適した可視化技術を開発した。なお、得られる画像の妥当性や精度は、火炎の分光測定結果と比較・検討することにより確認した。

第3章では、2章で開発した燃焼反応領域可視化システムを適用して、噴霧の燃焼速度測定を行った。燃焼速度は乱れの影響を強く受け、実用に供する噴霧火炎は乱流と極めて密接な関係にあるため、本研究では乱流予混合噴霧の見かけの燃焼速度を測定した。ただ、この予混合噴霧は、時間平均的には十分滑らかな火炎面が観察されるにもかかわらず、高速度撮影による短時間露光像ではもはや連続した火炎面は見られず、不連続でランダムに出現する火炎塊の集合体であることが分かった。このような火炎に対して燃焼速度の概念をそのまま適用できるかどうか疑わしいが、気体燃料についての乱流予混合火炎の場合と同様、時間平均的に観察するとかなり明確な火炎前縁が存在し、時間平均的に定義される見かけの燃焼速度は実用上の意義を持つものと期待される。さら

に、気液混焼バーナが工業的に多用されている現状に照らして、気体燃料と液体燃料噴霧が共存する場での燃焼速度や気液混焼効果をも調査した。

第4章においては、ランダムで非定在的に存在する、未燃領域、既燃領域、反応領域から構成され、本質的に不均一性を備えた噴霧火炎の巨視的な構造を明らかにすべく、とくに燃焼反応領域と油滴存在領域に注目して観察を行った。具体的には、時間平均的な噴霧火炎の温度場とOH自発光輝度分布との対応関係や、OH自発光およびC<sub>2</sub>自発光（噴霧専焼火炎では、すすなどからの固体発光を主に含む可視火炎発光に対応する）の瞬間像を撮影して、燃焼反応領域と固体発光領域（既燃領域）との相違点を調べた。また、瞬間的な各種ラジカル発光バンドにおける火炎発光像と油滴からのミー散乱像を同時撮影することによって、燃焼領域と油滴塊の関係を視覚的に捕らえることに成功した。さらに、時間差を持たせた同種類の火炎発光像を撮影することにより、不鮮明ではあるが、燃焼反応領域、既燃領域、あるいは油滴群の挙動を動的に捕らえることもできた。そして、これらの結果を総合的に検討して、新たな噴霧火炎構造を提案した。すなわち、気流中のさまざまな大きさのうずとの相互関係によって生じる噴霧油滴の不均一な空間分布に依存して、噴霧油滴が階層的な集合燃焼をしていることに言及した。

第5章においては、引き続き、噴霧火炎および気液混焼火炎の微細構造をさらに詳しく解明すべく、火炎前縁付近の特定点において、OH、CHおよびC<sub>2</sub>ラジカル発光バンドの火炎発光、油滴からのミー散乱光ならびに飛行速度を同時計測した。そして、これらの信号をスペクトル解析することによって、燃焼反応領域と油滴群の存在領域の関連性を明らかにした。これによって、油滴塊やその周辺での燃焼反応の状況が一層詳しく分かり、噴霧油滴は階層的な塊状構造をとって集合燃焼していることを確かめることができた。

第6章においては、うずを伴う高温空気との混合などの流体力学的な現象に左右されることなく、噴霧固有の着火現象を観察すべく、予混合噴霧柱を衝撃波によって急速加热点火する実験を行った。その際、以前から残されていた問

題点を全面的に改良して、理想的な噴霧の着火遅れ時間および着火履歴を調べた。さらに、予混合噴霧柱にじょう乱を与えた場合の実験結果と比較することにより、噴霧の着火現象に及ぼす乱れの影響を明らかにした。

第7章は、本研究の総括である。

## 参 考 文 献

- [1] 水谷, 日本機械学会誌, 89-807(1986), 138.
- [2] 水谷, 日本機械学会論文集, 54-502(1988), 1215.
- [3] Hanson, R.K., Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 1677, The Combustion Institute.
- [4] Eckbreth, A.C., Energy and Engineering Science Series 7 : Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species, (1988), Abacus Press.
- [5] Crosley, D.R. and Dyer, M.J., Proceedings of the International Conference of Lasers '82, (1983), 752, STS Press.
- [6] Kychakoff, G. ・ほか3名, Applied Optics, 23-5(1984), 704.
- [7] Cattolica, R. and Vosen, S., Combustion and Flame, 68(1987), 267.
- [8] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 1755, The Combustion Institute.
- [9] 水谷, 機械の研究, 40-7(1988), 777; 40-8(1988), 883.
- [10] Chiu, H.H. ・ほか2名, Nineteenth Symposium (International) on Combustion, (1982), 971, The Combustion Institute.
- [11] Chiu, H.H. and Liu, T.M., Combustion Science and Technology, 17 (1977), 127.

- [12] Chigier, N., *Combustion and Flame*, 51(1983), 127.
- [13] Miyasaka, K. and Mizutani, Y., *Modern Developments in Shock Tube Research [Proceedings of Tenth International Shock Tube Symposium]*, (1975), 429, Shock Tube Society, Japan.
- [14] 宮阪・水谷, *日本機械学会論文集*, 42-363(1976), 3590.
- [15] 宮阪・水谷, *内燃機関*, 16-200(1977), 9.
- [16] Miyasaka, K. and Mizutani, Y., *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, (1977), 639, The Combustion Institute.
- [17] 宮阪・水谷, *日本機械学会論文集*, 44-381(1978), 1679.
- [18] Faeth, G.M., *Progress in Energy and Combustion Science*, 3(1977), 191.
- [19] Chigier, N., *Energy, Combustion and Environment*, (1981), 248, McGraw-Hill.
- [20] Sirignano, W.A., *Progress in Energy and Combustion Science*, 9 (1983), 291.
- [21] Faeth, G.M., *Progress in Energy and Combustion Science*, 13(1987), 293.
- [22] Kobayashi, K., *Fifth Symposium (International) on Combustion*, (1955), 141, Chapman & Hall.
- [23] Hedley, A.B.・ほか2名, *Journal of the Institute of Fuel*, 44-360 (1971), 38.
- [24] Williams, A., *Combustion and Flame*, 21(1973), 1.
- [25] Williams, A., *Combustion of Sprays of Liquid Fuels*, (1976), Paul Elek (Science Books) Ltd.
- [26] Wise, H.・ほか2名, *Fifth Symposium (International) on Combustion*, (1955), 132, Chapman & Hall.

- [27] Williams, F.A., Combustion Theory (2nd Edition), (1985), 52, Benjamin/Cummings.
- [28] Law, C.K., Progress in Energy and Combustion Science, 8(1982), 171.
- [29] Rex, J.F. ・ほか2名, Jet Propulsion, 26(1956), 179.
- [30] Nuruzzaman, A.S.M. ・ほか2名, Journal of the Institute of Fuel, 43(1970), 301.
- [31] Nuruzzaman, A.S.M. ・ほか2名, Thirteenth Symposium (International) on Combustion, (1971), 787.
- [32] Sangiovanni, J.J. and Labowsky, M., Combustion and Flame, 47 (1982), 15.
- [33] 小西 ・ほか2名, 日本機械学会論文集, 50-453B(1984), 1382.
- [34] 小西 ・ほか2名, 日本機械学会論文集, 51-467B(1985), 2218.
- [35] Twardus, E.M. and Brzustowski, T.A., Combustion Science and Technology, 17(1978), 215.
- [36] Queiroz, M. and Yao, S.C., Combustion and Flame, 76(1989), 351.
- [37] Burgoyne, J.H. and Cohen, L., Proceedings of the Royal Society of London, A225(1954), 375.
- [38] 小笠原 ・水谷, 日本機械学会論文集, 31-226(1965), 1002; 1008; 1019.
- [39] Ballal, D.R. and Lefebvre, A.H., Eighteenth Symposium (International) on Combustion, (1981), 321, The Combustion Institute.
- [40] Ashgriz, N. and Yao, S.C., PCH PhysicoChemical Hydrodynamics, 8(1987), 335.
- [41] Chen, Z.H. ・ほか2名, Combustion Science and Technology, 60 (1988), 63.
- [42] 小沼, 内燃機関, 21-258(1982), 73; 21-259(1982), 55; 21-260(1982),

- 57; 21-261(1982), 59; 21-262(1982), 59.
- [43] Khalil, E.E. and Whitelaw, J.H., Sixteenth Symposium (International) on Combustion, (1976), 569, The Combustion Institute.
- [44] Styles, A.C. and Chigier, N.A., Sixteenth Symposium (International) on Combustion, (1976), 619, The Combustion Institute.
- [45] Chigier, N.A. and McCreath, C.G., Acta Astronautica, (1972), 687, Pergamon Press.
- [46] Yule, A.J. and Bolado, R., Combustion and Flame, 55(1984), 1.
- [47] Mao, C.P. ・ほか2名, Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 665, The Combustion Institute.
- [48] Mizutani, Y. ・ほか2名, Sixteenth Symposium (International) on Combustion, (1977), 631, The Combustion Institute.
- [49] 水谷・西本, 日本機械学会論文集, 38-311(1972), 1844.
- [50] Polymeropoulos, C.E. and Das, S., Combustion and Flame, 25(1975), 247.
- [51] Myers, G.D. and Lefebvre, A.H., Combustion and Flame, 66(1986), 193.
- [52] Browning, J.A. and Krall, W.G., Fifth Symposium (International) on Combustion, (1955), 159, Chapman & Hall.
- [53] 熊谷・ほか2名, 第10回燃焼シンポジウム前刷集, (1972), 25.
- [54] 水谷・中島, 日本機械学会論文集, 39-325(1973), 2872.
- [55] 水谷・ほか3名, 日本機械学会論文集, 42-363(1976), 2879.
- [56] Richards, G.A. ・ほか2名, Transactions of ASME: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 111(1989), 84.
- [57] 前沢, 日本機械学会論文集, 31-225(1965), 799; 31-231(1965), 1689.

- [58] Briffa, F.E.J. and Dombrowski, N., Proceedings of the Royal Society of London, A320(1970), 309.
- [59] 佐藤・ほか3名, 日本機械学会論文集, 33-252(1967), 1270.
- [60] Rosa, A.B.D.L.・ほか2名, Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 557, The Combustion Institute.
- [61] Mullins, B.P., Fuel, 32-2(1953), 211; 234; 363.
- [62] Mullins, B.P., Fuel, 32-4(1953), 451; 467; 481.
- [63] 柴田・ほか2名, 第22回燃焼シンポジウム前刷集, (1984), 205.
- [64] 飯沼・山崎, 日本機械学会論文集, 26(1960), 1662.
- [65] 居倉・ほか2名, 日本機械学会論文集, 41-345(1975), 1559.
- [66] 藤本・佐藤, 舶用機関学会誌, 12-7(1977), 504; 12-12(1977), 873.
- [67] Melton, Jr., R.B. and Rogowski, A.R., Transactions of ASME: Series A, 94-1(1972), 11.
- [68] 小笠原・ほか4名, 内燃機関, 15-180(1976), 9.
- [69] 池上・ほか2名, 日本機械学会論文集, 47-413B(1981), 205.
- [70] Sitokei, G., Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren, (1964), 149, Springer-Verlag.
- [71] 水谷・ほか2名, 日本機械学会論文集, 37-301(1971), 1746.



## 第2章 画像処理による火炎反応領域の可視化技術

### 2.1 まえがき

最近、パルスレーザで励起される色素レーザからの平面光束を用いて、OH、CH、C<sub>2</sub>などのラジカルの濃度分布を画像化する平面光束レーザ励起蛍光法（PLIF法）が盛んに行われている[1-4]。この方法は、燃焼反応を支配するラジカルの濃度分布が可視化できる点で非常に有効であるが、装置が高価であったり、大スケールの火炎に適用しにくいなど、工業的に応用しにくい面がある。

一方、DyerとCrosleyの研究[5]によると、OHラジカルは、寿命時間が長いために燃焼ガス中に広く分布するが、OH自発光は、



なる反応で生じたOHラジカルが  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$  遷移する際に発する(0,0)、(1,0)、(1,1)バンドの発光が主であり、その強度は反応律速因子であるCHラジカル濃度と対応して、燃焼反応領域を中心に出現する。

また、CH自発光は、



なる反応[6]で生じたCHラジカルが  $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$  遷移する際に発する(0,0)バンドの発光が主であり、その強度は反応律速因子であるC<sub>2</sub>ラジカル濃度と対応して、おもに炭化水素の初期反応領域で観察される。

C<sub>2</sub>自発光は、C<sub>2</sub>ラジカルが  $A^3\Pi_u \rightarrow X^3\Pi_u$  遷移する際に発する(0,0)バンド（Swanバンド[7]）の発光が主であり、伊藤ら[8]によると、CHとC<sub>2</sub>との自発光強度比は当量比と強い相関を持つことが報告されている。

したがって、ラジカル自発光は、燃焼反応領域を特定したり、局所当量比分

布を推定するのに適しており、しかもその観察はレーザ励起蛍光法に比して比較的容易である。

そこで、光干渉フィルタ、イメージ・インテンシファイア、CCDカメラ、画像処理装置およびパソコンを組み合わせることによって、ラジカル自発光を可視化できる画像処理方法を考案した。その際、対象とする火炎は、背景発光（固体発光）をほとんど含まない不輝炎と、強力な背景発光を持つ輝炎とに分けて、それぞれに適した可視化技術を開発した。なお、得られる画像の妥当性は、火炎の分光測定結果と比較して確認した。

背景発光の分離が不要な不輝炎は、ブンゼン火炎を用いて検討し、OH、CH、C<sub>2</sub>ラジカル自発光のいずれに対しても瞬間像と時間平均像の両方が得られるようにした。

一方、輝炎には、厚い反応帯を持つ層流拡散火炎である Wolfhard-Parker火炎[9]を利用して検討した。OH自発光に関しては、背景発光の分離を必要としないことが分かったので、不輝炎の場合と同様に扱うことにした。CH自発光に関しては、瞬間像は得られなかったが、時間平均像には、非常に精度の高い背景発光分離方法を考案して、その画質を向上させることができた。C<sub>2</sub>自発光に関しては、非常に強い背景発光に埋没しているため、種々の検討の結果、背景発光の分離操作は極めて困難であることが分かった。

なお、軸対称火炎を対象とする場合には、CT(Computer Tomography)を用いなくとも、行列法を用いた画像再生法[10]によって、時間平均的な断面輝度分布を得ることができる。

これらのことから、本章で開発したラジカル自発光撮像装置は、高精度かつ汎用性の高いものとなった。

## 2.2 ラジカル自発光可視化方法の検討

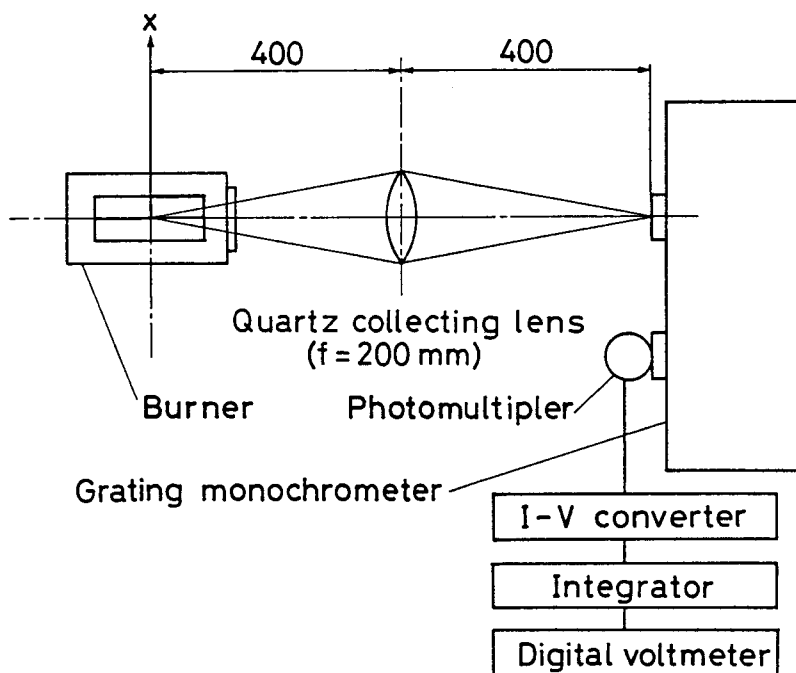


図2.1 分光測定系

分光測定用の光学系を 図 2.1 に示す。バーナは、 $x$ （または  $r$ ）軸および  $y$  軸（紙面に垂直）方向にトラバースできる。 $x-y$ （または  $r-y$ ）平面から来た光は、分光器用集光レンズ（石英ガラス製，焦点距離200mm，直径50mm，分光器スリット前方 400mmに設置されている）によって，回折格子分光器（日本分光製，CT-40D）の鉛直スリット（幅0.85mm）上に等倍率で結像される。分光測定時には観測窓を幅1mmの水平スリットでマスクし，ある特定の  $y$  断面からの光だけを分光器に送り込んだ。なお，検出器には光電子増倍管（浜松ホトニクス製，R446）を用いた。

### 2.2.1 不輝炎についての検討

ここでは，口径12.5mm，ポート周囲に環状のパイロットバーナを持つブンゼ

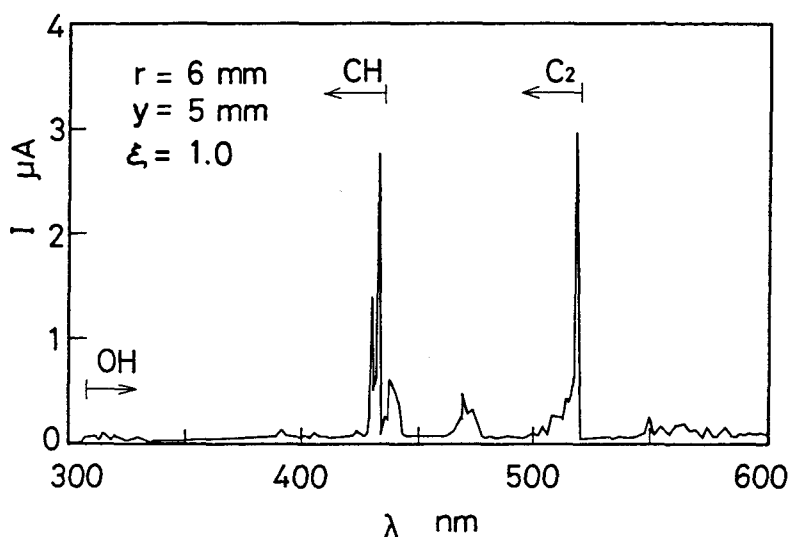


図 2.2 乱流ブンゼン火炎内炎の発光スペクトル（当量比 $\xi = 1.0$ ）

ンバーナによって形成される，プロパン-空気乱流予混合火炎を用いて検討を行った． 図 2.2 は，ブンゼン火炎内炎の発光スペクトルで，波長分解能は 1 nm である．混合気流速は，2.5 m/s で，ポート中心を原点に半径方向距離  $r$ ，垂直方向距離  $y$  を取り， $r = 6$  mm， $y = 5$  mm に集光レンズの焦点を合わせている． $\lambda = 250 \sim 400$  nm に分布する Vaidya 帯（HCO 発光）と 350 ~ 500 nm を中心に広がる C-O-O 再結合反応の発光など，弱い背景発光は存在するものの，すすなどからの強い固体発光はほとんど認められず，OH，CH，C<sub>2</sub> ラジカルの発光バンドのスペクトルは背景光から高く立ち上がっている．

$y = 5$  mm の断面で，分光器を用いて，OH，CH，C<sub>2</sub> の各バンドのピーク波長（306.4，431.2，516.5 nm）とそのふもと（306.0，431.6，516.7 nm）の発光強度差を求めて，各ラジカルの自発光強度分布を推定した結果を，それぞれ，図 2.3，2.4，2.5 に●印で示す．背景発光強度（△印）はほとんどの位置において 10% 以下である．なお，干渉フィルタの透過バンドは，発光スペクトルの多数のピークや谷を包含する上に，後述するように裾野がかなり広がっているため，干渉フィルタ透過像における背景光の割合はこれより大きくなる．

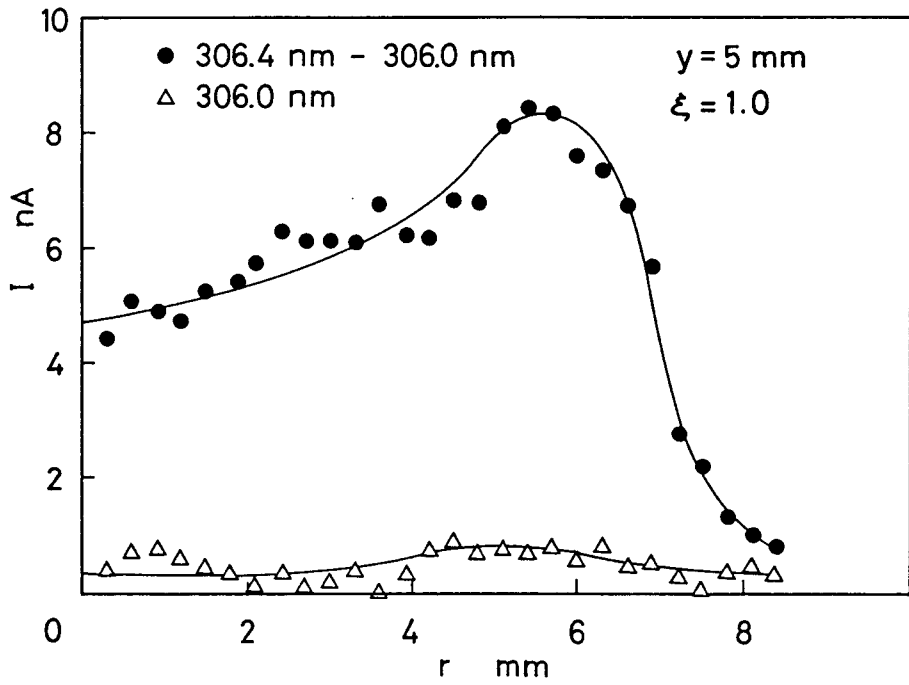


図 2.3 乱流ブンゼン火炎のOH発光強度分布 ( $\xi = 1.0$ )

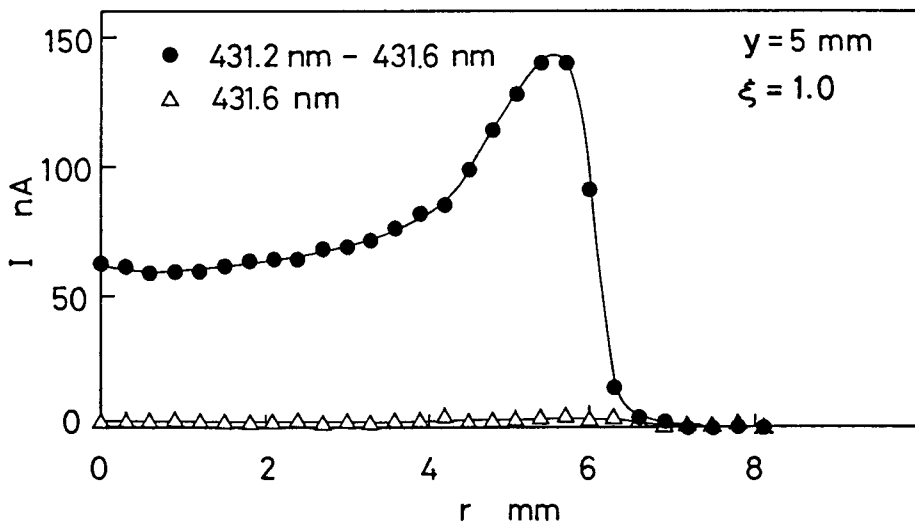


図 2.4 乱流ブンゼン火炎のCH発光強度分布 ( $\xi = 1.0$ )

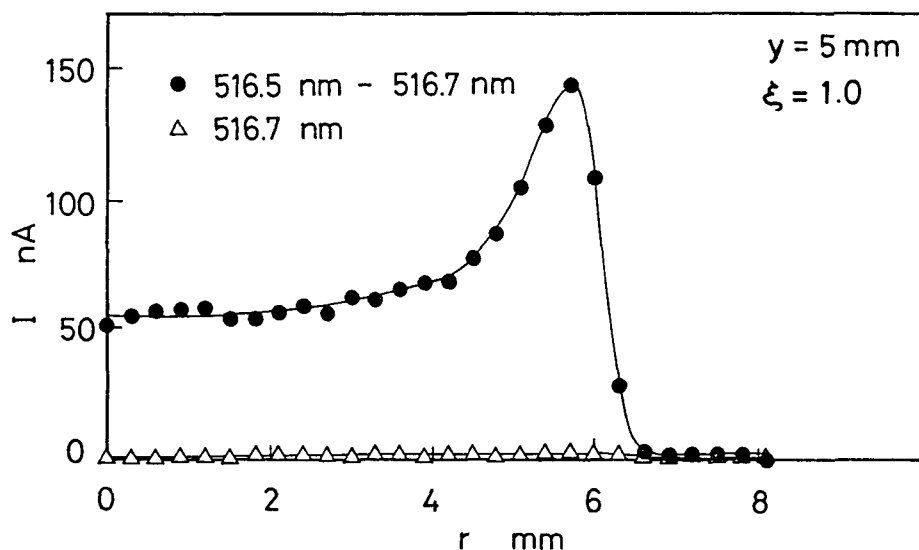


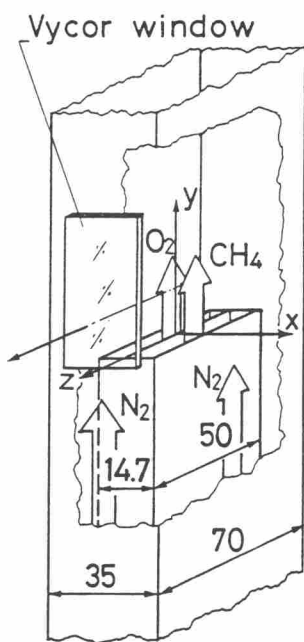
図 2.5 乱流ブンゼン火炎の  $C_2$  発光強度分布 ( $\xi = 1.0$ )

しかし、不輝炎については、 $OH$ 、 $CH$ 、 $C_2$  すべてのラジカルについて、光干渉フィルタを通した火炎像をイメージ・インテンシファイア（以後、I.I.と略称する）で増強して波長変換するだけで、背景発光を差し引くことなく画像化する方針を取る。ゆえに、特別な画像処理を行うことなく、時間平均像および瞬間像の撮影が可能である。

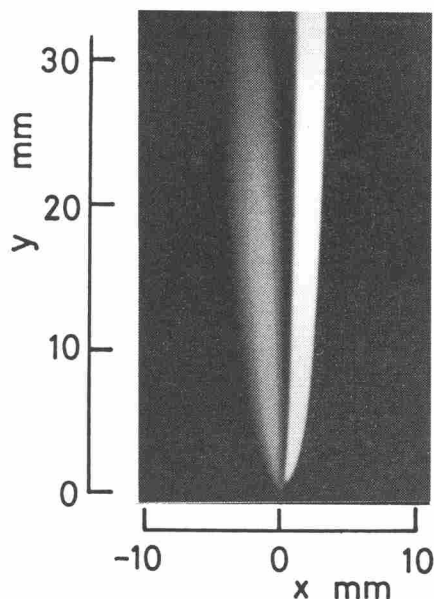
なお、分光器用集光レンズの屈折率の波長依存性を考慮して、火炎と分光器入射スリットの距離は適宜調節した。

### 2.2.2 輝炎についての検討

測定方法の検討と結果の妥当性検証のために、Wolfhard-Parker バーナ（以後、W-Pバーナと略称する）を製作し、そこに形成される比較的厚い二次元層流拡散火炎（W-P火炎）の分光測定を行った。図 2.6 (a)にバーナの構造を示す。観測用バイコール窓を設けた  $35\text{mm} \times 70\text{mm}$  断面のダクト中央に厚さ  $0.7$



(a) バーナの構造



(b) 火炎の直接写真

図 2.6 Wolfhard-Parkerバーナの構造と火炎写真

mmの仕切り板を挟んで、7mm×50mmの酸素と燃料の吹き出しポートが隣り合わせで上向きに開口している。ポート内には焼結金属が置かれ、それを通して、純酸素と純メタンが流速0.2m/sの等速で吹き出す。ほぼ二次元の層流拡散火炎が仕切り板の上に形成されるが、火炎安定化のために周囲に同流速で窒素を流している。座標系は、図2.6(a)に示すとおり、仕切り板上端中央を原点に、x、y軸をとり、z軸方向に光軸（一点鎖線の矢印）を設定して、y = 10mm断面からの光だけを分光器に送り込んだ。

観測窓を通して直接撮影された火炎を図2.6(b)に示す。中央の暗黒領域をはさんで、左側（酸素側）が青炎領域、右側（燃料側）が輝炎領域である。図2.7に、青炎、暗黒、輝炎の各領域中央（x = -1.9, 0.5, 1.5mm）における発光スペクトルを波長分解能0.7nmで測定した結果を示す。

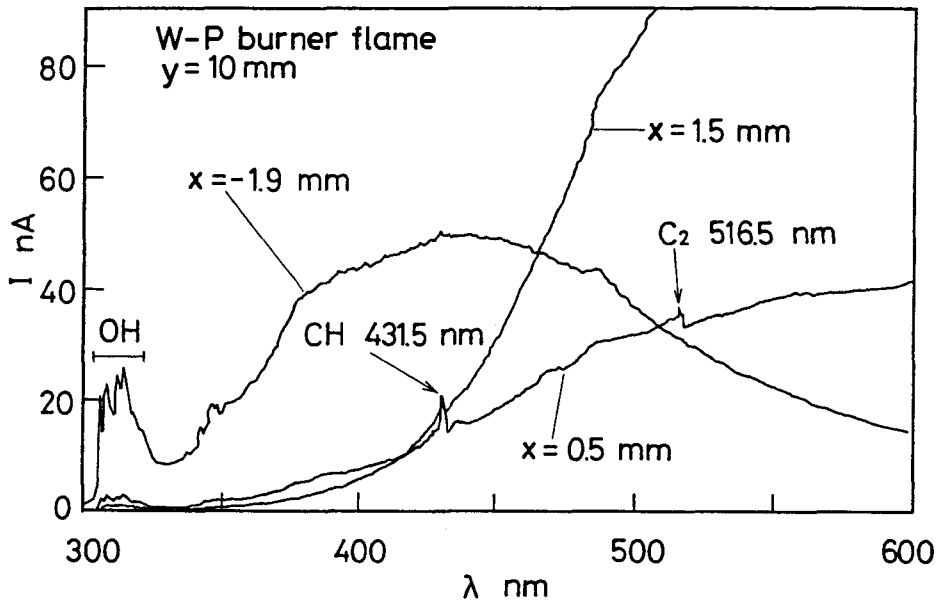


図 2.7 Wolfhard-Parker 火炎各領域からの発光スペクトル

青炎領域では 310nm 付近に OH ラジカルの強い発光が見られるのと同時に、300~400nm に  $O_2$  の Shuman-Runge バンドの主要部分、350~500nm を中心に紫外から近赤外にかけて CO-O 再結合反応による連続スペクトルが現れている。342.81nm から始まる OH (0,1) バンドも観測される。

暗黒領域では連続スペクトルに重畳した形で 310nm 付近の OH バンド、431.5 nm の CH (0,0) バンドとその長波長側に隣接して同バンドの P ブランチ、516.5 nm の  $C_2$  (0,0) バンドが観察される。

輝炎領域では、すすからの連続スペクトルが支配的で、400nm あたりから長波長側へ急激に立ち上がっているが、431.5nm の CH (0,0) バンドには暗黒領域と同じ形状のスペクトルがかすかに観測される。

このように、輝炎では背景発光強度が極めて強く、しかも領域によってその波長依存性が異なるため、全発光強度から背景発光強度を差し引くという演算処理を施す必要がある。それゆえ、可視発光領域に含まれる CH および  $C_2$  自



発光像は時間平均像しか得られないことになる。

### 2.2.3 OH自発光の画像化方法

W-P火炎の $y = 10\text{mm}$ の断面において、分光器を用いてOH自発光の検討を行った。 $x = -3\text{mm}$ の青炎領域におけるOH自発光スペクトルを $0.07\text{nm}$ の分解能で分光した結果を図2.8に示す。306.4, 306.8, 309.0nmなどにピークを持つOH(0,0)バンド, 312.2nmのOH(1,1)バンドなどが見える。バンドヘッド(306.4nmにおける光強度A)とそのふもと(306.0nmにおける光強度B)の強度差(光強度C)が、その位置におけるOH自発光強度となる。この操作を各水平位置において行って求めたOH自発光強度(●印)の分布を図2.9に示す。OH自発光は青炎領域から輝炎領域にわたる広い領域に分布しており、いずれ

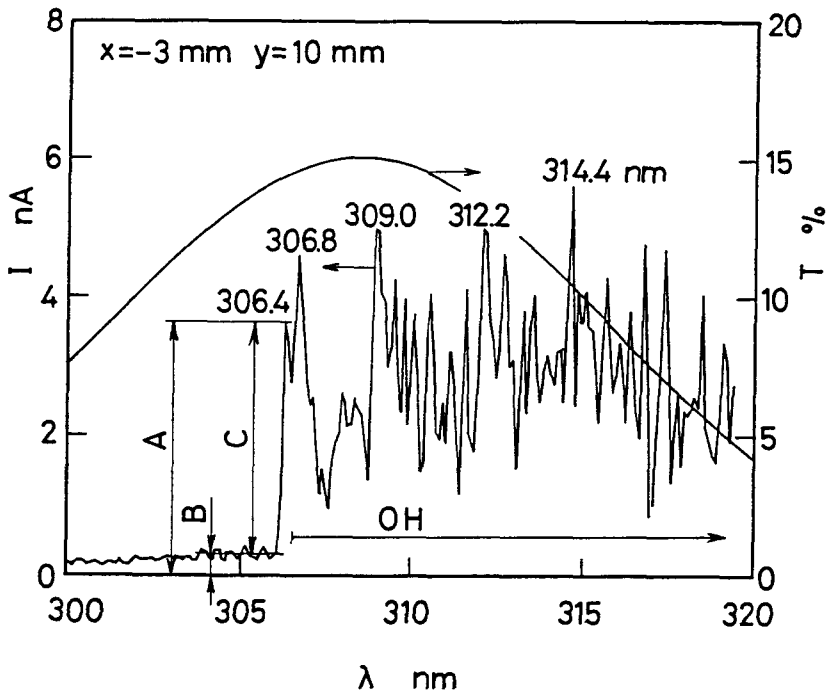


図2.8 OH発光スペクトルとフィルタの透過特性

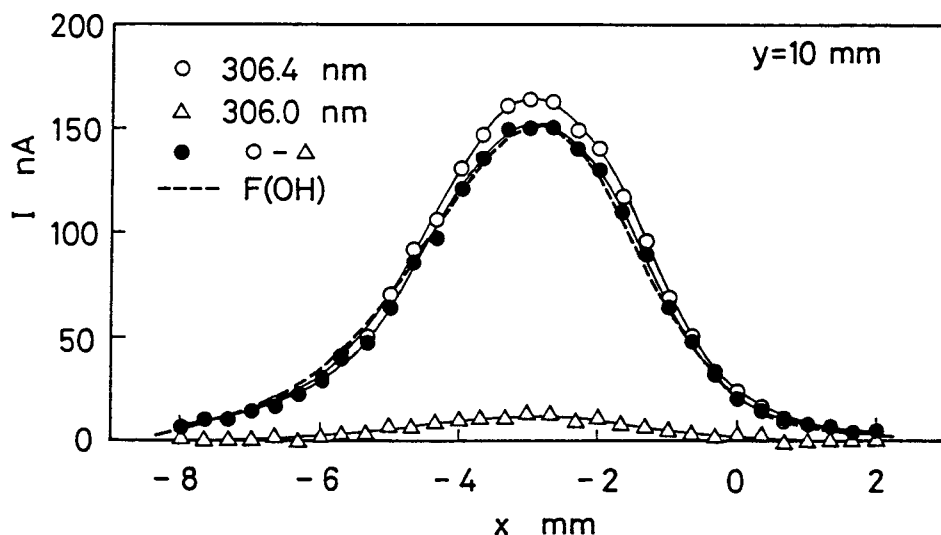


図 2.9 OHラジカル自発光像のシミュレーション

の領域においても、306.0nm の背景光強度（△印）は不輝炎なみに弱いことが分かる。したがって、適当に選んだ光干渉フィルタによってOHラジカル自発光像が得られるものと期待され、不輝炎の場合と同じ方針を取ることにした。

ここで、画像処理に使用する光干渉フィルタの透過特性の一覧表を表 2.1 に示しておく。

F(OH)は光干渉フィルタの2次ピークを利用しているので、600nm 付近にある1次ピークを除去するため色ガラスフィルタ（東芝ガラス、UVD33S）を6枚重ねて用いている。図 2.8には、色ガラスフィルタも含めたF(OH)の透過率曲線 $T(\lambda)$ を併記しておいた。このような透過率の分布を持つフィルタを想定して、これを通した火炎の発光強度分布（最大値で正規化してある）をシミュレートしてみた。その結果は図 2.9の破線F(OH)で示されており、図中の●印と極めてよく一致している。したがって、フィルタを通した火炎像から背景発光を差し引かなくても、十分正確なOH自発光像が得られると考えられる。不輝炎についても同様のことが言える。

表 2.1 フィルタの透過特性

Radical	Filter	$\lambda_p$ nm	$T_1$	$\Delta\lambda_1$ nm	$T_2$	$\Delta\lambda_2$ nm	Type
OH	F (OH)	308.5	0.12	17.0	0.03	40.0	IF-W**
CH	$F_0$ (CH)	430.5	0.37	0.9	0.09	3.0	IF-C
	$F_1$ (CH)	435.5	0.38	0.8	0.08	3.0	IF-C
	$F_2$ (CH)	425.3	0.30	0.8	0.09	3.0	IF-C
	$F_3$ (CH)	430.7	0.34	13.0	0.08	9.0	IF-W
$C_2$	F ( $C_2$ )	516.4	0.21	1.0	0.04	4.0	IF-C***

$$* T(\lambda) = T_1 \exp[-4 \ln 2 (\lambda - \lambda_p)^2 / (\Delta\lambda_1)^2] + T_2 \exp[-4 \ln 2 (\lambda - \lambda_p)^2 / (\Delta\lambda_2)^2]$$

\*\* Combined with sixfold colored-glass filters (Toshiba UVD33S x 6)

\*\*\* Installed with an offset angle of 5 degrees

#### 2.2.4 CH自発光の画像化方法

不輝炎については、図 2.2 の背景発光の割合から見て、OH自発光に対する検討がそのまま当てはまる。そこで、輝炎に関してのみ検討を行う。W-P 火炎の青炎と輝炎との間に存在する暗黒領域の一点 ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $y = 5 \text{ mm}$ ) において、波長分解能  $0.07 \text{ nm}$  で得られた CH ラジカル発光付近のスペクトルを、図 2.10 に示す。図には、画像処理に使用するフィルタ  $F_0$ (CH),  $F_1$ (CH),  $F_2$ (CH) の透過率曲線  $T(\lambda)$  が併記されている。この透過率曲線は、実測値を、

$$T(\lambda) = T_1 \exp[-4 \ln 2 (\lambda - \lambda_0)^2 / (\Delta\lambda_1)^2] + T_2 \exp[-4 \ln 2 (\lambda - \lambda_0)^2 / (\Delta\lambda_2)^2] \quad (3)$$

なる式で近似したもので、式中の定数は表 2.1 に示すとおりである。式(3)の右辺第 2 項は、透過率曲線の裾野が Gauss 分布に比べて広がっていることを模している。

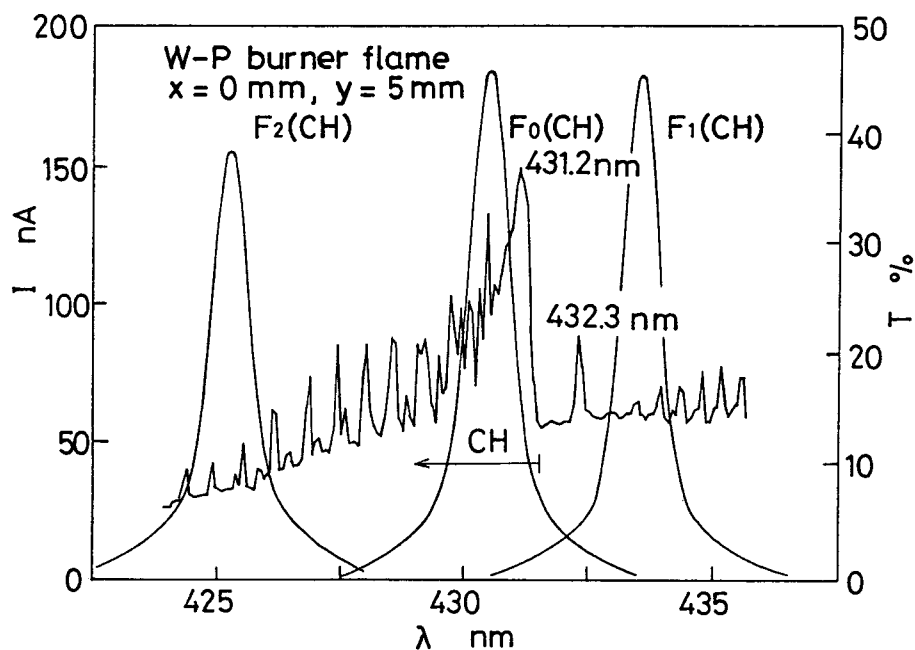


図 2.10 CH 発光スペクトルとフィルタの透過特性

この位置では431.2nm をバンドヘッドとするCH自発光が、長波長ほど輝度が増加する背景発光に重畳していることが分かる。そこで、背景発光輝度とその波長依存性が火炎の各位置で異なっていることを考慮して、 $F_0(\text{CH})$  を透過する背景発光強度を推定することにした。すなわち、図 2.10 に示したような、CHバンドからはずれた2枚のフィルタ $F_1(\text{CH})$ と $F_2(\text{CH})$ の透過光強度から、 $F_0(\text{CH})$  を透過する背景発光強度を推算し、その強度を画素ごとに計算することにした。そして、各画素について $F_0(\text{CH})$  を透過する全光量からここで求めた背景光量を差し引けば、CHラジカルの自発光像が得られることになる。なお、図 2.10 に示したように、透過率ピークの大きさや形は使用するフィルタに依存するので、 $F_1(\text{CH})$ 画像と $F_2(\text{CH})$ 画像の輝度に、 $F_0(\text{CH})$  フィルタの透過率曲線の積分値と当該フィルタのそれとの比 $\alpha_1$ と $\alpha_2$ を掛けて、各画素の輝度を補正してから演算を施すことにした。

$y = 5 \text{ mm}$  断面の各点からの発光スペクトル測定結果と表 2.1 に示した  $F_0(\text{CH})$ ,  $F_1(\text{CH})$ ,  $F_2(\text{CH})$  フィルタの透過特性を用いて, 上述の画像処理をシミュレートした結果が 図 2.11 である. この断面において推定された CH 自発光輝度分布 (●印) は, 負になる部分もなく, そのピークの高さもその位置における  $F_0(\text{CH})$  透過光輝度の 47% 程度になっており, 非常に良質な CH 自発光像が得られていると考えられる.

なお, 各フィルタの中心波長  $\lambda_0$  はつぎのようにして決定した. すなわち, かりに  $F_0(\text{CH})$  の  $\lambda_0$  が種々に変更できたとして, 図 2.10 に示される発光スペクトルを持つ光源の透過光量が  $\lambda_0$  によって, どのように変化するかをシミュレートしてみると, 図 2.12 のようになる. ただし, 透過光量は極大値で正規化してある. この図から, 全透過光量に占める CH 自発光の割合が極大値をとるのは,  $\lambda_0 = 430.8 \text{ nm}$  のときであることが分かる. それゆえ,  $F_0(\text{CH})$  の  $\lambda_0$  はこの値にとるべきである. また,  $F_1(\text{CH})$  の  $\lambda_0$  は長波長側のふもとに,  $F_2(\text{CH})$  の  $\lambda_0$  は短波長側のふもとに位置し, 両者を結ぶ直線が共通接線となるように選ばばよい. シミュレーションを行った波長範囲が狭すぎたけれども,

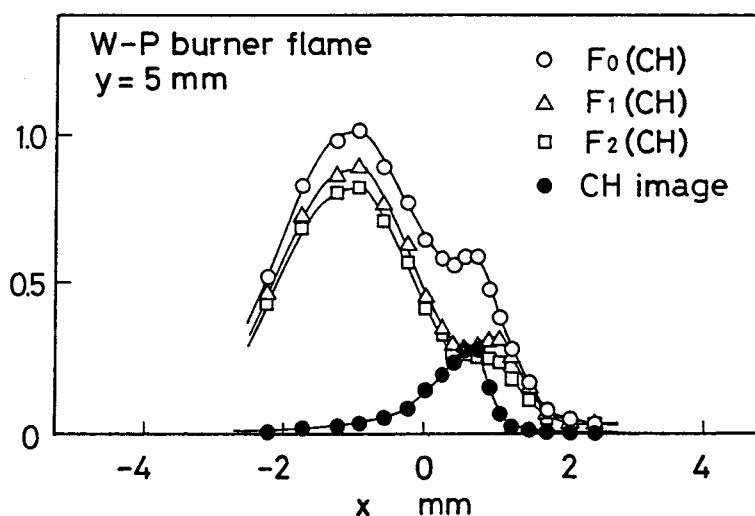


図 2.11 CHラジカル自発光像のシミュレーション

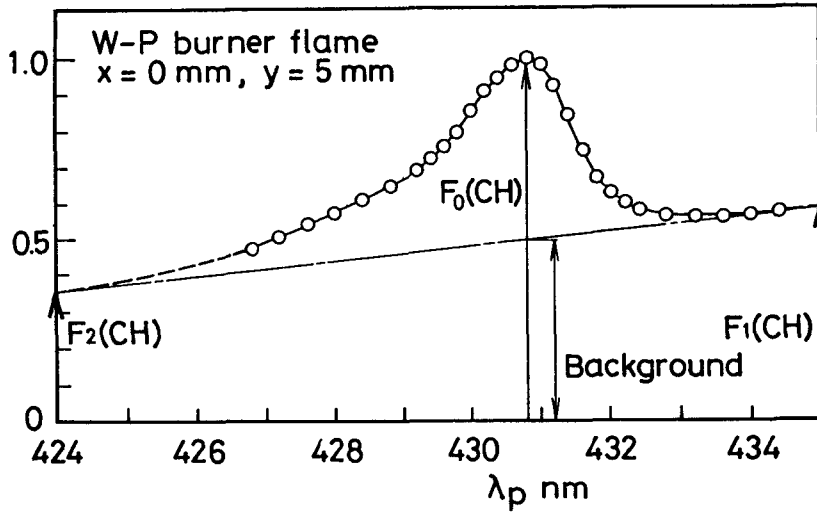


図 2.12 CH用フィルタの最適ピーク波長の決定

図 2.12 から、 $F_1(\text{CH})$ と $F_2(\text{CH})$ に対する $\lambda_0$ は、それぞれ、435nmと424nmあたりがよいと推定される。

したがって、 $F_0(\text{CH})$ の $\lambda_0$ を430.8nmに選んでおけば、 $F_0(\text{CH})$ 透過光量に占める背景光量の割合は50%、すなわち $F_0(\text{CH})$ 透過像のS/N比は1前後と見られる。なお、弱輝炎程度ならば、 $F_0(\text{CH})$ フィルタ1枚でCH自発光像が可視化できると考えてよい。

### 2.2.5 $\text{C}_2$ 自発光の画像化方法

輝炎における $\text{C}_2$ 自発光像の画像化が困難なことは、図 2.7 の発光スペクトルの検討で分かっている。そこで、ここでは不輝炎に対して画像化の検討を行うことにする。

表 2.1 の $F(\text{C}_2)$ フィルタの中心波長 $\lambda_0$ を変化させると、図 2.5 に示される発光スペクトルの透過光量がどのように変化するかをシミュレートした結果

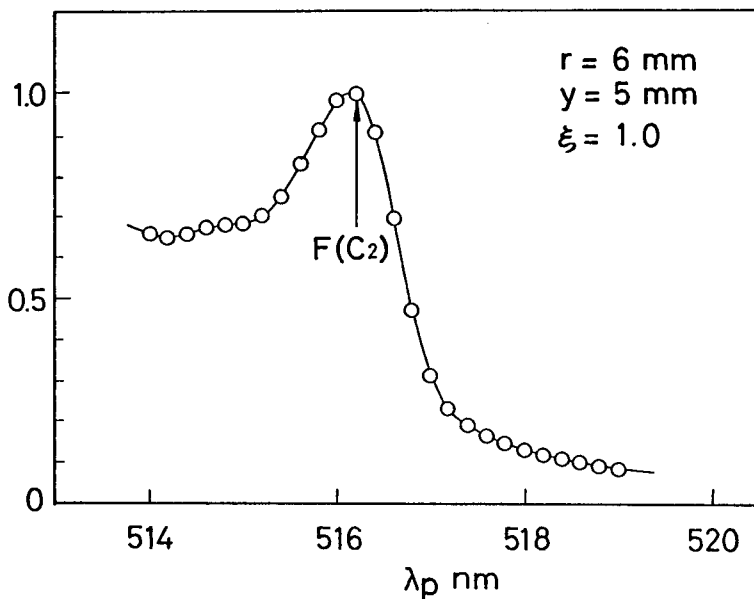


図 2.13  $C_2$  用フィルタの最適ピーク波長の決定

が図 2.13 である。透過光量は、 $\lambda_p = 516.2 \text{ nm}$  に極大点があるので、その値で正規化されている。 $\lambda_p$  がピーク波長の  $-0.4 \sim 0.2 \text{ nm}$  の範囲に入れば、 $C_2$  自発光像の  $S/N$  比は十分高くとれることが分かる。

ところが、フィルタ性能は製造時の蒸着状態に依存しており、入手できたフィルタは  $\lambda_p = 516.9 \text{ nm}$  のもの ( $T_1 = 0.26$ ,  $\Delta\lambda_1 = 0.8 \text{ nm}$ ,  $T_2 = 0.05$ ,  $\Delta\lambda_2 = 3.2 \text{ nm}$ ) であり、 $\lambda_p$  の値が許容範囲から外れていた。そこで、光軸に対して  $5^\circ$  だけ傾けて取り付けて、透過ピーク波長を小さい方へ移動させ、 $\lambda_p$  の値は  $516.4 \text{ nm}$  とした。その状態での透過特性が表 2.1 に記入されている。なお、傾斜角を増すと透過率が落ち、かつ半値幅が広がるので、これ以上の調節は無理である。

### 2.3 ラジカル自発光撮像装置と画像処理方法

### 2.3.1 実験装置および方法

実験に用いた光学系と画像処理装置の特徴を以下に挙げる。

- (1) OH自発光像について、十分な感度と鮮明度とを得るために、300nm以下にまで感度特性の伸びている、I.I.および光学レンズを使用した。
- (2) 2.2節で述べたCH自発光と背景発光との分離を図る画像演算処理方法を採用するとともに、その処理に最適な透過ピーク波長と狭い半値幅を持つ、3枚の光干渉フィルタを厳選した。
- (3) 瞬間画像を取り込むために、高速度の機械式レンズシャッタを光学系の直前に設置した。

なお、強い輝炎発光を伴うときのCH自発光の撮像には、ハレーション防止のため、広帯域光学フィルタ $F_3(CH)$ を併用した。また、時間平均画像については、画像の歪補正、均一照度画面による光学系の感度むら補正および縦横3画素単位の平滑化処理を施している。

図2.14は、装置の概略図である。火炎像は、機械式レンズシャッタ（コパル製）、前置フィルタ、写真用レンズ（日本光学製、UVニッコールF4.5、焦点距離105mm）、後置フィルタを通して、I.I.（浜松ホトニクス製、V1389P）の光電面に結像される。OH自発光像を撮る時には前置フィルタとして $F(OH)$ 、後置フィルタなし、CH自発光像を撮る時には前置フィルタとしてハレーション防止用 $F_3(CH)$ 、後置フィルタは $F_0(CH)$ 、 $F_1(CH)$ 、 $F_2(CH)$ をスライドさせて切り換えることにし、 $C_2$ 自発光像を撮る時には前置フィルタとして $F(C_2)$ 、後置フィルタなしとした。なお、 $F_3(CH)$ は高輝度火炎にのみ使用した。

I.I.で輝度増強と波長変換を行われた単色像は、伝達効率のよいリレーレンズ（フジノンTV、F0.85、焦点距離25mmとペンタックス、F1.8、焦点距離50mmを向かい合わせに組み合わせたもの）を通して、ビデオカメラのCCD受光素子上に結像され、ビデオ信号に変換される。ビデオ信号はイメージプロセッ



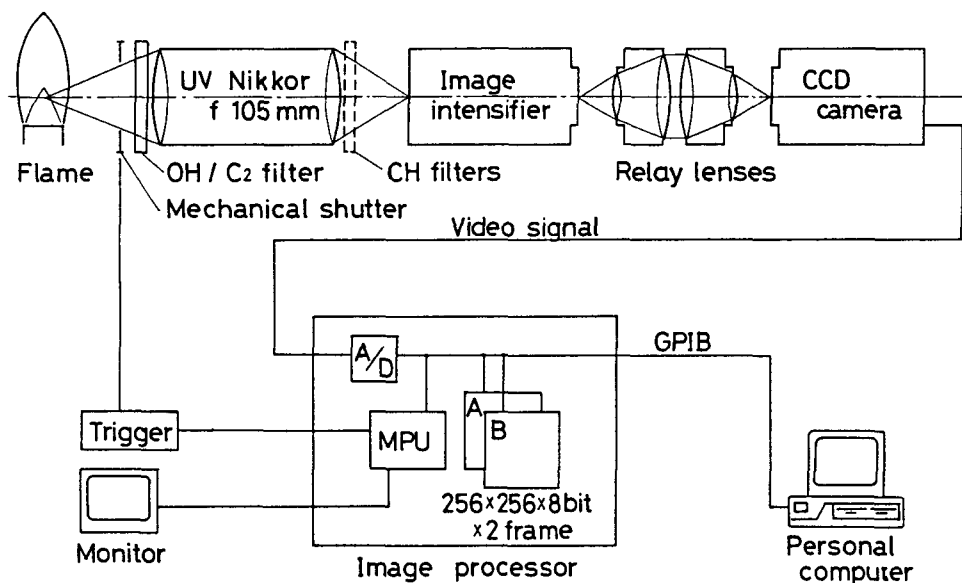


図 2.14 撮像用光学系と画像処理装置

サ（ADS製，IP-2）の画像メモリ（ $256 \times 256$ 画素，2画面，256階調）に格納される。この画像データはホストコンピュータ（NEC製，PC-9801UV2）に転送された後，各種画像処理およびディスクへの保存が行われる。

I.I.は，幾何ひずみと感度の均一性を犠牲にして，低価格の静電収束型を用いたが，これらの欠点は画像演算によって補正することにした。受光窓にはサファイアが使われており，光電面感度ピーク400nm，分光感度範囲140～850nmなので，紫外域の光に対しても十分な感度を有している。瞬間像の撮影には，(a) I.I.の前に機械式シャッタを設置する，(b) I.I.のMCP（Microchannel Plate）にパルス電圧を掛ける，(c) CCD（Charge Coupled Device）の前に電子シャッタをつける，の3とおりの方法が考えられるが，(c)はI.I.蛍光面輝度の点で問題があり，(b)はコストがかかることと，I.I.の感度とS/N比の点から露光時間の限界が1ms付近にあることが判明している（文献[11]の著者との討論による）ため，(a)の方法でも十分であると判断してこれを採用

することにした。なお、本章で用いたシャッタの公称露光時間は1msである。

I.I.の幾何学的ひずみ(画面中央部と周辺部の相対倍率差)はカタログ値で7%であり、標準格子を撮影して、画像処理により補正することは可能である。しかし、画面の中央部のみを使用する場合や、定性的な観察には、必ずしも補正を必要としない。感度の不均一性については、均一照度画面を撮影して、感度補正テーブルを作ることにより、補正が可能である。I.I.感度の非線形性については、分光器で較正し、蛍光面輝度が光電面照度と線形関係になるように画像補正した。I.I.感度の経時変化に対しては、 $F_0(\text{CH}) \sim F_2(\text{CH})$ を2~4画面取り込むごとに切り換えて対処した。

軸対称火炎のラジカル自発光像を火炎軸を含む縦断面内輝度分布(以後、断面像と呼ぶ)に変換するアルゴリズムには、もっとも基本的な行列法[10]を採用した。これは視野半径を64等分した64×64の直交格子を作り、各格子点の輝度と発光像各点の輝度との関係を与える行列式をGaussの消去法で解くものである。火炎とレンズの間の距離は無量大と仮定した。また、光路上の吸収や散乱も考慮することが可能であるが、本実験で対象とした火炎のスケールでは、その影響は大きくない。

### 2.3.2 ラジカル自発光画像の精度

W-P火炎を用いて、時間平均したOHおよびCH自発光画像の精度を検討した。

図2.15は、 $y = 10\text{mm}$ の水平断面におけるOH自発光像の輝度分布(実線)を、同一断面において分光器で測定したOH(0,0)バンドのバンドヘッド( $\lambda = 306.4\text{nm}$ )の発光強度分布(●印)と比較したもので、両者ともピーク値で正規化されている。分光器で得られたデータに比べてOH自発光の分布範囲が狭くなっているが、これは、分光器の集光レンズ(直径50mm)に比べて、写真用レンズ(直径23mm、火炎からの距離は両レンズともほぼ同じ)の視角が小さ

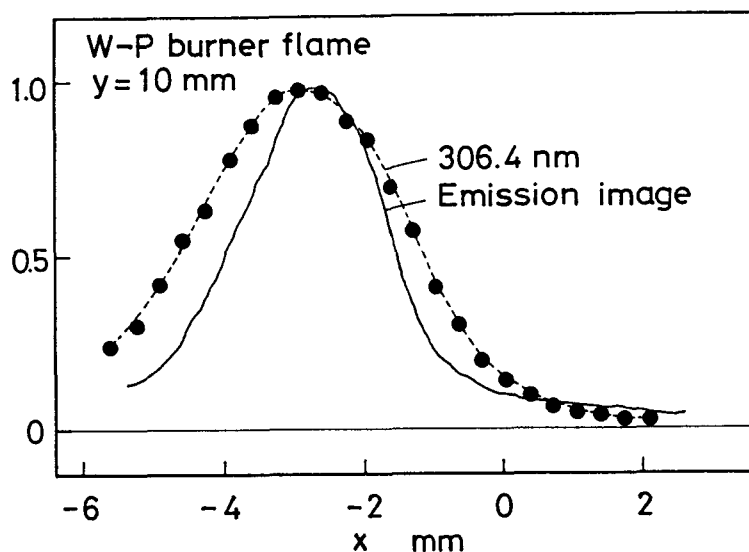


図 2.15 OH自発光像輝度分布と分光測定結果との比較

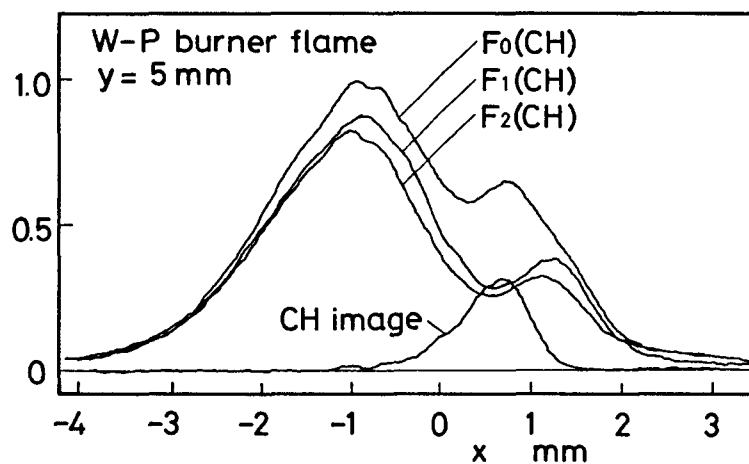


図 2.16 フィルタ透過像とCH自発光像の輝度分布

かったためと思われ、分光器データに比べて視差の影響が減ったことを除けば精度に大差はないと考えられる。

図 2.16 は、 $y = 5 \text{ mm}$ 断面における  $F_0(\text{CH}) \sim F_2(\text{CH})$ 透過像の輝度分布と、

それらの画像処理により得られたCH自発光像の輝度分布である。分光データを用いたシミュレーション（図2.11参照）と非常によく一致を示しており、CH自発光像の輝度レベルも十分高い。

図2.17は、 $y = 2\text{ mm}$ 断面における $F_0(\text{CH})$ 透過像ならびにCH自発光像の輝度分布（細実線ならびに太実線）を、分光器を用いて求めた $\lambda = 431.2\text{ nm}$ のピークにおける発光強度分布（□印）ならびにそれと $\lambda = 431.6\text{ nm}$ における発光強度分布との差として求めたCH自発光強度分布（●印）と比較したものである。CH自発光像の精度と感度は極めて良好である。なお、CH自発光像の輝度は $F_0(\text{CH})$ 透過像の輝度のピーク値で、また、CH自発光強度分布は $\lambda = 431.2\text{ nm}$ の発光強度のピーク値で正規化されている。

図2.18(a), (b)は、W-P火炎の、それぞれ、32回平均されたOHおよびCH自発光画像である。前者は、それ自身のピーク輝度で7段階に、後者は、 $F_0(\text{CH})$ 透過像のピーク輝度で6段階に正規化されている。OHとCHの自発光強度分布が全く異なった形状をしているが、これは、W-P火炎が非常に高

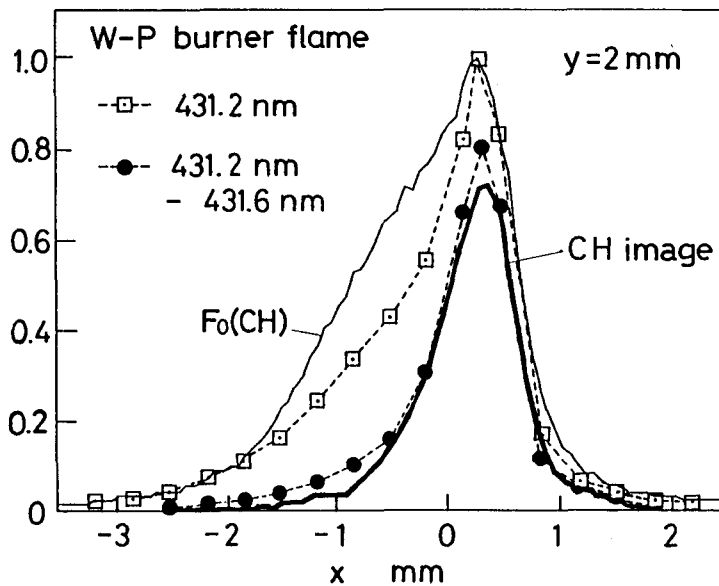


図2.17 CH自発光像輝度分布と分光測定結果との比較

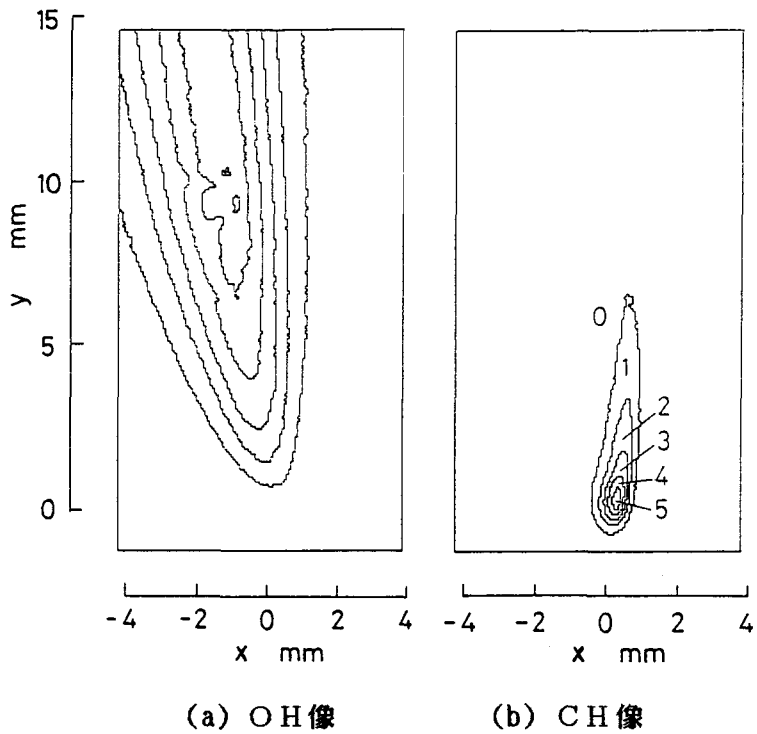


図 2.18 Wolfhard-Parker 火炎の OH および CH 自発光像

温であるために、熱的励起や平衡点における可逆反応によって生じる OH ラジカルの発光が、式(1)の反応によって生じる OH 自発光に比べてはるかに強いことに起因すると考えられる。したがって、このように非常に高い温度場での OH 自発光画像は、燃烧反応とは無関係に燃烧ガスの温度に対応したものと見るべきであろう。

#### 2. 4 変動のある火炎への適用

W-P 火炎を対象とした実験により、本方法が固体発光を伴う層流拡散火炎に応用できることが明らかになった。しかし、乱流火炎や噴霧火炎などの実用火炎は時間的に変動するので、画像間の輝度差をとる必要のない OH 自発光画

像はともかく、2画面間のわずかな輝度差から抽出されるCH自発光画像については、平均化後の画像間の演算が可能かどうかを確かめる必要がある。さらに、軸対象火炎の自発光画像はそのままでは価値が低いので、軸を含む断面内の分布に変換できるのかも確認する必要がある。

そこで、変動する不輝炎である乱流ブンゼン火炎を対象に、各種ラジカル自発光の時間平均像と瞬間発光像の撮影を試みた。ブンゼンバーナは、口径12.5mmで、環状のパイロットバーナを持つ。実験条件として、近寄り速度は2.5m/s一定で、主流の当量比を0.7~1.2の範囲で変化させた。パイロット火炎の当量比と流速は、それぞれ、1.3と0.5m/sである。この火炎は、各ラジカル発光バンド付近の背景発光が十分微弱であったため(図2.2参照)、表2.1にあるF(OH), F<sub>0</sub>(CH), F(C<sub>2</sub>)のフィルタ透過像をもって、各ラジカルの自発光像とした。

図2.19は、主流当量比 $\xi = 1.0$ の場合の、OH, CH, C<sub>2</sub>ラジカルの自

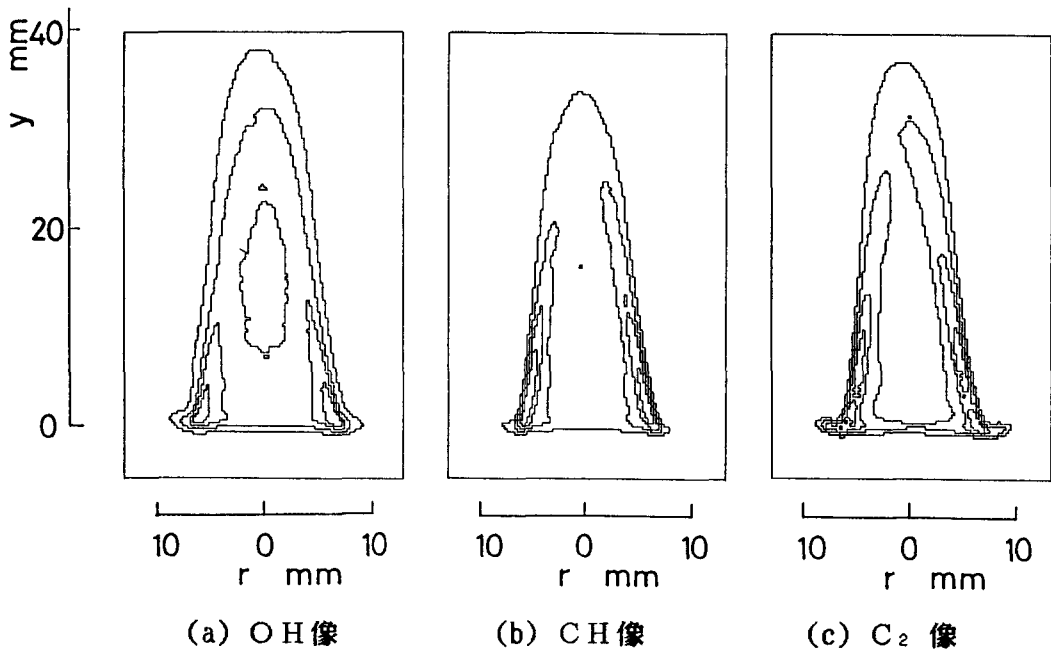


図2.19 乱流ブンゼン火炎の時間平均自発光像

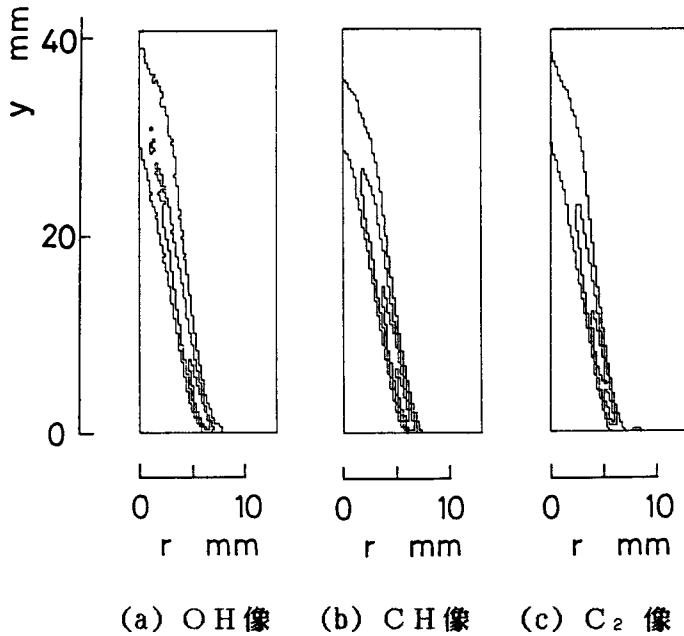


図 2.20 乱流ブンゼン火炎の時間平均自発光断面像

発光像である。各画像は、それぞれ、32画面の平均像であり、最高輝度の値で5段階に正規化されている。これらの画像を前述の行列法によって断面像に変換したものが図2.20で、図を見やすくするため、ピーク輝度で4段階に正規化されている。なお、これらの図から、 $y = 5 \text{ mm}$ の断面における輝度分布は分光器を用いて測定された図2.3ないし図2.5とよく一致していることが分かった。

以上の各図から、CHおよびC<sub>2</sub>ラジカルの自発光は燃焼反応領域にのみ出現するが、OHラジカルの自発光はそれより下流まで広い範囲に分布していることが分かる。これは熱的励起によって生じるOH自発光が式(1)の反応により生じるOH自発光に比べて無視できないレベルにあり、したがって、OH自発光像は、反応場と温度場の複合効果を表示することを意味している。図2.18のOHおよびCH自発光像の分布形状が全く異なったのも、W-P火炎の

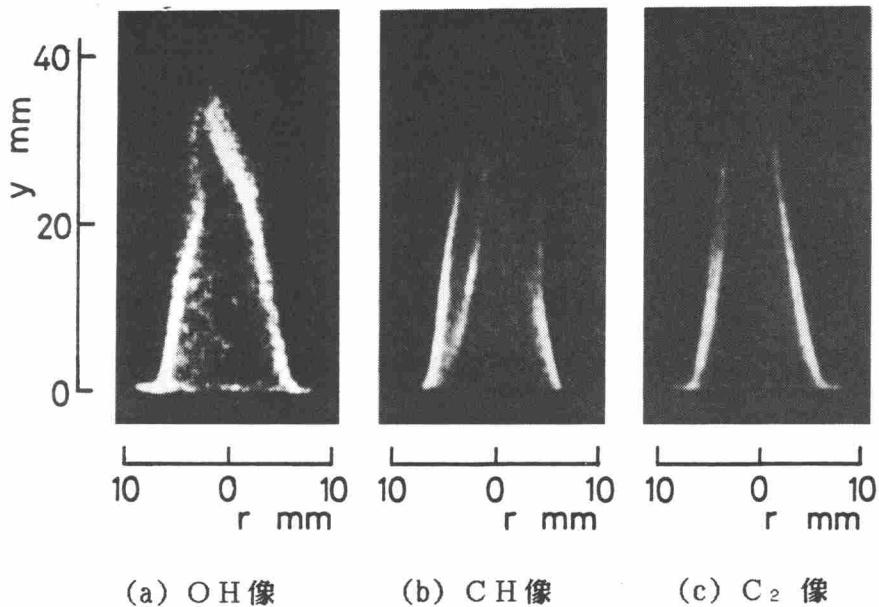


図 2.21 乱流ブンゼン火炎の瞬間自発光像

非常な高温場を考えれば理解できよう。なお、ブンゼン火炎先端部は脈動が大きく、反応密度が下がるためか、輝度が低下している。また、 $C_2$  自発光は当量比の変化に対して、極めて敏感であり、リング状のパイロット火炎が当量比 1.3 の過濃火炎であることもあって、リム付近には強い  $C_2$  自発光が観察される。図 2.21 は、図 2.19 と同じ条件で、機械式シャッタを用いて撮影された瞬間画像である。平均自発光像に比べてノイズが増加するが、思ったより S/N 比の良好な画像が得られており、火炎の挙動を見るのには十分である。なお、光学系の感度にも依存するが、瞬間画像においても OH 自発光は、CH や  $C_2$  自発光に比べて広い領域に分布しているようである。

## 2.5 むすび



火炎診断のために、OH、CH、C<sub>2</sub>ラジカル自発光の瞬間像と時間平均像を可視化する画像処理技術を開発した。この技術は不輝炎のみならず、輝炎や変動する火炎にも適用可能である。実験により得られた結果は、以下のとおりである。

- (1) 不輝炎については、1枚の狭帯域光干渉フィルタを通すだけで、画像間演算を行うことなく、背景発光の影響が小さいラジカル自発光像を得ることができた。OH自発光に限れば、輝炎に対しても同様のことが言える。
- (2) 輝炎については、3枚の光干渉フィルタを用いて画素ごとに背景発光強度を評価し、それを分離する方法を開発することによって、高輝度、高S/N比、高精度のCH自発光時間平均像を得ることができた。しかし、これをC<sub>2</sub>自発光に適用することは事実上、困難であった。
- (3) OH自発光についてはすべての火炎に対して、また、CHおよびC<sub>2</sub>自発光については不輝炎に対して、露光時間1ms程度の瞬間自発光像が得られた。また、弱輝炎に対しても瞬間自発光像が得られる可能性がある。
- (4) CHおよびC<sub>2</sub>自発光が燃焼反応領域にのみ出現するのに対して、OH自発光は、燃焼反応領域を中心に、高温領域へ広がる傾向にある。

なお、画質を向上させるには、費用さえ許せば、機械式シャッタに代えてゲートパルス電圧を掛けることのできるI.I.や、リレーレンズに代えてI.I.蛍光面とCCD受光面との間に光ファイバ結合を採用することが望ましい。

## 参 考 文 献

- [1] Crosley, D.R. and Dyer, M.J., Proceedings of the International

- Conference of Lasers '82, (1983), 752, STS Press.
- [2] Kychakoff, G. ・ほか3名, Applied Optics, 23-5(1984), 704.
- [3] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Optical Engineering, 25(1986), 1309.
- [4] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 1755, The Combustion Institute.
- [5] Dyer, M.J. and Crosley, D.R., Proceedings of International Conference of Lasers '84, (1985), 211, STS Press.
- [6] Gaydon, A.G. and Wolfhard, H.G., Flames; Their Structure, Radiation and Temperature, 3rd Edition, (1970), 227, Chapman and Hall.
- [7] Gaydon, A.G., The Spectroscopy of Flames, (1957), 114, Chapman and Hall.
- [8] 伊藤・ほか3名, 日本機械学会論文集, 52-481B(1986), 3362.
- [9] Wolfhard, H.G. and Parker, W.G., Proceedings of Physical Society of London, Ser. A, 65-2(1952), 2.
- [10] 樋渡 (編), 不可視情報の画像化, (1979), 224, 昭晃堂.
- [11] 梶本・松井, 第24回燃焼シンポジウム前刷集, (1986), 31.

### 第3章 予混合噴霧火炎の燃焼速度と気液混焼特性

#### 3.1 まえがき

バーナにおける火炎の安定性や、燃焼器、工業炉における燃焼負荷率を支配する最も重要な因子は燃焼速度であり、ガス火炎については層流燃焼速度と乱流燃焼速度の実験データが数多く発表されている[1,2]。噴霧燃焼においても、高温燃焼ガス流中に吹き込まれた燃料噴霧の火炎発生位置は、着火遅れ機構よりも火炎伝ば機構に支配されるという報告[3]があり、燃焼速度データの必要性は明白である。さらに、気液混焼バーナが工業的に多用されている現状では、気体燃料と液体燃料噴霧が共存する場での燃焼速度も知る必要がある。

ところが、噴霧火炎の燃焼速度に関する実験データは極めて乏しく、水谷と西本の研究[4]、PolymeropoulosとDasの研究[5]、BallalとLefebvreの研究[6]、MyersとLefebvreの研究[7]がある程度で、実験の精度や条件範囲にかなり問題が残されている。また、気液混焼時の燃焼速度に関する実用的なデータについても、BrowningとKrallの実験[8]、熊谷らの研究[9]、水谷らの研究[10,11]、Richardsらの研究[12]などが発表されているにすぎない。

噴霧の燃焼速度は乱れの影響を強く受け[4]、また、実用に供する噴霧火炎は気相の乱流変動と極めて密接な関係にあるため、本章では乱流予混合噴霧流を対象として、その燃焼速度を測定することにした。乱流噴霧火炎を高速度撮影してみると、連続した滑らかな火炎面というものは観察されず、不連続な火炎塊がランダムに出現するにすぎないことが分かる(図3.3(b)参照)。このような火炎に対して燃焼速度の概念をそのまま適応できるかどうかは疑わしいが、気体燃料についての乱流予混合火炎の場合と同様、時間平均的に観察するとかなり明確な火炎前縁が噴霧火炎にも存在し、時間平均的に定義される見か

けの乱流燃焼速度は実用上の意義を持つものと期待される。

ところで、気体燃料とは異なり、噴霧の燃焼速度測定データが少ないのは、つぎのような理由による。

- (1) 濃度や速度の脈動が少なく、断面一様性のよい予混合噴霧流を作成することが困難である。
- (2) 噴霧油滴はガスと異なる運動をするので、ガス火炎のように等価一次元火炎の概念が成立せず、燃焼速度を定義しにくい[13]。
- (3) 図3.3(b)に示されるように、火炎局所で確率的に火炎伝播が生じることから、時間平均的な火炎帯はかなり厚く、複雑な非定常構造を持っているので、燃焼速度を支配する火炎代表面を決定することが困難である。
- (4) 微粒化の性質上、燃料流量や油滴平均粒径を独立に変化させることが困難である。また、乱れ発生格子などによって、乱れの強さやスケールだけを独立に変化させることも困難で、実験条件が制限される。

以上の4項目のうち(1)と(3)を克服できれば、とりあえず噴霧火炎の燃焼速度の測定が可能となる。

そこで、本章では、(1)と(3)の解決に焦点を絞って、従来からの直接写真やシュリーレン写真を利用した燃焼速度測定法に再検討を加えた。そして、第2章で述べたOHラジカル自発光の可視化技術を適用して、噴霧火炎の代表面を決定する新たな方法を提案した。

なお、多種燃料混合燃焼の工業的重要性が注目されているが[14]、ガス-噴霧混合燃焼時の燃焼速度に関する実用的なデータは数少なく、アルコールのフォグのような特殊なものを除けば、わずかに上述の文献[10-12]が挙げられる程度である。しかし、それらも乱れの少ない特殊な条件下でのデータであり、乱れの強い場合や油滴平均粒径が大きい場合、どのようになるかという問題点は、未知のまま残されている。そこで、ガス-噴霧混合燃焼時の燃焼速度についても、あわせて検討を加え、測定を行った。

### 3.2 実験装置および方法

濃度や速度の脈動が少なく、断面一様性のよい予混合噴霧流を作るために、種々の方法を試みたが、濃度が十分大きくとれ、かつ十分小さい油滴平均粒径（ザウテル平均粒径が数 $10\mu\text{m}$ 程度）の噴霧流が得られるものとして、二流体噴射弁を用いる図3.1の装置を考案した。

フルコーン型の二流体噴射弁9（SPRAYING SYSTEMS CO. JAPAN 製，Type 2A）で霧化された液体燃料は、空気と十分に混合される。そして、噴霧円すい中央

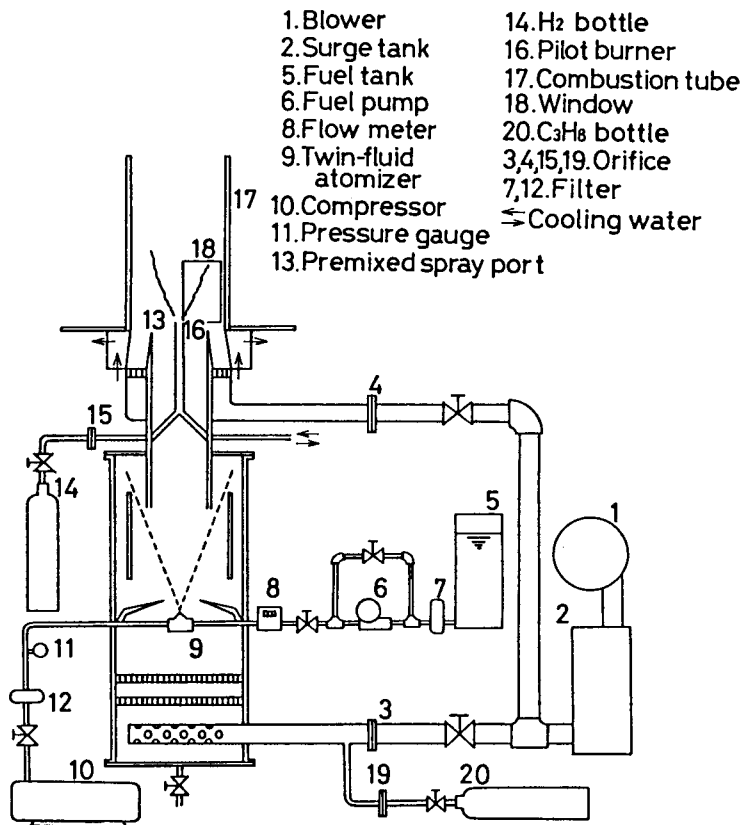


図3.1 予混合噴霧バーナ

部の噴霧油滴が、同流速の同軸周囲空気流とともに予混合噴霧ポート13から燃焼筒17に噴出する。内径80.9mmの燃焼筒には光学測定用にバイコールの平面窓が設けられている。予混合噴霧ポートは水冷されており、その内径は52.7mmで、中央に設置された口径10mmの水素拡散炎パイロットバーナによって、逆円すい型の予混合噴霧火炎が形成される。液体燃料には白燈油を用いた。また、主流空気にプロパンガス20を予混合することによって、プロパン専焼や気液混焼実験も行うことができる。

予混合噴霧流中の燈油流量は、噴霧ポート13の直上で、木綿フィルタに油滴を直接吸引・捕獲して計量した。

油滴の粒度分布は、酸化マグネシウム被膜こん跡法[15]で測定した。この粒度分布から直接油滴平均粒径を求めると、再現性が悪く、誤差が大きいため、実測値を一たん抜山・棚澤の粒度分布関数[16]に回帰して、ザウテル平均粒径 $\bar{d}$ を得た。その一例を図3.2に示す。図中の曲線は、実測値を示す棒グラフ

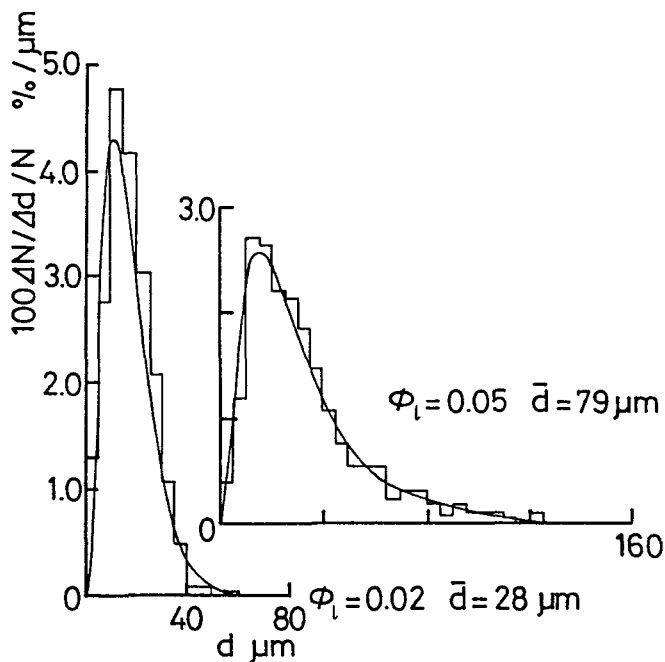


図3.2 粒度分布 ( $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ ,  $\alpha' = 1.30\text{m/s}$ )

から求めた抜山・棚澤の粒度分布関数である。

予混合噴霧流の流速と乱れ強さは、二流体噴射弁への液体燃料供給を止め、霧化用空気だけを噴射した状態で、定温度型熱線風速計（日本カノマックス製、CTA 1011）を用いて測定した。

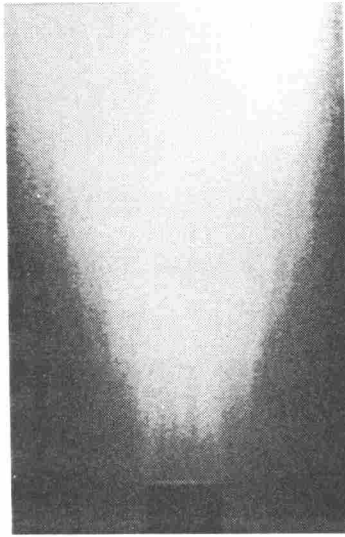
火炎の温度は、燃料油滴の付着や熱放射を防ぐため、素線径 $100\mu\text{m}$ のPt/Pt-13%Rh熱電対を内蔵した口径 $5\text{mm}$ の再結晶アルミナ製吸引式温度プローブで測定した。この温度プローブの使用に際しては、ガス専焼火炎を用いて十分に校正を行った。なお、熱電対には表面反応防止のため、 $\text{SiO}_2$ コーティングが施されている[17]。

各種ガスの組成および $\text{NO}_x$ の濃度は、吸引口径 $0.3\text{mm}$ のステンレス製水冷サンプリングプローブで音速吸引して捕集されたガスサンプルを、ガスクロマトグラフ（島津製作所製、GC-4A）もしくは化学発光式 $\text{NO}_x$ 分析計（柳本製作所製、ECL-30）で分析することにより決定した。

OHラジカル自発光像の撮像系は第2章で示したものと同一である（図2.14参照）。一方、火炎のシュリーレン写真は、水銀灯を光源とし、カメラの低速シャッターを用いる長時間露光法と、ストロボスコープを光源とし、図2.14の撮像系のCCDカメラ以後を用いて、多数枚の瞬間像を平均化する画像平均化法の二つの方法で撮影し、比較・検討した。

### 3.3 燃焼速度を支配する火炎代表面決定方法の検討

図3.3に、(a)露光時間 $1/15$ 秒で撮影した火炎の直接写真と、(b) $5000$ こま/秒で撮影した直接写真の1こまとを示す。 $1/15$ 秒程度の露光時間（図3.3(a)）では、多少のおうとつを別にすれば、連続した火炎面が存在するように見える。ところが、図3.3(b)の短時間露光写真で見ると、もはや連続した火炎面は観察されず、不連続な火炎塊の集合体のように見える。このことから、



(a)直接撮影（露光時間1/15s）      (b)高速度撮影（5000コマ/s）

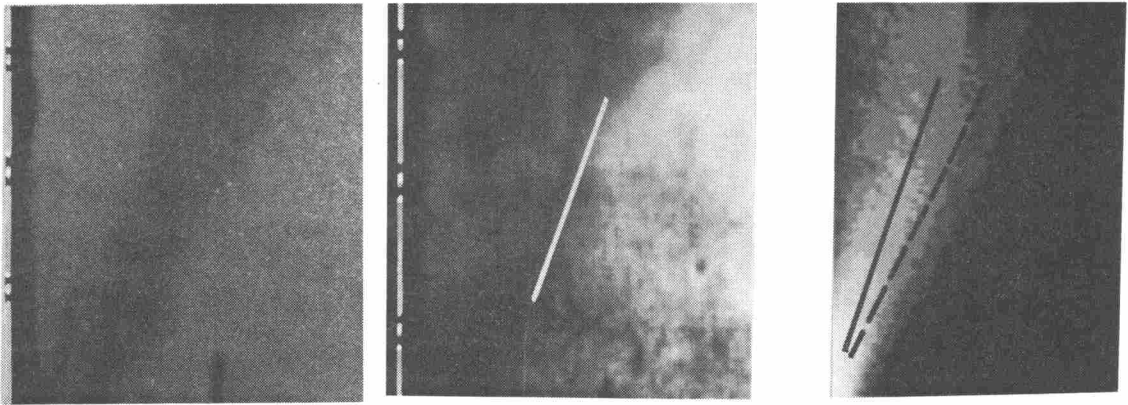
図3.3 露光時間の違いによる火炎直接写真像の変化

( $\bar{U} = 4.3\text{m/s}$ ,  $u' = 0.98\text{m/s}$ ,  $\phi_t = 0.050$ ,  $\bar{d} = 47\mu\text{m}$ )

噴霧火炎は、ガス火炎とは異質な特徴，すなわち，不均一な燃料噴霧の分布に起因する局所的な火炎伝ば機構と，火炎伝ばとは別の噴霧油滴自身の燃焼過程とを合わせ持っていることが分かる．この噴霧の火炎構造および伝ば挙動に関しては，第4章および第5章において詳細な計測を行って説明することにした．さて，時間平均的に定義される見かけの燃焼速度を求めるために，火炎の直接写真を利用することを考えてみる．図3.3(a)の長時間露光像は火炎塊の存在範囲の上流側包らく線を与えることになるので，この像から火炎代表面を決めると，代表表面と流線とのなす角度，すなわち火炎角 $\Theta$ を大きく見積りすぎてしまうことになる．

図3.4 は種々の撮影方法で得られた火炎像で，各画面の左端の一点鎖線が火炎中心軸に一致する．図3.4(a)は露光時間1/15秒のシュリーレン写真であ





(a) 長時間露光

(b) 画像平均化

(c) OHラジカル

シュリーレン像

シュリーレン像

自発光断面像

図3.4 各種噴霧火炎画像

( $\bar{U} = 4.3\text{m/s}$ ,  $u' = 0.98\text{m/s}$ ,  $\phi_t = 0.050$ ,  $\bar{d} = 47\mu\text{m}$ )

るが、非常に不明りょうで、火炎構造に関する情報はほとんど含まれていない。また、シュリーレン光学系のナイフエッジによる光路の切り方や写真の焼き付け方によって像の形状が変化する。図3.4(b)は、瞬間像を64回平均して得られたシュリーレン画像で、図中の白線は火炎代表面の輪郭を表す。この場合、火炎の輪郭は比較的明りょうに出るが、火炎塊の出現ひん度が画像化されておらず、最上流火炎塊の包らく線が見かけの火炎輪郭となり、これを火炎代表面としてよいものかどうか疑問が残る。図3.4(c)は、OHラジカル自発光像を断面像に変換して、最高輝度レベルの20, 40, 60, 80, 100%以下の各領域を、画面の明度で表示したものである。各水平断面の最高輝度の位置を結ぶと実線のようになり、これが反応の最も盛んな面、すなわち火炎の代表面と考えられる。図3.4(c)の破線は図3.4(b)の白線と同じもので、やはり画像平均化シュリーレン像は火炎の上流側輪郭を表示しているにすぎなかったことが分かる。なお、各写真では火炎軸方向のスケールが異なっている。

### 3.4 OH自発光輝度分布と温度および各種ガス組成分布との相関

図3.5は、気液混焼火炎の、火炎中心軸を含む断面内で時間平均されたOH自発光強度分布、ガス温度分布およびCO、CO<sub>2</sub>、O<sub>2</sub>、NO<sub>x</sub>の濃度分布を示している。座標軸は、パイロットバーナポートの中心を原点にとり、火炎軸方向にh、半径方向にrをとった。

図3.5の(a)と(b)とを比較すると、OH自発光強度分布と温度分布との間には対応関係があり、等温線の密な領域、すなわち温度こう配の大きい領域と、OH自発光の強い領域とがほぼ一致していることが分かる。なお、熱電対が溶融してしまうため、1600°C以上の高温領域については測定を行っていない。

図3.5の(a)と(c)~(e)とを比較すると、OH自発光の強い領域において、CO濃度は0.5~1.0%、CO<sub>2</sub>濃度は0.5~2.0%、O<sub>2</sub>濃度はおよそ18%であることが分かる。なお、パイロット火炎の影響を受けるr < 7mmの領域については考慮していない。

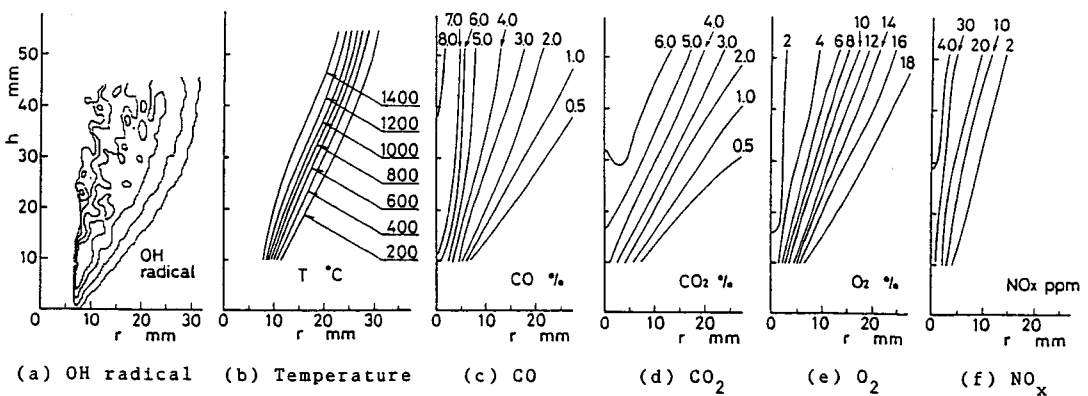


図3.5 OH発光輝度分布、ガス温度分布、ガス組成分布の比較

( $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ ,  $u' = 1.16\text{m/s}$ ,  $\phi_t = 0.020$ ,  $\phi_g = 0.045$ ,  $\bar{d} = 37\mu\text{m}$ )

さらに、 $\text{NO}_x$ 濃度の分布（図3.5(f)）をOH自発光分布（図3.5(a)）と比較して見ると、 $\text{NO}_x$ は主として火炎代表面の下流域で生成されていることが確認できる。

以上のことから、時間平均的に見て、OH自発光輝度の高い領域が、燃焼反応の最も活発な領域とよく対応しており、燃焼速度を支配する火炎代表面と見なして差し支えないことが分かる。一方、長時間露光写真やシュリーレン写真から決定される火炎前縁は、ガス温度やCO濃度のかなり低い、比較的上流領域に位置しており、火炎代表面と見なすのに無理があることも分かる。それゆえ、これ以後、燃焼速度の測定は、OH自発光の断面輝度分布画像を用いて行うことにする。

### 3. 5 燈油噴霧の燃焼速度

予混合噴霧流の気相平均流速 $\bar{u} = 5.5\text{m/s}$ のときの、燈油噴霧の燃焼速度 $S_r$ を図3.6および図3.7に示す。ただし、燃焼速度 $S_r$ は、火炎の代表面と火炎中心軸とのなす角度 $\theta$ を火炎角として、

$$S_r = \bar{u} \sin \theta \quad (1)$$

と定義した。図3.3(a)から見て流線はやや外側に広がっているようであるが、代表面と流線とのなす角度 $\Theta$ の測定が困難なので、やむなく $\theta$ を採用することにした。

図3.6の横軸は燈油-空気質量流量比 $\phi_i$ 、パラメータは油滴の平均粒径 $\bar{d}$ の代表値（許容幅 $\pm 5\ \mu\text{m}$ ）である。この図から、 $\phi_i$ が増加するか、あるいは平均粒径 $\bar{d}$ が減少すると、燃焼速度 $S_r$ は線形に増加することが分かる。しかし、 $\phi_i$ と $\bar{d}$ の組み合わせによって霧化用空気圧力 $P_r$ が変化するので、乱れ強さ $\beta$ も変化する。ゆえに、 $\bar{d}$ を一定に保つには、 $\phi_i$ に比例して $P_r$ を上げなければならないので、自ずと気相の乱れ強さが増し、燃焼速度が大きくなる。そ

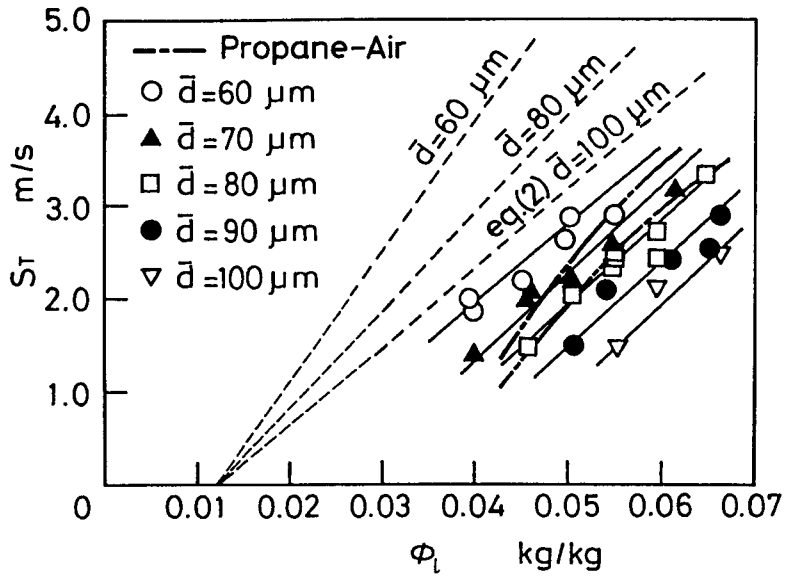


図 3.6 燈油噴霧の燃焼速度 I ( $\bar{U} = 5.5 \text{ m/s}$ )

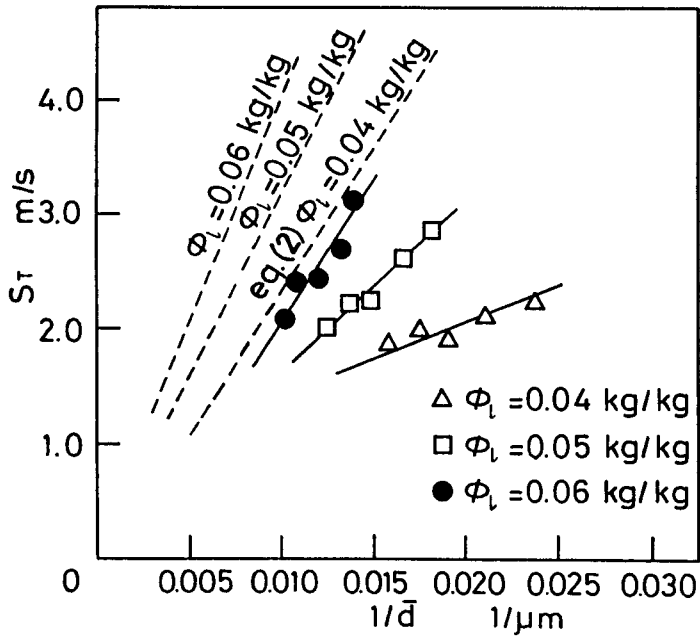


図 3.7 燈油噴霧の燃焼速度 II ( $\bar{U} = 5.5 \text{ m/s}$ )

の影響を受けて、 $\bar{d} = \text{const.}$ の直線は、本来あるべきこう配よりも大きくなる傾向にあると考えられる。

図中の2本の一点鎖線は、燈油の噴射を止め、燃焼用空気に予混合されたプロパンの乱流燃焼速度を測定した結果である。上側および下側の一点鎖線は、それぞれ、二流体噴射弁から0.30MPa、0.10MPaの噴射圧力で、霧化用空気だけを噴射したときに対応する（実測点は、図3.8にプロットされている）。これらの値は、やや小さくなっているが、文献[2]に示されている範囲内にある。この図から、平均粒径が $70\mu\text{m}$ 以上の場合、燈油の燃焼速度はプロパンのそれよりも小さいことが分かる。

文献[4]には、燈油噴霧の燃焼速度の経験式

$$S_T = (6800/\bar{d}) \cdot (\phi_t - 0.012) u^{1.15} \quad (2)$$

が与えられているので、この式から計算した $S_T$ を図中に破線で記入しておいた。本実験での実測値と定性的には合っているが、その絶対値には2倍程度の大きなひらきがある。これは、文献[4]の実験が、濃度脈動の非常に大きな状態で実施されたことと、直接写真を用いて火炎角 $\theta$ を決定していたことによるものと考えられる。このことから、濃度脈動を軽減し、代表面の決定方法を改良した効果は非常に大きいことが分かる。

図3.7は横軸に平均粒径の逆数、 $1/\bar{d}$ 、をとって図3.6をプロットし直した図である。図中の破線はやはり式(2)で計算した値であるが、図3.6の場合と同様のことが言える。

なお、本実験の結果は文献[7]のデータとも定性的に一致している。

### 3.6 プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度と気液混焼効果

図3.8は、乱れ強さを一定にして、プロパン-空気予混合気に含まれているプロパンの一部をそれと同流量の燈油噴霧に置き換えたとき、燃焼速度がど

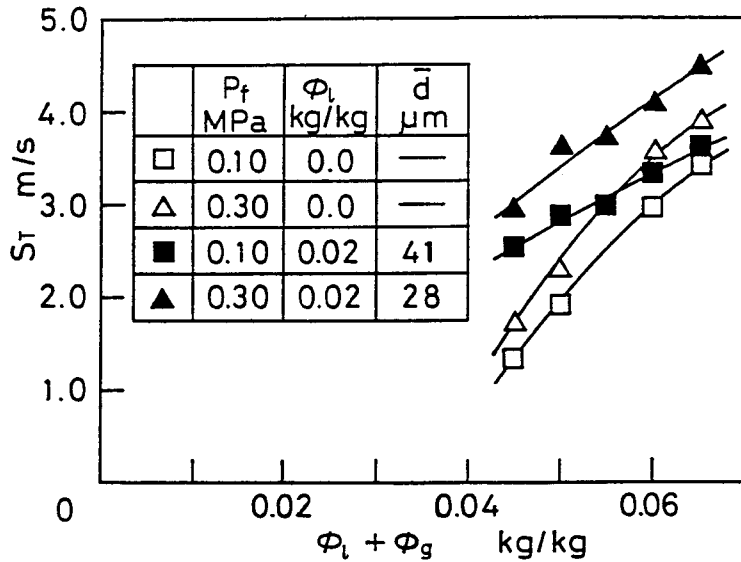
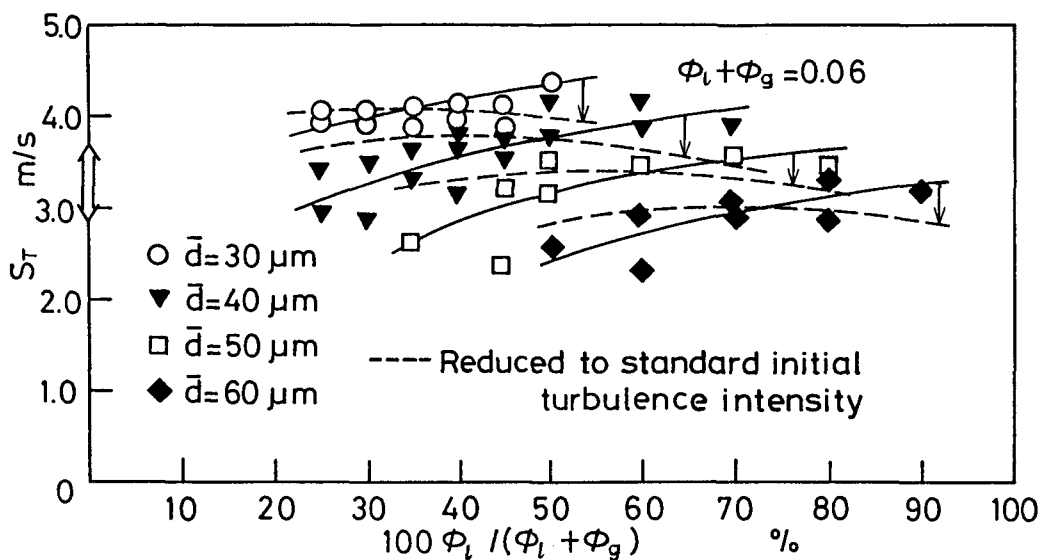


図3.8 気液混焼効果 ( $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ )

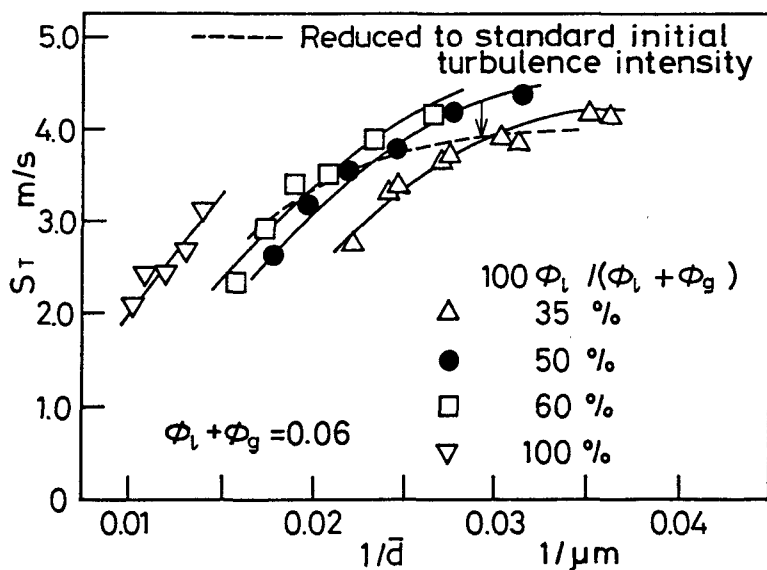
の程度変化するかを調べ、気液混焼効果を明らかにした結果である。ただし、混焼割合にかかわらず、乱れ強さをほぼ決定する霧化用空気は、その圧力  $P_f$  を一定に保って噴射し続け、プロパン専焼（□印と△印）から気液混焼（■印と▲印）に変化させている。なお、文献[8]によると、燈油蒸気とプロパンガスは、ほぼ同じ燃焼速度を持っている。

その結果、同じ乱れ条件下で、 $\bar{d} = 41\mu\text{m}$  ( $P_f = 0.10\text{MPa}$ ) のときは□から■に、 $\bar{d} = 28\mu\text{m}$  ( $P_f = 0.30\text{MPa}$ ) のときは△から▲に、燃焼速度が増加することが分かる。これから、全燃空比 ( $\phi_l + \phi_g$ ) が小さいほど、また平均粒径  $\bar{d}$  が小さいほど、プロパン専焼に比して混焼の効果が大きいことが分かる。ただし、プロパンと置換する燈油の燃空比  $\phi_l$  は、0.020一定とした。

図3.9は、全燃空比 ( $\phi_l + \phi_g$ ) を0.060一定に保った時の、プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度である。図3.9(a)は横軸に全燃料中の燈油の質量百分率  $100\phi_l / (\phi_l + \phi_g)$  を、また図3.9(b)は横軸に平均粒径  $\bar{d}$  の逆数をとっている。以後、この百分率を混焼割合と呼ぶことにする。



(a) 燃料中の燈油質量割合の影響



(b) 油滴平均粒径  $\bar{d}$  の影響

図 3.9 プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度 I  
( $\bar{U} = 5.5 \text{ m/s}$ ,  $\phi_l + \phi_g = 0.060$ )

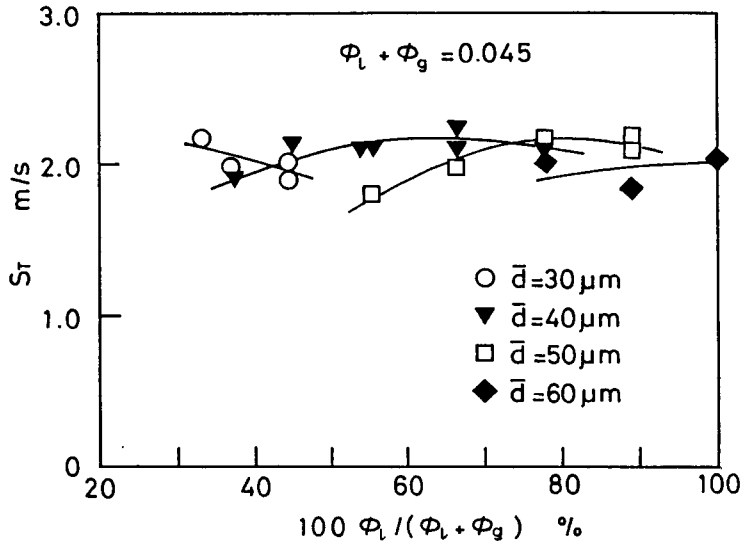
これらの図から、混焼割合、すなわち、燃料に占める燈油の質量割合が増すほど、また平均粒径が減少するほど、燃焼速度は増加することが分かる。

ここで注意すべきことは、図3.6および3.7の場合と同様に、図3.9(a)の平均粒径一定の曲線、あるいは図3.9(b)の気液混焼割合一定の曲線に沿って、乱れ強さが変化していることである。これは、燈油の噴射率あるいは平均粒径のどちらか一方を一定に保って他方を変化させるには、二流体噴射弁の霧化用空気圧力 $P_r$ を変化させなければならず、その結果、気相の乱れ強さまでもが変化してしまうためである。そこで、任意の $P_r$ 値に対する燃焼速度を、基準の $P_r$ 値(=0.15MPa; すなわち実験条件に対して変化するプロパン燃焼速度の平均値が得られる霧化圧力)に対する燃焼速度に変換することを試みた。プロパン専焼時( $\phi_o=0.060$ )に噴射弁から霧化用空気のみを噴かせておき、 $P_r$ を種々に変化させると、縦軸上に矢印で示した範囲で燃焼速度が変化することが分かった。気液混焼時にも、任意の $P_r$ 値と基準の $P_r$ 値とにおける燃焼速度の比がプロパン専焼時と同じ値をとると仮定して、燃焼速度の測定値を基準の $P_r$ 値に対するものに変換したところ、図3.9中の破線が得られた。

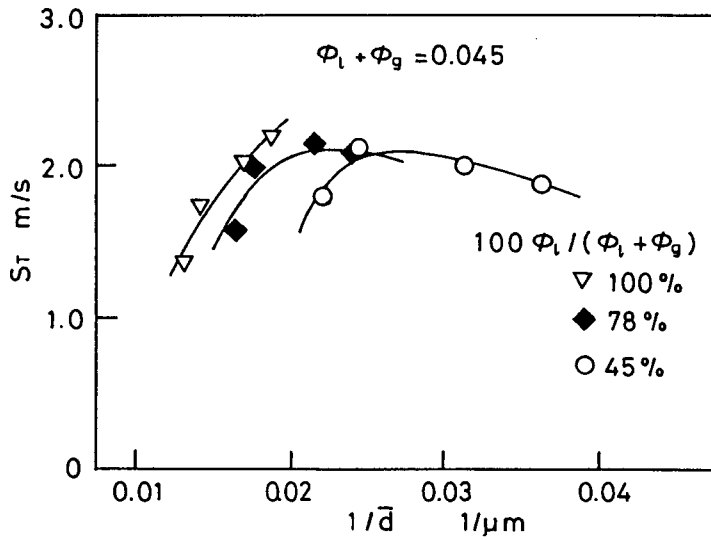
かりに乱れ強さを一定に保って実験が実施できたとして、その結果が図3.9の破線に近いものとするれば、図3.9(a)から見て、一つの $d$ 値に対して燃焼速度が極大値をとる気液混焼割合が存在する。そして、極大点は $d$ 値が減少すると、気液混焼割合の小さい方へ移行する。また、図3.9(b)の破線から推察すると、一つの気液混焼割合に対して、 $d$ 値が減少するほど燃焼速度は増加するが、 $d=30\mu\text{m}$ 付近に極大点が存在するようである。

全燃空比( $\phi_i+\phi_o$ )を0.045に下げると、図3.10が得られる。ただし、この場合、乱れ強さが燃焼速度に及ぼす影響は小さいので、 $P_r$ が一定であると見なして差し支えない。それゆえ、乱れ強さに関する補正は行っていない。この場合には、特定の $d$ 値に対して燃焼速度を最大にする混焼割合が存在する(図3.10(a))のはもちろん、特定の混焼割合に対して燃焼速度を最大にする $d$ 値も存在している(図3.10(b))ことが分かる。





(a) 燃料中の燈油質量割合の影響



(b) 油滴平均粒径  $\bar{d}$  の影響

図 3.10 プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度 I I  
 ( $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ ,  $\phi_l + \phi_g = 0.045$ )

### 3. 7 むすび

濃度脈動の少ない予混合噴霧バーナを製作し、燃焼速度を支配する火炎代表面の決定方法について検討を行った。そして、燈油噴霧ならびにプロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度を測定した。その結果を要約すると、つぎのとおりである。

- (1) 燃焼速度を決定するための火炎代表面としては、火炎の直接写真、シュリーレン写真、OHラジカル自発光像の内、最後のものにおいて、火炎軸を含む断面内の最大輝度点を連ねた面が最適である。
- (2) 燈油噴霧の燃焼速度は、燃空比とともに直線的に増加し、油滴のザウテル平均粒径に逆比例して減少する。
- (3) 燈油噴霧の燃焼速度は文献[4]と定性的に一致するが、その絶対値は文献[4]の値の約半分である。
- (4) 気液混焼効果は全燃空比が低いほど、また油滴平均粒径が小さいほど、顕著である。
- (5) プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度を最大にする混焼割合と油滴平均粒径が存在する。

### 参 考 文 献

- [1] 熊谷, 燃焼, (1976), 岩波書店.
- [2] Andrews, G.E.・ほか2名, Combustion and Flame, 24(1975), 285.
- [3] Mizutani, Y.・ほか2名, Sixteenth Symposium (International) on Combustion, (1977), 631, The Combustion Institute.

- [4] 水谷・西本, 日本機械学会論文集, 38-311(1972), 1844.
- [5] Polymeropoulos, C.E. and Das, S., Combustion and Flame, 25(1975), 247.
- [6] Ballal, S. and Lefebvre, A.H., Eighteenth Symposium (International) on Combustion, (1981), 321.
- [7] Myers, G.D. and Lefebvre, A.H., Combustion and Flame, 66(1986), 193.
- [8] Browning, J.A. and Krall, W.G., Fifth Symposium (International) on Combustion, (1955), 159, Chapman & Hall.
- [9] 熊谷・ほか2名, 第10回燃焼シンポジウム前刷集, (1972), 25.
- [10] 水谷・中島, 日本機械学会論文集, 39-325(1973), 2872.
- [11] 水谷・ほか3名, 日本機械学会論文集, 39-325(1973), 2879.
- [12] Richards, G.A.・ほか2名, Transactions of ASME: Journal of Engineering for Gas-Turbines and Power, 111(1989), 84.
- [13] 水谷・安間, 日本機械学会論文集, 40-335(1974), 2036.
- [14] 佐野, 省エネルギー, 32-3(1980), 8.
- [15] May, K.R., Journal of Scientific Instruments, 27-5(1950), 128.
- [16] 抜山・棚澤, 日本機械学会論文集, 5-18(1939), 131.
- [17] 金原, 気体の燃焼物理, (1985), 71, 裳華房.

## 第4章 予混合噴霧火炎および気液混焼火炎の巨視的構造

### 4.1 まえがき

噴霧火炎の実験的研究の多くは、噴射ノズル直後に形成される高速噴流タイプの乱流拡散火炎を対象としている[1]。しかし、ノズル近傍では、周囲空気の誘引(エントレインメント)や乱流生成の原因となる大規模な渦構造が存在するし、気相と噴霧油滴との間に大きなスリップ速度もあって、噴霧火炎特有の構造や伝ば現象だけを抽出して観測することが困難な流れ場となっている。ChigierとMcCreath[2]、StylesとChigier[3]、YuleとBolado[4]、Maoら[5]は、限られた条件下での実験から得られた情報に基づいて噴霧燃焼の機構を考察し、その火炎構造の模式図を示した。一方、Sirignano[6]、Chiuら[7-9]、BellanとHarstad[10,11]、AnnamalaiとRamalingam[12]は、油滴や固体微粒子の蒸発、燃焼時の集合効果(group effect)を理論的に取り扱っている。しかし、計測が困難を極めるために、現在までのところ、DriscollとPelaccioの研究[13]およびAllenとHanson[14,15]の研究を除いて、いわゆる集合燃焼仮説を実証するに足る実験的情報はほとんど得られていない。

本章では、第3章において製作・使用した、噴霧油滴と燃焼用空気とをあらかじめ十分に混合し、噴霧流の濃度や速度の脈動ができる限り少なくなるよう工夫した予混合噴霧バーナを用い、噴霧火炎の構造を詳細に調査することにした。ただ、この予混合噴霧火炎でさえも、時間平均的には滑らかな火炎面が観察されるにもかかわらず、高速度撮影による短時間露光像ではもはや連続した火炎面は見られず、不連続な火炎塊の集合体として火炎が構成されていた(図3.3参照)。つまり、噴霧火炎はランダムで非定在的に存在する未燃領域、既燃領域、反応領域から構成されており、本質的に不均一性を備えた火炎であ

ると考えられる。

そこで、とくに燃焼反応領域と油滴存在領域に注目して火炎の巨視的な構造を明らかにするため、第2章にて開発した燃焼反応領域の可視化技術をこの噴霧火炎に適用して、非接触測定を行った。具体的には、時間平均的な噴霧火炎の温度場とOH自発光輝度分布との対応関係や、OH自発光およびC<sub>2</sub>ラジカル発光バンドの火炎発光（噴霧火炎のような明るい輝炎においてはすすなどからの固体発光を主に含む可視火炎発光を意味しており、以下ではC<sub>2</sub>バンド発光と呼称する）の瞬間画像を用いて、燃焼反応領域と固体発光領域（既燃領域）との相違点を調べた。また、火炎からのOH自発光像と、油滴群からのミー散乱パターンあるいはC<sub>2</sub>バンド発光像とを同時撮影することによって、燃焼領域と油滴塊あるいはすすを伴う既燃領域の空間的な位置関係も視覚的に捕らえた。さらに、OH自発光、C<sub>2</sub>バンド発光、ミー散乱パターンについて、それぞれ、時間差を持たせた同種類の画像を撮影することにより、不鮮明ではあるが、燃焼領域、既燃領域、油滴群の挙動を動的に捕えることもできた。このような画像は、今までの噴霧燃焼研究において報告されたことのないものである。これらの結果を総合的に検討して、新たな噴霧火炎構造を考察した。

#### 4.2 実験装置および方法

噴霧火炎バーナは第3章で使用したものと同じであり、その構造の概略と寸法を火炎の直接写真とともに、図4.1に示す。座標系は、パイロットバーナ出口中心を原点として、縦軸に火炎軸方向距離 $h$ を、横軸に火炎軸からの半径方向距離 $r$ をとっている。図中の長方形で囲んだ $r = 5 \sim 20 \text{mm}$ 、 $h = 15 \sim 45 \text{mm}$ （ $15 \text{mm} \times 30 \text{mm}$ ）の領域は、同時/時間差撮影を行った範囲を示している。なお、点A、Bは、後述の第5章における計測点である。

実験条件として、気相平均流速 $\bar{u} = 5.5 \text{m/s}$ 一定、燈油-空気質量流量比 $\phi$ 、

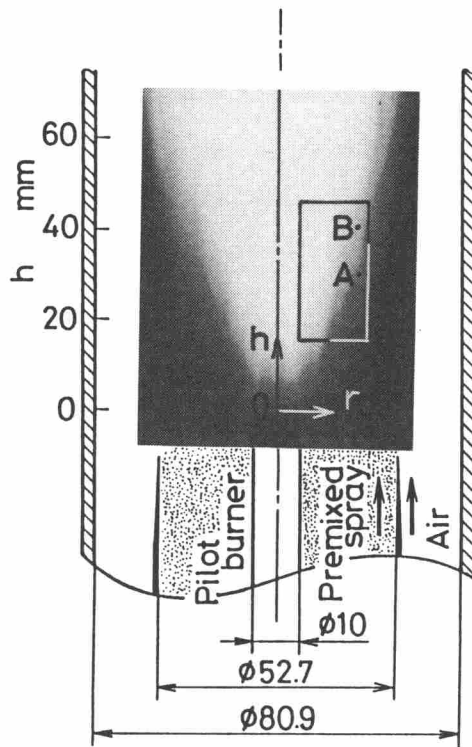


図4.1 予混合噴霧バーナと火炎の直接写真

とプロパン-空気質量流量比 $\phi_0$ を加えた全燃空比 $\phi = 0.065$ 一定（当量比は1よりやや小さく，燃料希薄状態にある）を選んだ。

実験に用いた光学系と画像処理装置を 図4.2 に示す。基本的には第2章で用いた装置（図2.14 参照）と同じであるが，OH自発光， $C_2$ バンドの火炎発光，ミー散乱光のうちの，いずれかあるいは同種類の2画面を，同時にあるいは時間差を設けて撮影できるように改良してある。ただ， $Ar^+$ レーザの波長が $C_2$ ラジカルの発光バンドと近接しているので，ミー散乱光像と $C_2$ バンド発光像の組み合わせでは撮影できない。

$Ar^+$ レーザの光束は，シリンドリカル・レンズ（焦点距離5mm）で平面状に成形され，バーナ軸を含む垂直断面を照射する。そして，平面光束ビームの法線方向から撮影することにより，そこを通過する油滴群のミー散乱光の強度

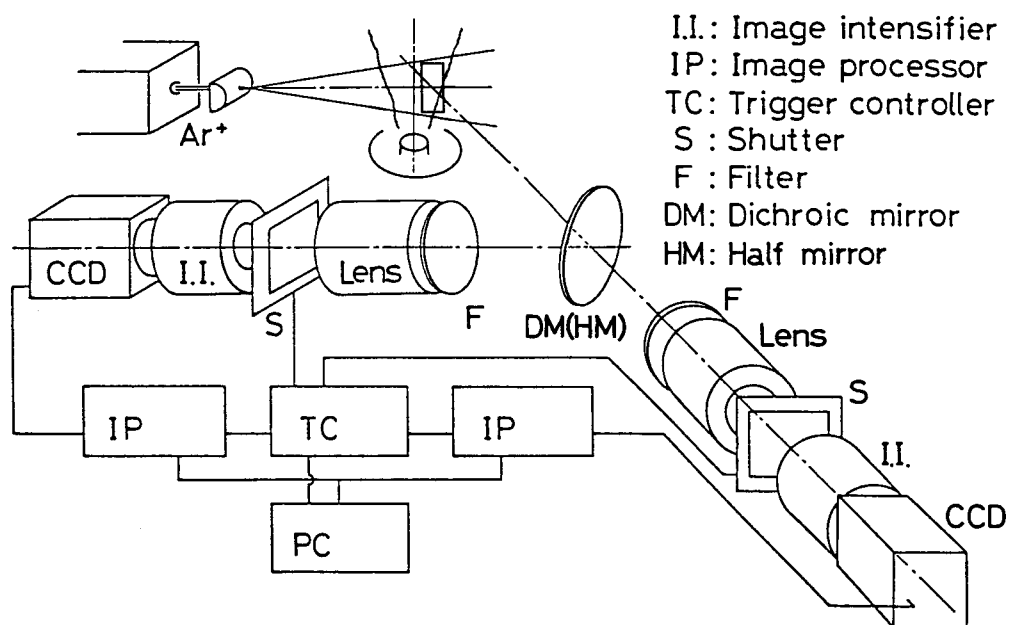


図 4.2 同時/時間差撮影用光学系

分布が2次的に観測できる。一方、ラジカルやすすなどによる火炎発光も同じ方向から撮影するが、この場合は、レーザ光を利用しないのでビームの厚みに関係なく、光学系の光軸方向の積算光量が画像化されることになる。

ダイクロイック・ミラーDMにおいて、 $C_2$  バンド発光やミー散乱光を含む可視域の光は透過し、OH自発光を含む近紫外域の光は反射して、いずれの光も適当な光干渉フィルタF、UVニッコール・レンズおよびパーソナル・コンピュータPCからの電気的なトリガ信号で開閉される機械式シャッタS（フォーカルプレーン・シャッタ、露光時間は1ms～開放）を備えたイメージ・インテンシファイアI.I.の光電面上に結像させた。

撮影や画像処理に関する制御は、すべてパソコンPCによって行われ、2台のCCDカメラからのビデオ信号がそれぞれの画像処理装置IPに画像データとして格納された後、PCに転送されてフロッピー・ディスクに保存される。シャッタの制御には、PCのシステムバスに接続した汎用パラレル・インターフェイス

(実装素子は $\mu$ PD8255)を用い、トランジスタ・スイッチによってシャッタ用ソレノイドを駆動した。

DMをハーフ・ミラーHMに変更し、光干渉フィルタFを同種類のものに変更すれば、2枚のシャッタの開閉時刻をずらすことによって、時間差のある同種類の2画像が撮影できる。ただし、HMには可視域用とOHバンドを含む近紫外域用の2種類を準備した。

このような改造を行うことにより、不鮮明ではあるが、火炎伝ばや油滴群の挙動などについての動的な解析が可能となった。なお、同時/時間差撮影時に

表4.1 同時/時間差撮影用光干渉フィルタの特性

フィルタの種類	ピーク波長 (nm)	透過率 (%)	半値幅 (nm)
OH	310.0	37.0	12.0
	308.0	26.5	14.0
C <sub>2</sub>	516.0	44.5	10.5
	516.5	44.5	11.5
Ar <sup>+</sup>	514.4	69.0	1.7
	514.5	72.0	1.8



は、ミラー（DMまたはHM）挿入による光量不足を補うため、おのおののイメージ・インテンシファイアI.I.の光電面に対する露光時間を1msから2msへ変更することにした。また、時間差は、制御プログラムの関係で2ms以下には設定できなかった。

表4.1に、使用した光干渉フィルタの透過光ピーク波長および半値幅をまとめて示す。ただ、2枚のフィルタを全く同じ性能にすることは技術的に不可能であるため、若干値が異なっている。

### 4.3 火炎構造についての考察

#### 4.3.1 時間平均的なOH自発光輝度分布と温度分布との相関

図4.3ないし図4.5は、それぞれ、全燃空比 $\phi = 0.065$ 一定の、プロパン専焼時、気液混焼時（ $\phi_l = 0.020$ ,  $\phi_g = 0.045$ ）、燈油専焼時におけるOH自発光輝度分布（図(a)）と火炎温度分布（図(b)）の対比図である。

この撮影の場合には、1種類の画面だけなのでDM（あるいはHM）を取り除いて、1台のイメージ・インテンシファイアI.I.のみを駆動した。また、時間平均像の撮影であるため、機械式シャッタを作動させず、ビデオ画面（1/30sの時間平均画像）の64枚分を加算平均した。

火炎の温度測定は、第3章で述べたように、SiO<sub>2</sub>コーティングを施した熱電対が内臓されている吸引式温度プローブで行った。

いずれの場合においても、OH自発光輝度レベルの高い領域と等温線の密な領域、すなわち、温度こう配の大きい領域とがほぼ一致している。このことは、3.4節でも述べたように、OH自発光の強い領域と燃焼反応が盛んな領域とは極めてよい対応関係があることを意味している。

火炎温度の分布を見ると、燈油専焼時（図4.5(b)）は、プロパン専焼時（

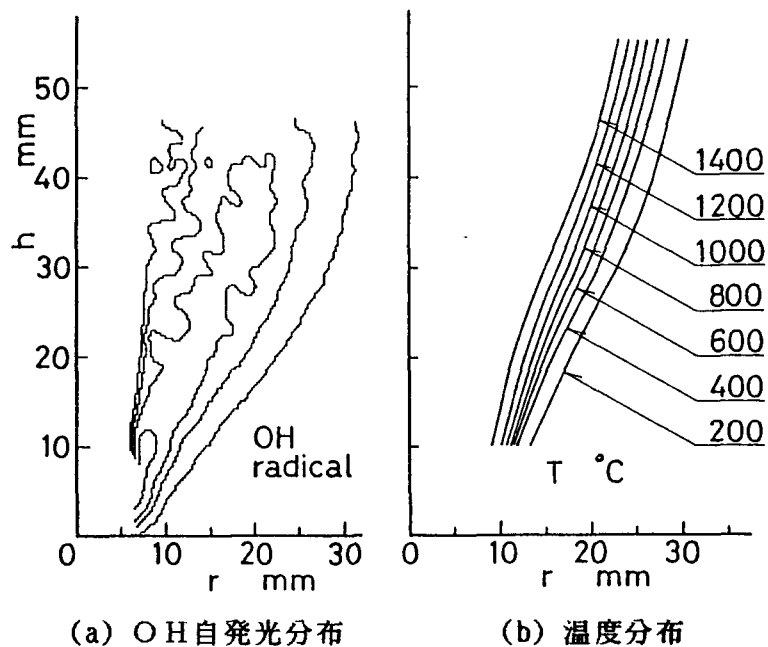


図 4.3 プロパン専焼火炎のOH自発光分布と温度分布 ( $\phi_g = 0.065$ )

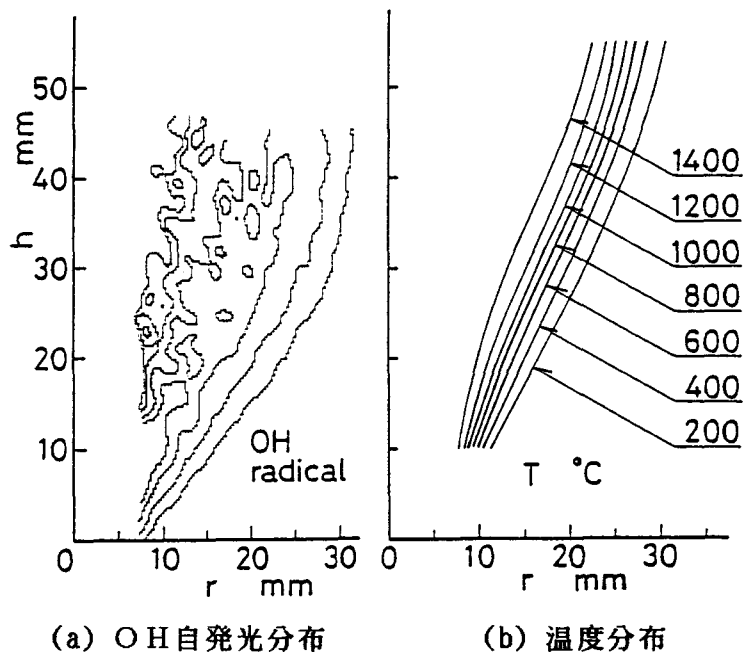


図 4.4 気液混焼火炎のOH自発光分布と温度分布  
( $\phi_l = 0.020$ ,  $\phi_g = 0.045$ ,  $d = 37 \mu\text{m}$ )

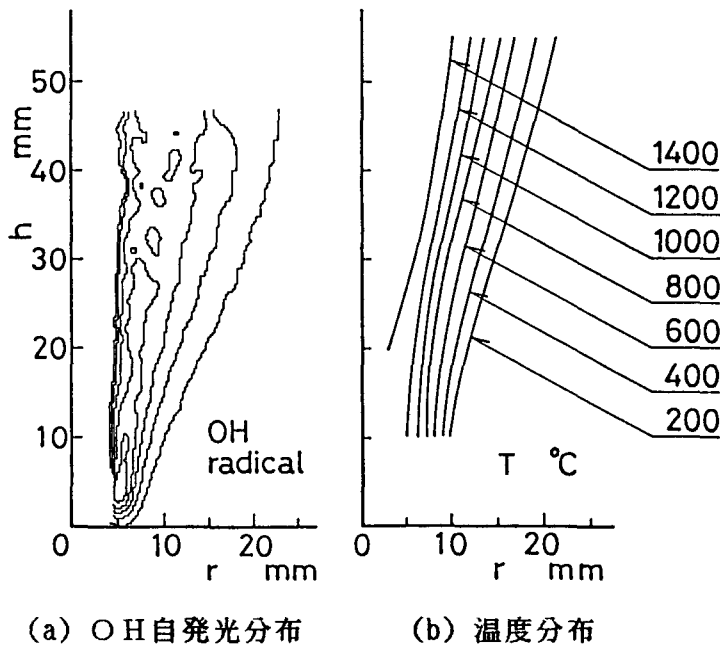


図 4.5 燈油専焼火炎のOH自発光分布と温度分布 ( $\phi = 0.065$ ,  $\bar{d} = 110 \mu\text{m}$ )

図 4.3 (b) や気液混焼時 (図 4.4 (b)) に比べると等温線の間隔が広く、火炎軸方向のこう配がかなり緩やかである。このことから、燈油の燃焼過程は、ガス専焼時や気液混焼時に比べて、かなり緩慢であると言える。とくに、この場合のように  $100 \mu\text{m}$  を越える粒径の油滴が多い噴霧専焼では、噴霧油滴は下流域まで燃え残り、それだけ火炎の長さが伸びることが分かる。

また、この場合の燃焼速度は、なだらかな温度こう配に対応してかなり小さな値を示す。しかし、3.5 節で示したように、平均粒径が小さくなるほど燃焼速度は大きくなり、 $\bar{d} = 70 \mu\text{m}$  以下の噴霧火炎において、その燃焼速度は同じ燃空比のプロパン火炎よりも大きくなる (図 3.6 参照)。この理由としては、以下のことが考えられる。すなわち、燃空比が同じであっても、平均粒径が大きい場合には蒸発に時間がかかり、油滴空間数密度の小さい油滴群のごく近傍を除いて、可燃混合気塊の形成はかなり下流域まで遅れる。一方、平均粒径が小さい場合には、蒸発しやすいため、油滴群からの燃料蒸気と空気とが混

合した可燃領域のうちで、油滴群周辺の燃えやすい領域を伝わって、パイロットバーナから、あるいは下流域にある火炎塊から選択的に火炎が伝ばしてくる、その結果、燃焼速度が増大するものと思われる。

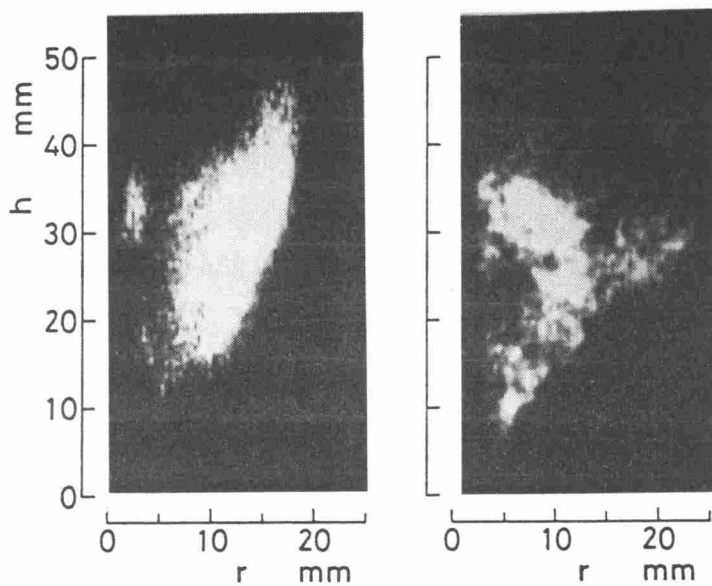
それゆえ、噴霧火炎の燃焼速度や安定性には、油滴群内外の火炎伝ば機構が極めて重要な影響を及ぼしていると考えられる。そこで、次節において、油滴群の挙動あるいは燃焼状態を動的に捕らえるため、瞬間的な火炎発光像を撮影することにした。

#### 4.3.2 瞬間的な火炎発光像を利用した噴霧火炎とガス火炎の比較

図4.6(a), (b)は、それぞれ、プロパン専焼時と燈油専焼時における典型的なOH自発光の瞬間画像である。なお、実験条件は、図4.3および図4.5の場合と全く同じであり、撮影時の露光時間は1msである。S/N比の関係で断面像に変換できないので明確な結論は下せないが、図4.6(a)のガス火炎では、輝度の高い領域が火炎外周部に比較的薄く分布しているようである。このことは、連続した乱流火炎面の存在を示唆している。

一方、噴霧火炎では、図4.6(b)のように、輝度の高い領域が火炎の内部にまで大きな塊りとなって存続している。したがって、燈油専焼時には連続した火炎面は存在せず、噴霧は、単一油滴あるいは油滴群として、その蒸発成分とともに、かたまって燃焼しながら下流へ流れ去る油滴集合燃焼[7-9]の形態をとっているようである。このことは、図4.5(b)で示した温度分布の傾向とも良く符合している。

図4.7は、図4.6と同じ条件で、光干渉フィルタをOH画像用からC<sub>2</sub>画像用に取り換えて撮影した結果である。ガス火炎は不輝炎なので、図4.7(a)は、おもにC<sub>2</sub>自発光を捕えた画像と考えられ、OH自発光(図4.6(a))と同様の傾向を示している。また、画面左下隅のパイロットバーナリム近傍には、C<sub>2</sub>ラジカル特有の強い発光が認められ、炭化水素の初期分解反応が生じてい



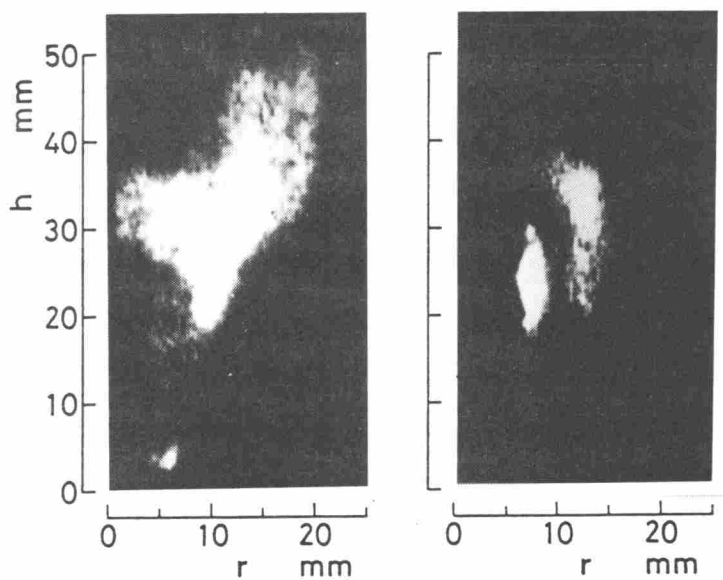
(a) プロパン専焼火炎

(b) 燈油専焼火炎

( $\phi_g = 0.065$ )

( $\phi_l = 0.065, \bar{d} = 110 \mu\text{m}$ )

図 4.6 OH 自発光の瞬間像



(a) プロパン専焼火炎

(b) 燈油専焼火炎

( $\phi_g = 0.065$ )

( $\phi_l = 0.065, \bar{d} = 110 \mu\text{m}$ )

図 4.7  $\text{C}_2$  バンド発光の瞬間像

るものと思われる。

一方、噴霧火炎は、極めて強い輝炎ふく射に $C_2$  自発光が重畳しているため、図4.7(b)は、おもにすす粒子の固体発光画像と見なした方が良く考えられる。I.I.内部のMCPや蛍光面を焼き切らぬよう感度を落としているので、とくに明るい領域しか可視化できていないが、この画像からも、噴霧油滴は集合燃焼の形態をとって燃焼していることが推察できる。

ところで、 $C_2$  自発光は、ガス火炎の場合、当量比が1より小さくなると急激に弱まるが、燈油専焼の場合には、当量比が小さくとも火炎塊の輝度レベルがさほど変化しなかった。ゆえに、噴霧火炎では、燃空比の低い場合でさえ局部的に燃料濃度の高い領域が、すす発光を伴いながら集合燃焼していると考えられる。図4.8にその例を示す。これは、全燃空比 $\phi = 0.045\text{kg/kg}$  ( $\phi_l = 0.020$ ,  $\phi_g = 0.025$ )、すなわち、当量比約0.65 の場合の気液混焼火炎であ

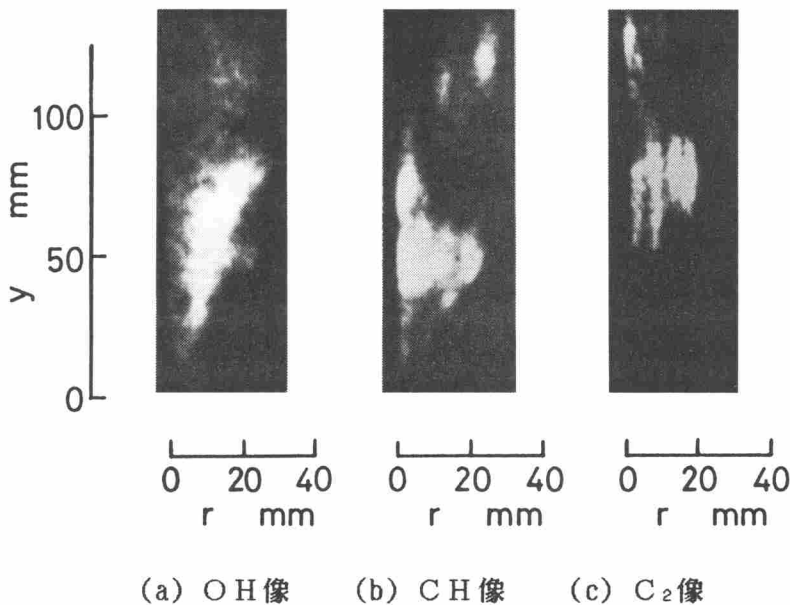


図4.8 各種ラジカル発光バンドにおける瞬間像  
( $\phi_l = 0.020$ ,  $\phi_g = 0.025$ ,  $\bar{d} = 37\mu\text{m}$ )

る。燃焼筒には、火炎の右半分を観察できるように 130mm×30mmのバイコール平面窓を新設した。

ちなみに、 $\phi_o = 0.045\text{kg/kg}$  のプロパン専焼火炎では輝度レベルがかなり低く、どのラジカルの発光バンドにおいても瞬間像は得られなかった。ゆえに、噴霧火炎、気液混焼火炎の各バンドにおける火炎発光像は、油滴集合燃焼によって局部的に発光の強くなった領域だけが写っていると考えられる。とくに、図4.8(c)の $\text{C}_2$ バンド発光像は、多くの場合、下流域にしか見られないので、 $\text{C}_2$ 自発光ではなく、集合燃焼下流域にあるすすなどからの固体発光（既燃領域）が写っている可能性が高い。また、図4.8(b)の $\text{CH}$ バンド発光像は、図4.8(a)、(c)の $\text{OH}$ 、 $\text{C}_2$ バンド発光像両方の傾向を兼ね備えたような画像に見える。これは、 $\text{CH}$ バンドのスペクトルが両バンドの中間に位置し、固体発光の影響が $\text{C}_2$ バンドに比べてかなり少ないためであろう。

なお、噴霧火炎は比較的低温の火炎であるため、第2章のW-P火炎あるいはブンゼン火炎のところで述べたような、 $\text{OH}$ 自発光領域の下流域への広がりほとんど生じていないはずである。

### 4.3.3 火炎発光像の同時撮影

つぎに、火炎前縁に注目して、燃焼反応領域、既燃領域、油滴存在領域の関係を調べるため、 $\text{OH}$ 自発光像とミー散乱光像、あるいは $\text{OH}$ 自発光像と $\text{C}_2$ バンド発光像との同時撮影を試みた。撮影は、図4.1で示した長方形領域において行った。ダイクロイック・ミラーDMの取り付けによる光量不足を補うために、露光時間は2msに設定した。

全燃料に対する燈油の質量流量比、すなわち、混焼割合 $\phi_i/\phi$ は、0.0（プロパン専焼）から1.0（燈油専焼）まで変えられる。 $\phi$ 、 $\phi_i$ 、 $\phi_o$ の関係および平均粒径(SMD) $\bar{d}$ を図4.9に示す。ただし、霧化用空気圧力 $P_r$ は0.4MPa一定なので、ガスの乱れ強さはほぼ一定（ $u' = 1.38\text{m/s}$ ）であるが、油滴の平均

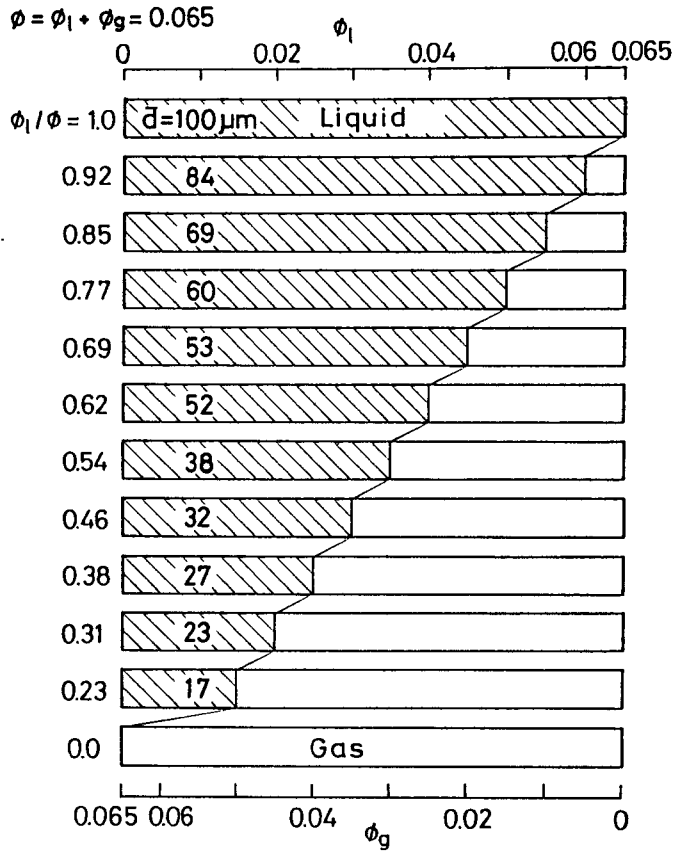


図 4.9 混 焼 割 合

粒径は混焼割合が増すほど大きくなる。

(I) OH 自発光像とミー散乱光像との同時撮影 (図 4.10)

画面の明るい領域はOH自発光およびミー散乱光の強い領域、すなわち、燃焼反応の活発な領域および噴霧油滴の空間数密度の大きい領域である。輝点のまばらな領域はI.I.特有のちらつきでそのように見えるだけであり、実際には連続的に輝度の低下する領域である。画面の上部と下部は、I.I.の感度特性および輝度むらと平面ビーム強度の不均一性のために、暗く写る傾向にある。

図 4.10 (a), (b)は、それぞれ、混焼割合  $\phi_l / \phi = 0.31, 0.85$  の場合であ



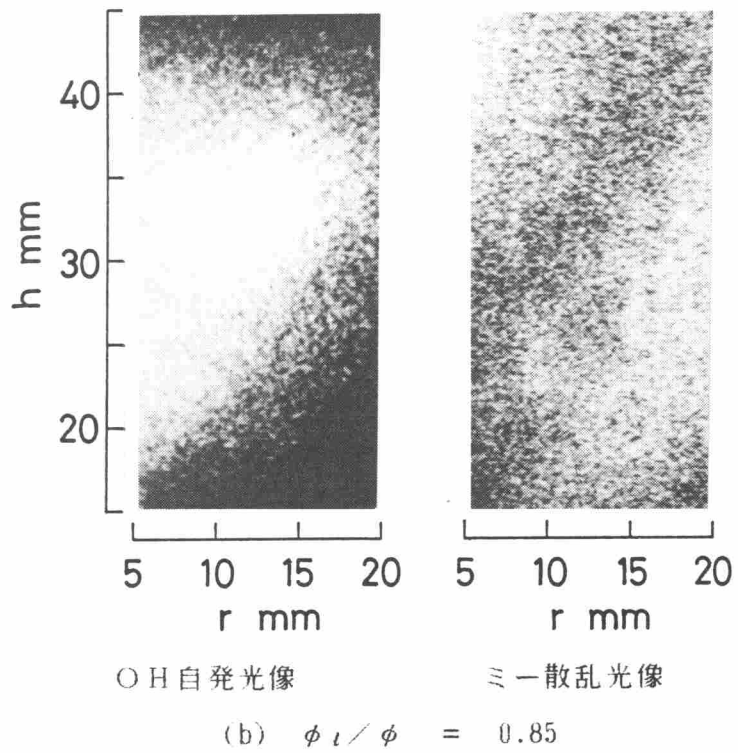
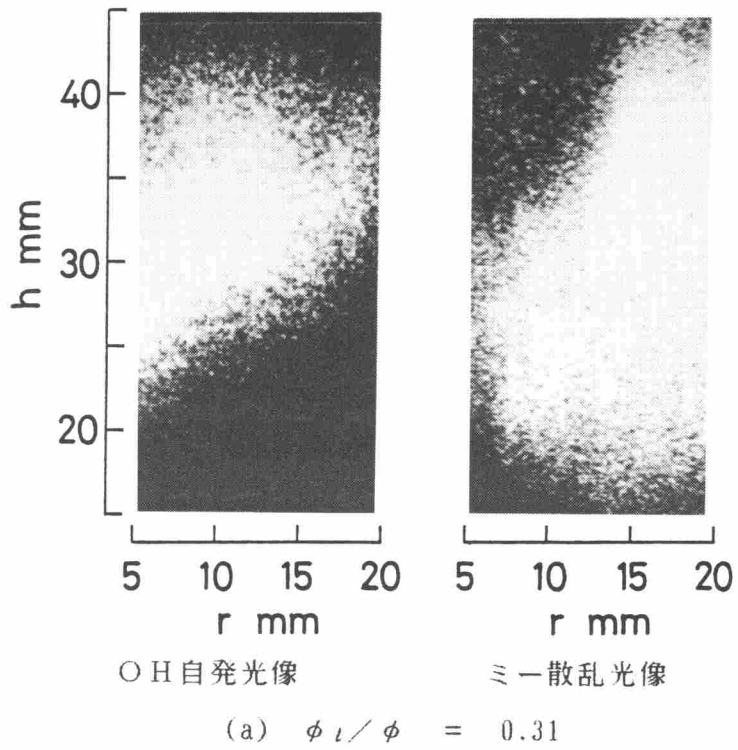


図4.10 OH自発光とミ-散乱光の同時撮影結果 ( $\phi = 0.065$ )

る。図4.10(a)の場合は $\phi_o = 0.045 \text{ kg/kg}$  (当量比 $\xi_o = 0.72$ )となり、プロパンだけで自燃可能である。

OH自発光とミー散乱光とを対比すると、両者はそれぞれの境界において数 $\mu\text{m}$ オーバーラップしているが、大部分は分離しており、上流(画面下)側に油滴存在領域、下流(画面上)側に燃焼領域が見られる。この画像から、噴霧油滴は火炎前縁部に突入すると急速に蒸発・燃焼を起こすことが分かる。このような画像は混焼割合の小さい条件において多く観察された。

画面左上の領域は、油滴群が蒸発を完了して消滅しており、OH発光を伴う気相火炎だけが存在するように見える。しかし、OH自発光が光軸方向の積算画像であることを考慮すると、燃焼反応の盛んなのは円すい状領域で、火炎軸付近は燃焼の完了した領域であると考えられる。また、画面左下にも油滴群の存在しない領域が見えるが、これはパイロット火炎のために油滴の蒸発が急速に進み、ガス火炎に近い形態で燃焼しているものと思われる。なお、OH自発光像はプロパン専焼火炎の場合と類似している。

図4.10(b)は、 $\phi_i / \phi = 0.85$ で、液相燃料の割合が増した場合である。油滴平均粒径も $69 \mu\text{m}$ と大きくなっている。この場合は $100 \mu\text{m}$ を越える巨大油滴も存在するので、火炎中にも油滴が残存するが、ミー散乱光の強い領域とOH自発光の強い領域とはほぼ完全に分離しており、両者の低輝度領域がオーバーラップした形になっている。左上方部には大きさ数 $\mu\text{m}$ の油滴群が散在している。これは、噴霧特有の脈動により生じる高濃度油滴群が燃焼反応の盛んな領域を突き抜けて火炎下流域まで燃え残るためであろう。

## (II) OH自発光像と $\text{C}_2$ バンド発光像との同時撮影(図4.11)

実験条件は、前項とまったく同一である。明るい領域は、OH自発光および $\text{C}_2$ バンド発光の強い領域、すなわち、燃焼反応の活発な領域およびすすなどからの固体発光が強い拡散燃焼領域あるいは既燃領域である。

図4.11(a)は、 $\phi_i / \phi = 0.31$ の場合である。OH自発光像と $\text{C}_2$ バンド発

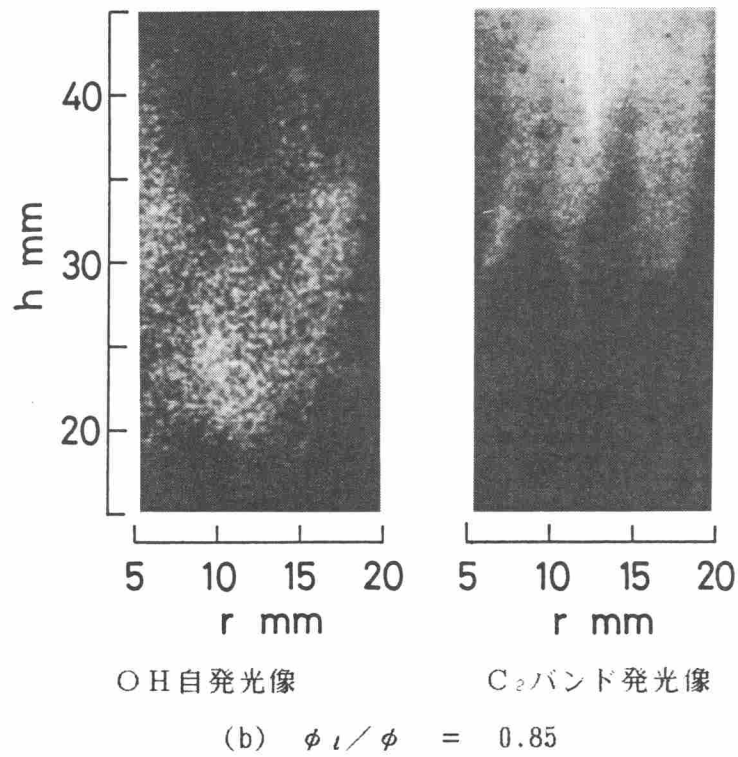
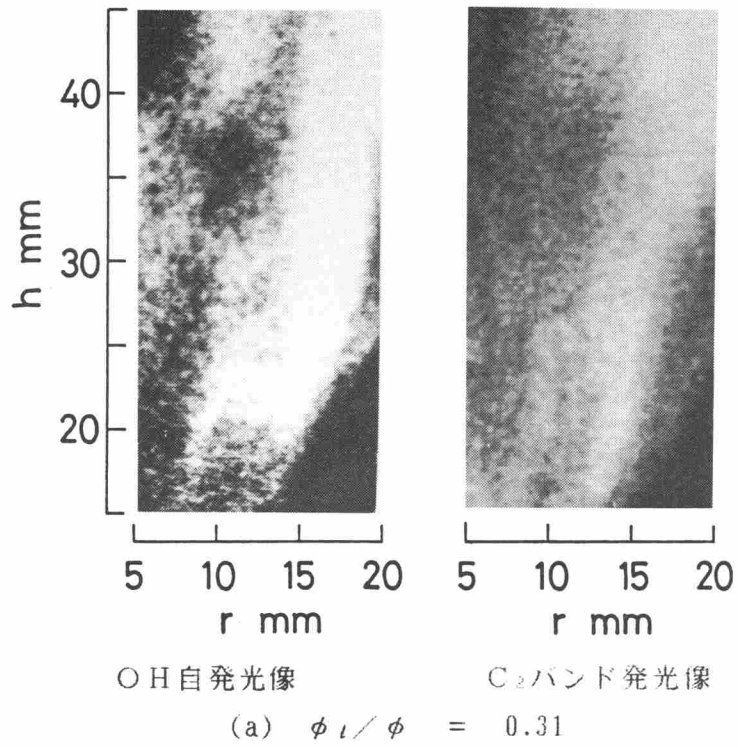


図 4.11 OH自発光とC<sub>2</sub>バンド発光の同時撮影結果 ( $\phi = 0.065$ )

光像とは重なり合っている領域の多いことが分かる。この場合、噴霧油滴の数密度、粒径がともに小さいため、火炎に突入した油滴はただちに蒸発および燃焼を完了し、ガス火炎と類似の燃焼状態が実現しているものと考えられる。

図4.11(b)は  $\phi_i/\phi = 0.85$  の場合で、混焼割合が大きくなるとOH自発光とC<sub>2</sub>バンド発光が反転することが分かる。これは、おそらく、噴霧濃度が高く、拡散燃焼によって多量のすすが発生するためと思われる。すなわち、すす発光は反応領域におけるC<sub>2</sub>ラジカルの自発光よりも強く、燃焼反応終了後も存在し続け、下流へ流れていく分だけOH自発光とC<sub>2</sub>バンド発光の存在する領域がずれてくるためであろう。

なお、中間的な混焼割合においては、火炎前縁部では、やはりOH自発光とC<sub>2</sub>バンド発光とは重なり合う傾向にあるが、下流域ではOH自発光とC<sub>2</sub>バンド発光が反転していた。

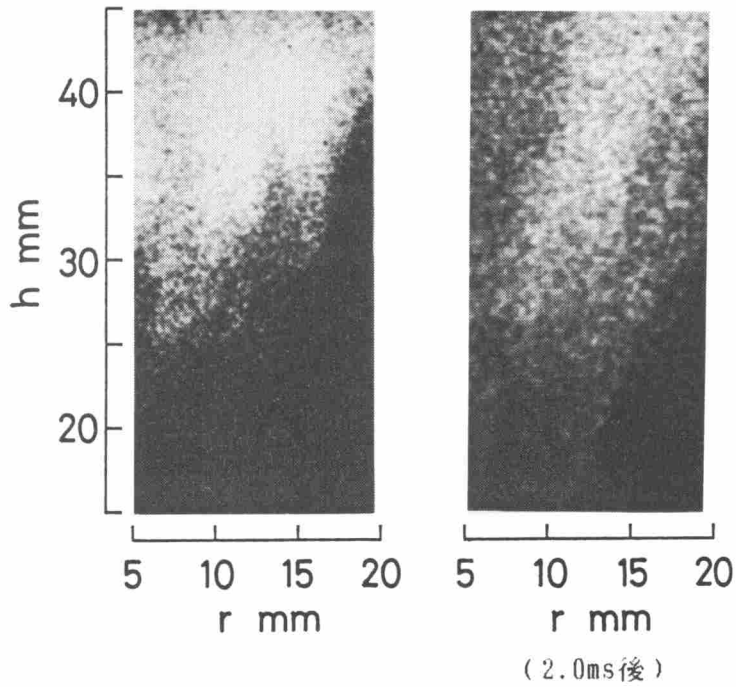
#### 4.3.4 火炎発光像の時間差撮影

上述の撮像系において、ダイクロイック・ミラーをハーフ・ミラーに、また、光干渉フィルタを同種類のものに交換し、シャッタの開閉時刻をずらすことによって、火炎発光像の時間差撮影を試みた。実験条件は、混焼割合を除いて前節と同じである。

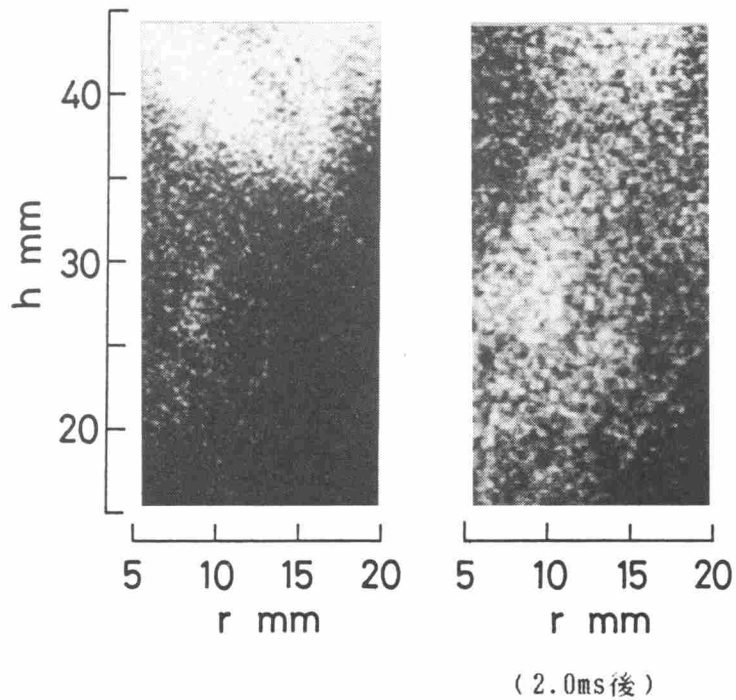
##### (I) OH自発光像の時間差撮影(図4.12)

図4.12(a)はガス専焼( $\phi_i/\phi = 0.00$ )で、時間差2msの場合である。両画面を比較すると、火炎面の変化は比較的小さく、燃焼反応領域が空間に静止している。時間差が3msになると、火炎脈動のためかOH発光像は多少移動する。

一方、図4.12(b)は噴霧専焼、 $\phi_i/\phi = 1.00$ で、時間差は同じく2msの例である。ガス専焼の場合と違って、OH自発光は火炎前縁部ではなく、火炎



(a)  $\phi_i / \phi = 0.00$



(b)  $\phi_i / \phi = 1.00$

図 4.12 OH自発光像の時間差撮影結果 ( $\phi = 0.065$ )

中にランダムに存在し、分布形態の変動が大きい。これは、噴霧濃度が増して油滴粒径が大きくなったために、油滴群はただちに蒸発、燃焼することができず、火炎内部まで侵入し、噴霧特有の空間濃度のムラを生じさせるためであろう。

## (II) $C_2$ バンド発光像の時間差撮影 (図4.13)

$\phi_1/\phi = 0.00$ の場合、 $C_2$ バンド発光が極めて弱いため、ハーフ・ミラーで発光を2分すると時間差撮影は不可能となった。

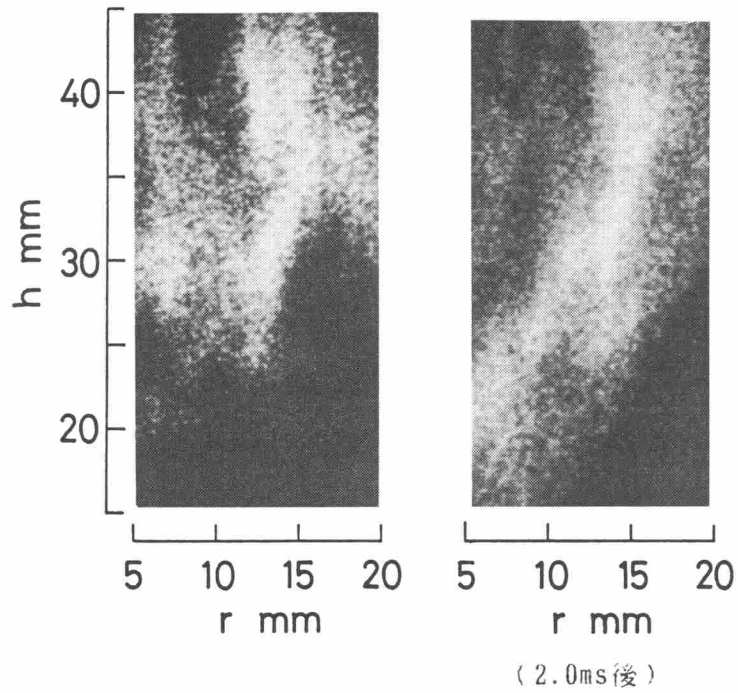
図4.13(a)に $\phi_1/\phi = 0.31$ 、時間差2msの例を示す。2画像とも $C_2$ バンド発光のとくに強い領域は火炎前縁に存在し、滑らかな形状をしており、動きもあまり大きくない。これは混焼割合が低く油滴粒径も小さいため、定在する火炎面において蒸発・燃焼がただちに完了するためと考えられる。

図4.13(b)は $\phi_1/\phi = 1.00$ 、時間差2msの例である。 $C_2$ バンド発光は下流側に移動し、長く下流へ筋の伸びた形状をしている。火炎前縁の $C_2$ バンド発光は捕らえられていない。これは、すすによる $C_2$ バンド発光が極めて強く、焼き付き防止のため撮像管の感度を低下させると、相対的に火炎前縁の弱い発光領域は可視化されなくなるためである。

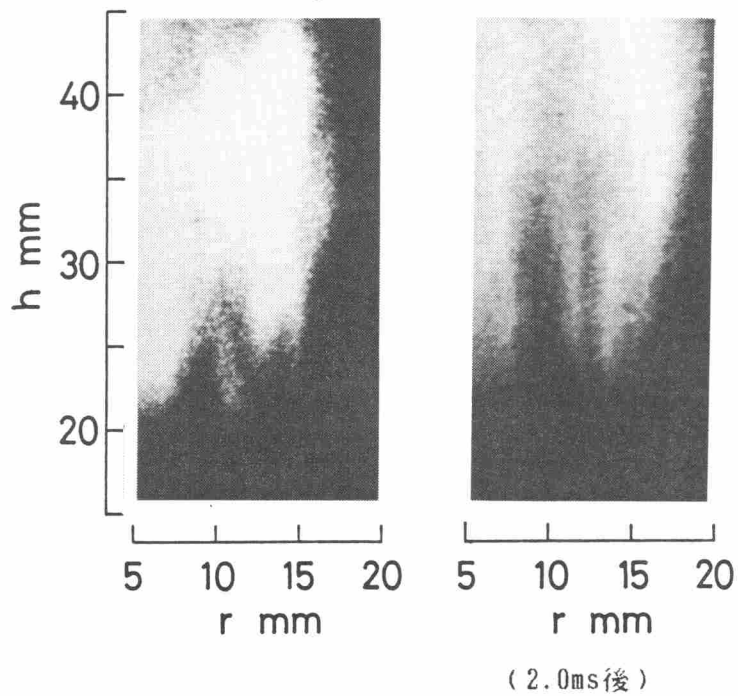
時間差2msの場合、とくに上流側の画像形状はほとんど変化せず、わずかに下流へ移動しているだけである。このことから、すすを伴う既燃領域あるいは拡散燃焼領域は、混焼割合が大きくなっても空間にほぼ静止しているようである。時間差が3msになると、火炎発光像の形状はあまり変化しないが、下流へ大きく移動する。また、今まで $C_2$ バンド発光が存在しなかったところに次の画面では出現していることが多い。

## (III) ミー散乱光像の時間差撮影 (図4.14)

図4.14(a)は $\phi_1/\phi = 0.31$ 、時間差2msの例である。2枚の散乱光像の形はほとんど変化していない。また、ある場所を境界としてそれより下流では

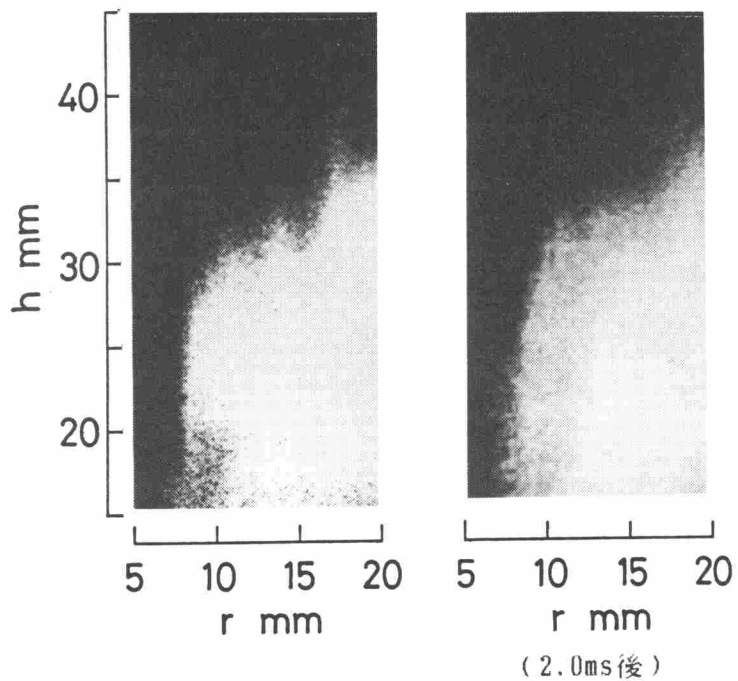


(a)  $\phi_i / \phi = 0.31$

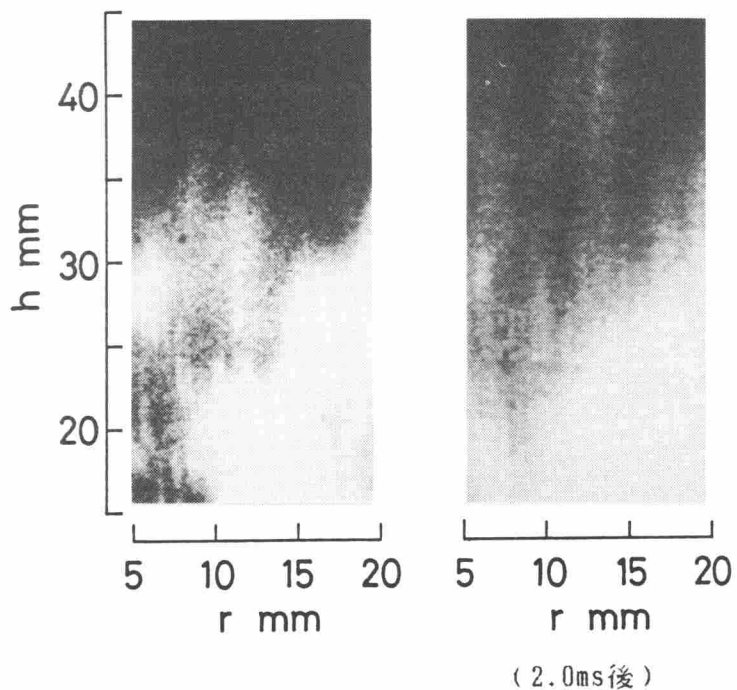


(b)  $\phi_i / \phi = 1.00$

図4.13 C<sub>2</sub>バンド発光像の時間差撮影結果 ( $\phi = 0.065$ )



(a)  $\phi_l / \phi = 0.31$



(b)  $\phi_l / \phi = 0.85$

図 4.14 三散乱光像の時間差撮影結果 ( $\phi = 0.065$ )



ミー散乱光はまったく見られない。これは火炎面が定在していて、しかも噴霧濃度が低く粒径が小さいので、火炎面に突入した油滴の蒸発・燃焼が速やかに完了する。したがって、油滴が上流から次々とやってくるにもかかわらず、ミー散乱光像が変化していないように見えるものと考えられる。

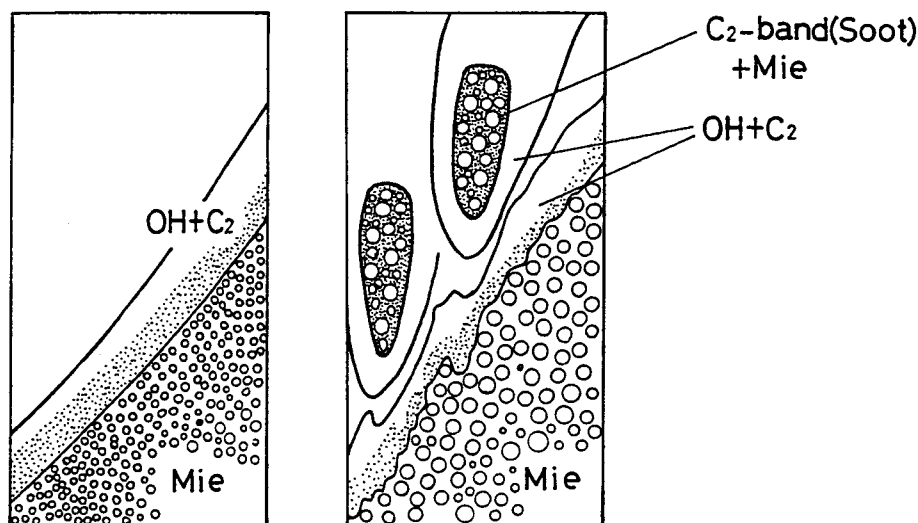
図 4.14 (b)は  $\phi_i/\phi = 0.85$ ，時間差 2 ms の例である。図 4.14 (a)の場合に比べてミー散乱光像境界面の形状に凹凸が見られる。また、大きい油滴群が中央部左側に写っている。これは灯油濃度が高くなったために油滴粒径が大きくなり、それが火炎面に突入したときにただちに蒸発・燃焼できず、火炎面を突き抜けたためと思われる。

#### 4.3.5 噴霧火炎の巨視的構造

これまでの観察結果から、噴霧火炎の巨視的な構造について検討する。

全当量比  $\equiv 1$  において混焼割合が低い場合、混合気の気相部分は油滴の助けを借りずとも十分燃焼可能な状態にあるが、とくに油滴群周辺は火炎が伝ばしやすくなっていると考えられる。油滴群が上流から流れてきたとき、下流域に存在する火炎塊あるいはパイロットバーナから火炎が伝ばし、油滴が急速に蒸発・燃焼して、ガス予混合火炎と類似した火炎が形成される。これは、OH 自発光と  $C_2$  バンド発光の発生領域がほぼ同一であること、ミー散乱光や  $C_2$  バンド発光の時間差撮影 (2 ms) の 2 画面間に大きな動きがなく、はっきりした火炎面が形成されていることなどから推測される。この混焼火炎の模式図を図 4.15 (a) に示す。図中の OH +  $C_2$ 、Mie は、それぞれ、燃焼反応領域および油滴群の存在領域を示す。また、○印は油滴を、・印は蒸発・燃焼しつつある油滴を表している。

混焼割合が次第に増加してくると、油滴密度が高く粒径も大きくなるため油滴の蒸発は遅くなり、燃焼反応領域は火炎前縁だけでなく、噴霧火炎全体に広く分布するようになる。また、火炎面は明確でなくなり、空間的なムラを生じ



(a) 混焼割合が小さい場合 (平均粒径も小さい) (b) 混焼割合が大きい場合 (平均粒径も大きい)

図 4.15 噴霧火炎の巨視的構造の模式図

始める。さらに、火炎前縁において完全に蒸発せずに、火炎面を突き抜けて下流まで存続している油滴群が見られるようになる。これは、OH自発光の領域が下流域に存在しており、しかもランダムな形状をしていることや、ミー散乱光の時間差撮影の結果からも推測できる。目視によると、混焼割合が増加すると、火炎は青色から赤橙色へと変化する。これはガス予混合火炎から、すすなどの固体発光の強い輝炎へ移行したためであり、 $C_2$ バンド発光像にその変化が見てとれる。OH自発光と $C_2$ バンド発光が完全に反転しているのは、 $C_2$ バンド発光が燃焼反応後のすす発光であることを意味している。

さらに、混焼割合が増して灯油専焼に近づくと、明確な火炎面は存在なくなり、粒径が大きくなった油滴群は燃料蒸気の供給源となって、その周辺部の燃焼しやすい混合比の領域においてのみ燃焼反応を起こしながら、下流へ移動していく。これはミー散乱光像の形状や、OH自発光の発生領域が一定でない

こと、さらに $C_2$ バンド発光が長く下流域まで伸びていることから推測される。この様子を図4.15(b)に模式的に示す。

#### 4.4 むすび

予混合噴霧の火炎前縁部において、OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光を同時に可視化して、火炎構造の検討を行った。その結果、油滴群が集合燃焼を行う火炎前縁部と、それに続く下流部の様子が明らかにできた。また、不鮮明ではあるが、時間差を持たせた2画面撮影から、燃焼領域や油滴群の挙動の一端を動的に捕らえることができた。得られた結果は、以下のとおりである。

- (1) OH自発光画像の輝度分布と火炎の温度分布とを比較すると、両者にはかなり良い対応関係がある。
- (2) OH自発光、 $C_2$ バンド発光の瞬間画像によって、ガス火炎と噴霧火炎の構造について、明確な相違をとらえることができた。
- (3) 気液混焼火炎の形態は、混焼割合が増加するにつれて燃焼領域と油滴存在領域とが分離するようになり、ガス予混合燃焼から予混合燃焼と拡散燃焼の混在した階層的な構造をとって集合燃焼するようになる。

本画像処理は、火炎の詳細な構造を議論するには明瞭度も時間分解能も不足している。それゆえ、より詳細に噴霧火炎の構造を解明するためには、瞬間画像と火炎局所から得られる時系列情報とを組み合わせ、実験結果を解釈してゆかねばならない。そこで、次章では火炎前縁部に注目して、火炎発光および油滴ミー散乱信号のポイント測定を行う。

## 参 考 文 献

- [1] 小沼義昭, 内燃機関, 21-258(1982), 73; 21-259(1982), 55; 21-260(1982), 57; 21-261(1982), 59; 21-262(1982), 59.
- [2] Chigier, N.A. and McCreath, C.G., *Acta Astronautica*, (1972), 687, Pergamon Press.
- [3] Styles, A.C. and Chigier, N.A., *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, (1976), 619, The Combustion Institute.
- [4] Yule, A.J. and Bolado, R., *Combustion and Flame*, 55(1984), 1.
- [5] Mao, C.P. ·ほか2名, *Twenty-first Symposium (International) on Combustion*, (1986), 665, The Combustion Institute.
- [6] Sirignano, W.A., *Progress in Energy and Combustion Science*, 9(1983), 291.
- [7] Suzuki, T. and Chiu, H.H., *Proceedings of Ninth International Symposium on Space Technology and Science*, (1971), 145.
- [8] Chiu, H.H. and Liu, T.M., *Combustion Science and Technology*, 17(1977), 127.
- [9] Chiu, H.H. ·ほか2名, *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, (1982), 971, The Combustion Institute.
- [10] Bellan, J. and Harstad, K., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(1987), 125.
- [11] Bellan, J. and Harstad, K., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(1988), 1655.
- [12] Annamalai, K. and Ramalingam, S.C., *Combustion and Flame*, 70(1987), 307.
- [13] Driscoll, J.F. and Pelaccio, D.G., *Combustion Science and Technology*, 21(1980), 205.

- [14] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Twenty-first Symposium  
(International) on Combustion, (1986), 1755, The Combustion  
Institute.
- [15] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Optical Engineering, 25(1986),  
1309.

## 第5章 予混合噴霧火炎および気液混焼火炎の微視的構造

### 5.1 まえがき

これまでも述べてきたように、多くの燃焼研究者たちの努力にもかかわらず、噴霧の火炎構造は極めて複雑であるため、その詳細は未だ明らかになっていない。とくに、気流中の大きささまざまなうずとの相互関係によって生じる、噴霧油滴の不均一な空間分布に依存して、噴霧油滴が階層的な集合燃焼をしていることに言及した実験的研究はこれまでにない。

本論文では、第3章、第4章において、濃度や速度の脈動が少ない予混合噴霧火炎バーナを用い、燃焼速度などの燃焼特性と噴霧火炎特有の巨視的な火炎塊構造を明らかにしてきた。すなわち、時間平均的なOHラジカル自発光分布とガスの温度分布および組成分布との間には強い相関があり、OH自発光のピークを連ねた空間曲面は、噴霧の時間平均的な燃焼速度を定義するための火炎代表表面として適切であることが認められた。また、瞬間的なOHおよびC<sub>2</sub>バンドの火炎発光を画像化すると、両者の分布には相違が見られ、噴霧火炎や気液混焼火炎では反応領域と輝炎領域とが分離している場合のあることを述べた。さらに、油滴群の存在領域と燃焼反応領域との関係が混焼割合に応じて変化する様子を、視覚的に捕らえることができた。

そこで、本章では、噴霧火炎と気液混焼火炎の構造をさらに詳しく追求すべく、微視的なアプローチを試み、火炎前縁付近におけるOH、CHおよびC<sub>2</sub>ラジカル発光バンドの火炎発光信号と、油滴群からのミー散乱光信号（ペDESTAL）ならびにドップラ・バースト信号（油滴群の飛行速度）の同時ポイント測定を行った。そして、これらの信号をスペクトル解析することにより [1]、燃焼反応領域と油滴群の存在領域との関連を定量的に明らかにした。これによ

って、油滴塊やその周辺での燃焼反応の状況が一層詳しく分かり、噴霧油滴がかたまりとなって階層的な構造をとりながら集合燃焼していることを証明することができた。

この結果は、油滴群の燃焼に関するモデル化を試みているBellan[2,3]との直接討論において、集合燃焼の仮説を証明する貴重なデータであると評価された。なお、これまでは、Hansonらの研究[4,5]が唯一信頼できるものとされているが、依然、画像として認識するに留まっており、噴霧火炎の微視的な構造にまでは言及していない。

## 5.2 実験装置および方法

噴霧燃焼バーナは、前章まで使用してきたものとまったく同一である（図4.1参照）。実験条件も4.3.3節の場合と同じに保ち、主流空気平均流速 $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ 、霧化用空気圧力 $P_r = 0.4\text{MPa}$ 、液相燃料-空気質量流量比 $\phi_l$ と気相燃料-空気質量流量比 $\phi_g$ とを加えた全燃空比 $\phi = 0.065$ 一定とした。また、 $\phi_l$ および $\phi_g$ を0.005刻みで調整し、混焼割合、 $\phi_l/\phi$ 、を0.0（プロパンガス専焼）～1.0（燈油噴霧専焼）まで変化させた（図4.9参照）。

測定位置は、図4.1に併記しておいたが、火炎前縁部で混合気流速および乱れ強さの分布が平坦な点A（ $r = 16\text{mm}$ ， $h = 30\text{mm}$ ）と、その10mm下流の点B（ $r = 16\text{mm}$ ， $h = 40\text{mm}$ ）の2点とした。

油滴からのミー散乱光信号とドップラ・バースト信号、ならびに各ラジカル発光バンドにおける火炎発光を同時に観測するための光学系を図5.1に示す。レーザ流速計（LDV）の光学系には、油滴のミー散乱光信号とドップラ・バースト信号の検出体積の一致度を向上させるため、傾斜前方散乱デュアルビーム型を採用した。

油滴による $\text{Ar}^+$ レーザ（NEC製，GLG3200，発振波長=514.5nm）の傾斜前方

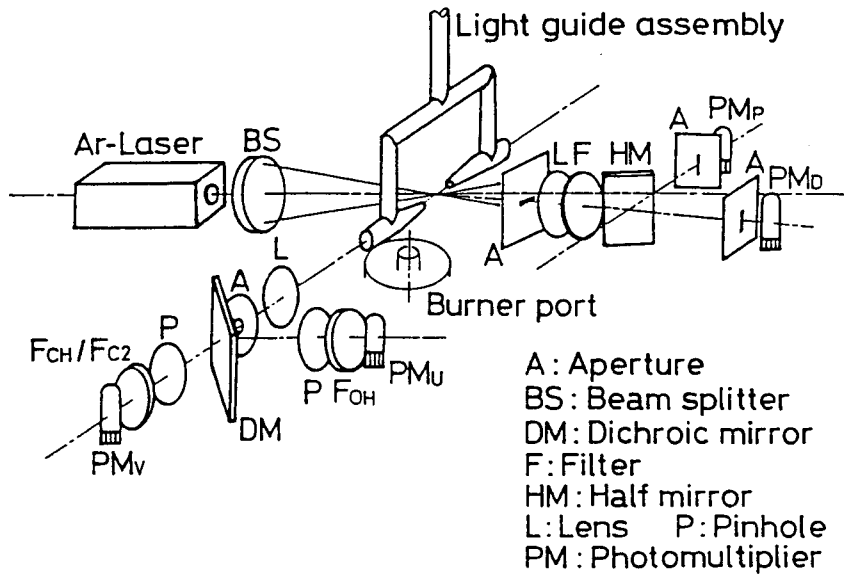


図5.1 光学系の構成

散乱光（傾斜角：水平方向に $5^\circ$ ）は、ハーフ・ミラーHMで二分される。そして、一方は油滴の飛行速度測定用のドップラ・バースト信号として光電子増倍管 $PM_D$ （日本カノマックス製，MODEL1960）で検出され、カウンタタイプの信号処理器（日本カノマックス製，SYSTEM1980B）で速度信号に変換される。また、他方は光電子増倍管 $PM_P$ （浜松ホトニクス製，R106）で検出された後、高周波成分を除去してペDESTAL化され、ミー散乱光信号として測定体積における油滴の有無の検出に用いられる。

火炎からの発光は、石英レンズLで集光され、ダイクロイック・ミラーDMによって、OHバンドを含む近紫外域の光は反射され、CH（あるいは $C_2$ ）バンドを含む可視域から近赤外域までの光は透過される。分離された近紫外域および可視域の火炎発光は、それぞれ、光電子増倍管 $PM_U$ 、 $PM_V$ （浜松ホトニクス製，R106UH）で検出される。 $PM_U$ あるいは $PM_V$ とピンホールPとの間には、それぞれ、光干渉フィルタ $F_{OH}$ （OH発光バンド，中心波長308.5nm，半値幅18.0nm）， $F_{CH}$ （CH発光バンド，中心波長430.5nm，半値幅1.0nm）が設置されて



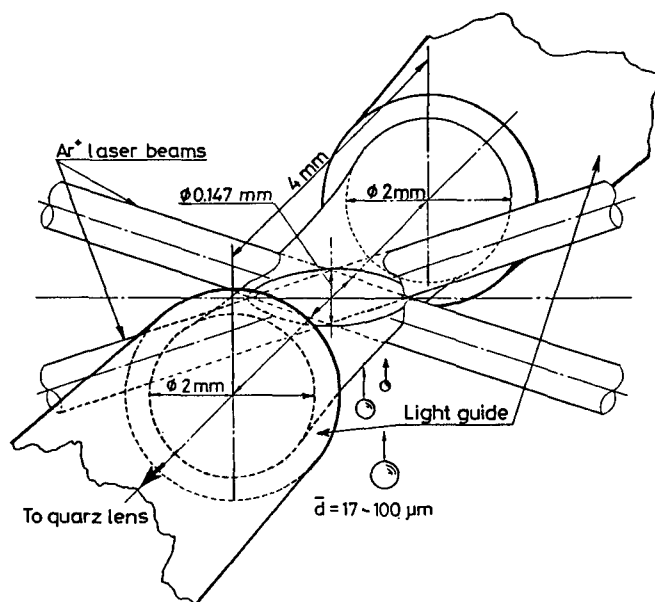


図5.2 検査体積の配置

いる。また、 $F_{CH}$ は、必要に応じて、 $C_2$  発光バンド用のフィルタ $F_{C_2}$ （中心波長516.9nm，半値幅0.9nm）にも交換できるようになっている。なお，前章でも述べたように，噴霧火炎は固体発光が極めて強い輝炎なので， $CH$ および  $C_2$  ラジカルのバンドスペクトル（化学発光）は，すすや粒状物質からの連続スペクトル（固体発光）に重畳して検出されることになる。

火炎発光信号と油滴からのミー散乱光信号との測定体積の一致度を向上させるため，発光検出領域制限用プローブをそう入して，火炎発光の検出領域がレーザー光の交差部とその周辺に限定されるように工夫した。図5.2 は，両検査体積の配置を示している。レーザー光の交差部の断面形状は，長径 2.0mm，短径 0.147mmの楕円[6]（測定体積 = 0.023mm<sup>3</sup>）であるのに対し，プローブで制限された火炎発光の検出領域の形状は，直径2.0mm，長さ4.0mmの円柱に近いつづみ状（測定体積 = 12.6mm<sup>3</sup>）である。なお，このプローブがペDESTALおよび速度信号に対してほとんど影響しないことは，予備実験で確認してある。

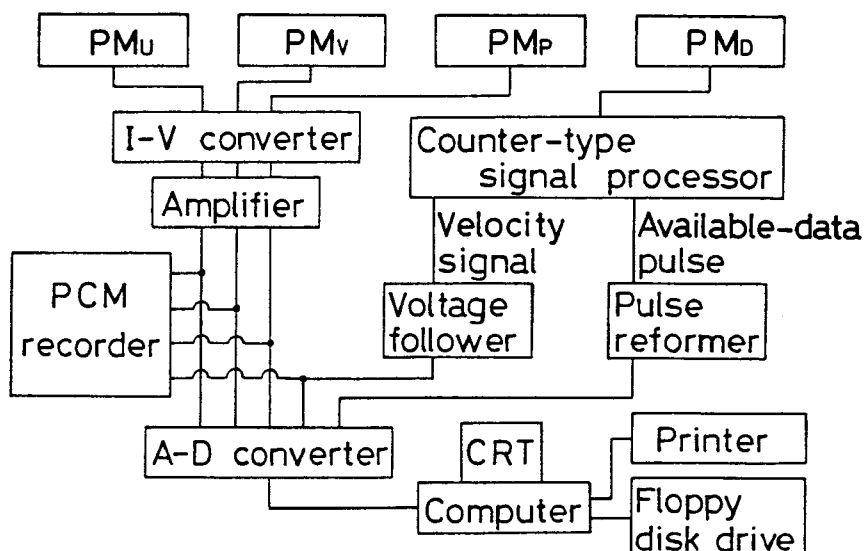


図5.3 信号処理系のフローチャート

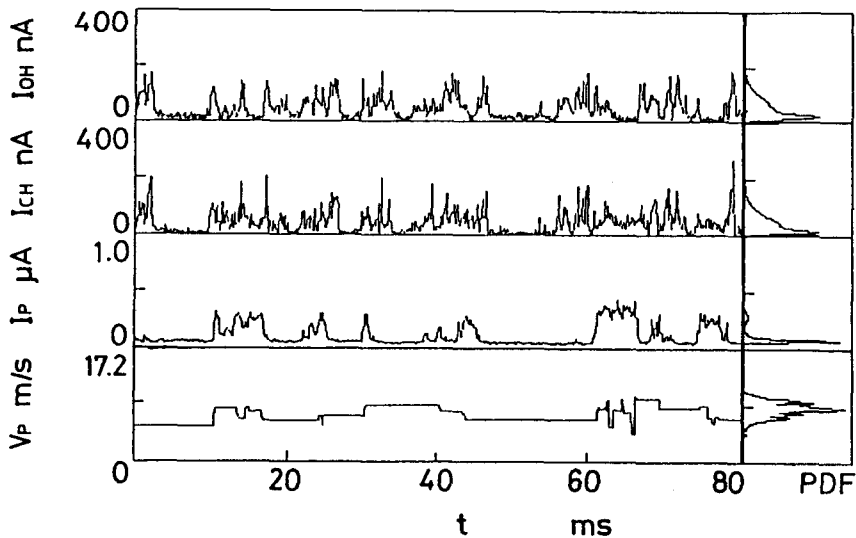
信号処理系のフローチャートを図5.3に示す。前述の4種類の信号、すなわち、OHおよびCHの各ラジカル発光バンドの火炎発光信号、ドップラ・バースト信号およびミー散乱光信号は電圧信号に変換された後、同時サンプリング機能を有するA-D変換器（ELMEC製、EC-2390）によって、パソコン（NEC製、PC9801VX21）内のメモリに取り込まれ、波形処理される。データのサンプリング周波数は50kHz/ch、取り込みデータ長は36キロワード/chである。

この内、ドップラ・バースト信号に関しては、使用したカウンタが有意な速度信号を出力したかどうかを知らせるパルス信号（Available-data pulse）も同時に出力してくれるので、波形処理する際には、このパルスを確認しながら周波数を油滴群の飛行速度に換算することにした。もちろん、ほかの3種類の信号のように、連続的な時系列データとしては扱えないため、この信号については統計処理のみ行い、スペクトル解析からは除外した。

### 5.3 火炎発光ならびに油滴ミエ散乱による噴霧火炎と気液混焼火炎の構造観察

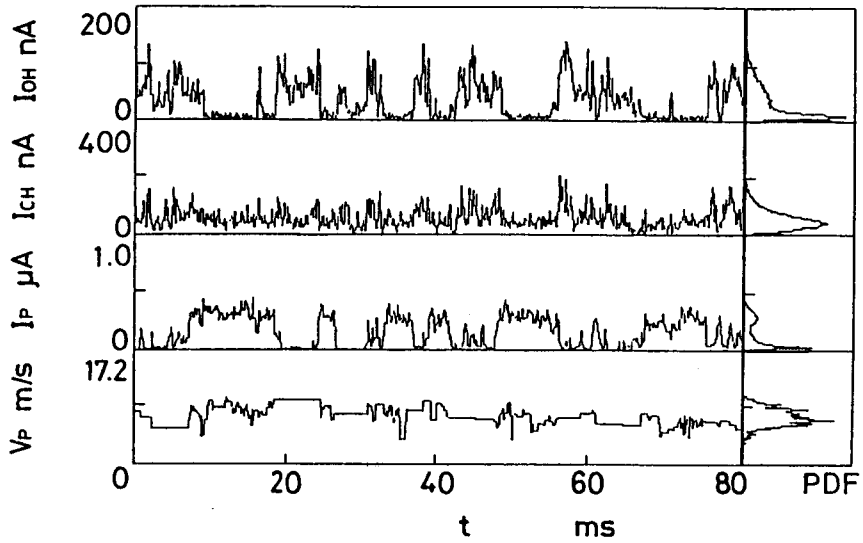
図5.4と図5.5は、OHとCHバンドの火炎発光信号 ( $I_{OH}$ ,  $I_{CH}$ ), ミエ散乱光信号 ( $I_P$ ) およびカウンタ出力信号 ( $V_P$ ) を同時記録した波形である。また、それぞれの確率密度関数 (PDF) は右端に示してある。気液混焼割合  $\phi_l / \phi$  は両図の(a), (b), (c)に対し、それぞれ、0.23, 0.62, 1.00である。両図は同じ条件であるが、測定点の軸方向距離  $h$  が異なっており、それぞれ、30mm, 40mmである。

実験結果の議論に入る前に、それぞれの信号波形の意味や解釈に際して問題となる事項について検討しておく。たとえば、図5.4(a)の飛行速度信号  $V_P$

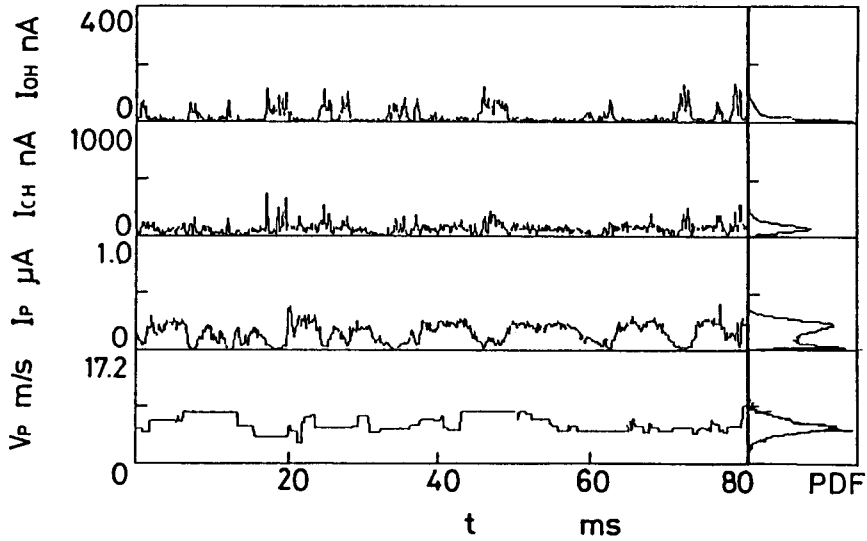


(a)  $\phi_l / \phi = 0.23$ ,  $\bar{d} = 17 \mu\text{m}$

図5.4 火炎発光信号, ミエ散乱光信号, カウンタ出力信号の対比  
( $h = 30\text{mm}$ ,  $\phi = 0.065\text{kg/kg}$ ,  $P_r = 0.4\text{MPa}$ ,  $u' = 1.38\text{m/s}$ )

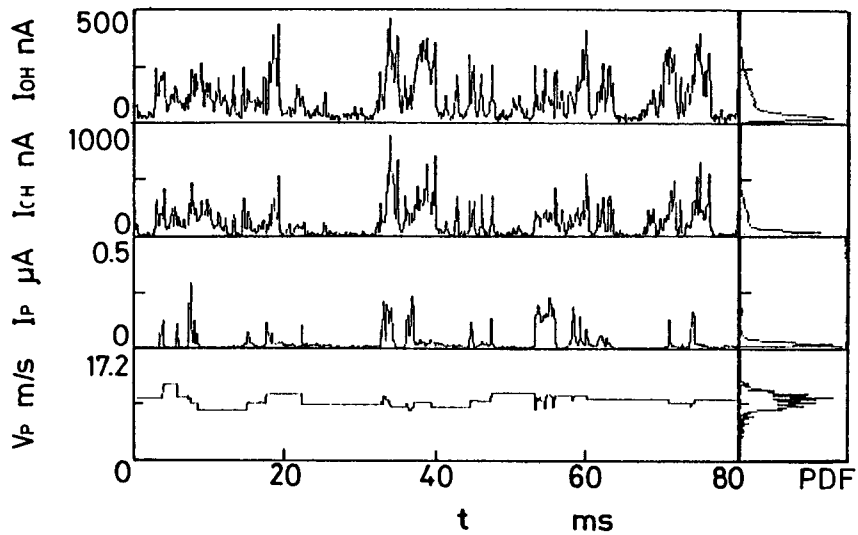


(b)  $\phi_i / \phi = 0.62$ ,  $d = 52 \mu\text{m}$

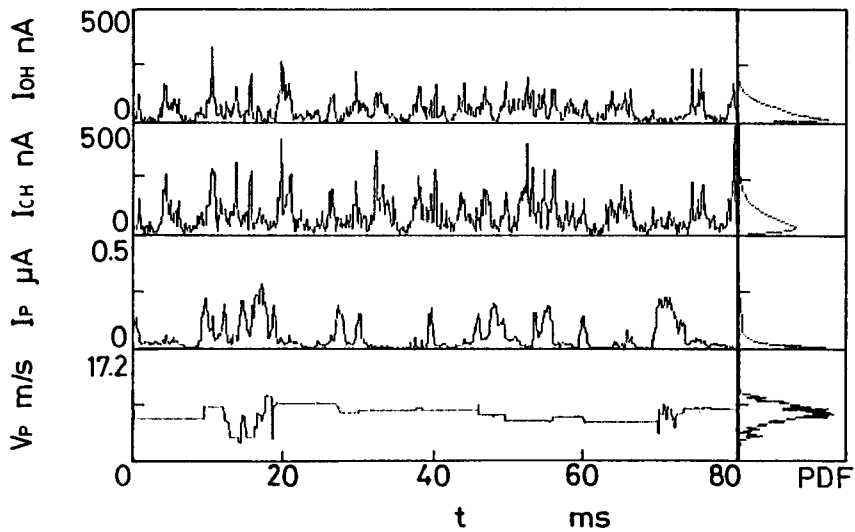


(c)  $\phi_i / \phi = 1.00$ ,  $d = 100 \mu\text{m}$

図 5.4 (その 2) 火炎発光信号, ミー散乱光信号, カウンタ出力信号の対比  
 ( $h = 30\text{mm}$ ,  $\phi = 0.065\text{kg/kg}$ ,  $P_t = 0.4\text{MPa}$ ,  $u = 1.38\text{m/s}$ )

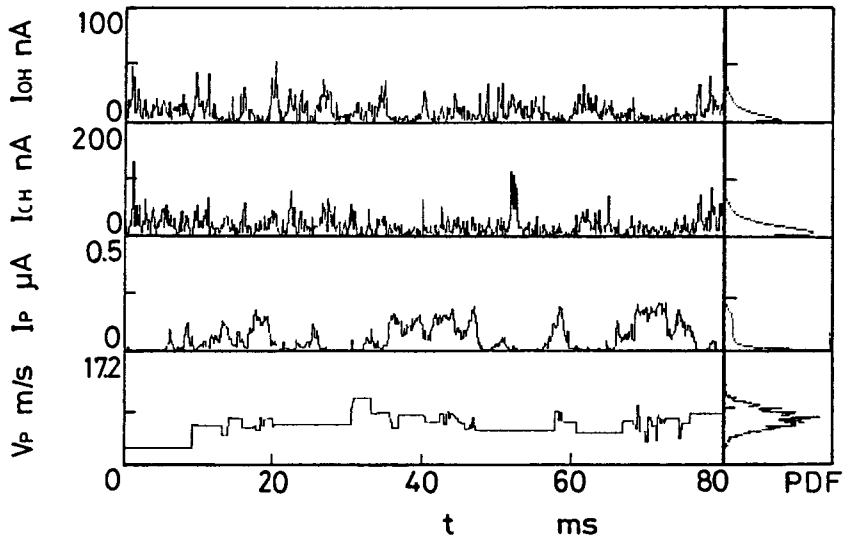


(a)  $\phi_l / \phi = 0.23$ ,  $d = 17 \mu\text{m}$



(b)  $\phi_l / \phi = 0.62$ ,  $d = 52 \mu\text{m}$

図5.5 火炎発光信号，ミ-散乱光信号，カウンタ出力信号の対比  
 (  $h = 40\text{mm}$ ,  $\phi = 0.065\text{kg/kg}$ ,  $P_r = 0.4\text{MPa}$ ,  $u = 1.38\text{m/s}$  )



(c)  $\phi_l / \phi = 1.00$ ,  $\bar{d} = 100 \mu\text{m}$

図 5.5 (その 2) 火炎発光信号, ミー散乱光信号, カウンタ出力信号の対比  
( $h = 40\text{mm}$ ,  $\phi = 0.065\text{kg/kg}$ ,  $P_r = 0.4\text{MPa}$ ,  $u = 1.38\text{m/s}$ )

のPDF (右端) から見て,  $h = 30\text{mm}$ における油滴の平均速度は約  $8\text{m/s}$ である。すると,  $1\text{ms}$ の間の移動距離は  $8\text{mm}$ であるから,  $I_P$ のパルス幅が  $1 \sim 7\text{ms}$ ということは,  $8 \sim 56\text{mm}$ の空間スケールを持つ油滴塊がビーム交差部 (垂直断面の短径は  $0.15\text{mm}$ ) を通過したことを意味する。ゆえに, 直径  $17\mu\text{m}$ の単独油滴がビーム交差部を通過する時間は  $(17+150)/8 \approx 21\mu\text{s}$ である。また, かりにこの場合の平均粒径  $\bar{d}$ に等しい  $17\mu\text{m}$ の直径を持った均一粒径の油滴が一様に空気 ( $20^\circ\text{C}$ ) と混合して, 燃空比  $\phi_l = 0.015\text{kg/kg}$ の油滴雲を形成したとすると, 油滴空間密度は約  $8.5\text{個}/\text{mm}^3$ となり, この油滴雲がビーム交差部中央の水平断面 (長径  $2.0\text{mm}$ , 短径  $0.15\text{mm}$ のだ円形) を  $8\text{m/s}$ で通過したとすれば, パルスの平均時間間隔は約  $62\mu\text{s}$ となる。ただし, 空気の密度  $\rho_a = 1.166\text{kg/m}^3$ , 燈油の密度  $\rho_l = 800\text{kg/m}^3$ とした。

ところが、A-D変換器のサンプリング時間は $20\mu\text{s}/\text{ch}$ であり、また、 $I_p$ 信号用増幅器の周波数範囲は10数kHz以下であるために、時間間隔がおよそ $40\sim 100\mu\text{s}$ 以内のパルスは互いに融合して、幅広いバンドのペDESTAL信号を形成することになる。しかも、この予混合噴霧は粒度分布(図3.2参照)から分かるように平均粒径以下の大きさの油滴がかなり多く存在するので、この点からも検出器が一つ一つの油滴からのミー散乱パターンを完璧に捕らえきることとは不可能ということになる。

このことから、図5.4(a)の $I_p$ の信号波形は単独油滴の通過パルスではなく、油滴空間密度の変動に油滴表面積の変動が重畳した形になっているものと考えられる。波形から見て油滴は空間に不均一に分布し、ビーム交差部に集団で入ってくる期間と全く入ってこない期間が交互に現れている。

一方、火炎発光の検査体積はミー散乱光のそれを包み込むように配置されており、前者の水平断面積は $2\times 4=8\text{mm}^2$ で、後者の断面積( $\pi/4$ ) $\times 2.0\times 0.15=0.24\text{mm}^2$ の34倍もある。また、 $(4.0-0.15=)3.85\text{mm}$ の直径を持つ油滴群がどちらの検査体積も通過する確率は、およそ $1/2$ (厳密には47%)であるが、より小さい油滴群にとっては、両検査体積ともに通過する確率よりも、火炎発光の検査体積のみを通過する確率の方が大きくなる。このことから、油滴群のスケールが小さくなるにつれて、ミー散乱光と火炎発光との相互相関係数は実際の現象に関係なく減少してしまうことを考慮しておかなければならない。

油滴群の飛行速度は $V_p$ のPDFから見ておよそ $5.4\sim 8.0\text{m/s}$ であるため、 $3.85\text{mm}$ の油滴群によって生じるペDESTAL信号の周波数は $1.4\sim 2.1\text{kHz}$ となる。それゆえ、この周波数以上での、ミー散乱光と火炎発光のフェイズの変動やコヒーレンスの減少は、両検査体積の大きさの違いに起因する。

一方、OHとCHバンドの火炎発光の相互相関に対しては同一の検査体積を使用しており、ノイズや計測器性能以外の影響がないため、かなりの高周波領域まで現象の解釈が可能である。

### 5.3.1 各種信号波形の対比

さて、同時測定 of 信号を比較する。

$\phi_l / \phi = 0.23$  と気相燃料割合が多い場合 (図 5.4 (a) と図 5.5 (a)) には、OH および CH バンドの発光信号波形はよく似ており、ほぼ同時に立ち上がっている。また、両者の PDF の形状も類似している。油滴の存在を示すミー散乱光信号は、火炎発光が生じている時間内に存在している。

$\phi_l / \phi = 0.23$  は  $\phi_g = 0.050 \text{ kg/kg}$  に相当しており、プロパンだけで当量比がおよそ 0.8 もあって自燃可能なので、OH バンドと CH バンドの自発光がほぼ同時に発生するというガス予混合火炎の性質を示すのは当然であろう。それにもかかわらず、油滴塊が存在する期間を中心に、それよりやや長い期間 OH と CH バンドの発光が現れ、油滴塊が存在しない期間には、その初めと終りの部分を除いて OH と CH バンドの発光が消失する。これは、気体燃料と油滴とが共存する領域の方が気体燃料だけの領域よりも燃焼速度が大きく、そのような領域へ選択的に火炎が伝ばしていくためであろう。

全当量比が約 0.95 と若干希薄側にあるので、火炎は油滴塊の内部にまで入り込むが、内部では油滴の密集した、より小規模な高濃度油滴塊が強い発光を伴って拡散的に燃焼しているはずである。それに対応して、OH や CH バンドの発光信号に幅の狭い鋭いピークが含まれている。

$\phi_l / \phi = 0.62$  と液相燃料の割合が増して気相燃料が希薄になり、もはや気相単独では燃焼できない気相当量比になっても、OH と CH バンドの発光信号の類似性はまだ相当に認められる。とくに、ピークの立ち上がりには強い相関が認められる。ただ、 $h = 30 \text{ mm}$  の図 5.4 (b) では CH バンドの発光に明瞭なピークが見られず、弱い連続的な発光に OH バンドと連動した不明りょうなピークが重畳しているが、これは自発光測定体積内に常に発光を伴う燃焼領域が存在しているためであろう。 $h = 40 \text{ mm}$  の図 5.5 (b) になると、小規模な油滴群の燃焼が盛んになり、巨大油滴群全体も燃焼し始めて、CH バンドの発光ピーク



も高くなる。このCHバンドの発光ピークは、CHラジカルの発光よりも、すすなどからの固体発光が優勢なように思われる。

ここで、OHバンドの発光と油滴のミー散乱光信号とを比べてみると、 $h = 30\text{mm}$ の図5.4(b)ではミー散乱光信号とOHバンドの発光信号とは、一方が立ち上がるときには他方が低下するという逆転傾向を示している。ところが、 $h = 40\text{mm}$ の図5.5(b)では、同一傾向を示す部分もあれば逆転傾向を示す部分もあり、一概には規定できない。このことから、火炎前縁では巨大油滴塊の内部に火炎は入り込まず、その周辺で燃烧するが、 $10\text{mm}$ ほど下流にゆくと、しだいに巨大油滴塊の内部にも火炎が入り込むようになると考えられる。

$\phi_i/\phi = 1.0$  と純粋の噴霧燃烧(図5.4(c)と図5.5(c))においても、 $\phi_i/\phi = 0.62$  の場合と定性的に大差ない。このことから、少なくとも燈油のような軽質燃料の噴霧燃烧は構造的に見て、気液混焼の延長線上にあり、特異条件ではないことが分かる。

図5.1の $F_{CH}$ フィルタを $F_{C_2}$ フィルタに交換して、 $C_2$ バンドとOHバンドの発光信号を対比してみても、図5.4や図5.5のOHとCHの組み合わせと大差なく、その立ち上がりには密接な対応関係があった。ただ、 $C_2$ バンドの発光信号には際だって高く鋭いピークが散見され、しかもOHバンドの発光と連動していない場合が散見された。図5.6に示された、 $t = 40 \sim 50\text{mm}$ における $I_{C_2}$ の高いピークがその例である。これは、 $C_2$ バンドの火炎発光がCHバンドのそれに比べて長波長領域に位置するだけに、すすなどからの固体発光による影響がより強く出ているものと考えられる。なお、実験条件は図5.4(b)と同一である。

### 5.3.2 OHバンドとCHバンドの火炎発光信号の対比

図5.7は図5.4のOHバンドとCHバンドの発光信号の相互相関をとったもので、 $S_{OH,CH}(\tau)$ は $I_{OH}(t)$ と $I_{CH}(t)$ の相互相関係数である。横軸 $\tau$ の

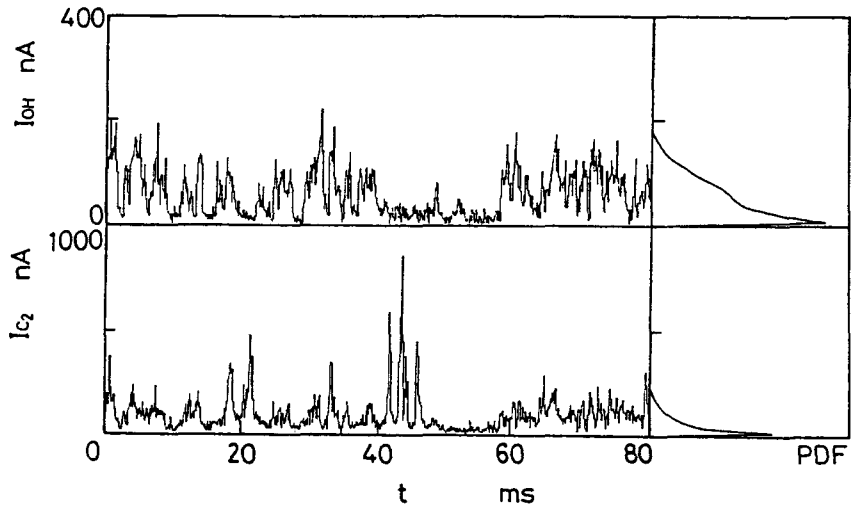


図 5.6 OHバンドとC<sub>2</sub>バンド火炎発光信号

( $h = 30\text{mm}$ ,  $\phi = 0.065\text{kg/kg}$ ,  $\phi_l / \phi = 0.62$ ,  $P_r = 0.4\text{MPa}$ ,  
 $\alpha = 1.38\text{m/s}$ ,  $\bar{d} = 52\mu\text{m}$ )

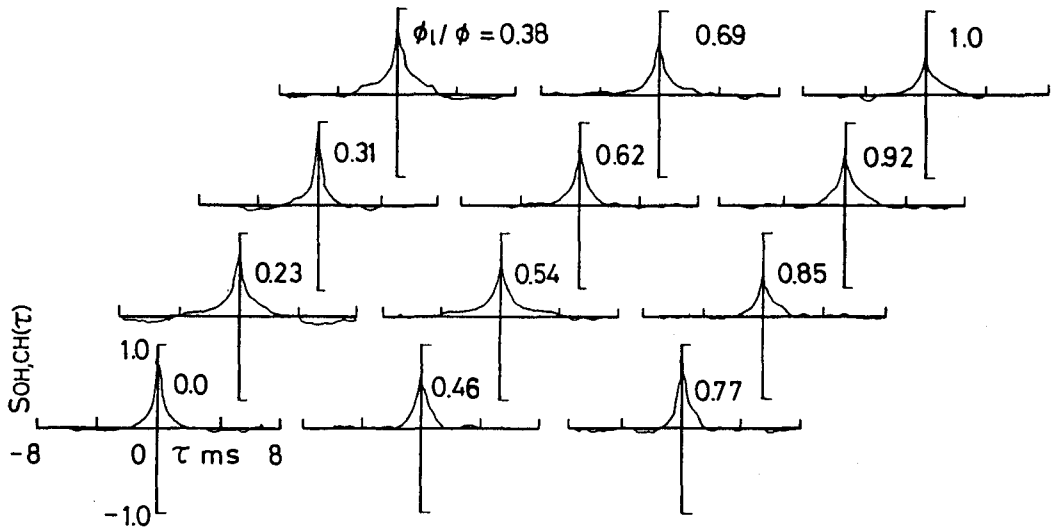


図 5.7 OHバンドとCHバンド火炎発光の相互相関係数 ( $h = 30\text{mm}$ )

正方向は、OH発光信号に対するCH発光信号の遅れ時間を表している。図中のパラメータは混焼割合で、左下の0.0から右上の1.0まで増加する。

混焼割合に関係なく  $\tau = 0$  msにほぼ左右対称な正のピークが見られる。これは、OH発光にCH発光がよく追従しており、予混合的な気相反応が生じていることを示している。しかし、図の傾向を全体的に見ると、混焼割合  $\phi_i / \phi$  が大きくなるにつれて、ピークの幅、高さともに低くなっており、その値はおよそ0.9から0.5に減少している。これは、気相燃料流量が減少すると、気相燃料だけの単独燃焼は困難となり、油滴塊の内部や周辺での拡散燃焼がしだいに目立ってくるためであろう。それにもかかわらず、 $S_{OH,CH}(\tau)$ の形状にそれほど大きな変化が見られないところから、噴霧専焼の場合でも、総合的にはかなり予混合的な気相反応が生じていると推定される。

図5.8および5.9は、それぞれ、OHとCH発光信号についてのフェイズ  $P_{OH,CH}(f)$  およびコヒーレンス  $C_{OH,CH}(f)$  をとったものである。ただし、 $f$  はフーリエ周波数である。これらの値は、それぞれ、OHおよびCHバンドの火炎発光信号の同一フーリエ周波数成分の間の、位相角と相互相関を意味している。

低周波成分に対して、混焼割合の程度にかかわらず、両信号間のフェイズおよびコヒーレンスは、それぞれ、0ラジアンおよび1.0に近い値をとっており、4 kHz以上で相関が劣化してくる。しかしながら、混焼から噴霧専焼に渡って両図を詳しく見てみると、2 kHzを越えるあたりから、しだいにフェイズの変動が目立つようになるとともに、コヒーレンスが低下する。噴霧専焼に近い場合には、2 kHzより小さい周波数領域でさえもフェイズの変動が若干現れており、コヒーレンスの値が小さくなっている。

低周波領域でフェイズが0ラジアン、コヒーレンスが1.0であることは、混焼割合にかかわらず、噴霧火炎全体としてはOH発光とCH発光の連動する予混合的な気相反応が起こっていることを意味している。

混焼割合の大きい場合、コヒーレンスの値が低周波領域で大きく、高周波領

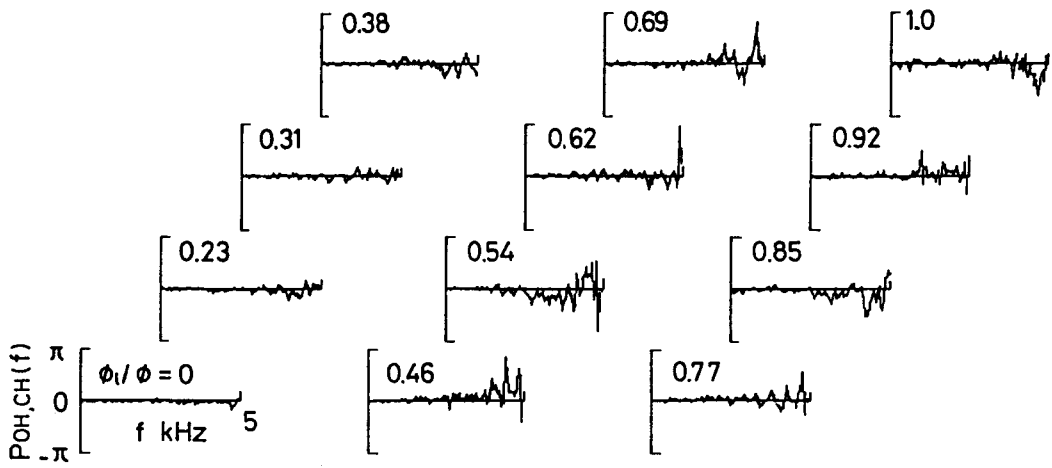


図 5.8 OHバンドとCHバンド火炎発光のフェイズ ( $h = 30\text{mm}$ )

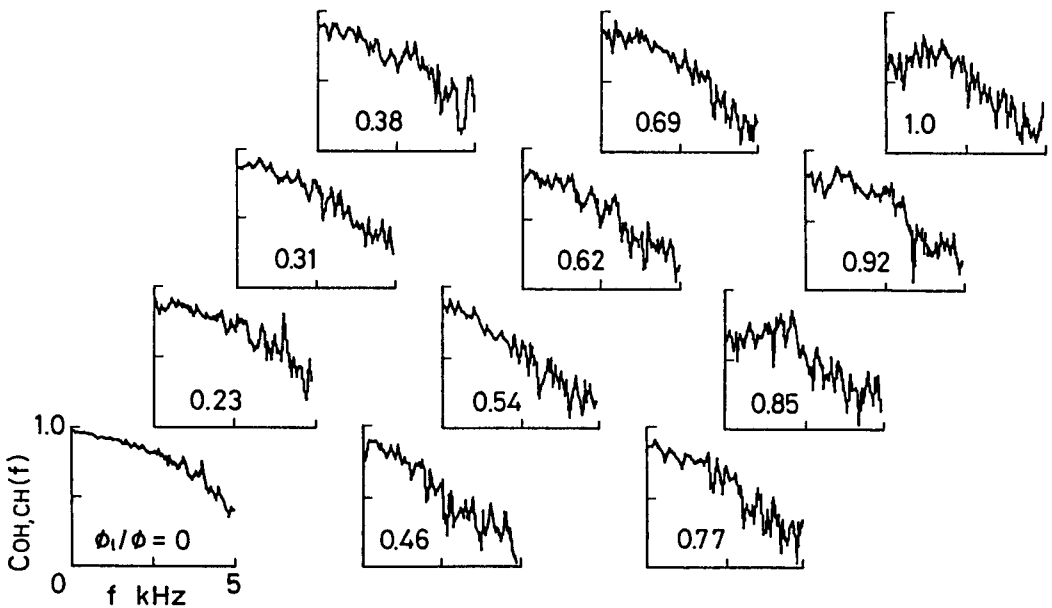


図 5.9 OHバンドとCHバンド火炎発光のコヒーレンス ( $h = 30\text{mm}$ )

域で小さいことは、OH発光とCH発光の連動する大スケール火炎塊の内部において、液相燃料が多くなり当量比が一様でなくなるため、拡散的に燃焼する小スケール火炎片が出現してCHバンドへの固体発光の寄与分が増す。その結果、OH発光と連動しない高周波成分がCH発光信号に重畳してくることを示しているものと考えられる。コヒーレンスの変化に対応して、2 kHz より高い周波数領域でフェイズの変動が増加し始め、4 kHz 以上で無相関になってしまうのは、気相速度5.4~8.0m/sで2 kHz以下に相当する2.7~4.0mmの空間スケールの油滴群内部で拡散火炎片が現れ、4 kHz 以上に相当する1.4~2.0mmより小さなものは、OH発光とほとんど連動せず、すすなどからの極めて強い固体発光を伴う既燃部分、あるいは拡散的な燃焼モードにあることを示していると考えられる。

これらのことから総合的に考えると、噴霧火炎は、全体的に予混合燃焼している大規模油滴群の内部に拡散的に燃焼している火炎片を持つ複数の小規模油滴群を含んだ構造、いわゆる階層構造をしていることが予想される。

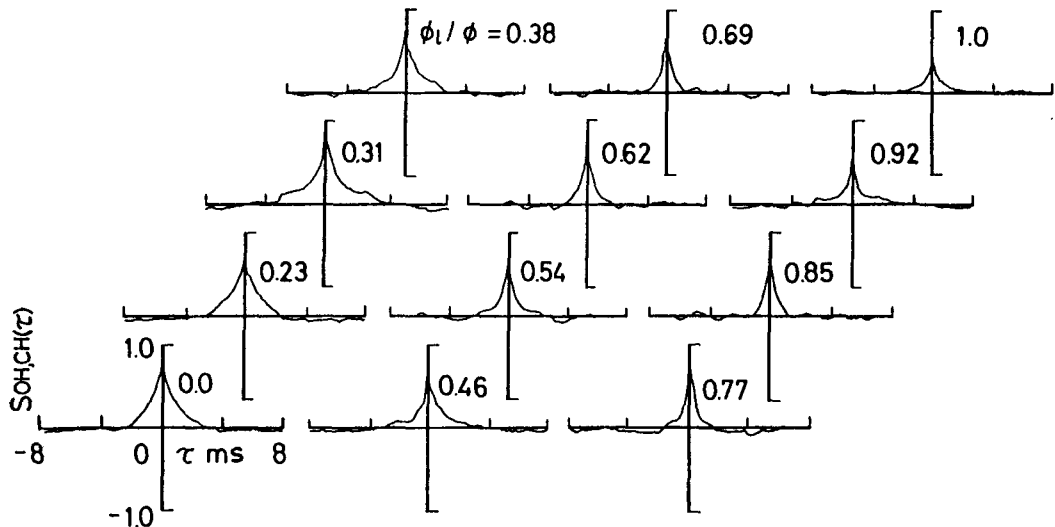


図5.10 OHバンドとCHバンド火炎発光の相互相関係数 ( $h = 40\text{mm}$ )

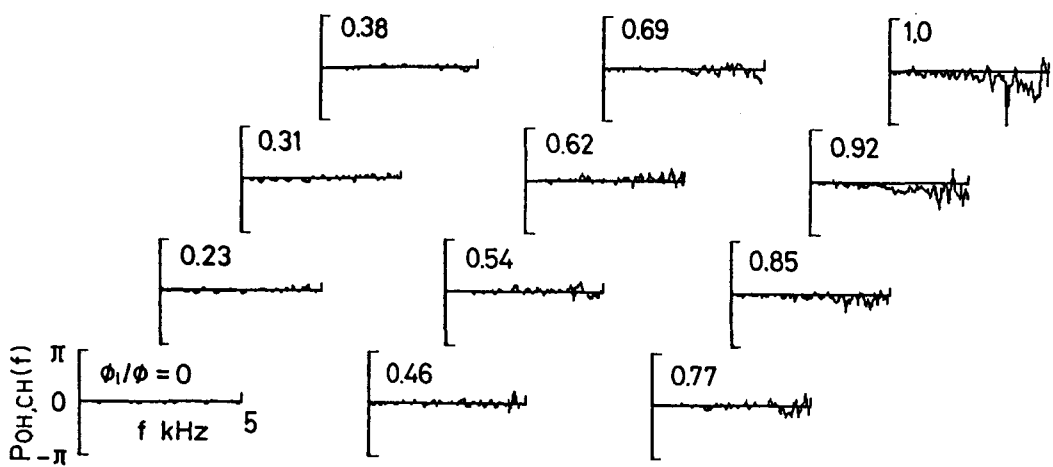


図 5.11 OHバンドとCHバンド火炎発光のフェイズ ( $h = 40\text{mm}$ )

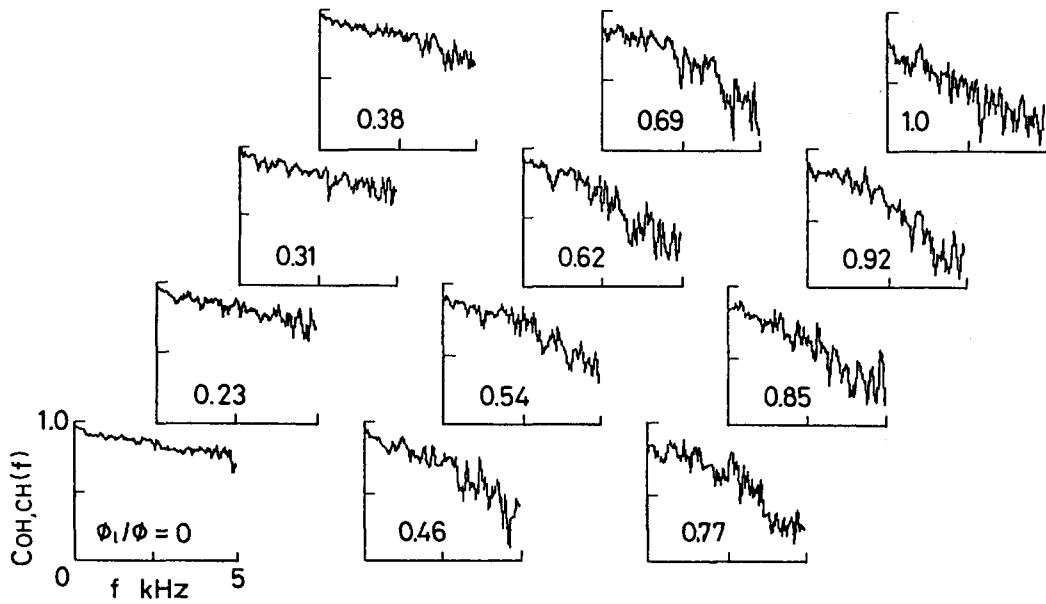


図 5.12 OHバンドとCHバンド火炎発光のコヒーレンス ( $h = 40\text{mm}$ )

10mm下流の $h = 40\text{mm}$ における同時測定信号，すなわち 図5.5に対する相互相関係数，フェイズおよびコヒーレンスを，それぞれ，図5.10，図5.11および図5.12に示す．これらの計算結果の傾向は $h = 30\text{mm}$ の場合に比べてより顕著である．とくに，フェイズは，混焼割合が0.46まで周波数に関係なく，ほぼ0ラジアンを保っており，また，これに対応して，コヒーレンスもかなり高周波領域まで1.0に近い値を保持している．このように， $h = 30\text{mm}$ の場合よりもOHとCH発光信号の連動が良好であることは，混焼割合の小さい場合，火炎前縁前半部で油滴群が急速に蒸発し，後半部では予混合的な燃焼モードになることを示している．これは，図4.15(a)の模式図とよく一致しているようである．

混焼割合が大きい場合には，やはり高周波領域でフェイズ，コヒーレンスともに変動が大きく，相関が劣化している．これは，液相燃料流量が多く，油滴粒径も大きくなっているため，油滴群の蒸発が遅れて，火炎下流域まで拡散的な燃焼モードが続くのであろう．

### 5.3.3 OHバンドの火炎発光信号と油滴からのミー散乱光信号の対比

図5.13は，図5.4のOHバンドの発光信号と油滴からのミー散乱光信号の相互相関をとったもので， $S_{OH,P}(\tau)$ は $I_{OH}(t)$ と $I_P(t)$ の相互相関係数である．横軸 $\tau$ の正方向は，OH発光に比べてミー散乱光信号が遅れることを表している． $\phi_i/\phi = 0.23$ と混焼割合の最も低い場合， $S_{OH,P}(\tau)$ は， $\tau = -0.6 \sim 1.2\text{ms}$ で負， $\tau = -6.8 \sim -0.6\text{ms}$ で正となっている．したがって，油滴群の中心部ではOH発光は弱く，それより5~54mm上流（下側）でOH発光が強くなる．このことから，強いミー散乱を行う巨大油滴の密集領域よりも，その上流側の微小油滴と希薄混合気の共存領域の方へ選択的にパイロット火炎からの火炎伝ばが生じやすいということが推測される．OH発光が上流側に現れるか，下流側に現れるかは油滴および気体の流れ状態，とくにスリップによる大

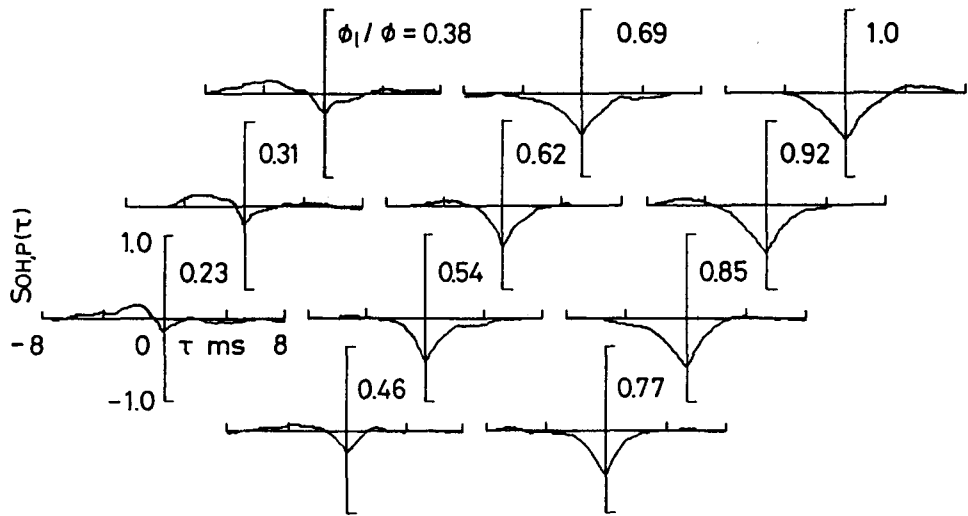


図 5.13 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光の相互相関係数  
( $h = 30\text{mm}$ )

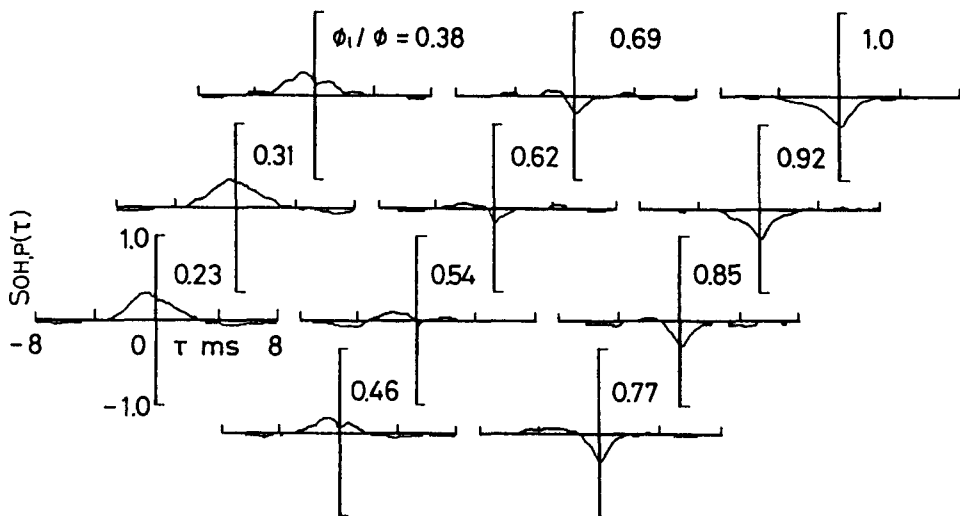


図 5.14 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光の相互相関係数  
( $h = 40\text{mm}$ )



小油滴の分離がどちらに向けて起こるかによるであろう。

混焼割合  $\phi_i/\phi$  が増加するにつれて、 $\tau = 0 \text{ ms}$ の谷が深く、幅広くなって、 $\tau = -6.8 \sim -0.6 \text{ ms}$ にあった  $S_{\text{OH,P}}(\tau)$ の正の領域は消失してしまう。これは、5.3.1節で述べたOH発光とミー散乱光信号との逆転傾向を数値的に確認した形になっている。しかしながら、谷のどちらかの側には依然としてかすかに  $S_{\text{OH,P}}(\tau)$ の正の領域が存在する。これは、気相燃料の濃度が低下して予混合的な燃焼が困難になっても、スリップにより大小油滴の分離が起こると局部的に選択的な火炎伝播が生じ、その部分で予混合的な燃焼モードになっていると思われる。

図5.14は、上記の場合よりも10mm下流の  $h = 40 \text{ mm}$  で得た信号波形、すなわち図5.5のOHバンドの発光信号と油滴からのミー散乱光信号から求めた相互相関係数  $S_{\text{OH,P}}(\tau)$  である。混焼割合の低い  $\phi_i/\phi = 0.23$  と  $0.31$  の場合には、図5.13 と比べると、今まであった谷が単一の山に変わり、負値をとる領域がなくなっている。つまり、OH発光とミー散乱光に強い相関のあることが分かる。

混焼割合  $\phi_i/\phi = 0.54$  よりも大きい場合は、図5.13で混焼割合が  $0.23$  より大きい場合によく対応しており、相互相関の曲線が類似していることが分かる。これは、空気  $1.0 \text{ kg}$  あたり  $((0.54 - 0.23) \times 0.065 = ) 0.020 \text{ kg}$  の燈油が  $10 \text{ mm}$  の間に蒸発したためであろう。そして、油滴塊は、火炎前縁部から下流へ移動するにつれて上流側から侵食され、火炎がその内部に入ってOHバンドの火炎発光を出すに至ると推測される。

図5.15および図5.16は、それぞれ、図5.13に関連しているフェイズ  $P_{\text{OH,P}}(f)$  およびコヒーレンス  $C_{\text{OH,P}}(f)$  である。なお、この場合は後述のように、フェイズが  $\pi$  ラジアンを中心に変動するので、位相角の範囲を  $0 \sim 2\pi$  ラジアンとして計算した。混焼割合  $\phi_i/\phi = 0.38$  以下の気相燃料濃度が高い場合には、周波数が  $0 \text{ kHz}$  に近づくにつれて、フェイズは  $0$  ラジアンに漸近して行く。コヒーレンスは、フェイズの  $0$  ラジアンへの漸近が急激なため、そ

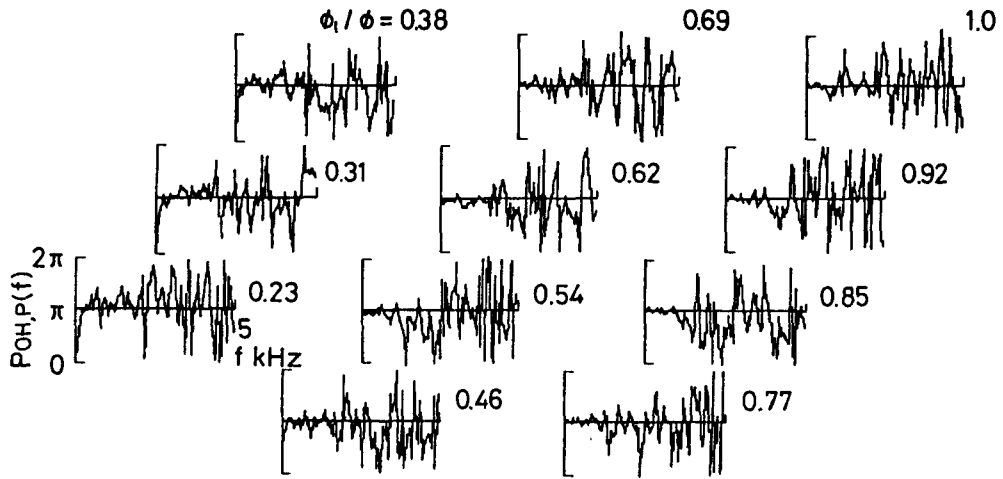


図 5.15 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光のフェイズ  
( $h = 30\text{mm}$ )

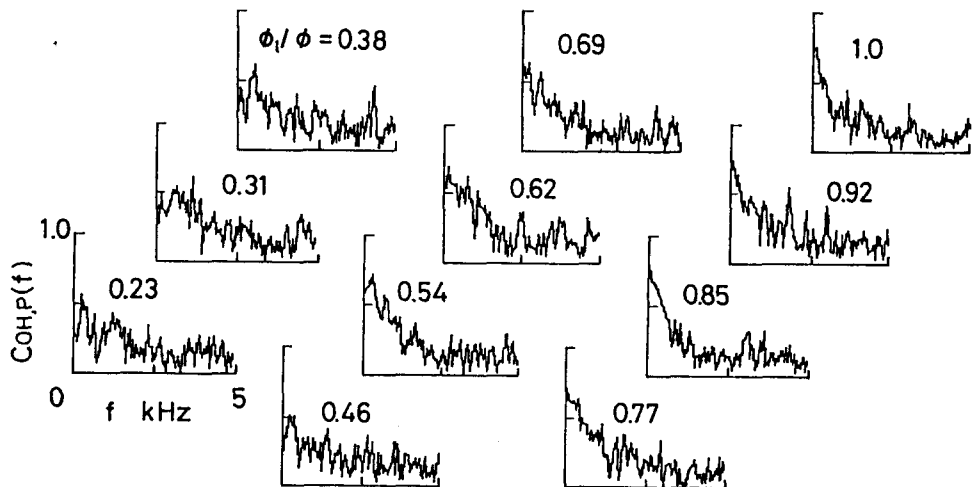


図 5.16 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光のコヒーレンス  
( $h = 30\text{mm}$ )

れに対応する低周波領域では比較的低い値を取っている。このことから、極低周波領域、つまり大スケールの火炎塊に対しては、OH発光とミー散乱光との相関はあまり高くないが、両信号は同位相であることが分かる。

一方、 $h = 40\text{mm}$ の場合には、図5.17に示すように、フェイズの0へ漸近する様子が図5.15に比べて緩和しており、フェイズが0に近い値をとる周波数領域が拡大している。そのため、その領域に対してコヒーレンスの値も大きくなっている（図5.18参照）。ゆえに、 $h = 30\text{mm}$ の場合に比べて、OH発光とミー散乱光との相関も高く、同位相であるという傾向が顕著であることが分かる。

しかし、図5.15において、 $f = 0.3\text{kHz}$ 以上の領域では、フェイズが $\pi$ ラジアンを中心に振動し始める。すなわち、OH発光とミー散乱光とが逆位相になる。コヒーレンスは変動しながら1kHzのあたりまで比較的大きな値を取っているが、周波数が大きくなるにつれて低下し、およそ2kHz以上になるとフェイズと同じく無相関に振動し続ける。このことから、大きなスケールで見れば油滴塊の内部でOHバンドの火炎発光が生じていることになるが、0.3kHz以上、つまり、 $1/(0.3 \times 10^3) \times 8.0 \times 10^3 \approx 27\text{mm}$ 以下のスケールの油滴群に対しては、その外部でOH発光が生じていることになる。

混焼割合 $\phi_i/\phi$ が大きくなると、極低周波成分においてもフェイズは $\pi$ ラジアン、すなわち逆位相を保つようになる。この時、コヒーレンスは、 $f = 0\text{kHz}$ 近傍で1に近い値をとっており、この程度の周波数に対しては両信号に相関が認められた。すなわち、液相燃料流量が増加するにつれ、大きなスケールで見ると燃焼反応は油滴群外部においてのみ起こっていることになる。周波数が高くなると、コヒーレンスは急速に低下し、フェイズの変動が激しくなる。この傾向は、図5.17および5.18に示すとおり、 $h = 40\text{mm}$ の場合についても変わらない。

全体的に見てみると、混焼割合 $\phi_i/\phi$ が0.23→1.0と変化すると、油滴平均速度は8.0→5.4m/sと変化し、コヒーレンスが低下しきる周波数は2→1kHz

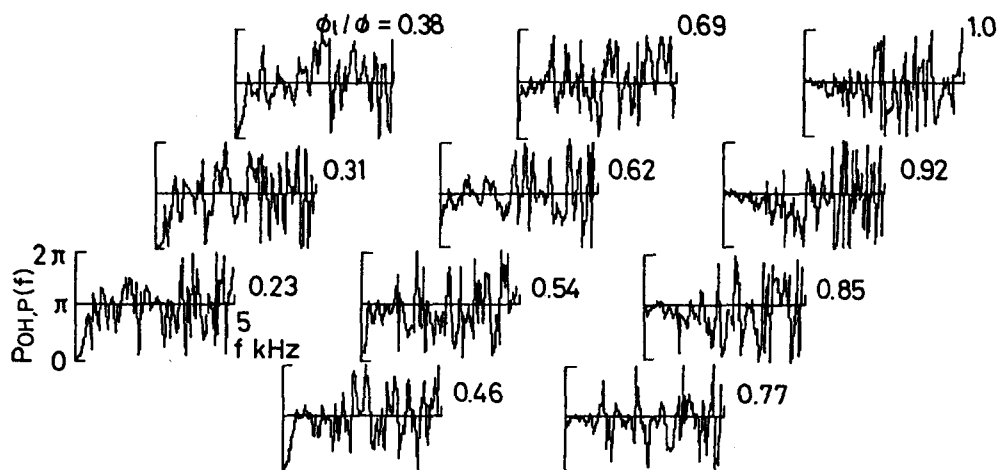


図5.17 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光のフェイズ  
( $h = 40\mu\text{m}$ )

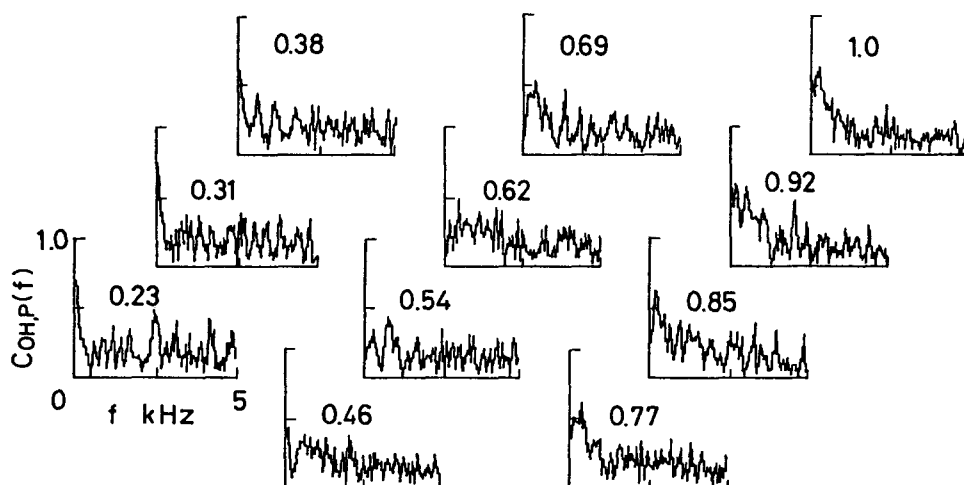


図5.18 OHバンドの火炎発光と油滴からのミー散乱光のコヒーレンス  
( $h = 40\mu\text{m}$ )

と変化している。それゆえ、アイデンティティの認められる火炎塊のスケールはおよそ4.0~5.4mm以上となる。そして、それ以下の空間スケールではOH発光信号とミー散乱光信号との間に相関が認められなくなることになる。4mmという値は発光検出体積の奥行きに一致しており、これ以下のスケールでの現象は奥行き方向に重なりあって、発光からはアイデンティティが識別できなくなるのであろう。

以上のことから、混焼割合が大きい場合、油滴塊の内部ではOHバンドの発光を伴う気相燃焼は生じにくく、少なくとも火炎前縁で油滴塊は外部集合燃焼もしくは外殻燃焼を行っていることが推定される。一方、混焼割合が小さい場合には、外部集合燃焼するのは27mm以下の小規模な密集油滴塊に限られ、それら油滴塊の外側のすきま領域に、たとえそれが大規模な油滴塊の内部であっても、OHバンドの発光を伴う気相燃焼反応が生じている。また、大規模油滴塊が下流へ移動し、油滴の蒸発が進むにつれて、OH発光を伴う気相反応領域が広がってゆく。これは、大規模油滴塊が外部集合燃焼もしくは外殻燃焼する油滴塊の集合体であり、全体的には階層構造をとって集合燃焼していることを意味しているようである。

#### 5.4 む す び

予混合噴霧火炎とその気液混焼火炎の前縁付近において、OHバンドとCHバンドの火炎発光、ミー散乱光（ペDESTAL）ならびにドップラバースト（油滴飛行速度）を同時にモニタし、周波数解析と統計解析を行った。得られた結果を総括すると、つぎのとおりである。

- (1) 火炎発光は、気相燃料のみの領域や油滴の密集領域では検出されず、適度に油滴が気相燃料と共存する領域で検出される。つまり、共存領域

へ選択的に火炎伝播が起こっているようである。とくに、噴霧専焼に近い混焼割合では、大小油滴の相対速度のために、油滴母集団から小さい油滴が分離し、共存領域を形成するのであろう。

- (2) 混焼割合にかかわらず、OHバンド、CHバンド、C<sub>2</sub>バンドの火炎発光信号、とくにそのピークの立ち上がりがよく対応している。このことから、大きいスケールで見ると、気相燃料割合の多い気液混焼はもちろんで、噴霧専焼の場合でさえも予混合的な気相燃焼反応が支配的であることが分かる。ただ、小規模な高濃度油滴塊は強い輝炎を作る傾向にあり、それがCHあるいはC<sub>2</sub>バンドの発光信号に高く鋭いピークを作る。つまり、OH発光を伴う気相燃焼反応領域の内部に拡散的に燃焼する小スケールの火炎片が存在するという階層構造をとるようになる。
- (3) 混焼割合が小さく、ガス専焼に近い場合には、大スケールの油滴群はOH発光を伴って予混合燃焼しているが、その中に含まれている27 $\mu$ m以下の小スケールの油滴群は外部集合燃焼あるいは外部殻燃焼をする。それゆえ、噴霧油滴は、全体として階層構造をとって集合燃焼を行っている。
- (4) 混焼割合が大きく、噴霧専焼に近い場合、少なくとも火炎前縁において全ての油滴群は外部集合燃焼を行っているようである。しかし、下流へ移動して蒸発がさらに進むにつれて、燃焼のモードが混焼割合の小さい場合に見られるような、階層構造を持つ集合燃焼の形態を呈するようになる。
- (5) 少なくとも燈油のような軽質燃料に対しては、噴霧燃焼は構造的に見て気液混焼の延長線上にあり、特異条件ではない。

### 参 考 文 献

- [1] 日野, スペクトル解析, (1977), 朝倉書店.
- [2] Bellan, J. and Harstad, K., International Journal of Heat and Mass Transfer, 30(1987), 125.
- [3] Bellan, J. and Harstad, K., International Journal of Heat and Mass Transfer, 31(1988), 1655.
- [4] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Twenty-first Symposium (International) on Combustion, (1986), 1755, The Combustion Institute.
- [5] Allen, M.G. and Hanson, R.K., Optical Engineering, 25(1986), 1309.
- [6] Farmer, W.M., Applied Optics, 15(1976), 1984.

## 第6章 燃料噴霧の着火現象

### 6.1 まえがき

燃料噴霧の着火現象の観測は、高温気流[1-7]、電気炉[8-11]、急速圧縮装置[12-14]に液体燃料を噴射する方法や、観測窓付きディーゼル燃焼室[15]を用いて行われてきた。しかし、これらの方法では噴霧と高温空気とがうずを伴いながら混合し、燃料蒸気が油滴から分離して、複雑な状況下で着火現象が起こる。したがって、着火現象は多分に流体力学的な現象に左右され、観測装置によって大きく異なる結果を与える。一方、あらかじめ低温状況下で作成された自由落下状態の噴霧柱（以後、予混合噴霧柱と称する）を、じょう乱を与えることなく急速加熱して点火する方法も考えられる。両者の実験結果を比較することができれば、燃焼現象に関する興味ある事実、すなわち、噴霧の着火現象に及ぼす流体力学的な効果を明らかにすることができる。

そこで、周囲空気との混合を極力抑えた状態で、空間に浮遊する噴霧油滴の急速加熱点火を実現するため、宮阪と水谷は、衝撃波管を用いて、下向きに設置された超音波噴霧器[16]で作成された自由落下状態の予混合噴霧柱を、反射衝撃波で急速圧縮加熱して着火させる方法を考案し、燃料噴霧の着火遅れを測定した[17-21]。

しかしながら、その後の検討で、実験装置に問題があり、予想とは異なる状況下での着火過程を観察していたことが判明した。それは、

- (1) ドレン受けや超音波噴霧器取り付け管の空洞で二次衝撃波が発生し、予混合噴霧柱を乱す。
- (2) 衝撃波管内面の仕上げや気密性が不足し、十分な清掃が行えない。
- (3) 充填空気に環境の不純物や拡散ポンプから逆流した油の蒸気が混入す



る。

(4) 発火検出用フォトランジスタが狭視角型のもので、噴霧柱の一部しか視野に入らない。

の4項目である。とくに(1)と(2)、また(2)に対する対策を行ったあとは(3)が実験結果に大きな影響を与える。

そこで、衝撃波管本体、真空引き用配管系、ならびに発火検出装置を全面的に作り直し、さらにポンベ入り清浄空気を低圧室に充填するようにして、上記欠陥をすべて取り除いたところ、ようやく信頼できるデータが得られるようになった。

しかし、依然として残された問題がある。すなわち、

(1) ごく短時間ではあるが、入射衝撃波背後の高速気流に噴霧柱がさらされて、シャタリング(粉碎)やピーリング(皮むき)による油滴の粉碎が起こる。

(2) 反射衝撃波背後にある静止雰囲気(霧)の持続時間は2msと短く、その後気体の流動が生じる。

(3) 入射衝撃波の一部が噴霧柱によって反射されるために、圧力波が干渉して3次元的な流れ場ができてしまう。

(4) 入射衝撃波到着以前の初期圧力はかなり低い(15~21 kPa)ので、セタンのように極めて低い飽和蒸気圧を持つ燃料を使用しない限り、燃料蒸気の飽和蒸気圧が希薄発光限界(可燃限界ではない)以上になってしまう。

これらの理由のために、本章の実験ではセタンを用いて予混合噴霧柱を作り、それを十分短い着火遅れとなる高温状態で着火させた。ただし、高温では、マイクロミストの発生量が増え、噴霧油滴そのものではなく、マイクロミストからの燃焼蒸気の着火遅れが測定されてしまう可能性もある。しかしながら、この希薄蒸気は、高い飽和蒸気圧の燃料蒸気と同じ役割を果たすものと見なせる。さらに、後続気流が到着した後も温度、圧力ともに、それほど大きく低下しない。

このため、本実験による噴霧の着火過程の観測は意味のあるものと考えられる。その上、噴霧柱の直径を8mmと小さく設定したため、その存在の如何にかかわらず、入射衝撃波の到着以後も圧力波形は変化せず、副次的な斜め衝撃波や反射衝撃波による影響は、格子などを挿入しない限り実験結果に及ばないものと考えられる。

## 6.2 実験装置および方法

使用した衝撃波管着火装置の構成を図6.1に示す。衝撃波管は高圧部長さ3.5m、低圧部長さ6.7m、内径66mmのステンレス製ダブルダイアフラム型である。内面は衝撃波の減衰と不純物の残留を防止するため、バフ加工されている。54

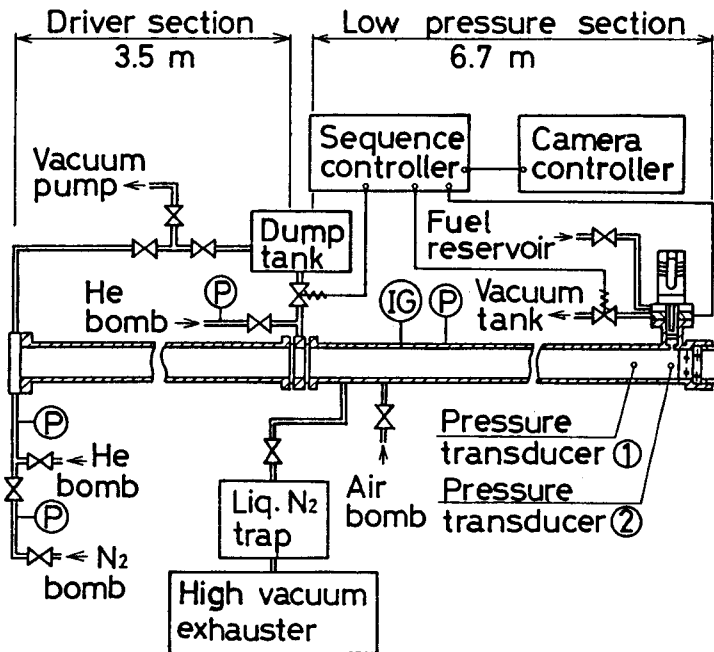


図6.1 衝撃波管装置の構成

■■隔てて設置された2枚のアルミニウム製ダイヤフラムの中間を高圧室と低圧室の中間圧力に保ち、シーケンス制御装置の信号により電磁弁を作動させて、真空のダンプタンクへこの圧力を抜く。これにより、ダイヤフラムの両側に耐圧以上の圧力差が発生し、2枚とも即座に破壊して衝撃波が発生する。

入射衝撃波の速度は、衝撃波面が圧力変換器①と②（Kistler製，201B2）を通過する時間差から、また噴霧柱断面での圧力信号は、圧力変換器②によって計測される。この入射衝撃波速度から、低圧室ガスを半理想気体として反射衝撃波背後の温度 $T_s$ と圧力 $p_s$ が計算される。なお、 $p_s$ は実測値と比較することができる。

低圧室端板近くには予混合噴霧柱供給装置が置かれ、下向きに設置された超音波噴霧器（共振周波数18kHz，ホーン先端径8mm）により、自由落下状態の予混合噴霧柱（直径約8mm）を形成させる。噴霧柱は衝撃波が到着する瞬間に着底寸前の状態にあるように供給されるが、噴射開始時の非定常状態を避けるために、吸引管付きのシャッターで遮断されていた噴霧柱を、そのシャッターを開くことにより落下させるようにした。噴霧柱の落下口は直径8mmに絞られており、供給装置空洞での二次衝撃波の発生を防いでいる。この部分の詳細構造を図6.2に示す。低圧室端板に相当する強化ガラスの厚みを変えることによって、噴霧柱中心軸と端板との距離 $L$ を変えることができる。

予混合噴霧柱の着火過程は、強化ガラス製低圧室端板窓を通して高速度撮影するとともに、着火に伴う発光を紫外、可視、近赤外、広帯域（可視域＋赤外域）に分けて分光観測した。また、ガラス製端板をイオン捕集板の埋め込まれたベークライト製端板に変更して、イオン電流を検出した。

高速度撮影は端板窓を通して管軸方向から行ったが、その際、端板窓の横すみに取り付けられた狭視角型フォトランジスタ（NEC製，PD32H）1個が広帯域発光を、また、噴霧器取り付け断面の側壁に内壁と同一面になるように取り付けられた圧力変換器②が圧力の履歴をモニタした。この圧力変換器は、反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した時刻にマイクロフラッシュを発光させて、シネフィルム

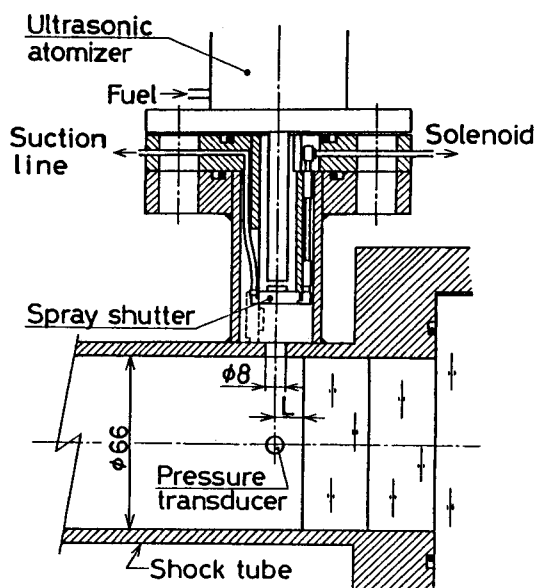


図6.2 予混合噴霧供給部の詳細

面上にマークをつける役目もする。撮影は絞り値2，焦点距離50mmのレンズを絞り全開で使い，ASA400のモノクロームフィルムに5000こま/sで撮影した上で，4倍増感した。

実験にあたっては，衝撃波管内面を完全に清掃したうえで，低圧室を  $1.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$  ( $1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ) まで排気して低圧室内の不純物を除去した後，高純度空気（不純物 16ppm以下）を設定圧力まで充填する。真空ポンプは回転ポンプと拡散ポンプの2本立てとし，後者の油蒸気が低圧室に逆拡散しないように液体窒素式蒸気トラップを設置した。

燃料としては，低圧室初期圧力  $p_1$  においても飽和蒸気が着火限界濃度以下となるセタン（*n*-ヘキサデカン）を使用した。燃料噴射率は  $0.5 \text{ cm}^3/\text{min}$  を標準とした。高圧駆動ガスはヘリウムと窒素の混合気である。

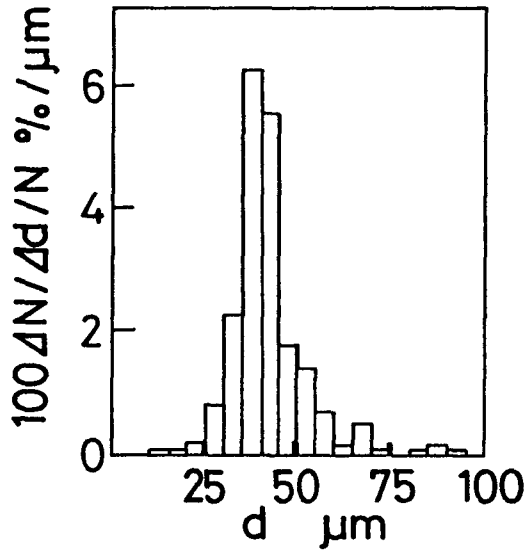


図 6.3 予混合噴霧の粒度分布

### 6.3 機器性能の検討

#### 6.3.1 超音波噴霧器の霧化特性

低圧室初期圧力  $p_1$  の平均値 27kPa (200Torr) のもとで霧化されたセタン噴霧の粒度分布を酸化マグネシウム被膜こん跡法 (3.2 節参照) で調べた。その結果の一例を 図 6.3 に示す。ただし、縦軸は粒数確率密度、横軸は噴霧油滴の直径である。この場合のザウテル平均粒径  $\bar{d}$  は 49.2  $\mu\text{m}$  であるが、 $p_1$  を変えても、噴射率  $q$  を 0.25 ~ 1.0  $\text{cm}^3/\text{min}$  の範囲で変化させても、粒度分布曲線の形状に大差が見られなかった。

噴霧は、ホーン先端から、ほとんど広がることなく円柱状に落下する。大気圧下で一定長さの噴霧柱をサンプリングし、実測の噴霧柱体積とそれに含まれる液量から噴霧の平均当量比を計算したところ、 $q = 0.25, 0.5, 1.0 \text{ cm}^3/\text{min}$  に対して、それぞれ、3.5, 5.3, 8.1 となった。 $p_1 = 27\text{kPa}$  (200Torr) にお

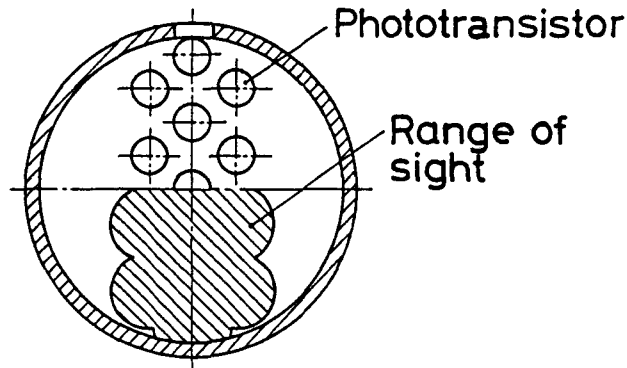


図 6.4 発火検出装置のトランジスタ配置と視野

いても噴霧柱の直径や落下速度が変化しないと仮定すれば、このデータから平均当量比は、それぞれ、13, 20, 31となる。

### 6.3.2 発光検出装置の視野と分光感度特性

発光の検出には、つぎの4つの方法を用いた。

#### (1) 広帯域発光 (WB)

発火の検出感度を向上させるため、狭視角型のフォトトランジスタ (NEC製, PD-32H) を用いた。応答波長帯は、360~1150nm (感度ピーク波長800nm) である。このフォトトランジスタを13個、図6.4の上半分のように配列すると、同図下半分の斜線領域の視野が得られる。各トランジスタの出力電圧は平均化した上で、500倍に増幅した。

#### (2) 紫外発光 (UV)

中心波長 $\lambda_0 = 307\text{nm}$ 、半値幅 $\Delta\lambda = 14\text{nm}$ の光干渉フィルタ (日本真空光学製, IF-W) を通して発光観測を行うことにより、OHラジカルからの紫外発光を測定する。強化ガラスは紫外光を通さないので、図6.5に示すように、直径10mmの石英ガラス窓を持つ金属製端板を低圧室端に

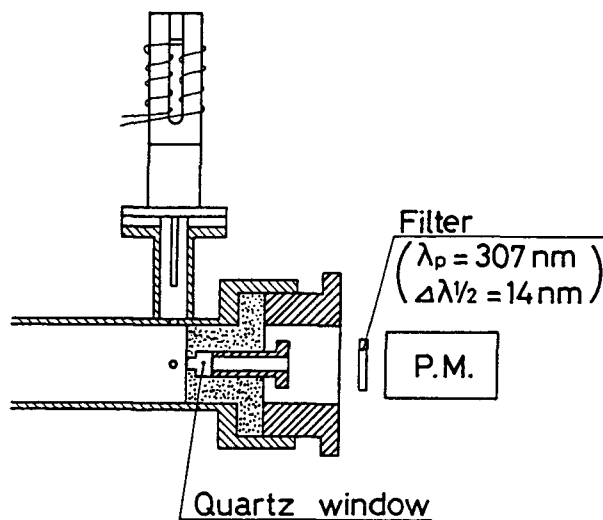


図 6.5 紫外発光検出装置

置いた。受光素子としては光電子増倍管（浜松ホトニクス製，R106）を採用した。なお，光干渉フィルタの高次透過ピークを打ち消すために，色ガラスフィルタ（東芝ガラス製，UVD33S）を2枚重ねて併用した。

(3) 可視発光 (V)

(1) の広帯域発光受光系の受光ユニットの前に，可視域透過フィルタ（日本真空光学製，コールドフィルタCF-B）を2枚重ねて設置して検出した（図6.6参照）。

(4) 近赤外発光 (IR)

(3) のフィルタを，近赤外域透過フィルタ（日本真空光学製，コールドミラーCM）の2枚重ねに変更して検出した（図6.6参照）。

分光器を用いて，低圧室端板窓の分光透過特性も調べた上で，以上4種類の受光ユニットの総合感度特性（窓，フィルタ，受光素子の合成感度）を求めると図6.7になる。なお，各曲線はすべてピーク値で正規化されている。UVはOH(0,0)バンド，VはCH(0,0)，CH(2,2)，C<sub>2</sub>(0,0)の各バンドと固体

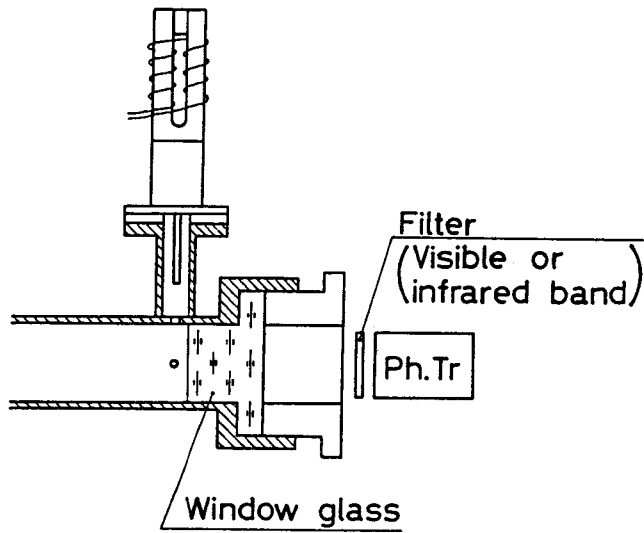


図 6.6 可視/近赤外発光検出装置

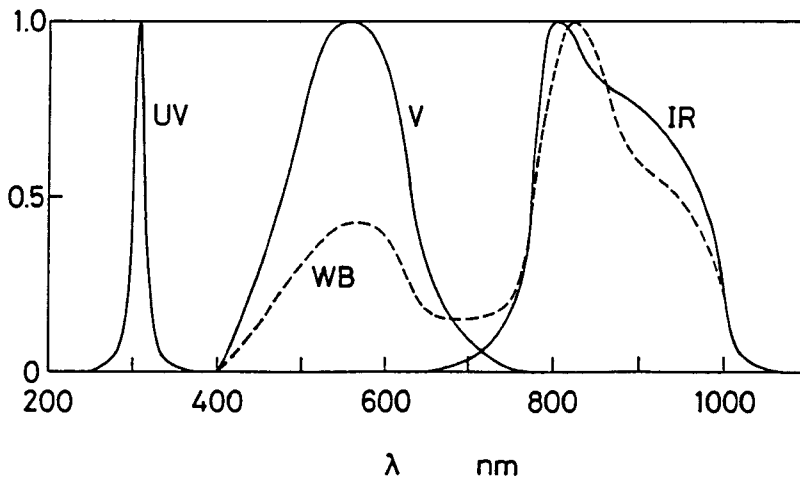


図 6.7 各発光検出装置の総合波長感度特性

発光スペクトル，IRは930nm付近にある水蒸気の吸収バンドと固体発光スペクトルを含んでいる．WBは強化ガラスが700nm付近に透過率の谷を持つために，VとIRとを組み合わせたような分光感度特性を持つ．



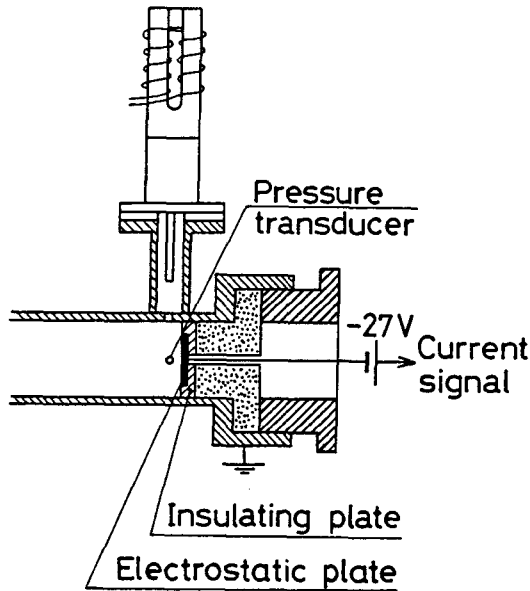


図 6.8 イオン電流検出装置

イオン電流の検出は、図 6.8 に示すようなベークライト板に 40mm(H)×20mm(W) のイオン捕集電極を埋め込んだものを端板内面に取り付け、-27V の電圧を印荷して行った。なお、衝撃波管は接地されている。低圧室にアルゴンまたは窒素を封入し、燃料を噴射した場合としない場合のイオン電流を見ると、いずれの場合にもある程度の浮き上がりが観測された。また、衝撃波管動作時の振動や音響によっても電流波形が変動した。そこで、差動増幅器を用いて直流成分を差し引くことにした。

### 6.3.3 着火遅れの定義と検討

図 6.9 は、噴霧柱断面に設置された圧力変換器②と発火検出装置の出力信号を示したものである。着火遅れ時間の定義は、

(a) 入射衝撃波が噴霧柱断面を通過した瞬間から測定するのか、

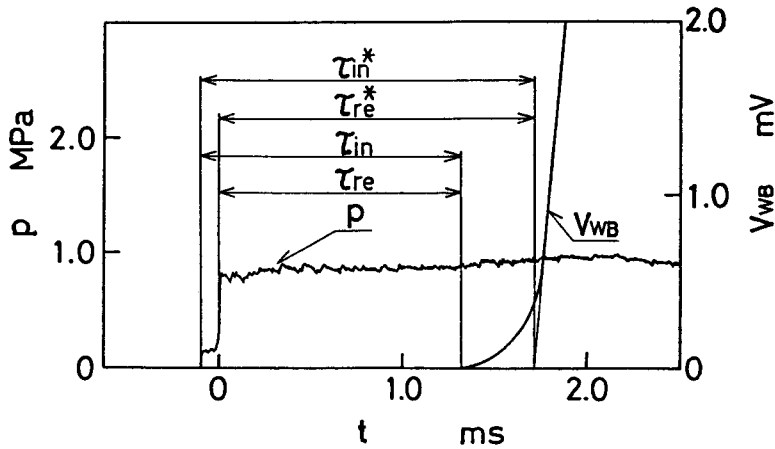


図6.9 着火遅れの定義

- (b) 反射衝撃波が通過した瞬間から測定するのか、
- によって第1の分類がなされ、発火検出装置の出力信号が、
- (c) 零から立ち上がる瞬間を着火時刻とするのか、
- (d) 直線的に立ち上がる部分の延長線が横軸と交差する点を着火時刻とするのか、

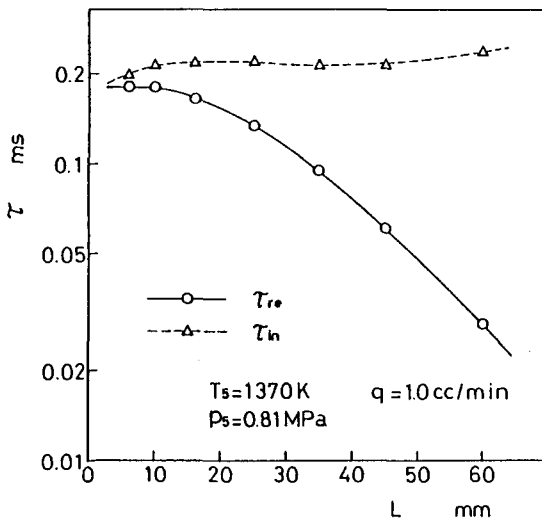
によって第2の分類がなされる。

組み合わせ (a)-(c)を $\tau_{in}$ 、(b)-(c)を $\tau_{re}$ 、(a)-(d)を $\tau_{in}^*$ 、(b)-(d)を $\tau_{re}^*$ と表示したが、ここでは噴霧柱軸と低圧室端板との距離Lをできるだけ詰めることによって、反射衝撃波の到達までの時間を短縮し、 $\tau_{re}$ もしくは $\tau_{re}^*$ を着火遅れに選んだ。

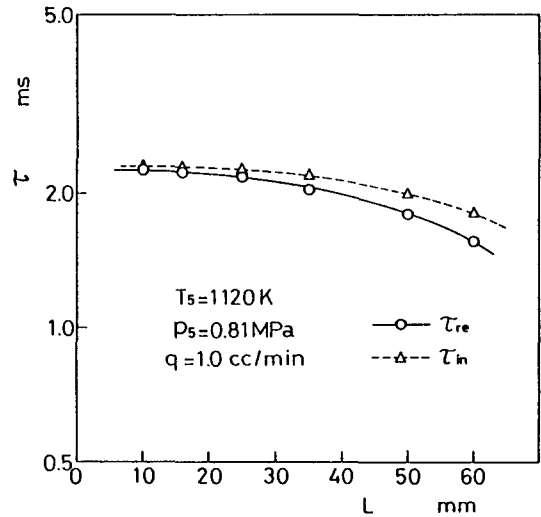
Lをいかに小さくしても零にはできないので、 $(\tau_{in} - \tau_{re})$ は有限値となり、この間に噴霧柱は入射衝撃波背後の雰囲気(温度 $T_2$ および圧力 $p_2$ )で予熱される。また、入射衝撃波は背後に高速流を伴うので、シャタリングやピーリング現象によって微小油滴あるいはマイクロミストが発生すると考えられる。速度932m/sの入射衝撃波にさらされた直径 $49\mu\text{m}$ のセタン滴の初期We数(ウェーバ数; 動圧と表面張力の比)は356で、粉碎の生じる臨界We数20をはる

かに越えている。しかしながら、Kauffmanら[22]によると、直径 $930\mu\text{m}$ のセタン滴にM数（マッハ数）3.79の入射衝撃波が衝突した場合の粉碎時間は $35\mu\text{s}$ 程度なので、直径 $49\mu\text{m}$ 程度のセタン滴ならば数 $10\mu\text{s}$ 程度高速流にさらされても、原形を保つ可能性はある。

噴霧柱がごく短時間でも入射衝撃波にさらされることの影響を調べるために、噴霧柱軸と低圧室端板との距離 $L$ を $6\sim 60\text{mm}$ の範囲で変化させて、 $\tau_{re}$ と $\tau_{in}$ の変化を調べてみた。その結果が図6.10である。入射衝撃波背後および反射衝撃波背後の温度、 $T_2$ および $T_5$ 、が比較的高い図6.10(a)の場合、 $L$ が $60\text{mm}$ まで増加すると $\tau_{re}$ が1桁減少しており、 $L > 15\text{mm}$ の範囲で $\tau_{in}$ と $\tau_{re}$ との差が $\tau_{re}$ に比べて無視し得なくなっている。ゆえに、入射衝撃波が着火過程に大きな影響を与えていることが分かる。高温条件では衝撃波の速度も大きくなるために、 $L$ が大きくなると、予熱効果だけではなく噴霧油滴粉碎の度合いが変わって、マイクロミストの発生量や規模が着火遅れ現象に関与するようにな



(a) 高温時



(b) 低温時

図6.10 Lを変化させた場合の着火遅れの変化

ると推測される。しかし、 $L$ が10mm以下であれば、 $(\tau_{in} - \tau_{ro})$ が $\tau_{ro}$ に比べて十分小さく、また $\tau_{ro}$ は一定値に漸近するので、入射衝撃波が着火現象に関与したとしても、 $L$ が着火遅れを変化させるには至らないようである。

一方、 $T_2$ および $T_5$ が比較的低い図6.10(b)においては、 $L$ が変化しても $\tau_{ro}$ 、 $\tau_{in}$ ともにそれほど大きく変化しない上に、 $\tau_{ro}$ と $\tau_{in}$ の差も10%程度に納まっている。とくに、 $L < 20\text{mm}$ では $\tau_{ro}$ がほぼ一定値になっているので、このあたりでは入射衝撃波が着火遅れに及ぼす影響は無いとは言えないにしても、飽和している。なお、 $\tau_{ro}$ 、 $\tau_{in}$ ともに、高温条件である図6.10(a)の場合に比べて、およそ1桁大きくなっている。

以上のことから、 $L$ を10mm程度に選んでおけば、 $L$ の影響をほとんど受けずに着火遅れが測定できるものと期待される。そこで、これ以後、 $L = 10\text{mm}$ を標準とした。

## 6.4 着火遅れの測定

### 6.4.1 着火遅れの温度依存性

反射衝撃波背後の圧力 $p_5$ を0.85MPa、燃料噴射率 $q$ を $0.5\text{cm}^3/\text{min}$ 一定に保って、反射衝撃波背後の温度 $T_5$ を変化させた場合に、着火遅れ $\tau_{ro}$ と $\tau_{ro}^*$ がどのように変化するかを調べてみた。その結果を図6.11に示す。

$\tau_{ro}$ に対しては $1000/T_5 = 0.85$  ( $T_5 = 1180\text{K}$ )、 $\tau_{ro}^*$ に対しては $1000/T_5 = 0.88$  ( $T_5 = 1130\text{K}$ )付近で見掛けの活性化エネルギーが変化し、折れ線となっている。見掛けの活性化エネルギーは、折れ曲がり点の左右でそれぞれ、 $\tau_{ro}$ に対して、 $170\text{kJ/mol}$ と $31.6\text{kJ/mol}$ 、 $\tau_{ro}^*$ に対して、 $158\text{kJ/mol}$ と $32\text{kJ/mol}$ である。折れ曲がり点より低温側の $32\text{kJ/mol}$ という値は、電気炉[9]や急速圧縮機[23]で得られる値に近いが、高温側の $170$ 、 $158\text{kJ/mol}$ という値は、 $650 \sim 750$

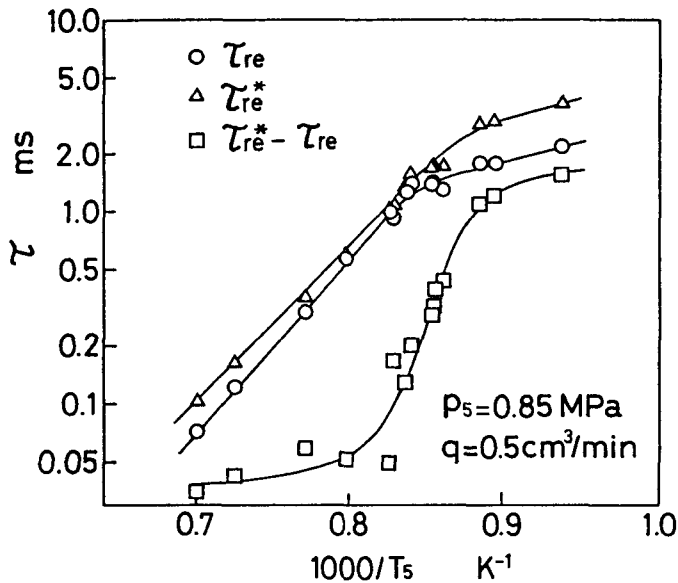


図 6.1.1 着火遅れ時間の温度依存性

K の高温気流中に燃料を主流方向あるいは直角方向に噴射した実験で得られた例 [4-6, 24, 25] があるものの、電気炉法などに比べるとけた違いに大きい。また、 $(\tau_{re} - \tau_{re}^*)$  を図 6.1.1 にプロット (□印) したところ、 $\tau_{re}$ 、 $\tau_{re}^*$  曲線の折れ曲がり点付近で、0.05ms から 1.0ms までジャンプしていることが分かった。このことから、高温領域と低温領域では着火過程が非常に異なることが想像される。

なお、低温領域では火炎発光信号の立ち上がりが鈍くなって、緩やかに上昇するようになるので、着火時刻はフォトランジスタ出力が零から立ち上がる時刻とし、したがって着火遅れ時間には以後  $\tau_{re}$  を用いることにする。

#### 6.4.2 着火遅れの燃料噴射率依存性

燃料噴射率  $q$  を 0.25, 0.5, 1.0 cm<sup>3</sup>/min の 3 段階に変化させて、 $\tau_{re}$  がどの

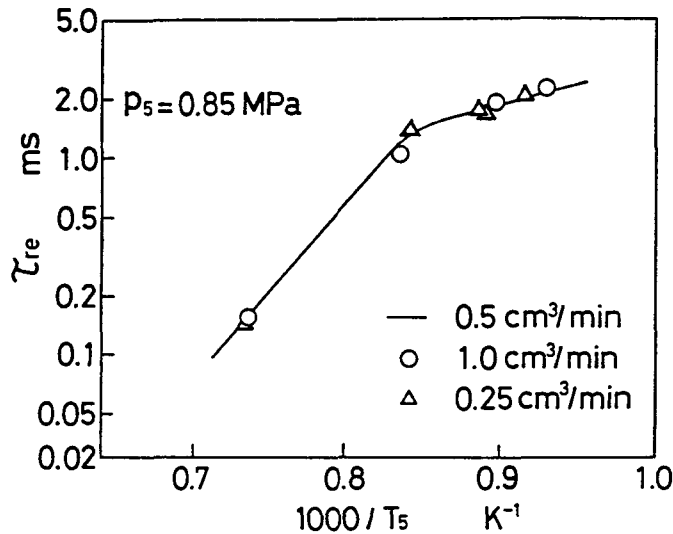


図 6.12 着火遅れ時間の燃料噴射率依存性

ように変化するかを調べた。その結果を図 6.12 に示す。  $p_s$  は図 6.11 と同じく 0.85MPa で、図を分かりやすくするため、  $q = 0.5\text{cm}^3/\text{min}$  の測定点は抜いて、曲線のみを記入してある。この図から、噴射率  $q$  は着火遅れにほとんど影響を及ぼさないことが分かる。これは着火が噴霧柱表面付近の最適濃度のところで生じるためと考えられる。

#### 6.4.3 着火遅れの圧力依存性

$q = 0.5\text{cm}^3/\text{min}$  として高温領域に属する  $T_s = 1390\text{K}$  と、遷移領域と低温領域の境界に位置する  $T_s = 1140\text{K}$  に対して、着火遅れの圧力依存性を調べてみた。その結果を図 6.13 に示す。高温領域では、圧力が上昇すると  $\tau_{re}$  が短縮し、  $\tau \propto p^n$  で定義される圧力指数  $n$  は  $-0.65$  である。低温の  $1140\text{K}$  においても、  $n = -0.59$  とやや鈍感ながら、類似の圧力依存性を示す。

ところで、文献によると、電気炉に対しては  $n = -1.24$  [9]、高温気流に対し

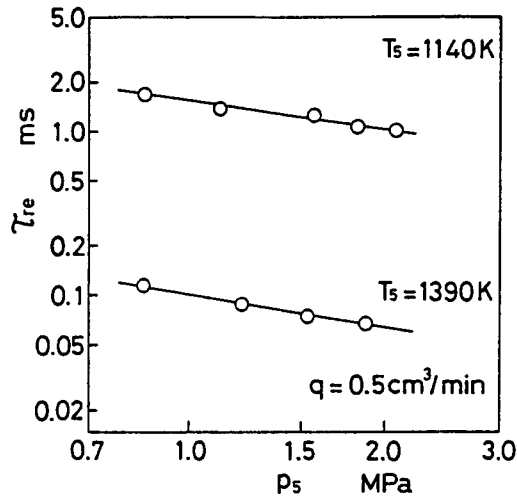


図 6.13 着火遅れ時間の圧力依存性

では  $n = -1 \sim -2$  [24] の圧力指数が示されている。しかも、これらは 900 K 以下の低温で得られている。これらの値に比べて、本節で得られた値はその絶対値がかなり小さくなっている。ただ、急速圧縮機を用いて、空気中にガソリンを噴射した場合の圧力曲線が窒素中にガソリンを噴射した場合の圧力曲線から離れ始めるまでの遅れ時間を計測した実験 [23] によると、795 K における  $n = -0.83$  から 980 K における  $n = -0.33$  まで、温度の上昇に伴って圧力係数の絶対値が減少することが報告されている。このことから、本節の 1100 K ~ 1400 K において約 -0.6 という圧力指数は、取り立てて特殊な値というわけではない。

#### 6.4.4 着火遅れの酸素分圧依存性

標準乾き空気中の酸素分圧  $0.21 p_s$  で無次元化した酸素分圧  $p_{ox}$  を種々に変化させて、着火遅れを測定した。その際、全圧  $p_s$  は 0.85 MPa、温度  $T_s$  は 1140 K 一定に保った。その結果を図 6.14 に示す。 $\tau \propto p_{ox}^m$  で定義される指数  $m$  は、 $\tau_{r_0}$  に対して -1.11 となり、全圧  $p_s$  に対する指数  $n$  に比べて絶対値がかな

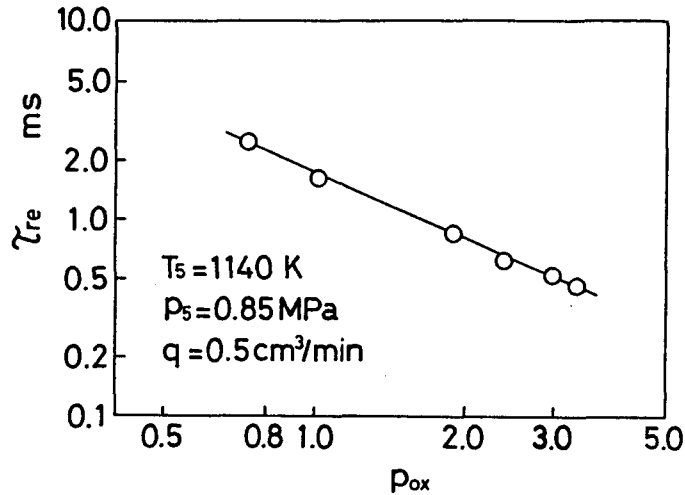


図 6.1.4 着火遅れ時間の酸素分圧依存性

り大きくなっている。これは全圧を増加させても火炎温度はほとんど上昇しないが、空気中の酸素濃度を増加させると火炎温度が上昇するため、当然のことであると考えられる。

## 6.5 衝撃波の一次元気体力学計算と圧力波形

衝撃波管の中で何が起きているのかを調べるために、簡単な一次元気体力学理論[26]を用いて解析を行った。計算条件は、反射衝撃波背後の圧力  $p_5 = 0.87\text{MPa}$  一定 ( $T_5$  を実験条件に合わせるように  $p_5$  を繰り返し計算で算出したために、若干この値から上下する)、そこでの温度  $T_5$  を (a)1360K, (b)1280K, (c)1170K, (d)1110K の 4 段階に変えて計算した。

条件(a) ( $p_5 = 0.82\text{MPa}$ ,  $T_5 = 1360\text{K}$ ) に対する計算結果を 図 6.1.5 に示す。ただし、 $x$  は低圧側ダイヤフラムを原点に低圧室方向にとった軸方向距離、 $t$  は反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した時刻より測った時間である。他の条件に対しても定性的な傾向は変わらない。図中、太い実線は衝撃波、細い実線（



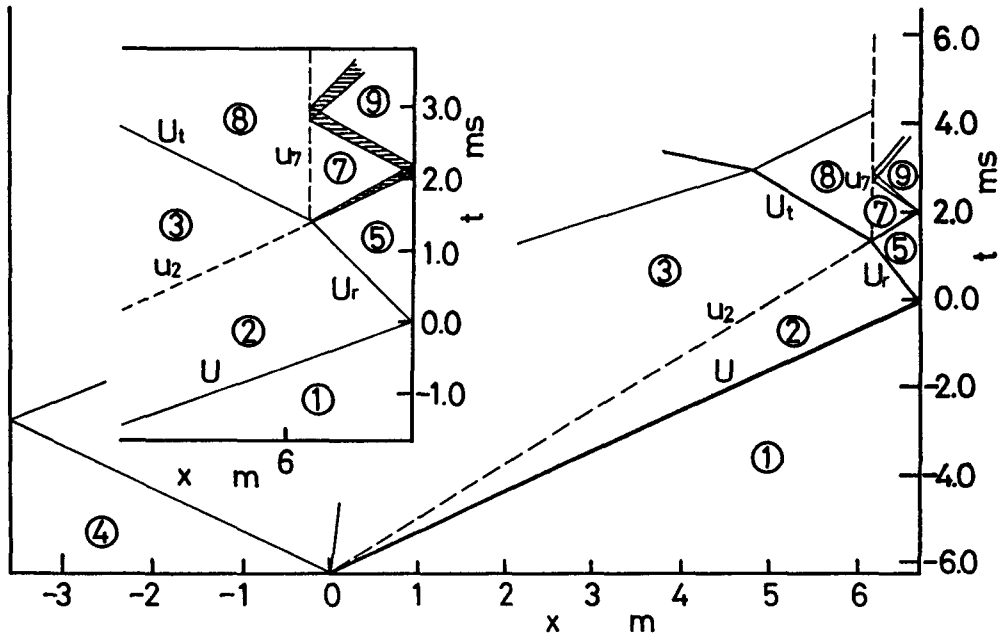


図 6.15 条件(a)に対する  $x-t$  線図

もしくは2本の細線間に斜線を施した部分)は膨張波もしくは圧縮波、破線は接触面で、 $U$ 、 $U_r$ 、 $U_t$ はそれぞれの波の速度、 $u_2 \sim u_7$ は各領域の粒子速度である。領域⑤までは空気を定圧比熱 $c_p$ が変化する広義の理想気体、それ以降は $c_p$ 一定の狭義の理想気体として取り扱っているが、後の領域ほど、粘性その他の影響で計算精度は悪くなる。

予混合噴霧柱は低圧室端板のごく近傍、図の右側の縦軸の太さに隠れる位置にあり、衝撃波面が完全な一次元構造を持たないことから、噴霧柱は領域②、⑦などの状態を完全に経験することはない、領域①→⑤→⑨の遷移がややなだらかに起こるに過ぎない。各領域の状態と、それが噴霧柱断面を通過する時刻(反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した時刻を初期値として測定)とを一次元気体力学理論により計算した結果を表6.1に示す。領域②と⑦では $682 \sim 805 \text{ m/s}$ と $-12.3 \sim -41.8 \text{ m/s}$ という高速流が存在するが、境界層の発達で衝撃波が一次的でなく、接触面で反射される膨張波には厚みがあるために、端板のごく近

表6.1 x-t線図についての各領域の状態

Case	Region	t	P	T	u
a	1	-6.29 ~ -0.04 ms	15 kPa	300 K	0 m/s
	2	-0.04 ~ 0	161	811	805
	5	0 ~ 2.07	823	1 361	0
	7	2.07 ~ 2.16	760	1 330	-41.8
	9	2.16 ~ 3.68	698	1 300	0
b	1	-6.53 ~ -0.04 ms	16 kPa	286 K	0 m/s
	2	-0.04 ~ 0	170	762	772
	5	0 ~ 2.19	861	1 279	0
	7	2.19 ~ 2.25	820	1 262	-24.1
	9	2.25 ~ 3.84	782	1 245	0
c	1	-6.93 ~ -0.04 ms	19 kPa	288 K	0 m/s
	2	-0.04 ~ 0	175	710	715
	5	0 ~ 2.46	838	1 168	0
	7	2.46 ~ 2.53	804	1 154	-20.3
	9	2.53 ~ 4.30	771	1 141	0
d	1	-7.18 ~ -0.04 ms	21 kPa	287 K	0 m/s
	2	-0.04 ~ 0	186	679	682
	5	0 ~ 2.65	865	1 108	0
	7	2.65 ~ 2.71	843	1 099	-12.3
	9	2.71 ~ 4.62	820	1 091	0

傍の噴霧柱断面において速度は相当緩和されるものと見られる。

図6.16は噴霧柱断面の側壁に置かれた圧力変換器が捕らえた圧力信号である。領域①から⑤への遷移は計算に近い経過をたどるが、領域⑤→⑨の遷移時間は計算値(60~90 $\mu$ s)より格段に長くなっている。また、圧力も計算値より下降が大きいことから、波面の一次元性はかなり悪く、温度の降下も計算結果に比べて大きいと推測される。なお、領域⑨に続く長い圧力下降期間は、高圧室端板から反射してきた膨張波によるものと考えられる。

## 6.6 着火過程の観察

### 6.6.1 発光信号とイオン電流信号

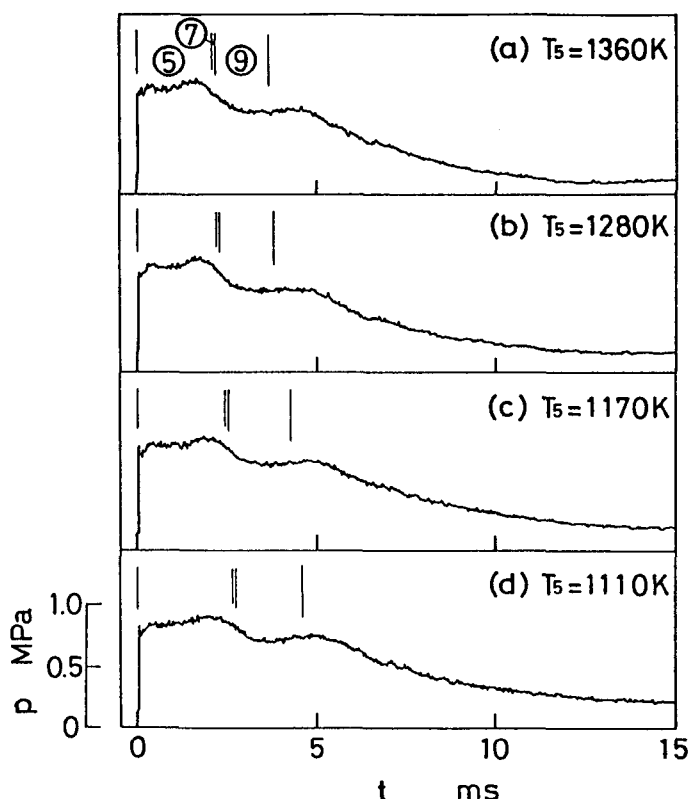


図 6.16 噴霧柱断面での圧力信号

上述の実験条件(a)~(d)に対して、着火過程における広帯域発光(WB)検出用のフォトトランジスタ出力電圧 $V_{WB}$ 、紫外発光(UV)検出用の光電子増倍管出力電流 $I_{UV}$ 、可視発光(V)および近赤外発光(IR)検出用のフォトトランジスタ出力電圧、 $V_V$ および $V_{IR}$ 、の4信号を図6.17~図6.20に示す。また、イオン電流信号 $I_{ion}$ を図6.21に示す。時間軸の原点は反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した時刻にとっている。ただし、後述するように、高速撮影を行うと、条件(a)では高輝度火炎塊が2~3回、それぞれ1ms程度の期間出現するが、条件(b)~(d)では撮影に掛かる火炎が観察されなかった。すなわち、 $T_5 < 1280K$ の低温では、低輝度ガス火炎は出現しても、油滴の燃焼に伴う輝炎は出現しないものと考えられる。

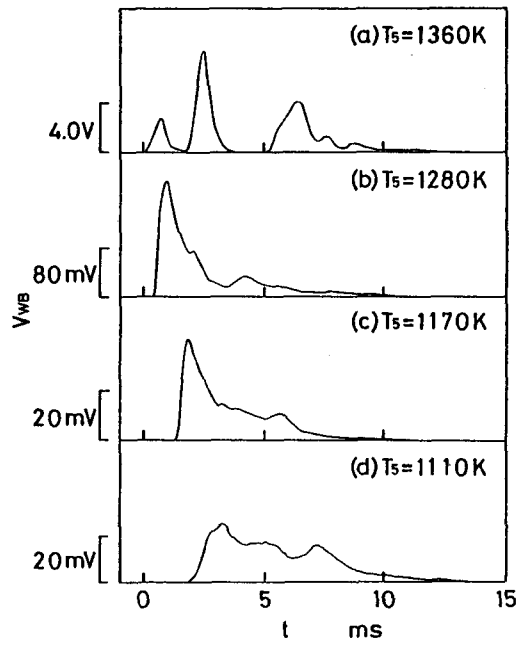


图 6.17 広帯域発光信号

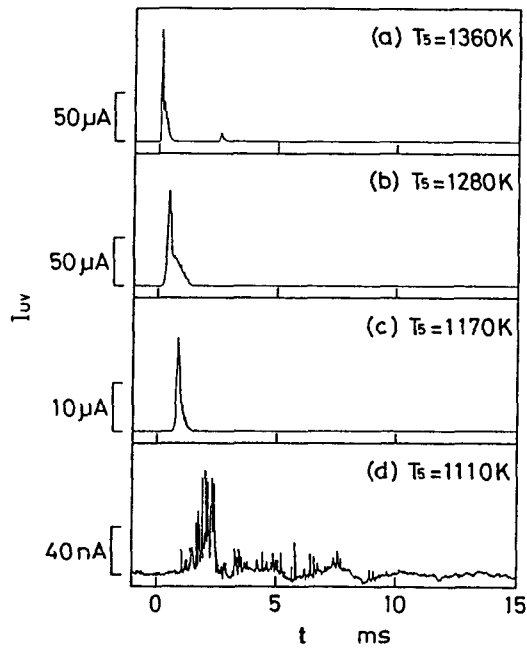


图 6.18 紫外発光信号

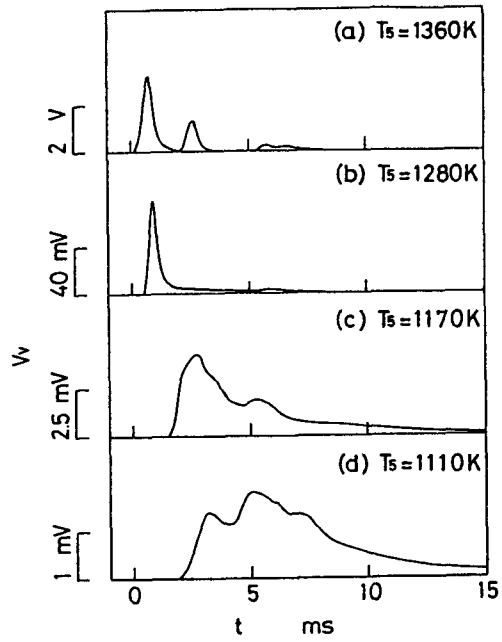


图 6.19 可视发光信号

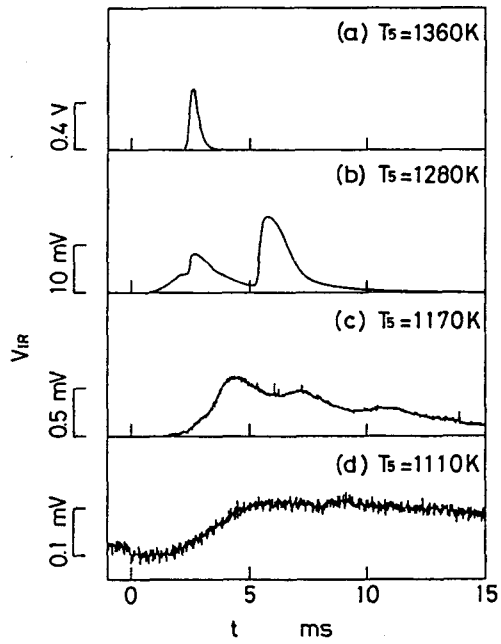


图 6.20 近红外发光信号

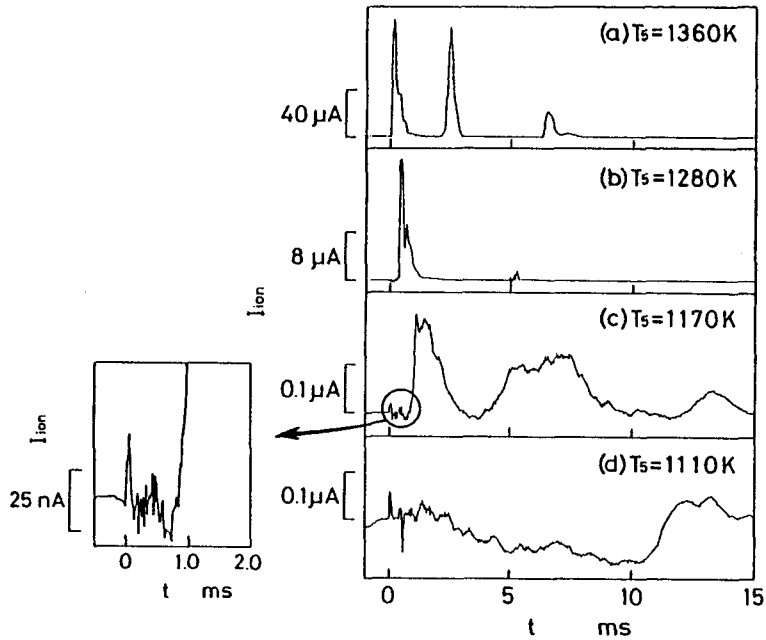
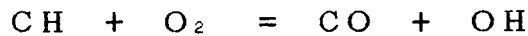


図 6.21 イオン電流信号

まず、 $T_s = 1360\text{K}$ と高温の条件(a)について見ると、反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した直後にイオン電流と紫外発光が鋭く立ち上がり、約  $0.5\text{ms}$ で降下している。一方、可視光は比較的穏やかに立ち上がって、 $2\text{ms}$ 程度持続するが、その期間、近赤外発光は観察されない。可視発光と近赤外発光を重み付きで加え合わせた広帯域発光(図 6.17(a))は、当然、可視発光と同じピークを作るが、近赤外発光を伴わない可視発光は青炎発光と考えられる。続いて、イオン電流は  $t = 3.5\text{ms}$  付近に鋭いピークを作るが、紫外発光は鋭いながら小さなピークしか作らない。ここでは可視発光も近赤外発光も同様のピークを作るので、広帯域発光は最大のピークを作っている。イオン電流は  $t = 6.4\text{ms}$  に第三のやや小さいピークを持つが、ここでは紫外発光も近赤外発光も観察されない。ただ、可視発光が幅広いピークを作るために、広帯域発光が  $6\text{ms}$ にもわたって起伏のある幅の広い信号を作っている。

これらの信号を 図 6.16 の圧力信号と対比すると、第二、第三のピークは接触面や高圧室端板で反射した膨張波が到着して、圧力が下降中の期間に存在している。したがって、膨張波の後に第二、第三の発火が生じるのは、気体の流動が生じ（表 6.1 参照）、高温で酸素に富む新気が噴霧柱に入り込むことが原因であろう。

なお、後のピークほど紫外発光が弱くなるのは、OH ラジカルの発光の主原因となる



の反応が少なくとも 図 6.5 の紫外発光検出装置の視野内（直径10mm）で起こりにくくなるためと考えられる。このことは、イオン電流の最初のピークが、予混合噴霧柱全体に分布する希薄な炭化水素蒸気の初期酸化反応に対応すると考えれば説明がつく。第二、第三のピークは、視野から外れた小さな火炎塊によるものか、あるいは炭化水素の初期酸化反応とは別の反応によるものと思われる。

つぎに、 $T_s = 1280\text{K}$  の条件(b)について見ると、イオン電流と紫外発光は反射衝撃波通過からわずかに遅れて急激に立ち上がるが、 $t = 0.4\text{ms}$  にピークを作った後、やや穏やかに降下し、 $t = 1.5\text{ms}$  で零レベルにもどっている。それに対して、可視発光は両者のピークあたりから立ち上がり、 $t = 1.0\text{ms}$  にピークを作った後、低レベルに落ち、 $t = 6.0\text{ms}$  で小さなピークを作る。また、近赤外発光はさらに遅れて穏やかに立ち上がり、 $t = 3.0\text{ms}$  と  $6.0\text{ms}$  付近に二つのピークを作る。したがって、 $t = 1.0\text{ms}$  の可視発光のピークは青炎発光と考えられる。イオン電流は  $t = 6.0\text{ms}$  付近の近赤外発光のピークの少し前に、かすかな複合ピークを作るが、紫外発光にはピークが見られない。イオン発生も OH 発光も伴わない気相燃焼は考えにくい上に、近赤外発光の二つのピークは、図 6.16 の圧力信号から見て、膨張波による流動の存在する時期と一致している。燃焼や炭化水素の熱分解で生じたすすや水蒸気などが高温空気と混合して、酸化・昇温し、近赤外発光をしたと考えられる。

つぎに、 $T_s = 1170\text{K}$ の条件(c)について見ると、イオン電流のレベルが極端に低下して、火炎からのイオン電流信号とノイズの区別がつきにくくなっている。しかし、 $t = 0.9\text{ms}$ 付近からの立ち上がりは明らかにノイズから区別でき、 $t = 1.1\text{ms}$ に小さいが鋭いピークが現れている。この立ち上がり部の拡大図を図6.21の左下部に示す。ただ、衝撃波到達直後の小さな変動、それに引き続く着火後の長周期のうねりは、低圧室にアルゴンを封入して燃料を噴射しない場合にも現れるもので、燃焼反応とは関係のないノイズである。紫外発光はイオン電流の立ち上がり開始点に鋭いピークを持つが、レベルはかなり低い。可視発光は紫外発光のピーク付近から立ち上がり、低レベルで長い尾を引く波形を描く。近赤外発光も同じ場所から立ち上がるが、その立ち上がり方は穏やかで、少なくとも初期発光は青炎発光と考えられる。

最後に、 $T_s = 1110\text{K}$ の条件(d)では、 $t = 1.5 \sim 2.5\text{ms}$ にかすかに紫外発光がみられるが、イオン電流は完全にノイズに埋もれてしまっている。紫外発光の出現とともに可視発光と広帯域発光が立ち上がり、 $t = 15\text{ms}$ 付近まで続く。近赤外発光のレベルは低く、ノイズが多くなっていることから、火炎は青炎に近いものと考えられるが、これを火炎と呼べるかどうかは問題である。

以上を取りまとめると、実験を行ったいかなる温度においても、着火が起こる限り、最初に噴霧柱全体に分布する希薄な燃料蒸気の初期酸化反応が生じ、可視発光を伴う青炎へと成長する。 $T_s = 1360\text{K}$ の高温条件では膨張波の到達による流動の発生と同期して、その後2回にわたり輝炎火炎塊が $1\text{ms}$ 程度の間出現するが、 $T_s \leq 1280\text{K}$ の低温条件では、初期酸化反応に続く青炎が低輝度で比較的長く継続するとともに、それによって生じたすすや水蒸気の近赤外発光も低レベルで長く継続するのみである。

図6.17の広帯域発光、図6.18の紫外発光、図6.21のイオン電流から決定される着火遅れ $\tau_{ro}$ を比較した結果が図6.22である。ただし、広帯域発光の着火遅れ $\tau_{ro}(\text{WB})$ には図6.11のデータを流用している。また、条件(d)では $\tau_{ro}(\text{UV})$ と $\tau_{ro}(\text{ion})$ を決定できなかった。 $\tau_{ro}(\text{UV})$ と $\tau_{ro}(\text{ion})$ は



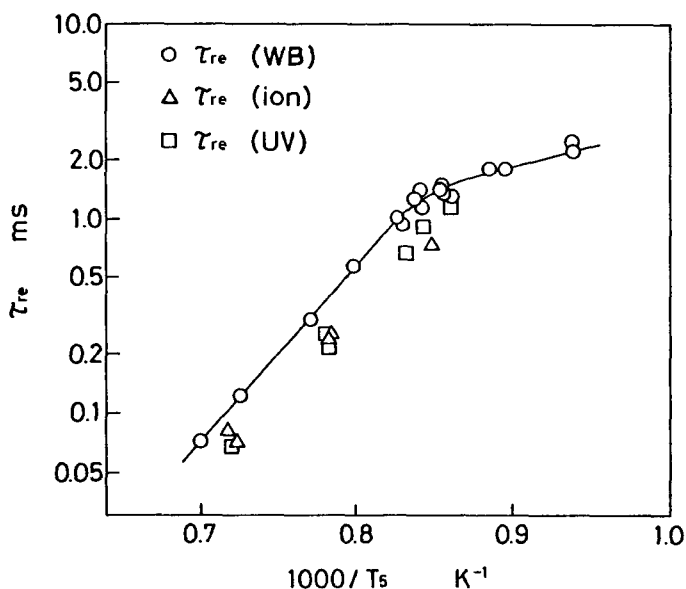


図 6.2.2 各種信号による着火遅れ時間の比較

ほぼ一致しており、 $\tau_{re}$ (WB)の曲線と平行している。したがって、炭化水素の初期酸化反応が開始されてから、可視領域で観測可能な青炎が出現するまでの誘導期間は $\tau_{re}$ (UV)等とほぼ同じ温度依存性を持つことになる。このことから、高温領域での着火遅れは油滴の昇温や蒸発に無関係で、気相化学反応だけに支配されることが推定される。

### 6.6.2 着火過程の高速度写真

条件(b)~(d)では高速度撮影に掛かる輝炎が全く観察されなかったので、条件(a)で $q = 0.5 \text{ cm}^3/\text{min}$ として高速度撮影を行った。

図 6.2.3 に圧力  $p$  と広帯域発光信号  $V_{WB}$  の推移を示す。ただし、この場合、火炎発光をフォトランジスタ 1 個でモニタし、2.5V で飽和させて記録してい

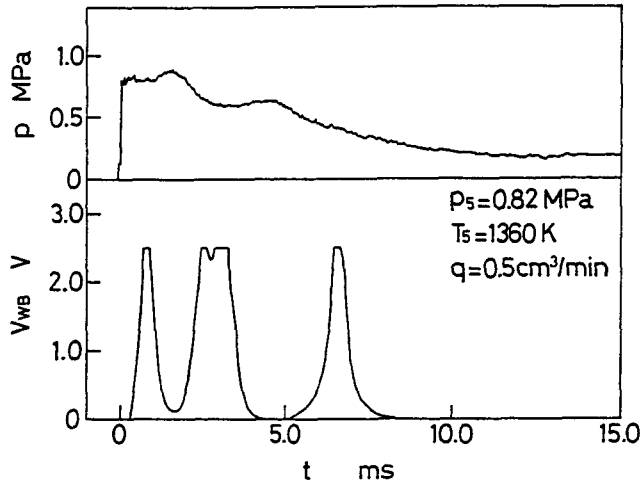


図 6.23 条件(a)に対する圧力信号と発光信号  $V_{wb}$

る。この時の高速度撮影の結果を図 6.24 に示す。

図 6.23 では、 $V_{wb}$  が  $0.15 \text{ ms}$  から立ち上がっているにもかかわらず、図 6.24 の写真では、画面中央に小さな火炎塊が出現するのは  $t = 0.6 \text{ ms}$  である。この火炎塊は  $t = 1.2 \text{ ms}$  には消滅しており、 $t = 2.0 \text{ ms}$  に噴霧柱上部にやや大きい火炎塊が出現する。この火炎塊もあまり広がることなく、 $t = 3.8 \text{ ms}$  には消滅している。さらに、 $t = 5.0 \text{ ms}$  には噴霧柱上部に新しい火炎塊が出現し、管軸付近まで移動して、 $t = 7.0 \text{ ms}$  には消滅している。これらの火炎発光は、図 6.23 の発光信号とよく対応している。

また、第二、第三の火炎塊が出現するのは、圧力信号から見て、膨張波が到達し、流動が生じ始める時期と一致している。

図 6.25 は、噴霧柱軸と低圧室端板との距離  $L$  を  $10 \text{ mm}$  から  $60 \text{ mm}$  に変更し、 $p_s = 0.82 \text{ MPa}$ 、 $T_s = 1205 \text{ K}$  の実験条件で点火した時の高速度撮影結果である。 $L$  を長くとり、マイクロミストの発生規模を増すと、 $L = 10 \text{ mm}$  では撮影できなかった条件であるにもかかわらず図のような輝炎が生じている。

なお、高速度撮影写真の 1 こまを拡大して火炎の様子を観察すると、火炎は、いくつもの火炎塊の間に低輝度のガス火炎が存在する、いわゆる集合燃焼の様

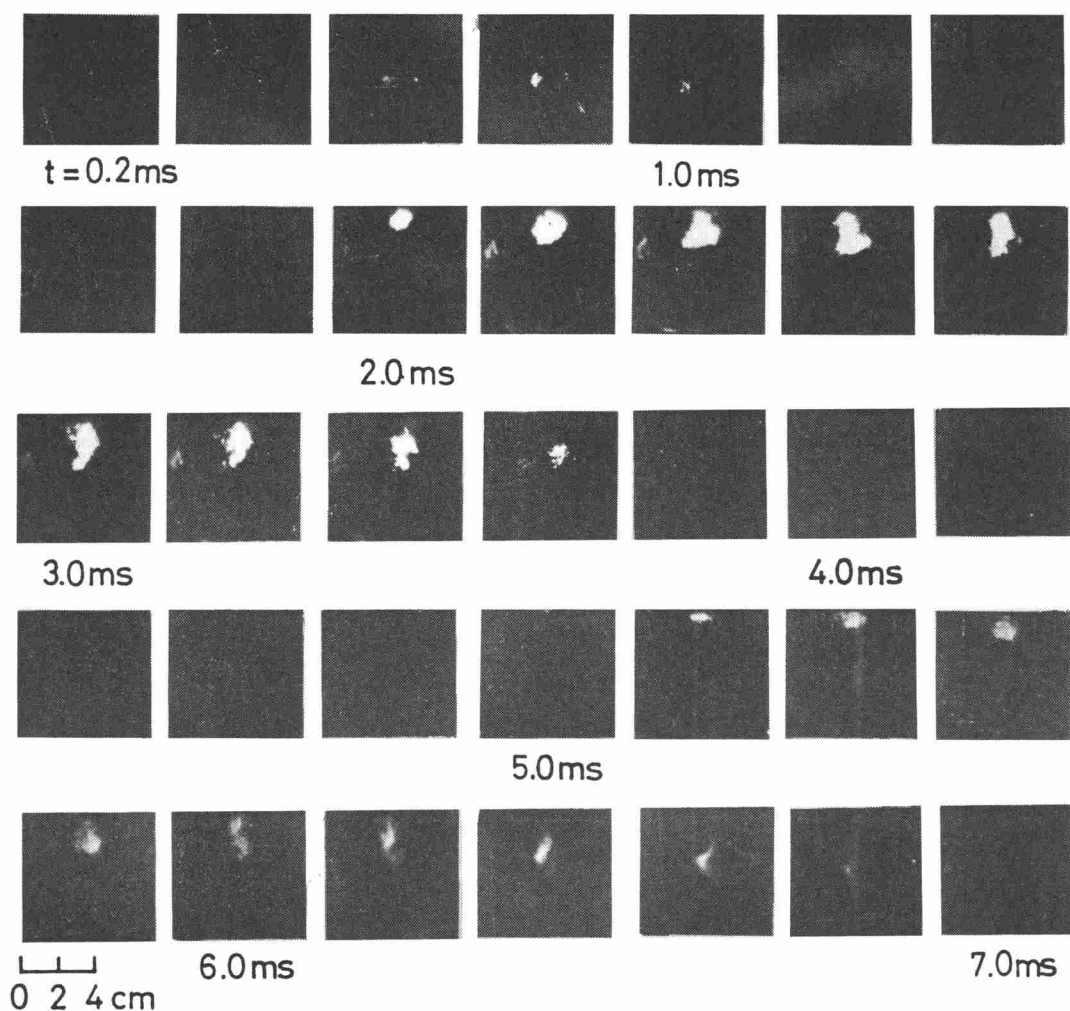


図6.24 着火過程の高速度写真（5000コマ/s，L = 10mm）

相を呈しており，前章までに示した噴霧火炎と共通の構造を持つようである。

### 6.7 乱れの着火に及ぼす影響

前節までの実験の結果，1300K以下では高速度撮影に掛かるような輝炎が発

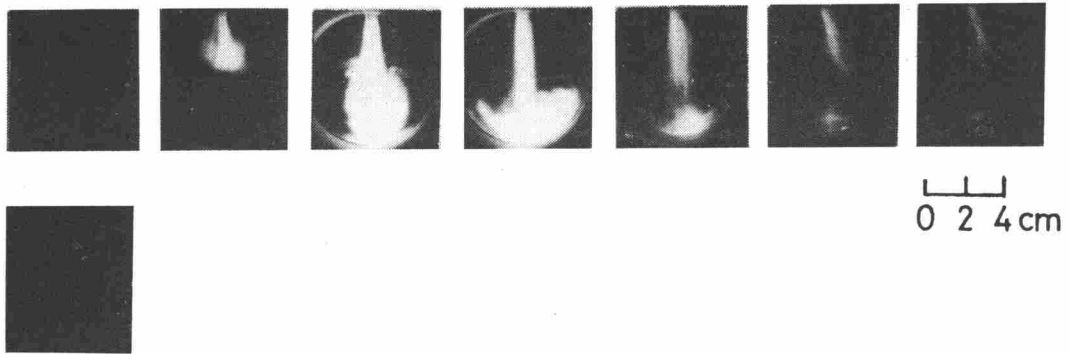


図6.25 着火過程の高速度写真（5000コマ/s， $L = 60\text{mm}$ ）

生せず，1100K以下になると着火確率が激減して着火不能になるという奇妙な現象が見られた。しかも，いかなる場合においても，輝炎が噴霧柱全体に広がることはなく，短時間で消炎した。

ところが，以前ドレン管や噴霧器取り付け管に入射衝撃波が侵入して2次流れが発生していたと考えられる場では，800K付近から着火が生じ，900K付近から輝炎が管断面全体に広がるのが観察された[17-21]。また，6.3.3節あるいは6.6.2節で述べたように，噴霧柱軸と低圧室端板との距離 $L$ を増して混合と油滴粉碎を促進させても，同様の効果が見られた。さらに，静止高温雰囲気中に燃料を噴射する方法では，噴流内への高温ガスの誘引が盛んなためか，650K付近でも輝炎の発生が観察されている[9]。このようなことが起こるのは反射衝撃波点火特有の，乱流混合を伴わない急速加熱着火過程にその原因があると考えて，本節では，噴霧柱の上流側に乱れ発生用の円柱を挿入し，噴霧の着火過程に及ぼす乱流混合の影響を調べた。

#### 6.7.1 乱れ発生用円柱

噴霧柱の周囲に乱れを発生させるために，図6.26に示すように，直径8

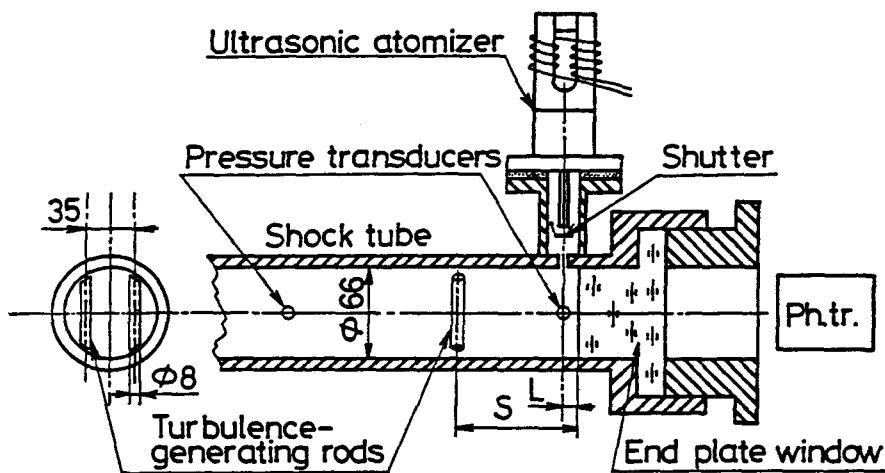


図 6.26 衝撃波管観測部と乱れ発生用円柱列

mmの円柱2本を衝撃波管内に挿入した。円柱は直径3mmの針金をブリッジとして中心間距離35mmのH形をなし、4本の針金を支持脚として低圧室端板からSの距離に支持される。Sを変えることによって噴霧柱の位置での乱れ強さが変化するが、ここでは円柱を取り付けない場合とSを24, 44, 64mmに変化させた場合の4とおりについて比較した。乱れの強さはSが増加するほど減少するはずであるが、その値は測定できないため、定性的な議論にとどめることにする。なお、噴霧柱軸と低圧室端板との距離Lは10mm一定に保った。

ところで、入射衝撃波はその背後に超音速流を伴うために、それが円柱列に衝突した瞬間から反射衝撃波がもどってきて静止状態になるまでの間、円柱列から斜め衝撃波が発生する。また、円柱列断面で流路が約25%縮小する。そこで、これらの影響について検討しておく。

もし、斜め衝撃波の先端が入射衝撃波と同じ速度で下流に移動し、反射衝撃波と衝突したところで消滅もしくは変質するとすると、入射衝撃波が噴霧柱断面を通過してから、反射衝撃波が同じ断面を通過するまでの間、噴霧柱が斜め衝撃波の影響を直接受ける期間ということになる。しかし、この期間は表6.

1 から見て約  $40 \mu\text{s}$  にすぎない。また、斜め衝撃波が発生する期間は  $S = 64\text{mm}$  の場合でも約  $250 \mu\text{s}$  である。したがって、噴霧柱は斜め衝撃波の影響を直接受けることはほとんどなく、周囲気体の乱れという形で間接的な影響を受けるにすぎないと期待される。

流路縮小の影響についても、 $S/D \leq 0.97$  ( $D =$  衝撃波管内径) で、かつ、 $S$  が衝撃波管低圧部長さの  $1\%$  以下ということから、その影響の仕方は境界層と同程度と見られ、とくに端板のごく近傍の着火領域への影響は小さいと考えられる。

### 6.7.2 着火遅れの乱れ依存性

乱れ発生用円柱を挿入しない場合 (○印は 図 6.11 で示した実験結果, ●印は再現実験で得られた結果である),  $S = 64\text{mm}$  として噴霧柱の付近に弱い乱れを発生させた場合 (△印) ならびに  $S = 24\text{mm}$  として強い乱れを発生させた場合 (▲印) の着火遅れ時間  $\tau_{r_0}$  を測定した。その結果をまとめて 図 6.27 に示す。

太い実線の A の部分は高温着火の領域, B の部分は中温着火の領域 (前節までの遷移領域および低温領域に相当する) で、乱れ発生用円柱は挿入していない。折れ曲がり点より低温側の B では失火率がしだいに増加し、 $T_5 = 1100\text{K}$  付近で着火不能になる点は前節までと変わりはない。なお、本節で得られたデータも加えて活性化エネルギーを求め直してみると、高温部では  $204\text{kJ/mol}$ 、中温部では  $50.4\text{kJ/mol}$  となった。

ところが、噴霧柱の上流側に乱れ発生用の円柱を挿入して、油滴群と高温空気との乱流混合を起こさせると、 $840\text{K}$  付近まで着火可能となり、しかも発光強度が格段に高くなった。 $S = 64\text{mm}$  として弱い乱れを起こさせた場合が破線 C、 $S = 24\text{mm}$  として強い乱れを起こさせた場合が一点鎖線 D である。C に関しては、測定点が 3 点しかないが、衝撃波管の実験値はばらつきが少ないことが分かつ

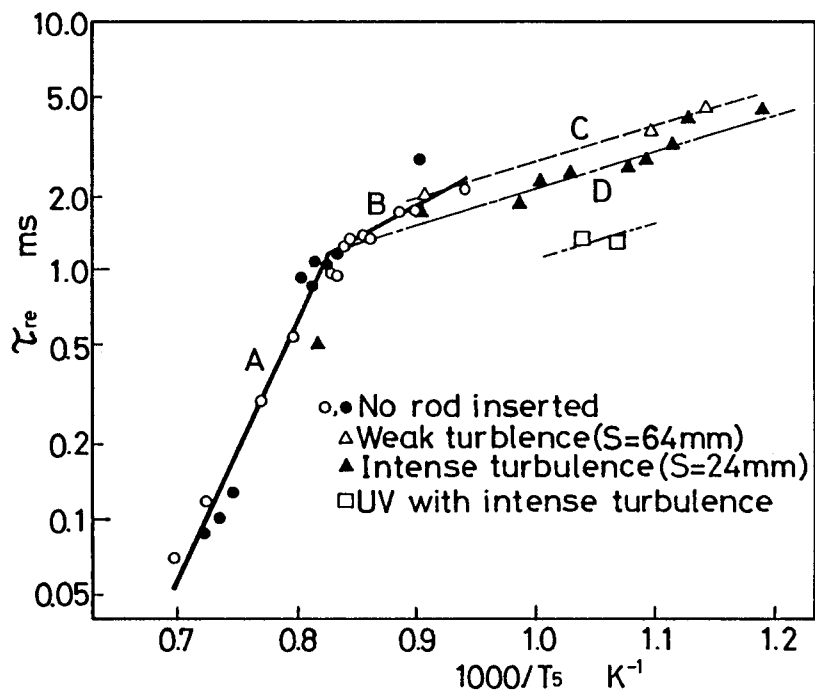


図 6.27 乱れを伴う噴霧の着火遅れ

ているので、直線CとDが互いにほぼ平行で、DがCに比べて約30%短縮されていると考えてよいであろう。

また、危険が予想されるため、高温で強い乱れを与える実験は行わなかったが、高・中温領域の中間、 $1000/T_s = 0.815$ で強い乱れを与える実験を1回だけ行ったところ、図6.27に併記しておいたように、円柱列を挿入しない場合に比べて、約50%も短い着火遅れが得られた。データのばらつきの程度から見て、この差は有意である。なお、活性化エネルギーは曲線Cに対して29.8kJ/mol、曲線Dに対して29.5kJ/molとなった。

これで、乱流混合は着火限界温度を大きく引き下げるとともに、着火遅れ時間を短縮することが分かった。

### 6.7.3 着火過程に及ぼす乱れ強さの影響

反射衝撃波背後の温度  $T_5$  をほぼ一定に保ち、乱れ発生用円柱の挿入位置  $S$  を 64, 44, 24mm の 3 段階に変えて、着火遅れや着火過程が乱れ強さによって変化する様子を調べた。広帯域発光信号 (WB) を 図 6.28 に、またそのときの噴霧柱断面における圧力信号を 図 6.29 に示す。いずれも、時間軸の原点は反射衝撃波が噴霧柱断面を通過した瞬間にとっている。なお、 $T_5 \approx 1100\text{K}$  は円柱を挿入しないときの着火限界で、円柱を挿入しないと着火確率は 10% 以下となる。着火遅れ時間  $\tau_{re}$  は、乱れ強さが増加するにつれて 1.9, 1.7, 1.5 ms と 10% ずつ短縮されている。発光強度は乱れ強さが増すにつれて急激に増大しており、乱れの最も弱い 図 6.28 (a) の場合でも円柱を入れない場合に比べれば 2.5 倍程度になっている。いずれの場合も、高圧室端板で反射された膨張波が到着して圧力と温度が下がり切る 10ms に向けて発光強度が低下するが、その後の流動で混合が起こるためか、12~14ms に第 2 のピークが出現している。

図 6.29 の圧力波形を見ると、斜め衝撃波の発生期間である立ち上がりから 0.1ms~0.25ms までの部分にやや強いじょう乱が、また、それに続く部分に残留じょう乱が見られる。しかし、そのじょう乱はどの場合にも圧力のオーバーシュートを起こすどころか、むしろ上昇を抑制する方向に生じている。このことから、斜め衝撃波の直接の影響がないとした前述の予想の正しかったことが分かる。また、弱いじょう乱の後に圧力曲線の平坦部が続いていることから、円柱列による流路複雑化の影響はそれほど大きくないと見てよいであろう。なお、着火 (図中に  $\downarrow \text{Ign.}$  で表示) は反射衝撃波と接触面の衝突により発生する膨張波が到着して、圧力が下がり始める以前に生じており、空気流動の影響を受けない着火過程と見なしうる。

### 6.7.4 乱流混合を伴う着火過程



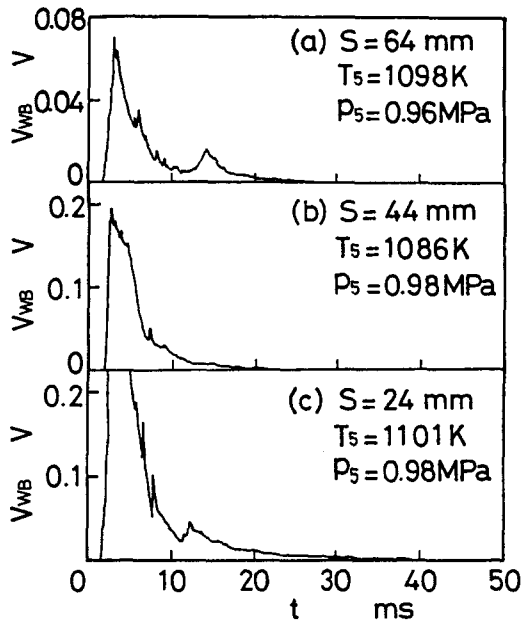


図 6.28 乱れ強さによる広帯域発光パターンの変化

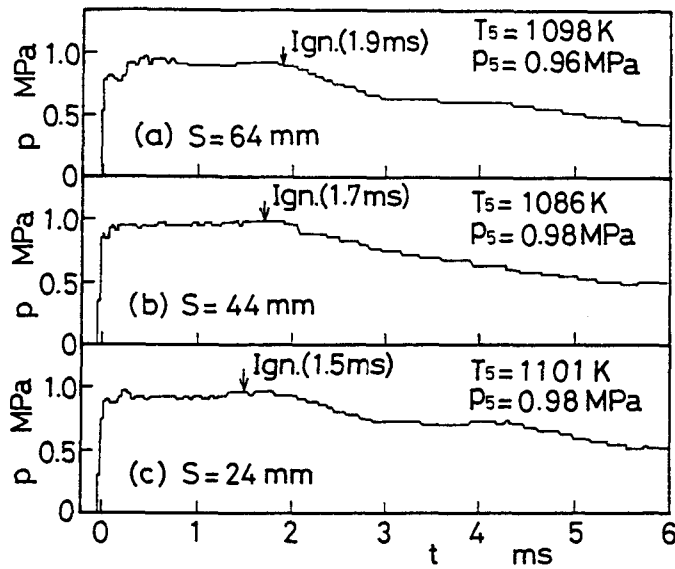


図 6.29 図 6.28 に対応する圧力信号

円柱を  $S = 24\text{mm}$  の位置に設置し、強い乱れを発生させて、反射衝撃波背後の温度  $T_5$  を 966, 918, 885, 838K の 4 段階に変えた場合の広帯域発光信号を図 6.30 に示す。また、それぞれの条件に対応する圧力信号を図 6.31 に示す。発光強度は円柱を挿入しない場合の高温領域着火 ( $T_5 = 1280\text{K}$ ) に匹敵し、しかも、衝撃波管が動作を停止した後も残存する弱い圧力振動と流動に同期しながら、30~40ms まで発光が続いている。とくに、 $T_5 > 900\text{K}$  では 30ms まで強い発光が続き、通常の噴霧燃焼によって噴霧柱の主要部分は燃焼を完了したと見られる。 $T_5$  が下がると発光強度は低下するが、円柱を挿入しない中温領域着火ほど極端に低下するわけではない。

ところで、図 6.31 の圧力信号を見ると、(a)  $T_5 = 966\text{K}$  の場合は圧力の平坦な部で着火が起こっているが、(b)  $T_5 = 918\text{K}$  では圧力の下降開始点で着火が生じ、(d)  $T_5 = 838\text{K}$  に至っては、圧力の下降し切るあたりで着火している。

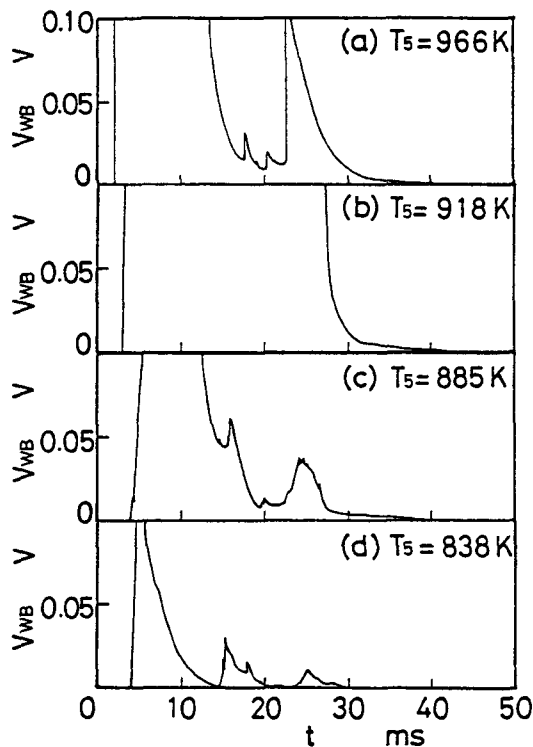


図 6.30 強い乱れを与えた場合の広帯域発光信号

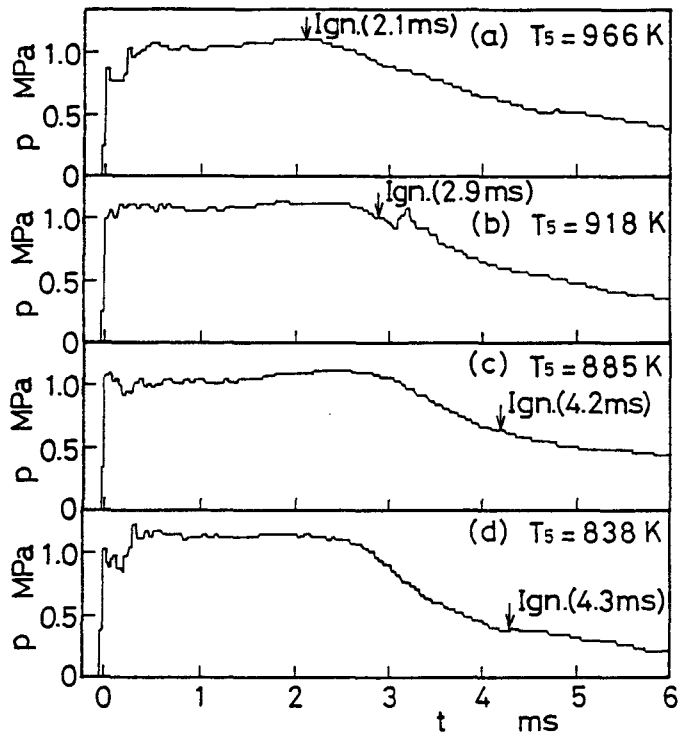


図 6.31 図 6.30 に対応する圧力信号

このように、圧力と温度が下がり切ったところで着火が生じることについては、何か原因がなければならぬ。

そこで、噴霧柱中央部の紫外発光（OHラジカル発光バンド）を測定してみたところ、図 6.32 のような結果が得られた。その時の圧力履歴を図 6.33 に示す。両図において、Ign.(UV)もしくはIgn.(WB)と記した矢印は、紫外発光もしくは広帯域発光に基づいて決定された着火時刻である。Ign.(UV)は図 6.27 にもプロットしておいたが、 $\tau_{ro}$  の 55% 程度にすぎず、微小油滴やマイクロミストの蒸発で発生した希薄燃料蒸気の反応は着火遅れ  $\tau$  の半ばから始まっていることになる。したがって、噴霧油滴の温度やラジカルの濃度は周囲に比べてはるかに高いはずで、周囲の温度や圧力が下がった後で着火が起こってもおかしくはない。

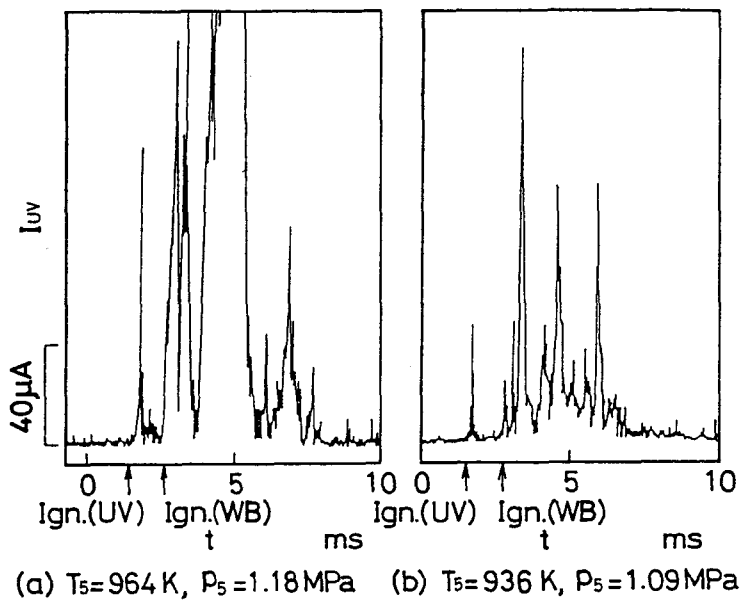


図 6.32 強い乱れを与えた場合の紫外発光信号

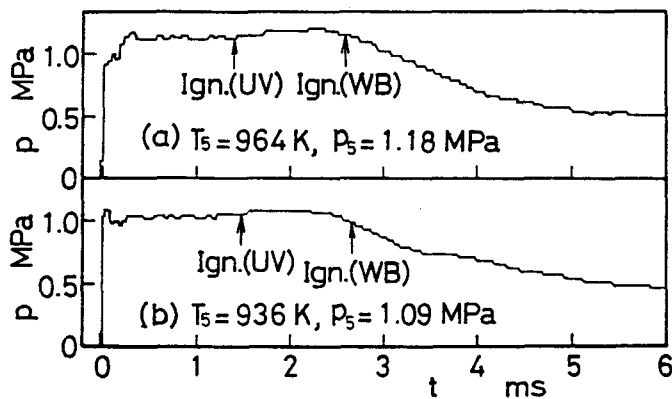


図 6.33 図 6.32 に対応する圧力信号

なお、Ign.(UV)の測定点は2個にすぎないが、図 6.22 においてデータの再現性が高いこと、 $\tau_{re}(WB)$ と $\tau_{re}(UV)$ の曲線がほぼ平行になることが確かめられているので、図 6.27 では直線 D と平行に参考線を入れておいた。

ところで、図 6.32 の紫外発光信号を円柱を挿入しないときの信号 (図 6.

18参照)と比較すると、両者が全く異なることに気付く。すなわち、円柱を入れない場合はIgn.(UV)直後の最初のピークだけが現れ、それ以後のピークは全く現れないか、かすかに見える程度であった。それが、円柱を挿入すると、1000K以下の低温領域にもかかわらず、膨張波が到達して圧力が降下中も強い紫外発光が現れる。これは、乱流混合によって微小油滴やマイクロミストのみならず、噴霧油滴の活発な蒸発が生じ、激しい気相燃焼、すなわち通常の噴霧燃焼が起こったことの証拠と推察される。

## 6.8 考 察

以上のことから、乱流混合のない場合とある場合とでは、衝撃波による噴霧の着火現象が大きく異なることが分かった。すなわち、乱流混合のほとんど生じない条件下で予混合噴霧柱を断熱圧縮しても、通常の噴霧着火は起こらない。また、1300K以上の高温では、部分的な着火によって輝炎塊が出現するが、周囲の濃厚な油滴群の冷却もしくは消炎作用によって、ほとんど燃え広がることなく、数ms程度の短時間で消滅してしまう。また、1100K程度では失火率が急増し、発光強度やイオン電流が3桁も低下してしまう。

一方、乱流混合のある条件下では状況が一変する。すなわち、噴霧柱に高温の新気が次々と供給されることによって油滴の蒸発が活発化するとともに、実効燃空比が低下して、1000K以下でも着火が起こるようになる。また、いったん着火すると、蒸気濃度が高いために噴霧柱全体に火炎が広がり、通常の燃焼に移行して、空気温度が下がっても燃焼が継続される。したがって、乱流混合を伴う低温領域着火では、油滴の蒸発が、噴霧の着火過程ひいては着火遅れを支配すると考えられる。

ところで、 $T_s = 1200\text{K}$ 付近を境にして着火遅れ曲線が折れ曲がり、それより高温側では着火遅れ時間 $\tau_{r0}$ の見掛けの活性化エネルギー $E$ の値がおおよそ 200

kJ/mol, 低温側ではおよそ50kJ/molと急変した. この理由として以下の3つの原因が考えられる.

- (1) 衝撃波管を用いて測定される, 炭化水素蒸気の着火遅れの温度依存性が1200 Kを境に急変し, 高温側で129~166kJ/molもあった活性化エネルギーが低温側で100kJ/mol以下になるという実験結果から[27,28], 気相での化学反応の機構が変化する可能性がある.
- (2) 着火過程が, 気相化学反応律速から油滴の昇温・蒸発律速に変わり, 温度依存性が減少する.
- (3) 低温での着火時刻が領域⑤の末期(反射衝撃波が接触面と衝突することにより発生する膨張波が噴霧柱断面に到達する時刻)に掛かっていることから, 着火が流動の発生と連動して生じる可能性がある.

ここで, 円柱列を挿入しない場合の中温領域着火(図6.11における低温側)について考察しておく. 図6.27を見ると, 曲線Bは曲線Aを発して, 曲線Cの付近で終わっている. セタン蒸気の飽和濃度は, 当量比にしておよそ0.0015 ( $p_1 = 15\text{kPa}$ ,  $T_1 = 293\text{K}$ )であり, 粒度分布によると  $20\mu\text{m}$ 以下の油滴もほとんどないが, 温度・圧力が高い場合には, 入射衝撃波背後にある高速流のために油滴のシャッターリングやピーリングが起こり, 直径  $1\mu\text{m}$ 以下のマイクロミストが生じたとすると, その蒸発時間は数 $\mu\text{s}$ 以下であるから, 燃料蒸気発生の原因となる可能性はある. 温度・圧力が低くなってくると, ミクロミストの発生量は減少すると考えられるので, 曲線Aとの分岐点においては微小滴とマイクロミストの希薄蒸気の着火に支配されていた噴霧柱の着火遅れが, ミクロミストの発生量が大幅に不足する終点付近では, 油滴の蒸発, それも極度に弱い乱流混合での蒸発に支配されるようになると解釈される. また, 着火遅れ時間が長引いて, 着火前に膨張波が到着し, 温度が下がり始めると, 永久に着火条件が満たされなくなって, 着火不能に陥るものと考えられる. したがって, 先に挙げた三つの原因のうち, (1)の可能性は低く, (2)と(3)の複合作用の可能性が高い.

表6.2 噴霧の着火遅れデータの分類

Key	Researchers	Fuel	Temperature range K	Pressure atm	Activation energy kJ/mol
I	Ikegami et al.	Gas oil	700~1000		26.4
	Ikura et al.	Cetane	645~1000	1.0	59.5
	"	"	"	21	32.7
	Fujimoto et al.	Heavy oil	710~ 806		42.7
	Mullaney		600~1000	17.5	21.4
II	Mullins	Cetane	1113~1243	1.0	129
	Koizumi-Kataoka	Gas oil	973~1153	1.0	148
	Spadaccini				
	-TeVelde	Cetane	660~ 750	1.0	211
	Onuma et al.	n-Heptane	1043~1223	1.0	160
"	i-Octane	"	"	147	
III	Present data	Cetane	1210~1430	8.0~ 9.0	204.2
	"	"	1060~1210	8.0~ 9.0	50.4
	"	"	840~1110	9.5~11.6	29.5 ~29.8

ここで、今までに発表された噴霧の着火遅れデータのうち、重要と思われるものを、本研究のデータとともにまとめてみると、表6.2 のようになる。池上ら[23]は急速圧縮燃焼装置、居倉ら[9]は加圧式電気炉、藤本ら[29]はディーゼル燃焼室形電気炉、Mullaney[30]は衝撃波管の反射衝撃波背後に燃料を噴射する方法を採用している。以上の諸研究をI類とすると、これらはノズルを用いて静止高温雰囲気中に燃料を噴射する点で共通している。そして、これらのデータは1000K以下の温度範囲で得られており、活性化エネルギーは21~60kJ/molと低い値になっている。

次に、II類に属するMullins[1-6]、小泉と北岡[31]、SpadacciniとTeVelde[24]は酸素濃度を調節した高温燃焼ガス流中に同軸に燃料を連続噴射する方法を、また小沼ら[25]は高温空気流中に直角かつ間欠的に燃料を噴射する方法を採用している。SpadacciniとTeVeldeの場合を除いて970K以上の温度で実験され、活性エネルギーは129~211kJ/molと、非常に高い値となっている。

最後のⅢ類は著者らの衝撃波管データで、乱れ発生用円柱を挿入しない高温領域データ（曲線A）は1210K以上で活性化エネルギーが204kJ/mol、中温領域データ（曲線B）は1210K～1070Kで50.4kJ/mol、円柱を挿入した低温領域データは1100K以下で29.5～29.8kJ/mol（曲線CとD）となっている。すなわち、高温領域データはⅡ類のデータに近く、中・低温領域データはⅠ類のデータに近い。

このことから、以下のことが推論される。すなわち、衝撃波管の高温領域データは、シャタリングやピーリングによって発生する微小油滴やマイクロミストが蒸発してできた希薄な燃料蒸気の気相反応による着火に支配されると考えられることから、活性化エネルギーの値が類似しているⅡ類のデータも、微小油滴の蒸発によって発生する燃料蒸気の着火に支配されている可能性が高い。事実、KrishnanとRavikumar[32]は、メタンの予混合気を反射衝撃波で点火して、188kJ/molなる活性化エネルギーを得ている。また、吉澤ら[27]はn-ブタン、n-ヘキサン、n-オクタン蒸気の予混合気を衝撃波で点火することにより、1200K以上の温度範囲で129～166kJ/molなる活性化エネルギーを得ている。

このような高い活性化エネルギーは、高温気流中にプロパン、n-ヘプタン、燈油の蒸気を噴射したFreemanとLefebvreの実験[33]で得られた値、160～171kJ/mol（930～1050K）や、高温気流中に直角にイソオクタンやn-ヘプタンの噴霧を噴射した小沼ら[25]の実験で得られた値、147～160kJ/mol（1043～1223K）とも近い。これらのことから、気相反応支配の着火遅れが見られるのは反射衝撃波点火だけに限られるものではないことが分かる。なお、小沼らの測定した燃料噴霧の着火遅れ時間は、燃料蒸気に対してFreemanらを得た値の2倍程度になっている。

ただ、衝撃波管による実験では、本実験も含めて着火遅れのアレニウスプロットに折れ曲がり部分が見られ、およそ1200Kを境として低温側で燃料蒸気の活性化エネルギーが100kJ/mol以下に急減する[27,28]。一方、上述の高温気流中への燃料噴射実験の場合[25,33]は全くその徴候を示さない。それゆえ、蒸気



着火に関する衝撃波管の低温データには何らかの特異性がある可能性もある。

さらに、衝撃波管の中・低温データは油滴の蒸発に支配されているようであるから、それに近い活性化エネルギーを示すⅠ類のデータも油滴の蒸発に支配されている可能性が高い。事実、角田ら[34]の油滴着火の実験では30.7~37.4kJ/molと、Ⅰ類に近い活性化エネルギーが得られている。このことから、静止雰囲気中にノズルを用いて燃料を吹き込んだ場合のように、着火までに油滴が蒸発する時間的余裕があり、蒸発によって発生した燃料蒸気が噴霧内に滞留するような条件では、噴霧の着火過程は油滴の蒸発に支配されると言えるのではなからうか。

## 6.9 むすび

霧化や混合などの流体力学的現象に左右されない噴霧の着火現象を観測するために、衝撃波管を用いて、下向きに設置された超音波噴霧器で作成され自由落下状態の予混合噴霧柱を反射衝撃波で着火させる方法を考案した。そして、燃料としてセタンを用いた予混合噴霧柱の着火遅れ時間を測定した。併せて、着火・燃焼過程でどのような現象が生じているのかを解明する目的で、やや詳細な一次元気体力学計算、イオン電流の検出、発光の紫外域、可視域、近赤外域の分光観測、火炎の高速度撮影などを行った。また、噴霧柱の上流側に乱れ発生用の円柱を挿入し、噴霧の着火過程に及ぼす乱流混合の影響を基礎的に調べてみた。その結果を要約すると、つぎのとおりである。

- (1) 予混合噴霧柱の反射衝撃波点火による着火遅れ時間は、圧力 0.85MPa において、見掛けの活性化エネルギーが  $T_5 = 1200\text{K}$  を境に急変し、高温側でおおよそ200kJ/mol、低温側でおおよそ50kJ/molになる。
- (2) 折れ曲がり点より高温側での着火遅れデータは、高温空気流に直角、あるいは同軸に噴霧を吹き込む方法によって得られたものに近い値を与

える。高温側の着火遅れ現象は、油滴の昇温や蒸発に無関係であり、入射衝撃波背後でのシャタリングやピーリング現象によって生じるマイクロミストの燃料蒸気の気相化学反応だけに支配されると考えられる。

- (3) 折れ曲がり点より低温側での着火遅れデータは、静止高温雰囲気中に噴霧を吹き込む方法や予混合噴霧柱が二次流れによってじょう乱を受ける場合に得られたものに近い値を与える。低温側の着火遅れ現象は、油滴の蒸発に支配されると考えられる。
- (4) 着火過程においては、まず、噴霧柱全体に分布する希薄な燃料蒸気がOH発光とイオン電流を伴って初期酸化反応を起こし、可視発光を伴う青炎へと成長する。
- (5) 青炎が生じた後の燃焼過程は、膨張波の到来による流動と混合によって大きく左右される。
- (6) 円柱を挿入しないときには1100K付近で着火不能に陥っていた噴霧柱が、乱流混合を起こさせることにより、840K付近まで着火可能となった。
- (7) 乱れを強くするほど、着火遅れが短縮された。
- (8) 乱流混合を起こさせると、着火過程における燃焼反応が活発化し、衝撃波管が動作を停止した後の低温状態でも、通常の噴霧燃焼が継続された。

#### 参 考 文 献

- [1] Mullins, B.P., Fuel, 32-2(1953), 211.
- [2] Mullins, B.P., 文献[1]の234ページ.
- [3] Mullins, B.P., 文献[1]の363ページ.
- [4] Mullins, B.P., Fuel, 32-4(1953), 451.

- [5] Mullins, B.P., 文献[2]の467ページ.
- [6] Mullins, B.P., 文献[2]の481ページ.
- [7] 柴田・ほか2名, 第22回燃焼シンポジウム前刷集, (1984), 205.
- [8] 飯沼・山崎, 機械学会論文集, 26(1960), 1662.
- [9] 居倉・ほか2名, 機械学会論文集, 41-345(1975), 1559.
- [10] 藤本・佐藤, 船用機関学会誌, 12-7(1977), 504.
- [11] 藤本・佐藤, 船用機関学会誌, 12-12(1977), 873.
- [12] Melton, Jr., R.B. and Rogowski, A.R., Transactions of ASME:  
Ser.A, 94-1(1972),11.
- [13] 小笠原・ほか4名, 内燃機関, 15-180(1976), 9.
- [14] 池上・ほか2名, 機械学会論文集, 47-413B(1981), 205.
- [15] Sitokei, G., Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei  
Dieselmotoren, (1964), 149, Springer-Verlag.
- [16] 水谷・ほか2名, 機械学会論文集, 37-301(1971), 1746.
- [17] Miyasaka, K. and Mizutani, Y., Modern Developments in Shock Tube  
Research [Proceedings of Tenth International Shock Tube  
Symposium], (1975), 429, Shock Tube Society, Japan.
- [18] 宮阪・水谷, 機械学会論文集, 42-363(1976), 3590.
- [19] 宮阪・水谷, 内燃機関, 16-200(1977), 9.
- [20] Miyasaka, K. and Mizutani, Y., Sixteenth Symposium  
(International) on Combustion, (1977), 639, The Combustion  
Institute.
- [21] 宮阪・水谷, 機械学会論文集, 44-381(1978), 1679.
- [22] Kauffman, C.W.・ほか2名, Combustion Science and Technology,  
3-4(1971), 165.
- [23] 池上・ほか3名, 機械学会論文集, 53-485B(1987), 274.
- [24] Spadaccini, L.J. and TeVelde, J.A., Combustion and Flame,

- 46-3(1982), 283.
- [25] 小沼・ほか3名, 機械学会論文集, 52-481B(1986), 3380.
- [26] 倉谷・土屋, 衝撃波の化学物理, (1968), 裳華房.
- [27] 吉澤・ほか4名, 機械学会論文集, 43-371(1977), 2704.
- [28] Asaba, T.・ほか3名, Ninth Symposium (International) on Combustion, (1963), 193, Academic Press.
- [29] 藤本・ほか2名, 機械学会論文集, 45-392B(1979), 599.
- [30] Mullaney, G.J., Industrial & Engineering Chemistry, 51-6(1956), 779.
- [31] 小泉, 北岡, 機械学会論文集, 28-186(1962), 286.
- [32] Freeman, G. and Lefebvre, A.H., Combustion and Flame, 58-2(1984), 153.
- [33] Krishnan, K.S. and Ravikmar, R., Combustion Science and Technology, 24(1981), 239.
- [34] 角田・ほか2名, 機械学会論文集, 41-348(1975), 2475.

## 第7章 結 論

噴霧燃焼の制御や有害排気物質の抑制などに応用できる科学的知識は依然としてかなり不足しており、工業的には経験に頼った操業がなされている。これは、液体燃料噴霧あるいは気液混合燃料噴霧の着火、燃焼過程、火炎構造などに関する基礎的な研究が進展していないためである。そこで、本論文では、濃度や速度の脈動ができる限り少なくなるよう工夫した予混合噴霧流を用いて、噴霧火炎特有の火炎構造、伝ば現象、着火現象を明らかにした。その際に、噴霧燃焼の研究には不可欠な非接触測定方法の一つとして、火炎からのラジカル自発光を画像化し、燃焼反応領域を可視化する方法を開発した。

この技術を、まず、工業的に重要な噴霧の燃焼速度測定に適用して、従来から実験データが極めて乏しく、その精度にも疑問の多かった測定法に改良を加え、精度を向上させた。

つぎに、最近、噴霧の燃焼機構に関して、油滴空間密度の分布が油滴群の燃焼機構を支配するという集合燃焼 (Group Combustion) 仮説が支持されているが、その実験的確認はほとんど得られていない。そこで、この可視化技術を駆使して、噴霧の燃焼特性と火炎構造そのもの、とくに燃焼反応領域と噴霧油滴の存在領域とが、火炎中のどこで、どの程度の規模で、どのように関わり合っているのか、を調査した。

さらに、気液混焼噴霧火炎の構造を明らかにするとともに、燃焼特性や排出特性について、ガス専焼あるいは噴霧専焼火炎との差異を明確にした。

液体燃料噴霧の着火現象についても、従来から用いられている衝撃波管による実験方法の欠点を克服し、かつ計測精度を向上させた。そして、得られた実験値を、従来のさまざまな実験装置を用いた他研究者による実験データと対比するとともに、総合的な考察を加えて、乱流混合が噴霧の着火現象に及ぼす影

響を明らかにした。

以下に、得られた知見を章別にまとめて記する。

第2章では、火炎診断のために、OH、CH、C<sub>2</sub>ラジカル自発光の時間平均像と瞬間像を可視化する画像処理技術を開発した。この技術は不輝炎のみならず、輝炎や変動する火炎にも適用できる。得られた結果は、以下のとおりである。

- (1) 不輝炎については、1枚の狭帯域光干渉フィルタを通すだけで、画像間演算を行うことなく、背景光割合の低いラジカル自発光像を得ることができた。OH自発光に限れば、輝炎に対しても同じことが言える。
- (2) 輝炎については、3枚の光干渉フィルタを用いて画素ごとに背景光強度を評価し、それを分離する方法を開発することによって、高輝度、高S/N比、高精度のCH自発光時間平均像が得られた。しかし、これをC<sub>2</sub>自発光に適用することは事実上、困難であった。
- (3) OHについてはすべての火炎に対して、また、CHとC<sub>2</sub>については不輝炎に対して、露光時間1ms程度の瞬間自発光像が得られた。また弱輝炎に対しても瞬間自発光像が得られる可能性がある。
- (4) CHおよびC<sub>2</sub>自発光が燃焼反応領域にのみ出現するのに対し、OH自発光は、燃焼反応領域を中心に、高温領域へ広がる傾向にある。

第3章では、濃度脈動の少ない予混合噴霧バーナを製作し、燃焼速度を支配する火炎代表面の決定方法について検討を行った。そして、燈油噴霧ならびにプロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度を測定した。その結果を要約すると、つぎのとおりである。

- (1) 燃焼速度を決定するための火炎代表面としては、火炎直接写真、シュリーレン写真、OHラジカル自発光像の内、最後のものにおいて、火炎軸を含む断面内の最大輝度点を連ねた面が最適である。
- (2) 燈油噴霧の燃焼速度は、燃空比とともに直線的に増加し、油滴のザウテル平均粒径に逆比例して減少する。

- (3) 燈油噴霧の燃焼速度は、従来報告されていたデータと定性的には一致するが、その絶対値はおよそ半分となった。
- (4) 気液混焼効果は全燃空比が低いほど、また油滴平均粒径が小さいほど、顕著である。
- (5) プロパン-燈油噴霧混合気の燃焼速度を最大にする混焼割合と油滴平均粒径が存在する。

第4章では、予混合噴霧火炎、気液混焼火炎の前縁部において、OH自発光を伴う燃焼反応領域とガス温度との対応関係を調べた。また、燃焼反応領域、既燃領域、油滴群の存在領域を可視化して、噴霧火炎の構造を観察した。その結果、油滴群が集合燃焼を行う火炎前縁部とそれに引き続く下流部の様子が明らかにできた。また、不鮮明ではあるが、時間差を持たせた2画面撮影から、燃焼領域や油滴群の挙動の一端を動的に捕らえることができた。得られた結果は、以下のとおりである。

- (1) OH自発光画像の輝度分布と火炎の温度分布とを比較すると、両者には良い対応関係がある。
- (2) OH自発光、 $C_2$ 自発光の瞬間画像によって、ガス火炎と噴霧火炎の構造について、明確な相違をとらえることができた。
- (3) 気液混焼の形態は、混焼割合が増加するにつれて燃焼領域と油滴存在領域とが分離するようになり、ガス予混合燃焼から予混合燃焼と拡散燃焼の混在した階層構造をとって集合燃焼するようになる。

第5章では、予混合噴霧火炎、気液混焼火炎の前縁付近において、OHバンドとCHバンドの火炎発光、ミー散乱光（ペDESTAL）ならびにドップラ・バースト（油滴群の飛行速度）を同時モニタし、統計処理およびスペクトル解析を行った。得られた結果を総括すると、つぎのとおりである。

- (1) 火炎発光は、気相燃料のみの領域や油滴の密集領域では検出されず、適度に油滴が気相燃料と共存する領域で検出される。つまり、共存領域へ選択的に火炎伝ばが起きているようである。とくに、噴霧専焼に近

い混焼割合では、大小油滴の相対速度のために、油滴母集団から小さい油滴が分離し、共存領域を形成するのであろう。

- (2) 混焼割合にかかわらず、OHバンド、CHバンド、C<sub>2</sub>バンドの火炎発光信号、とくにそのピークの立ち上がりがよく対応している。このことから、大きいスケールで見ると、気相燃料割合の多い気液混焼はもちろん、噴霧専焼の場合でさえも、予混合的な気相燃焼反応が支配的であることが分かる。ただ、小規模な高濃度油滴塊は強い輝炎を作る傾向にあり、それがCHあるいはC<sub>2</sub>バンドの発光信号に高く鋭いピークを作る。つまり、OH発光を伴う気相燃焼反応領域の内部に拡散的に燃焼する小スケールの火炎片が存在するという階層構造をとるようになる。
- (3) 混焼割合が小さく、ガス専焼に近い場合には、大スケールの油滴群はOH発光を伴って予混合燃焼しているが、その中に含まれている27mm以下の小スケールの油滴群は外部集合燃焼あるいは外部殻燃焼をする。それゆえ、噴霧油滴は、全体として階層構造をとって集合燃焼を行っている。
- (4) 混焼割合が大きく、噴霧専焼に近い場合、少なくとも火炎前縁において全ての油滴群は外部集合燃焼を行っているようである。しかし、下流へ移動して蒸発がさらに進むにつれて、燃焼のモードが混焼割合の小さい場合に見られるような、階層構造を持つ集合燃焼の形態を呈するようになる。
- (5) 少なくとも燈油のような軽質燃料に対しては、噴霧燃焼は構造的に見て気液混焼の延長線上にあり、特異条件ではない。

第6章では、霧化や混合などの流体力学的現象に左右されない噴霧の着火現象を観測するために、衝撃波管を用いて、下向きに設置された超音波噴霧器で作成され自由落下状態の予混合噴霧柱を反射衝撃波で点火する方法を考案した。そして、燃料としてセタンを用いた予混合噴霧柱の着火遅れ時間を測定した。併せて、着火・燃焼過程でどのような現象が生じているのかを解明する目的で、



やや詳細な一次元気体力学計算，イオン電流の検出，火炎発光の紫外域，可視域，近赤外域の分光観測，火炎の高速度撮影などを行った。また，噴霧柱の上流側に乱れ発生用の円柱を挿入し，噴霧の着火過程に及ぼす乱流混合の影響を基礎的に調べた。これらの結果を要約すると，つぎのとおりである。

- (1) 予混合噴霧柱の反射衝撃波点火による着火遅れ時間は，圧力 0.85MPa において，見掛けの活性化エネルギーが  $T_5 = 1200\text{K}$  を境に急変し，高温側でおよそ  $200\text{kJ/mol}$ ，低温側でおよそ  $50\text{kJ/mol}$  になる。
- (2) 折れ曲がり点より高温側での着火遅れデータは，高温空気流に直角，あるいは同軸に噴霧を吹き込む方法によって得られたものに近い値を与える。高温側の着火遅れ現象は，油滴の昇温や蒸発に無関係であり，入射衝撃波背後でのシャタリングやピーリング現象によって生じるマイクロミストの燃料蒸気の気相化学反応だけに支配されると考えられる。
- (3) 折れ曲がり点より低温側での着火遅れデータは，静止高温雰囲気中に噴霧を吹き込む方法や予混合噴霧柱が二次流れによってじょう乱を受ける場合に得られたものに近い値を与える。低温側の着火遅れ現象は，油滴の蒸発に支配されると考えられる。
- (4) 着火過程においては，まず，噴霧柱全体に分布する希薄な燃料蒸気が OH 発光とイオン電流を伴って初期酸化反応を起こし，可視発光を伴う青炎へと成長する。
- (5) 青炎が生じた後の燃焼過程は，膨張波の到来による流動と混合によって大きく左右される。
- (6) 円柱を挿入しないときには  $1100\text{K}$  付近で着火不能に陥っていた噴霧柱が，乱流混合を起こさせることにより， $840\text{K}$  付近まで着火可能となった。
- (7) 乱れを強くするほど，着火遅れが短縮された。
- (8) 乱流混合を起こさせると，着火過程における燃焼反応が活発化し，衝撃波管が動作を停止した後の低温状態でも，通常の噴霧燃焼が継続された。

## 謝 辞

本研究は大阪大学工学部機械工学科燃烧工学講座において行われたものである。その間終始懇切なご指導と有益なご助言を賜り、本論文の執筆に際しても綿密な校閲をいただいた教授 水谷幸夫 先生 に対して、謹んで感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたっては、ご校閲とご指導をいただいた本学工学部教授 三宅 裕 先生、教授 高城敏美 先生、教授 辻 裕 先生に対しても深く謝意を表します。

さらに、折に触れ有益なご助言と激励を賜った本講座助教授 香月正司 先生に、心から感謝の意を表します。また、計測機器に関して多々便宜を図っていただいた本学工学部講師 岡本達幸 先生にも感謝の意を表します。

本研究の遂行にあたっては、当時研究室に在籍した研究員 胡 金榮（現中国華中工学院）、鄭 鎮度（現韓国機械研究所）、当時の大学院学生 野際日出人、松本弥寸嗣、谷村聡、吉田正治、佐伯孝敏、平尾知之、藤岡博之、現大学院学生 赤松史光 の諸氏をはじめとする研究室諸氏の熱心な助力をいただいた。ここに記して謝意を表します。

このほか、ここに名を挙げなかった多くの方々にも多大な協力や援助をいただいたことに対し、厚く感謝致します。