



Title	液体燃料噴霧の油滴群燃焼挙動に関する研究
Author(s)	赤松, 史光
Citation	大阪大学, 1996, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3110158
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士論文

液体燃料噴霧の
油滴群燃焼挙動に関する研究

平成7年11月

赤松史光

博士論文

液体燃料噴霧の
油滴群燃焼挙動に関する研究

平成7年11月

赤松史光

目 次

記号表	4
1. 緒 論	9
1.1. まえがき	9
1.2. 本研究の位置づけと従来の研究	11
1.3. 本論文の概要と構成	18
1.4. 参考文献	21
2. LDV ならびに PDA の最適化設計手法	26
2.1. まえがき	26
2.2. LDV	27
2.2.1. LDV の基本原理	27
2.2.2. LDV の測定体積	29
2.2.3. SNR パラメータ (SNRP)	31
2.2.4. 計測可能速度レンジとフリンジ間隔 δ_f , ドップラー周波数 f_d , 周波数シフト 量 f_{AOM} の関係	32
2.2.5. 粒子径 d_p とフリンジ間隔 δ_f の大小関係によるドップラー信号の変化	33
2.2.6. LDV 設計の制約条件	35
2.2.7. FLDV 設計の実例	36
2.3. PDA	39
2.3.1. PDA の基本原理	39
2.3.2. ドップラー信号の受光角度の設定	40
2.3.3. 火炎中での PDA 測定	41
2.3.4. PDA 設計の実例	42
2.4. むすび	44
2.5. 参考文献	45
3. 予混合噴霧火炎の油滴群燃焼挙動	54
3.1. まえがき	54
3.2. 実験装置および方法	56
3.2.1. 予混合噴霧バーナ	56
3.2.2. 火炎発光と油滴ミー散乱光信号の同時時系列データ測定用光学系	57

3.2.3. 信号処理系	58
3.2.4. 各信号の解釈.....	58
3.2.5. 信号処理方法.....	61
3.2.6. FLDV 光学系	62
3.2.7. 1次元 LDV による 2次元流れ場の測定.....	63
3.2.8. PDA 光学系	65
3.3. 実験結果および考察.....	66
3.3.1. 火炎中の油滴の流れ場.....	66
3.3.2. 火炎発光および油滴ミー散乱光の同時時系列信号.....	67
3.3.3. 統計解析およびスペクトル解析	68
3.4. むすび.....	70
3.5. 参考文献.....	71
4. 巨大渦の影響下にある予混合噴霧火炎の油滴群燃焼挙動.....	87
4.1. まえがき	87
4.2. 実験装置および方法.....	88
4.3. 実験結果および考察.....	89
4.3.1. 火炎中の噴霧油滴の 2次元流れ場.....	89
4.3.2. 火炎中の噴霧油滴の PDA 計測	90
4.3.3. 火炎発光および油滴ミー散乱光の同時時系列信号.....	91
4.3.4. 統計解析およびスペクトル解析	92
4.4. むすび.....	95
4.5. 参考文献.....	96
5. 個々の油滴クラスターの群燃焼数 G_c の推算	120
5.1. まえがき	120
5.2. 実験装置および方法.....	121
5.3. 実験結果および考察.....	123
5.3.1. 油滴クラスターの形成プロセス	123
5.3.2. 個々の油滴クラスターの特性値.....	124
5.4. むすび.....	127
5.5. 参考文献.....	127
6. 噴霧中での火炎伝ば.....	141

6.1. まえがき	141
6.2. 実験装置および方法.....	142
6.2.1. 実験装置.....	142
6.2.2. 撮像系の概要.....	143
6.2.3. 撮像系の構成.....	144
6.2.4. 画像処理方法.....	146
6.2.5. ポイント測定用光学系.....	147
6.3. 実験結果および考察.....	148
6.3.1. 同時撮影画像.....	148
6.3.2. 火炎発光と油滴のミー散乱光, 速度, 直径の同時時系列信号.....	150
6.3.3. PDA データのコンディショナルサンプリング.....	152
6.4. むすび.....	153
6.5. 参考文献.....	153
7. 結 論.....	163
8. 謝 辞.....	169

記 号 表

A_s	散乱粒子によって決まる定数	—
C	Eykman 関係式における定数	m^3/kg
$C_{ij}(f)$	信号 i, j 間のコヒーレンス	—
d	Chiu らの理論解析における均一油滴直径	μm
d_{in}	レーザビームの $1/e^2$ 入射径	mm
d_p	粒子直径	μm
d_{pmax}	PDA 測定における計測可能最大粒子直径	μm
d_w	レーザビームの $1/e^2$ ウエスト径	μm
D	噴霧の油滴直径	μm
D_{10}	噴霧の算術平均粒径	μm
D_{32}	噴霧のザウテル平均粒径	μm
D_a	受光レンズ径	mm
D_C	Chiu らの理論解析における球形油滴 クラスターの直径	mm
D_L	視野制限プローブの視野直径	mm
D_s	2本のレーザビーム間隔	mm
f	レーザ光の周波数	Hz
f_d	ドップラー周波数	Hz
f_p	粒子のレンズとしての焦点距離	μm
f_{PM}	光電子増倍管によって測定される周波数	Hz
f_s	レーザ散乱光の周波数	Hz
f_{AOM}	信号処理器の周波数シフト量	MHz
$f_i(t)$	信号 i の時系列データ	—
F	送光レンズの焦点距離	mm
F_a	受光レンズの焦点距離	mm

F_{fiber}	コリメートレンズの焦点距離	mm
$F_i(f)$	信号 i の複素スペクトル	—
$\overline{F_i(f)}$	$F_i(f)$ の共役複素スペクトル	—
Δf	信号処理器の周波数バンド幅	MHz
G	Chiu らの理論解析における群燃焼数	—
G_c	個々の油滴クラスターに対する群燃焼数	—
$\overline{G_c}$	各測定点における G_c の平均値	—
h	軸方向距離	mm
h	プランク定数	J · s
h_m	LDV 測定体積の高さ (短径)	μm
I_i	信号 i の電流値	μA
I_{max}	ドップラー信号強度の最大値	—
I_{min}	ドップラー信号強度の最小値	—
k_{di}	式(3.16)参照	m^2/s^2
$\overline{k_d}$	式(3.17)参照	m^2/s^2
\mathbf{K}	入射レーザ光の単位ベクトル	—
\mathbf{K}_s	粒子によるレーザ散乱光の単位ベクトル	—
ℓ_c	油滴クラスターの特性長さ	mm
$\overline{\ell_c}$	各測定点における ℓ_c の平均値	mm
L	Chiu らの理論解析における平均油滴間隔	μm
Le	ルイス数	—
L_m	LDV 測定体積の長さ (長径)	μm
n	粒子の屈折率	—
n_T	油滴クラスター内の総油滴個数	—
N_c	個々のクラスター内で計測された PDA データ個数	—
N	1 測定点における LDV データ個数	—

N_d	1回のFFTでのデータ処理個数	—
N_f	フリンジ数	—
N_p	空間油滴数密度	cm^{-3}
p	レーザービームの強度	W
P	二流体噴射弁の霧化用空気圧力	MPa
$P_{ij}(f)$	信号 i, j 間のフェーズ	rad
r	半径方向距離	mm
R	測定体積から PDA 受光系までの距離	mm
R_{OH}	個々の油滴クラスターから OH ラジカル 自発光が検出される時間割合	%
Re	レイノルズ数	—
$R_i(\tau)$	信号 i の自己相関係数	—
S	Chiu らの理論解析における無次元 油滴間距離 (式(5.3)参照)	—
Sc	シュミット数	—
S'	PDA 受光系の受光素子間隔	μm
S_{refr}	粒子により拡大投影されたフリンジ間隔	mm
$S_{ij}(\tau)$	信号 i, j 間の相互相関係数	—
t	時間	ms
t_i	i 番目の油滴のアライバルタイム	ms
Δt	A/D コンバータの離散時間	μs
\bar{U}	燃焼用空気の断面平均流速	m/s
$v'_{h,i}$	h 軸方向速度の変動成分	m/s
$v'_{r,i}$	r 軸方向速度の変動成分	m/s
$v'_{h,i} \cdot v'_{r,i}$	変動速度成分の相互相関	m^2/s^2
$\overline{v'_h \cdot v'_r}$	変動速度成分の相互相関の時間平均値	m^2/s^2
V	$= V $	m/s

V_-	逆流流速	m/s
V_+	順流流速	m/s
V_c	クラスター内の油滴の平均速度	m/s
V_h	h 軸方向速度	m/s
V_i	i 番目の油滴の速度	m/s
\overline{V}_h	h 軸方向速度の時間平均値	m/s
\overline{V}_r	r 軸方向速度の時間平均値	m/s
V'_h	噴霧全体としての h 軸方向速度変動の rms 値	m/s
$V'_h(D)$	油滴粒径 D ごとの h 軸方向速度変動の rms 値	m/s
$\overline{V}_h(D)$	油滴粒径 D ごとの h 軸方向速度の平均値	m/s
\mathbf{V}	速度ベクトル	—
$ \mathbf{V} $	フリンジに垂直方向速度の絶対値	m/s
$\overline{\mathbf{V}}$	r-h 平面内での時間平均速度ベクトル	m/s
$W_i(f)$	信号 i のパワースペクトル	—
$X_{ij}(f)$	信号 i, j 間のクロススペクトル	—

ギリシャ文字

α	光ファイバからの射出レーザー光の広がりの半角	deg
δ_f	フリンジ間隔	μm
η	受光素子の量子効率	—
θ	LDV 送光系のレーザー光の交差角	deg
λ	レーザー光の波長	nm
ν	発光の周波数	Hz
ρ	粒子の密度	kg/m^3
τ_{MS}	ミー散乱光信号の持続時間	s
ϕ	灯油—空気質量流量比	kg/kg
Φ	ドップラー信号の位相差	deg

ϕ	PDA 受光系の受光角	deg
ϕ_B	ブリュースター角	deg

下付き添字

CH	CH バンドの火炎発光
MS	レーザ光による油滴のミー散乱光
OH	OH ラジカル自発光

1. 緒 論

1.1. まえがき

噴霧燃焼は究極の複雑現象といわれ、燃料の微粒化、油滴の気相への分散、蒸発、燃焼が同時に進行しており、不規則な熱膨張を伴う乱流場に燃料液滴が分散した、気液二相反応性流体の乱流現象である。

今仮に、わずか 1 ml の液体燃料が直径 $20\text{ }\mu\text{m}$ の油滴に微粒化されたとしても、約 2.4 億個もの油滴が形成されることになる。油滴は燃焼用空気や周囲に存在する油滴と相互干渉を行いながら、気液二相の乱流場を形成する。油滴の気相への分散過程だけでも十分複雑であるが、油滴は燃焼用空気だけでなく、周囲に存在する油滴との相互干渉のもとに、蒸発・燃焼を行う。蒸発による相変化に伴い、油滴は体積が約 1000 倍の燃料蒸気となり、これが燃焼用空気と混合し可燃混合気を形成する。燃焼による局所的な熱発生に伴う熱膨張により、流れ場はさらに複雑化する。実際には、微粒化された油滴は粒径分布を持っており、油滴径によって気相への分散特性や蒸発・燃焼特性が異なるため、現象はさらに複雑となる。

このような複雑な現象を全体的に把握することは不可能であり、より細分化された基礎的要素について、研究が進められてきている。噴霧燃焼の研究は以下の 7 つの範疇に大別される。

- (1) 燃料の微粒化機構ならびに粒径分布の定式化に関する研究⁽¹⁻⁶⁾。
- (2) 油滴（あるいは粒子）の気相への分散過程に関する研究⁽⁷⁻¹⁵⁾。
- (3) 単一油滴の蒸発、着火、燃焼に関する研究⁽¹⁶⁻¹⁹⁾。
- (4) 複数の油滴ならびに油滴列の相互干渉効果に関する研究⁽²⁰⁻²⁴⁾。
- (5) 実験室的に理想化された油滴群の燃焼に関する研究⁽²⁵⁻³⁵⁾。
- (6) ノズルを用いた噴霧火炎に対する基礎的研究⁽³⁶⁻⁴³⁾。
- (7) 実用燃焼器中の噴霧火炎に対する応用的・実際的研究^(44,45,76,77)。

(1)~(4)は噴霧燃焼の基礎的要素である、燃料の微粒化、液滴の気相への分散、油滴の蒸発・燃焼、油滴間相互干渉効果といった各項目に限定した研究であり、互いに並列の関係にある。一方、(5)~(7)は(1)~(4)の項目が相互に干渉した結果として起こる噴霧火炎の構造に関する研究であり、基礎的研究から応用的・実際的研究へと順に配列されている。

研究一般において、応用的・実際的研究は基礎研究で明らかになった結果を武器として行われ、逆に応用的・実際的研究で問題となった課題の解明のために基礎的研究が立案されると言うように、両者は相互に密接に連携しあい、フィードバックを繰り返しながら、より高い研究レベルに到達する。また、研究の種類を理論的研究と実験的研究とに分別すれば、実験事実と理論解析との相互触発による進展が重要である。

しかし、従来の噴霧燃焼研究の各項目、特に(6)と(7)の間には大きなギャップが存在しており、また、理論的研究と実験的研究の間にも同様のことが言える。この最大の原因として、計測技術が実機相当の燃焼器に対応できるレベルに到達していなかったことが挙げられる。ところが、最近では噴霧燃焼に限らず燃焼研究全般が、最先端のレーザ応用計測技術のテストフィールドとなっている。その結果、実機相当の燃焼器に対しても詳細な計測結果が得られるようになり、理論解析と実験結果の詳細な比較・検討も行われるようになってきている。そのため、燃焼研究者には、燃焼に関する知見はもちろんのこと、計測に関する深い知識が要求されるようになった。

また、計測技術の進歩は、基礎的研究においても絶大な威力を発揮し、従来の時間平均的統計量の測定から、高時間分解能・高空間分解能かつ高精度な変動量の時系列データの多チャンネル同時測定へと変化してきている。

このような時代の流れに対応するために、海外では特定の計測技術(例えば、レーザ誘起蛍光法⁽⁴⁶⁾ (LIF)、レーザドップラー流速計⁽⁴⁷⁾ (LDV)、

フェーズドップラー流速計⁽⁴⁸⁾(PDA)) に関するスペシャリストが1つの燃焼器を共有して共同研究を行い、火炎の詳細なデータベースを構築する試みがなされている。また、国内では、LIF 計測に関しては大阪ガスの平野・辻下らのグループ^(49, 50)、三菱重工の出口らのグループ^(51, 52)、LDV、PDA 計測に関しては神戸大学の中島・池田らのグループ^(44, 45)が、計測分野での圧倒的な技術力を武器に、実器相当の燃焼器に対する詳細な火炎構造の解明を試みている。

本研究においても、このような研究情勢を踏まえて、噴霧火炎の微細構造の解明に有力なツールとなるレーザー応用計測法、LDV と PDA について、計測システムを特定の流れ場にカスタマイズする最適化設計法を検討した。その結果、データレートならびにデータアクセプト率が飛躍的に向上し、噴霧火炎中における油滴速度と粒径の同時時系列データの測定が可能となった。

そこで、噴霧火炎中の一点において、OH ラジカル自発光、CH バンドの火炎発光、油滴ミ-散乱光の3信号と PDA による油滴の粒径と速度信号の計5信号の同時時系列データを測定し、火炎中に存在する個々の油滴クラスターの群燃焼パラメータ G_c の推算を行った。その結果、 G_c を Chiu らの理論解析⁽⁵⁸⁾に当てはめると、観察される平均的な燃焼状態と合致する結果が得られること、また、個々のクラスターの燃焼状態も、ほぼそのクラスターの群燃焼数に対応していることが明らかとなった。

1.2. 本研究の位置づけと従来の研究

本研究の範疇は前述の項目(5)に相当する。本研究では理想化された噴霧流として、いわゆる“予混合噴霧”を用いた。これは、粒径分布は残したまま、空気中に均質に分散し、かつ、気相に対するスリップがほとんどない噴霧流である。このような理想化された噴霧流を用いる意図は以下の通りである。

前述のように、噴霧火炎の微細構造は、燃料の微粒化、油滴の気相への分散、蒸発、燃料蒸気の混合、燃焼といった複雑な要素に影響される上に、ノズルから噴射された噴霧が大きな運動量を有しており、保炎器後流付近での強い乱れや大規模整構造渦（コヒーレント渦）⁽⁵³⁾によって一層複雑化されている。しかし、噴霧の基本的な燃焼特性や火炎構造に関する情報を抽出するためには、ノズル近傍での微粒化過程の影響や、保炎器後流での強い乱れを排除した研究を行う必要がある。

この(5)の範疇に入る従来の研究としては、以下のものがある。

Burgoyne と Cohen⁽²⁵⁾はテトラリンの均一径油滴群を鉛直ガラス管内に落下させ、油滴群中を上方に伝ばする火炎を対象に実験を行っている。そして、粒径 $10\ \mu\text{m}$ 以下の油滴群は気体燃料の予混合気と同様の燃焼形態をとり、粒径が $40\ \mu\text{m}$ 以上になると油滴が個々に燃焼して、不連続的な火炎伝ばが生じ、 $10\sim 40\ \mu\text{m}$ の油滴群では両者の混在した様相を呈すると報告している。

小笠原と水谷⁽²⁶⁻²⁸⁾は粒径の比較的大きい範囲で同様の実験を行い、格子状の油滴群モデルを考案し、火炎が油滴から油滴へと不連続に伝ばする現象を理論解析している。また彼らは、Burgoyne らと同様の現象を観察し、その理由を以下のように説明している。 $10\ \mu\text{m}$ 以下の油滴は着火するまでに完全に蒸発し、火炎は蒸気と空気との混合気中を連続的に伝ばするが、粒径 $40\ \mu\text{m}$ 以上の油滴では、着火に至るまでの蒸発量が少ないために、燃焼する油滴が隣接する未燃の油滴を点火していく様子が不連続な火炎伝ばと見える。

上述の結果から考えると、噴霧には油滴の粒径分布が存在するために、微小な油滴から発生した燃料蒸気と比較的大きな油滴とが混在する場合の中を、火炎が伝ばしてゆくものと考えられ、しかも最も伝ばし易い経路をまず火炎が先行伝ばするという、選択的火炎伝ばが生じる可能性が高い。そこで、燃料蒸気と油滴の共存状態が燃料噴霧の燃焼速度にどのよ

うな影響を及ぼすかについて調べた研究に、Mizutani と Nakajima⁽³²⁾の研究がある。彼らは、プロパンと空気の混合気に灯油噴霧を添加して燃焼特性の変化を調べ、油滴の存在が火炎伝ば速度を著しく増加させると報告している。

つぎに、本研究に非常に関連の深い(6)の範疇の従来の研究としては以下のものがある。まず、Mizutani ら⁽⁴³⁾は液体燃料噴霧を高温循環ガス中に噴射して、誘引された高温ガスと接触した油滴の一部が蒸発することで、噴霧境界の外側に蒸気の火炎を安定させ、火炎前縁付近の構造を接触法と流れの可視化法を併用して調べている。その結果、火炎上流端では燃料蒸気濃度がほぼ一定値になること、したがって、噴霧に誘引されるガスの持ち込む熱流束が火炎の位置を決定すること、さらに、火炎上流端位置は着火遅れ機構よりは火炎伝ば機構により多く支配されることを見いだした。また彼らは、未蒸発油滴が流れる噴霧コア部を取り囲むように火炎が形成されることを明らかにしているが、これが後日、後述の外部群燃焼の証拠と見なされるようになった⁽⁶³⁾。

Onuma と Ogasawara⁽⁴²⁾はパイロット火炎によって安定化された空気霧化非旋回灯油噴霧火炎を接触法で測定し、灯油をプロパンに切り替えて作られたガス拡散火炎とほとんど同一の構造を持つことを見いだした。その結果、灯油のような軽質燃料の低速噴霧の火炎は、ノズルチップ直後のコア領域を除いて、ガス乱流拡散火炎と類似の構造を取ることが明らかになった。この実験事実を受けて、噴霧コア部は燃料の供給源としてのみ働くとみなし、噴霧火炎をガス拡散火炎と同様の解析手法でシミュレーションすることが盛んに行われた。

しかし、噴霧火炎は従来から多くの研究がなされている単一油滴や油滴列の燃焼^(18,19)とは異なり、油滴どうし、あるいは油滴と燃料蒸気が、互いに複雑に影響を及ぼし合って燃焼する火炎塊から構成されていると考えられる^(34,35,54,55)。また、火炎の性質は、誘引・混合の特性時間と油滴

蒸発の特性時間との大小関係によって、(1) 燃料蒸気の気相乱流拡散火炎、(2) 単一油滴もしくは小スケール油滴群の二相拡散火炎片の集合体、(3) 両者の中間形態である遷移火炎のいずれかの形態をとる。ただ、純粋に(1)もしくは(2)の形態をとることはまれで、通常は(1)に近い遷移火炎や、(2)に近い遷移火炎が観察される。その違いをよく表した写真がBreña de la Rosaら⁽⁴¹⁾によって発表されている。これは軽質のNo.2燃料油と重質のNo.6燃料油を同一条件で微粒化して作られた火炎であるが、前者がガス拡散火炎に近く、後者が二相拡散火炎片の集合体に近い。これら遷移火炎の構造は複雑で、二相拡散火炎片が独立して存在する領域と、それらが不均質な気相拡散火炎の中に埋没している領域とがある。

気相乱流拡散火炎から二相拡散火炎片の集合体までのいろいろな段階にある遷移火炎の構造に関する考察から“油滴群燃焼”という概念が生まれ、1970年代にChiuら⁽⁵⁶⁻⁵⁸⁾による理論的研究が発表された。彼らは均一粒径 d の油滴から成る球形の油滴群（油滴クラスター）について理論解析を行い、クラスター内部での燃料蒸気の発生率とクラスター内部への酸素の拡散速度の比として定義される群燃焼パラメータ G 、

$$G = 1.5Le(1 + 0.276Sc^{1/3} Re^{1/2})n_T^{2/3}(d/L) \quad (1.1)$$

によって4つの異なる群燃焼形態が出現するとしている。ここで、 L と n_T は油滴クラスター内の平均油滴間隔と総油滴個数、 Le はルイス数、 Sc はシュミット数、 Re は油滴直径とスリップ速度を用いたレイノルズ数である。

G が増加するにつれて、油滴群は各油滴が独立した火炎に包まれて燃焼する [a] 単滴燃焼、油滴相互の影響で群火炎と呼ばれる共通火炎が形成され、それがクラスター中心から、しだいに外周部へ移る [b] 内部群燃焼、群火炎がクラスター外部に形成される [c] 外部群燃焼、クラスターの中心部は低温のままで外周部のみが蒸発し、全体が単滴のごとく燃焼する [d] 外殻燃焼と順次形態を変えることを予測した。ところが、彼

らの理論解析では油滴空間濃度のむらを全く考慮せず、噴霧火炎全体を一つの油滴群として取り扱っている。これでは正しい噴霧燃焼特性、火炎安定性、有害物質生成特性は予測不可能である。

油滴群燃焼に関する実験的研究としては、Driscoll と Pelaccio⁽⁵⁹⁾が直径 54mm、長さ 203mm の下向き円筒燃焼器の上流端に 37 本の直径 0.254mm の燃料針を設置し、各針の周囲に設けた直径 0.32mm のノズルから空気を噴出することで Jet A 燃料を微粒化し、噴霧火炎を形成させている。火炎中で LDV 測定とガス組成分析を行って、渦の寿命時間を推定し、これを反応時間もしくは油滴寿命時間と比較して、上流部では群燃焼が起こり易く、下流部では粒径の比較的大きい油滴が残存して希薄な噴霧を形成するために、単滴燃焼が起こりやすいと報告している。

最近では、油滴群燃焼に関して Rangel と Continillo⁽⁶⁰⁾、Bellan と Harstad⁽⁶¹⁾が渦の中に取り込まれた油滴群の蒸発と着火の挙動を理論的に解析している。また、平面せん断層と希薄油滴群との相互干渉作用を実験的に調べた研究もある⁽⁶²⁾。この分野に関する解説として、Annamalai と Ryan⁽⁶³⁾が、実験的・理論的研究の両分野にわたり、油滴列内部、油滴列間における熱・物質移動、蒸発、燃焼の研究を相互に関連付けて、詳細な展望を行っている。また、Umemura⁽⁶⁴⁾は漸近解析法を用いた理論的研究の詳細なレビューを行っている。

一方、光学的計測によって、噴霧火炎の構造や燃焼機構を解明しようとする研究として、例えば Beretta ら⁽⁶⁵⁾は、近紫外域や可視域における発光スペクトルのモニタリングと光減衰法を用いて噴霧火炎の構造観察を試み、Allen と Hanson^(66, 67)は平面光束レーザー誘起蛍光法 (PLIF) を噴霧火炎の構造観察に適用している。Edwards と Rudoff⁽⁶⁸⁾はスワール数 1.0 の空気流のポート中心に置かれたシムプレックス空気噴射弁から灯油を噴射して 60° 中空円錐噴霧火炎を作り、シュリーレン法、直接写真、レーザー影写真を組み合わせて、輝炎領域、噴霧領域、空気流領域、外部循

環流領域の可視化を行うとともに、LDV測定によって、平均流の場を燃料噴流、主空気噴流、一様流領域、外部循環流領域、内部循環流領域に分類している。Adachiら⁽⁶⁹⁾は広帯域赤外線源を用いた光減衰・散乱法によって、非燃焼噴霧や噴霧火炎中での油滴、燃料蒸気、CO₂、NO等の濃度計測を試みている。

また、燃料噴霧の全体的な可視化方法としては、液相と気相への蛍光物質の選択的分配を利用して、液相燃料と気相燃料の分布を可視化したMeltonとVerdieck⁽⁷⁰⁾のExciplex法や、鈴木ら⁽⁷¹⁾によるレーザービームの吸収と散乱光を利用した燃料油滴と燃料蒸気の可視化がある。しかし、マクロな可視化や平均粒径の算出にとどまり、噴霧火炎の微細構造を解明する方向には進んでいない。

実際の噴霧は本質的に空間的・時間的に一様ではなく、ある長さスケールと時間スケールの濃度むらを持っており、前述の選択的伝ばや大小様々なスケールの渦の影響を受けて、この不均質性はさらに助長され、濃度むらを構成する油滴群（クラスター）単位で燃焼が起こる。このような、油滴群燃焼機構の解明には、時間平均的統計量の測定では不十分であり、高時間分解能・高空間分解能での、複数個の変動量の同時時系列データの測定が必要となる。

一方、これまで発表された噴霧火炎のシミュレーションの多くは、Crowe⁽⁷²⁾らのPSI-Cellモデルに代表されるように、油滴群燃焼を無視して行われており、これではマクロな火炎構造は予測できても、火炎の微細構造を予測することはできない。

噴霧火炎のモデル化に際しては、観念的にモデル化を行うのではなく、それに先立つ詳細な火炎観察と、予測値と実測値の対比・検討が不可欠である。しかし、前述したように、油滴群燃焼の概念を液体燃料噴霧について実験的に実証した報告は、渦の消散率とガス組成から間接的に推測した、DriscollとPelaccio⁽⁵⁹⁾の研究を除いて、ほかには見当たらず、実

験事実と理論解析との相互触発による進展は実現されていないのが実状である。

このような問題点を踏まえ、本研究室では以前より、噴霧の基本的な燃焼特性や火炎構造に関する情報を抽出し、噴霧火炎の群燃焼挙動を実験的に解明する研究を行ってきた。すなわち、“予混合噴霧流”をパイロット火炎で保炎して得られる逆円すい型の噴霧火炎を観察対象とし、火炎からの OH ラジカル自発光信号、CH ラジカル発光バンドの火炎発光信号、油滴からのミー散乱光信号、油滴速度信号の同時時系列データの測定を行い、それらの信号に統計解析と周波数解析⁽⁷³⁾を施すことによって、不均一に分布する油滴の複雑な群燃焼挙動を観察することに成功した^(34, 35)。その実験手法ならびに実験結果は国際的にも評価を得たが、噴霧専焼実験の困難さから、気液混焼条件での実験が中心であったことと、バーナのトラバースが不可能で、測定点が火炎前縁付近に限られていたため、噴霧専焼時の火炎全域において、どのような油滴群燃焼形態が生じているのかは未解明であった。また、非燃焼時には噴霧濃度がほぼ一様であった“予混合噴霧流”が、どのようなメカニズムで、燃焼時には多数の油滴群（クラスター）に分割され、群燃焼を行うのかについては未解明であった。また、計測上の問題点として、LDV 測定を用いていたために、油滴径に関する情報がなく、また、油滴速度に関しても時系列データとして処理するには至っていなかった。

そこで本研究では、逆円すい火炎に代えて、予混合噴霧を環状の水素拡散パイロットバーナで保炎し、噴霧専焼時の燃焼性を向上させた上で、これまでの気液混焼実験に代えて、噴霧専焼実験を行った。計測の容易さから、火炎は大気開放とし、バーナ本体をトラバースすることにより、測定領域を火炎の全域へ広げた。また、予混合噴霧流中での火炎伝ば機構を明らかにするために、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球

形噴霧火炎の観察も並行して行った。計測に関しては、先に述べたように、LDV と PDA 計測について、特定の流れ場に対して計測システムを最適化設計することによりデータレートを向上させ、油滴速度と粒径の同時時系列データの測定が可能となった。

1.3. 本論文の概要と構成

本論文は全7章から構成されている。以下に各章の内容を示す。

第1章では、噴霧燃焼研究の現状、本研究の位置づけ、ならびに本研究に関する従来の研究について触れ、本研究の目的や意義を明らかにした。

第2章では、噴霧火炎の微細構造の解明に非常に有力なツールとなるレーザー応用計測の代表的存在である LDV と PDA 計測について触れた。

LDV の長所としては、非接触で高空間分解能、高時間分解能での流速測定が可能であることがあげられる。一方、短所として、ビーム入射用と散乱光受光用の窓、そして多くの場合散乱粒子が必要であり、また、装置が大型で光学系の調整や移動が困難といった短所を持ち合わせている。また、市販の LDV システムを用いた場合、測定範囲に一般性を持たせてあり、必ずしも対象としている流れ場に最適な設定とはなっていない。そのため、データレートが上がらず、速度の時系列データを得ることは困難である。そのため、市販の LDV をブラックボックス的に用いては、LDV 本来の長所さえも犠牲にしてしまうことにもなりかねない。

そこで、第2章では LDV の基本原理を掘り下げ、対象としている流れ場に最適な光学系の設計について検討する。また、レーザ光源を光ファイバー化する方法、すなわち小型でフレキシビリティの高い後方散乱型の“ファイバーLDV” (FLDV)⁽⁷⁴⁾および PDA システムの最適化設計方法について議論し、本研究に用いた機器の具体的な仕様を示す。さらに、火炎中の PDA 測定においては、油滴の温度上昇による屈折率の変化が粒

径測定に影響を及ぼすが、その影響を最小に抑える方法についても検討する⁽⁷⁵⁾。

第3章では、噴射ノズル近傍での微粒化現象、保炎器下流付近の強い乱れのために生じる巨大コヒーレント渦⁽⁵³⁾、ならびに微小3次元渦の影響を回避し、噴霧の燃焼機構や火炎構造の情報を抽出する目的で、予混合噴霧火炎の実験を行った。すなわち、空気流中に均一に浮遊し、気相と噴霧油滴との間にスリップのない“予混合噴霧流”中に火炎を環状の水素拡散パイロットバーナで安定化させ、火炎からのOHラジカル自発光信号、CHラジカル発光バンドの火炎発光信号、ならびに油滴からのミー散乱光信号の同時時系列データをモニターし、その信号に統計解析とスペクトル解析⁽⁷³⁾を施した。また、第2章で示す後方散乱型のファイバーLDV (FLDV) を用いて、火炎中の油滴の2次元流れ場を測定した。さらに、PDAを用いて、油滴の粒径とバーナ軸方向速度の同時測定を行った。

これらの結果を用いて、火炎前縁から火炎下流域までの広い範囲に渡って、油滴存在領域と反応領域との位置関係、ならびに火炎中での油滴クラスターの燃焼形態の変化を系統立てて調べ、噴霧火炎の油滴群燃焼挙動の詳細な解明を試みた。その結果、油滴クラスターが蒸発・燃焼しながら飛行するにしたがって、油滴クラスター外周部に存在していた燃焼反応領域がその内部にも出現し始めるとともに、クラスター中のサブクラスターが強い輝炎発光を伴いながら燃焼する階層的な油滴群燃焼が見られること、その際、油滴数密度は急激に減少するものの、油滴の粒度分布ならびにザウテル平均粒径はほとんど変化しないことが分かった。

第4章では、工業用噴霧バーナに見られる、噴霧流と周囲空気との境界で不可避免的に発生するコヒーレント渦⁽⁵³⁾と微小な3次元渦の共存状態が噴霧火炎に与える影響をシミュレートし、実用噴霧火炎の構造を把握するための実験を行った。すなわち、第3章と同じ予混合噴霧流火炎に

直角に円柱を挿入し、その後流に形成される循環流と主流との間のせん断層中に生じるコヒーレント渦が噴霧火炎構造や群燃焼形態に及ぼす影響を、第3章と同様の測定方法で観察した。また、PDAを用いて、粒径別の2次元速度場を計測し、乱れや油滴-気相間スリップが火炎の燃焼形態に及ぼす影響について考察を行った。

その結果、円柱の挿入により油滴クラスターのスケールが減少すること、円柱後流せん断層のコヒーレント渦の影響で、十数 mm 周期の濃度変動(むら)に対応するサブクラスターが形成されること、乱流混合や油滴のスリップのためにクラスターのガス交換が活発化し、早い時期からクラスター中心部で燃焼が生じること、などが明らかとなった。

第5章では、火炎中に存在する個々の油滴クラスターの群燃焼パラメータ G_c を推算するために、第3, 4章で取り扱った OH, CH, 油滴ミ-散乱光の3信号に、PDAによる油滴の粒径と速度の信号を追加し、計5信号の同時時系列データを測定した。また、油滴クラスター発生のメカニズムを明らかにするために、測定領域を火炎下方(上流)にまで広げて計測を行った。

その結果、非燃焼時の予混合噴霧流には、明確な境界を持った油滴クラスターは存在していないが、燃焼時には、選択的火炎伝ぱにより噴霧が分断されて、油滴クラスターが形成されること、実験データから推算される油滴クラスターの群燃焼数を Chiu らの理論解析⁽⁵⁸⁾に当てはめると、観察される平均的な燃焼状態と合致する結果が得られること、また、個々のクラスターの燃焼状態も、ほぼそのクラスターの群燃焼数に対応していることが明らかとなった。

第6章では、微粒化過程の影響を極力排除した上で、噴霧流中での火炎の伝ぱ機構や油滴の群燃焼挙動を詳細に観察した。その目的で、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球形噴霧火炎の観察を行った。

すなわち、不輝炎、輝炎、油滴それぞれの存在領域の位置関係を調べるために、光干渉フィルタ、イメージインテンシファイア、CCD カメラ、画像処理装置を組み合わせた光学系を2組用い、OH ラジカル自発光像とC₂バンドの火炎発光像、OH ラジカル自発光像と油滴ミー散乱光像の同時撮影を行った。さらに、燃焼反応領域中の噴霧油滴の燃焼挙動を観察するために、第5章と同様の光学系を用い、火炎が上方に伝ばしている点火電極直上20mmにおいて、OH ラジカル自発光、CH バンドの発光信号、油滴のミー散乱光、およびPDAからの油滴速度と粒径信号の計5個の時系列信号を同時モニターした。また、それらの同時時系列信号を参照して、PDAデータをコンディショナルサンプリングすることにより、点火から火炎到達までの非燃焼期間とその後の燃焼期間に分けて、油滴の速度と直径の同時測定を行い、油滴粒度分布、油滴の速度と粒径との相関、および粒径別の油滴速度を算出した。

その結果、油滴クラスター間に存在する燃焼し易い燃料蒸気成分や微小油滴領域中を不輝炎が選択的に伝ばする。また、油滴クラスターは未燃のまま不輝炎領域を通過し、その背後で群燃焼することにより、拡散火炎片がランダムに出現することが明らかとなった。すなわち、輝炎領域がランダムかつ不連続的に撮影される現象を、リレータイプの火炎伝ば⁽³⁰⁾と見なすのは誤りであることが分かった。

第7章は本研究の総括である。

1.4. 参考文献

- (1) 抜山・棚澤, 機械学会論文集, 4-14 (1938), 128.
- (2) 抜山・棚澤, 機械学会論文集, 4-15 (1938), 134.
- (3) 抜山・棚澤, 機械学会論文集, 5-18 (1939), 63.
- (4) 抜山・棚澤, 機械学会論文集, 5-18 (1939), 136.
- (5) Xu, T.H.・他2名, Atomization and Sprays, 3 (1993), 109.

- (6) Ahmadi, M. and Sellens, R.W., *Atomization and Sprays*, 3 (1993), 291.
- (7) Litchford, R.J. and Jenng San-Mou, *AIAA Journal*, 29-9 (1991), 1443.
- (8) Eaton, J.K. and Fessler, J.R., *Int. J. Multiphase Flow*, 20 (1994), Suppl., 169.
- (9) McLaughlin, J.B., *Int. J. Multiphase Flow*, 20 (1994), Suppl., 211.
- (10) Wang, M.R. and Liu, T.C., *Proceedings of IUTAM Symp. on Aerodynamics in Combustors*, Taipei (1991), p. VIII-115.
- (11) Rashidi, M. · 他 2 名, *Int. J. Multiphase Flow*, 16 (1990), 953.
- (12) Sommerfeld, M. · 他 2 名, *Proceedings of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Kyoto (1993), p.15-1-1.
- (13) Lu, Q.Q. · 他 2 名, *Int. J. Multiphase Flow*, 19 (1993), 347.
- (14) 栗原 · 他 2 名, *機械学会論文集*, 61-582B (1995), 759.
- (15) 栗原 · 他 2 名, *機械学会論文集*, 60-570B (1994), 656.
- (16) Kobayashi, K., *5th Symp. (Int.) on Combustion*, (1955), p.141, Chapman & Hall.
- (17) Hedley, A.B. · 他 2 名, *Journal of Institute of Fuel*, 44-360 (1971), 38.
- (18) Williams, A., *Combust. Flame*, 21 (1973), 1.
- (19) Law, C.K., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8 (1982), 171.
- (20) Rex, J.F. · 他 2 名, *Jet Propulsion*, 26 (1956), 179.
- (21) Nuruzzaman, A.S.M. · 他 2 名, *Journal of the Institute of Fuel*, 43 (1970), 301.
- (22) Queiroz, M., *Combustion Science and Technology*, 72 (1990), 1.
- (23) 鈴木 · 他 3 名, *機械学会論文集*, 54-505B (1988), 2592.
- (24) 梅村 · 他 2 名, *機械学会論文集*, 46-411B (1980), 2592.
- (25) Burgoyne, J.H. and Cohen, L., *Proceedings of Royal Society of London*, A255 (1954), 375.
- (26) 小笠原 · 水谷, *機械学会論文集*, 31-226 (1965), 1002.

- (27) 小笠原・水谷, 機械学会論文集, 31-226 (1965), 1008.
- (28) 小笠原・水谷, 機械学会論文集, 31-226 (1965), 1019.
- (29) Ballal, D.R. and Lefebvre, A.H., 18th Symp. (Int.) on Combustion, (1981), p.321, The Combustion Institute.
- (30) Ashgriz, N. and Yao, S.C., PCH PhysicoChemical Hydrodynamics, 8 (1987), 335.
- (31) Chen, Z.H.・他 2 名, Combustion Science and Technology, 60 (1988), 63.
- (32) Mizutani, Y. and Nakajima, A., Combustion and Flame, 21(1973), 343.
- (33) 中部・水谷・谷村, 機械学会論文集, 53-486B (1987), 636.
- (34) 中部・水谷・平尾, 機械学会論文集, 55-516B (1989), 2517.
- (35) 中部・水谷・藤岡・赤松, 機械学会論文集, 58-546B (1992), 635.
- (36) Khalil, E.E., and Whitelaw, J.H., 16th Symp. (Int.) on Combustion, (1976), p.569, The Combustion Institute.
- (37) Styles, A.C. and Chigier, N.A., 16th Symp. (Int.) on Combustion, (1976), p.619, The Combustion Institute.
- (38) Chigier, N.A. and McCreath, C.G., Acta Astronautica, (1972), p.687, Pergamon Press.
- (39) Yule, A.J. and Bolado, R., Combustion and Flame, 55 (1984), 1.
- (40) Mao, C.P.・他 2 名, 21st Symp. (Int.) on Combustion, (1986), p.655, The Combustion Institute.
- (41) Breña de la Rosa, A., Sobiesiak, A. and Brzustowski, T.A., 21st Symp. (Int.) on Combustion, (1988), p.557.
- (42) Onuma, Y. and Ogasawara, M., 15th Symp. (Int.) on Combustion, (1975), p.453, The Combustion Institute.
- (43) Mizutani, Y., Yasuma, G. and Katsuki, M., 16th Symp. (Int.) on Combustion, (1977), p.631, The Combustion Institute.
- (44) 池田・他 2 名, 機械学会論文集, 61-581B (1995), 332.

- (45) 河原・他 2 名, 第 32 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1994), p.428.
- (46) Laurendeau, N.M., Prog. Energy Combust. Sci., 14 (1988), 147.
- (47) Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J.H., Principle and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press, (1976).
- (48) Bachalo, W.D., Int. J. Multiphase Flow, 20, (1994), 261.
- (49) Hirano, A. ・他 2 名, Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993), 3300.
- (50) Hirano, A. ・他 2 名, Optics Letters, 17-4 (1993), 3300.
- (51) Deguchi, Y. ・他 4 名, Proceedings of the 1995 Yokohama Int. Gas Turbine Congress (1995), p. II-321.
- (52) 堀・出口・他 2 名, 第 32 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1994), p.446.
- (53) Brown, G.L. and Roshko, A., J. Fluid Mech., 64 (1974), 775.
- (54) Faeth, G.M., Prog. Energy Combust. Sci., 3 (1977), 191.
- (55) Chigier, N., Energy, Combustion and Environment, (1981), p.248, McGraw-Hill.
- (56) Suzuki, T. and Chiu, H.H., Proceedings of the 9th Int. Symp. on Space Technol. Sci. (1971), p.145.
- (57) Chiu, H.H. and Liu, T.M., Combust. Sci. Technol., 17 (1977), 127.
- (58) Chiu, H.H., Kim, H.Y. and Croke, E.J., 19th Symp. (Int.) on Combustion, (1982), p.971, The Combustion Institute.
- (59) Driscoll, J.F. and Pelaccio, D.G., Combust. Sci. Technol., 21 (1980), 205.
- (60) Rangel, R.H. and Continillo, G., 24th Symp. (Int.) on Combustion, (1992), p.1493, The Combustion Institute.
- (61) Bellan, J. and Harstad, K., Atomization and Sprays, 5 (1995), 1.
- (62) Wang, M.R. and Liu, Y.C., Abstract Volume, IUTAM Symposium on Aerothermodynamics in Combustors (Taipei, Taiwan, June 1991, Ed. by Lee, R.S.L., Whitelaw, J.H. and Wung, T.S.), pp.VIII 115-VIII 118.

- (63) Annamalai, K. and Ryan, W., Prog. Energy Combust. Sci. 18-3 (1992), 221.
- (64) Umemura, A., Prog. Energy Combust. Sci., 20-4 (1994), 325.
- (65) Beretta, F., Cavaliere, A. and Dalessio, A., Combust. Sci. and Technol. 22-1/2 (1980), 1.
- (66) Allen, M.G. and Hanson, R.K., Opt. Eng. 25-12 (1986), 1309.
- (67) Allen, M.G. and Hanson, R.K., 21st Symp. (Int.) on Combust., (1986), p.1755, The Combustion Institute.
- (68) Edwards, C.F. and Rudoff, R.C., 23rd Symp. (Int.) on Combustion, (1990), p.1353, The Combustion Institute.
- (69) Adachi, M., McDonell, V.G. and Samuelsen, G.S., Combust. Sci. and Technol., 75-4/6 (1991), 179.
- (70) Melton, L.A. and Verdieck, J.F., 20th Symp. (Int.) on Combust., (1985), p.1283, The Combustion Institute.
- (71) 鈴木・西田・廣安, 機械学会論文集, 59-558B (1993), 645.
- (72) Crowe, C.T.・他 2 名, Trans. ASME, Ser.I, 99-2 (1977), 325.
- (73) 日野幹雄, スペクトル解析, 朝倉書店, (1993).
- (74) 池田・他 2 名, 計測自動制御学会論文集, 26, (1990), 1.
- (75) Pitcher, G.・他 2 名, Proceedings of 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech. (1990), p.14.4.
- (76) Liu, C.H. and Whitelaw, J.H., Proceedings of. Int. Conf. of Multiphase Flows, (1991), p.11.
- (77) Breña de la Rosa, A.・他 2 名, Trans. ASME, J. Engineering Gasturbine and Power, 112-1 (1990), 60.

2. LDV ならびに PDA の最適化設計手法

2.1. まえがき

1964 年に Yeh と Cummins⁽¹⁾によってその測定原理が発表されたレーザドップラー流速計 (LDV) は 1970 年代に急速な進歩を遂げ、実用化の段階に達した⁽²⁾。さらに、最近の電子回路や信号処理技術のめざましい進歩⁽³⁾により、高精度の時系列データの収集が可能となり、多彩なソフトウェアの開発や光ファイバー型光学系の開発と相まって、第二世代 LDV の到来を迎えたと言われている。また、LDV の原理を応用して微小粒子の速度と粒径を同時測定できるフェーズドップラー流速計(PDA)⁽⁴⁾も、様々な噴霧計測に用いられてきている⁽⁵⁾。

LDV は、レーザビームの可干渉性を利用して、2本のビームを一点で交差させることにより干渉縞 (フリンジ) を形成させ、このフリンジを通過する流体に追従する粒子の速度を測定する方法である。LDV の長所としては、

- (1) 測定装置 (プローブ) を流れ中に挿入する必要がない。(非接触測定)
- (2) 測定体積を非常に小さくすることが可能。(高空間分解能)
- (3) 流れ変動に対する応答性がよい。(高時間分解能)
- (4) 広い流速範囲において流れの測定が可能。

などがあげられる。しかし、短所として、

- (1) ビーム入射、散乱光受光用の窓が必要。
- (2) 多くの場合、散乱粒子が必要。また、その混入が困難。
- (3) 光学系の調整が困難。
- (4) 装置が大型で、移動が困難。

などがあげられる。また、市販の LDV システムを用いた場合、

- (1) 測定データの信頼性を評価することが困難である。

- (2) 市販品には一般性を持たせてあるため、必ずしも対象としている流れ場に最適な設定とはなっていない。
- (3) そのためにデータレートが上がらず、速度の時系列データを得ることは困難である。

など、市販の LDV をブラックボックスとして用いているのは、LDV 本来の長所さえも犠牲にしてしまうことにもなりかねない。

そこで、本章では、LDV の基本原理を理解し、対象としている流れ場に最適な光学系の設計を行い、かつ、レーザ光源を光ファイバー化する方法、すなわち小型でフレキシビリティの高い後方散乱型の“ファイバー-LDV” (FLDV) ⁽⁶⁾ および PDA の最適化設計方法について述べ、本研究に用いた機器の具体的な仕様を示す。

2.2. LDV

2.2.1. LDV の基本原理

流体中に浮遊する微粒子にレーザ光を当てると、粒子からの散乱光はドップラー効果により、粒子の速度に対応した周波数の変化を受けるが、この周波数の変化を検出することにより、粒子の速度ひいては流体の流速を求めるものが LDV である。LDV の原理は、通常は後述のフリンジモデル (2.2.2 節参照) によって説明されるが、ここではドップラー効果の基礎式に基づいて LDV の基本原理の導出を行ってみることにする。

図 2-1 に示すように流速 \mathbf{V} で移動している粒子に入射レーザ光 (単位ベクトル \mathbf{K} , 波長 λ , 周波数 f) が当たるとき、粒子からの散乱光 (単位ベクトル \mathbf{K}_s) の周波数 f_s は、

$$\begin{aligned}
 f_s &= f \frac{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}}{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s} = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s}{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s} + \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}}{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s} \right) \\
 &= \frac{c}{\lambda} + \frac{c}{\lambda} \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}}{c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s} = f + \frac{1}{\lambda} \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}}{c/c - \mathbf{V} \cdot \mathbf{K}_s/c}
 \end{aligned}$$

$$= f + \frac{1}{\lambda} \mathbf{V} \cdot (\mathbf{K}_s - \mathbf{K}) \quad (2.1)$$

と表される。なお、光速 $c \gg |\mathbf{V}|$ の条件を用いて近似を行っている。

以上の結果を踏まえて、図 2-2 に示すように、交差角 θ で交わる 2 本の入射光（単位ベクトル \mathbf{K}_1 , \mathbf{K}_2 , 波長 λ , 周波数 f ）がある場合を考えると、それぞれの散乱光（単位ベクトル \mathbf{K}_s ）の周波数 f_{s1} , および f_{s2} は、

$$f_{s1} = f + \frac{1}{\lambda} \mathbf{V} \cdot (\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_1) \quad (2.2)$$

$$f_{s2} = f + \frac{1}{\lambda} \mathbf{V} \cdot (\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_2) \quad (2.3)$$

となる。よって \mathbf{K}_s 方向への 2 つの散乱光を重ね合わせると、観測されるドップラー周波数 f_d は、

$$f_d = |f_{s1} - f_{s2}| = \frac{1}{\lambda} |\mathbf{V} \cdot (\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2)| = \frac{2}{\lambda} |\mathbf{V}| \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.4)$$

と表される。ここで θ は入射ビームの交差角（ \mathbf{K}_1 と \mathbf{K}_2 のなす角）であり、 $|\mathbf{V}|$ ($=V$) は θ の 2 等分線に垂直な方向の速度成分（紙面に垂直な方向の速度成分は含んでいない）を意味する。

式(2.4)から、入射レーザ光の波長 λ と交差角 θ を固定すれば、ドップラー周波数 f_d と流速 V が正比例するので、 f_d を検出すれば流速 V を知ることができる。ただしこの場合、速度の方向（上向き、下向き）の判別はできない。そこで 2 本に分けられた入射光の一方（例えば \mathbf{K}_2 ）が音響光学素子（AOM）⁽⁷⁾ を通過することによって周波数変調（周波数シフト）を受け、 f_{AOM} だけ周波数が増している場合を考えると、光電子増倍管で検出される周波数 f_{PM} は、式(2.4)の代わりに、

$$f_{PM} = \left| f_{AOM} - \frac{1}{\lambda} \mathbf{V} \cdot (\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) \right| \quad (2.5)$$

と表される。式(2.5)の $||$ 内が常に正になるように f_{AOM} を大きくとっておけば、

$$f_{PM} = f_{AOM} + \frac{2}{\lambda} |\mathbf{V}| \sin \frac{\theta}{2} \quad (\mathbf{V} \text{ が上向き}) \quad (2.6)$$

$$f_{PM} = f_{AOM} - \frac{2}{\lambda} |\mathbf{V}| \sin \frac{\theta}{2} \quad (\mathbf{V} \text{ が下向き}) \quad (2.7)$$

が成り立つ。式(2.6)と(2.7)から分かるように、 f_{PM} の値は \mathbf{V} の向きによって f_{AOM} との大小関係が異なり、 \mathbf{V} の絶対値 ($|\mathbf{V}|=V$) だけでなく、方向の情報も含んでいる。また、 f_{PM} は \mathbf{K}_s 、すなわち、ドップラー光の受光方向に無関係となっているので、大きな受光立体角を持った集光レンズを用いて、得られる信号の強度を向上させることができる。

2.2.2. LDV の測定体積

まず、設計を行う後方散乱型 FLDV 光学系の配置を図 2-3 に示す。ここで、図中のパラメータ記号の意味は以下のとおりである。

- D_s : 2本のレーザービーム間隔
- D_a : 受光レンズ径
- d_{in} : レーザビームの $1/e^2$ 入射径
- F : 送光レンズの焦点距離
- F_a : 受光レンズの焦点距離
- θ : ビーム交差角
- F_{fiber} : コリメートレンズの焦点距離
- α : 光ファイバから射出したレーザー光の広がり半角

レーザー光は偏波面保存型の送光用光ファイバーから射出される。光ファイバから出たレーザー光はファイバ固有の数値開口 (NA) に従い、角度 2α で広がる性質を持つ⁽⁷⁾。ここで、 α と NA の間には次の関係が成立する。

$$NA = \sin \alpha \quad (2.8)$$

レーザー光はコリメートレンズにより直径 d_{in} の平行光に戻され、ビーム間隔 D_s で穴あき受光レンズの穴の部分を通過する。送光レンズ(受光レンズを兼ねる)により、その焦点位置でビーム径が最小となり、2本のビームが交差してLDVの測定体積(コントロールボリューム)を形成する。測定体積からのドップラー光は、受光レンズ(送光レンズを兼ねる)

と穴あき受光レンズにより、ランダム偏光型の受光用光ファイバ端面に集光され、受光素子へと導かれる。

LDVの測定体積と干渉縞（フリンジ）との関係を図2-4に、測定体積の寸法の詳細を図2-5に示す。なお、座標系は測定体積中心を原点とし、2本のビームの2等分線の方向にz軸、鉛直方向にx軸、x-z平面と直交する方向にy軸をとっている。2本のレーザ光の偏波面が一致している場合、測定体積には入射レーザ光波面の干渉によって、水平方向に明暗のフリンジ（干渉縞）が形成される（実際にはレーザ光のエネルギー分布が存在するだけで、空間にフリンジ模様は存在せず、測定体積中に散乱物体が存在する場合に、2本のレーザビームの干渉により、フリンジ模様が空間に投影される。このような方法によるLDV原理の説明方法をフリンジモデルという）。このフリンジの間隔 δ_f は、幾何学的関係（図2-4参照）により、

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad (2.9)$$

となる。速度 $|\mathbf{V}|$ の粒子が、このフリンジを上下方向に横切るときの散乱光のドップラー周波数 f_d は、

$$f_d = \left(\frac{\delta_f}{|\mathbf{V}|} \right)^{-1} = \frac{|\mathbf{V}|}{\delta_f} = \frac{2}{\lambda} |\mathbf{V}| \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.10)$$

となるが、これはドップラー効果の基礎式から導き出した式(2.4)と一致する。

LDVの光源としては、アルゴンイオンの $\text{TEM}_{00}^{(8)}$ ガウシアンビームを用いているが、これは完全な平面波で、かつ断面内でガウス分布に従う強度分布を持つものである。通常、そのビーム径はビーム強度が中心強度の $1/e^2$ となる直径をもって示される。ビームは完全な平面波であるとしているが、光波は必ず進行方向に対し横方向に広がりながら伝播する性質を持っているので、集光レンズを用いても無限小に集光された測定体積を得ることはできず、焦点でのビームウエスト径 d_w は、

$$d_w = \frac{4\lambda F}{\pi d_{in}} \quad (2.11)$$

となる⁽⁹⁾。ここで、 d_{in} は集光レンズに入射する際のレーザ光の $1/e^2$ 直径である。レーザ光はガウシアンビームなので、交差領域である測定体積は図 2-5 のようなラグビーボール状の回転楕円体になる。測定体積の高さ（短径） h_m と長さ（長径） L_m はそれぞれ、

$$h_m = \frac{d_w}{\cos(\theta/2)} \quad (2.12)$$

$$L_m = \frac{h_m}{\sin(\theta/2)} = \frac{d_w}{\cos(\theta/2) \cdot \sin(\theta/2)} \quad (2.13)$$

となる。また測定体積中のフリンジの数 N_f は、

$$N_f = \frac{h_m}{\delta_f} = \frac{8F \tan(\theta/2)}{\pi d_{in}} \quad (2.14)$$

である。 θ と送光レンズの焦点距離 F 、レーザビーム間距離 D_s との関係、

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{D_s/2}{F} = \frac{D_s}{2F} \quad (2.15)$$

よりフリンジ数 N_f は、

$$N_f = \frac{8F}{\pi d_{in}} \frac{D_s}{2F} = \frac{4D_s}{\pi d_{in}} \quad (2.16)$$

となる。

2.2.3. SNR パラメータ (SNRP)

次に、LDV の性能を評価するための指標となる SN 比(SNR)⁽¹⁰⁾について述べる。LDV 光学系における SNR は次式で定義される。

$$SNR = A_s \cdot \frac{\eta \cdot p}{\Delta f} \cdot \left(\frac{D_a \cdot d_{in}}{F \cdot F_a} \right)^2 \quad (2.17)$$

ただし、

A_s	散乱粒子によって決まる定数
Δf	信号処理器の周波数バンド幅
p	送光レーザビームの強度
η	受光素子の量子効率

である。ここで、 A_s は散乱粒子によって決まる散乱粒子パラメータ、 $\eta \cdot p / \Delta f$ は受光素子、レーザ光源および信号処理器によって決まる電氣的パラメータである。これらは光学系の設計には関係しないから、FLDV 光学系設計で問題となるのは、光学パラメータ

$$\left(\frac{D_a \cdot d_m}{F \cdot F_a} \right)^2 \quad (2.18)$$

の部分である。この光学パラメータを SNR パラメータ (SNRP) と呼び、FLDV 光学系の設計の際の性能評価の指標としている。

ここでは図 2-3 に示した後方散乱型の光学系を考えているので $F=F_a$ となり、SNRP は次式のようになる。

$$SNRP = \left(\frac{D_a \cdot d_m}{F \cdot F_a} \right)^2 = \left(\frac{D_a \cdot d_m}{F^2} \right)^2 \quad (2.19)$$

このことから、LDV の性能すなわち SN 比をよくするには、短い焦点距離で大きな受光径を持つレンズを用い、 d_m を大きくして小さな測定体積を形成させる (式(2.11)参照)。すなわち、散乱光の受光立体角を大きくし、かつ、測定体積内のレーザ光の空間密度を上げることにより、ドップラー信号強度の向上をはかればよいことが分かる。なお、SNRP は 10^6 のオーダー以上が望ましいとされている⁽⁶⁾。

2.2.4. 計測可能速度レンジとフリッジ間隔 δ_f 、ドップラー周波数 f_d 、周波数シフト量 f_{AOM} の関係

LDV 計測においては、測定流速 V ($=|V|$) はフリッジ間隔 δ_f (μm) とドップラー信号の周波数 f_d (MHz) を用いて、

$$V = \delta_f \cdot f_d \quad (2.20)$$

によって決定される。ところが f_d は、信号処理器の周波数バンド幅によって制約されるので、測定可能な速度範囲も制約を受ける。例えば、信号処理器の周波数バンド幅が $0 \sim 40\text{MHz}$ 、フリッジ間隔 $\delta_f = 3 \mu\text{m}$ の時、測

定速度範囲は 0~120m/s となる。この場合には流動の方向は分からず、絶対値しか測定することはできない。

そこで通常は周波数シフトを掛けることによって流速方向の測定も行えるようにする(図 2-6 参照)。シフトをかけない場合には、物体はドップラー効果によって、フリンジと垂直方向速度の絶対値に比例したドップラー周波数が検出されるので、流速 0 m/s の粒子のドップラー周波数は 0 Hz となり、速度の方向は判定できない。そこで、前述 (2.2.1 節参照) の AOM を用いてレーザービームの一方(例えば、図 2-4 において上側のビーム)を f_{AOM} Hz だけシフトさせると、見かけ上、フリンジが下方向に流れることになり、流速 0 m/s の粒子から f_{AOM} Hz のドップラー周波数が観測される。この結果、式(2.6)と(2.7)にも示したように、 f_{AOM} Hz 以下のドップラー周波数が検出された場合、粒子は下向きの速度を持ち、流速方向の検出が行えることになる。また、 f_{AOM} の値を大きく取れば、散乱粒子が横切るフリンジの本数が増加するために、ドップラー信号の SNR が向上するとともに、測定体積の速度方向に対する指向性が緩和されることにもなる。

下向き速度 V_- 、上向き速度 V_+ をフリンジ間隔 δ_f 、ドップラー周波数 f_d 、周波数シフト量 f_{AOM} を用いて表すと、

$$V_- = \delta_f (f_{AOM} - f_d) \quad (2.21)$$

$$V_+ = \delta_f (f_d - f_{AOM}) \quad (2.22)$$

となる。例えば、信号処理器の周波数バンド帯 30~70MHz (バンド幅 $\Delta f=40$ MHz)、周波数シフト量 $f_{AOM}=40$ MHz でフリンジ間隔 δ_f が $4 \mu\text{m}$ ならば、測定速度範囲は -40~120 m/s となる。

2.2.5. 粒子径 d_p とフリンジ間隔 δ_f の大小関係によるドップラー信号の変化

散乱粒子からの信号は、図 2-7 に示すように、測定体積内の光強度分

布に対応する低周波のペDESTAL成分と，測定体積内のフリンジに対応する高周波のドップラー成分が重疊したものである．信号の質はペDESTAL成分とドップラー成分の強度比として定義されるビジビリティ（鮮明度）VIで評価される⁽⁹⁾．

$$VI = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{(I_{\max} + I_{\min})} \quad (2.23)$$

ここで， I_{\max} と I_{\min} は，それぞれ，ドップラー信号強度の最大値と最小値である．

粒子径 d_p がフリンジ間隔 δ_f の1/2程度の場合，つまり，

$$d_p \doteq \frac{\delta_f}{2} \quad (2.24)$$

の関係が成り立つ場合の信号は図 2-7(a)のようになり，非常にビジビリティが高く，信号の質はよい．

粒子径 d_p がフリンジ間隔 δ_f に比べて非常に小さい場合つまり，

$$d_p \ll \frac{\delta_f}{2} \quad (2.25)$$

の関係が成り立つ場合の信号は図 2-7(b)のようになり，ビジビリティが低く，ドップラー成分の振幅が小さくなるので，ノイズ成分との差がなくなり，SNRが悪くなる．

粒子径 d_p がフリンジ間隔 δ_f に比べて非常に大きい場合つまり，

$$d_p \gg \frac{\delta_f}{2} \quad (2.26)$$

の関係が成り立つ場合の信号は図 2-7(c)のようになり，散乱粒子に同時に多くのフリンジが掛かるために，ドップラー成分に高周波のノイズが重疊し，粒子速度を実際よりも大きく見積もる可能性が高くなる．

最近では，池田ら⁽¹¹⁾が真球度が高く，均一粒径かつ非常にかさ比重の小さい多孔質のMSF（リキッドガス製）と呼ばれる散乱粒子を開発しており，粒子径とフリンジ間隔の関係を最適化することが可能となっている．

2.2.6. LDV 設計の制約条件

次に実際の設計における各値の決定のための制約条件および注意点について述べる。

(1) 送光レンズと受光レンズの焦点距離 F , F_a の決定条件.

F , F_a の値は, SNRP を上げるためにはできるだけ短くする方がよい。しかし, 火炎中における測定では, F , F_a が短いとレンズや光学系自体が火炎の熱放射によって被害を受けるので, ある程度の距離が必要になる。我々の扱う実験室レベルの噴霧火炎では, すすからの強いふく射を考慮して, F , F_a を 400 mm 程度にとった方がよいことが判明した。

なお, 後方散乱光学系の場合, $F=F_a$ である

(2) ビーム間隔 D_s , 受光レンズ D_a の決定条件.

(1) で決めた焦点距離 F, F_a に対してできるだけ受光レンズ径 D_a を大きくする方が SNRP を上げることになる。しかし, 市販のレンズにはレンズ径が 100mm を越えるものはなく, また特注すると非常に高価になる。また, 送光レンズの焦点距離 F とビーム間隔 D_s によりビームの交差角 θ が決まるので, フリンジ間隔 δ_f にも関係する。

(3) シード粒子径 d_p の決定条件.

前述のように, シード粒子径は流れ場への追従性から, 小さければ小さなほどよい。しかし, 小さすぎるとドップラー信号が微弱となり, SNR が悪くなる。また, 散乱粒子の真球度も重要で, 真球度が悪いと SNR は悪くなる (式(2.17)参照)。

(4) フリンジ間隔 δ_f の決定条件.

前述のように、フリンジ間隔 δ_f はシード粒子径 d_p の2倍程度が最適である。しかし、前述のMSFではない通常のシード粒子では、ある程度の粒径分布があるため、最適化は困難である。またフリンジ間隔 δ_f は式(2.14)によって測定体積の高さ h_m 並びにフリンジ数 N_f と関係している。また、信号処理器の周波数バンド幅 Δf と周波数シフト量 f_{AOM} により流速測定範囲と関係しているので(前述の2.2.4節参照)、総合的に決めなければならない。

(5) 測定体積の高さ h_m とフリンジ数 N_f の決定条件.

LDV測定では、経験的にフリンジ数 $N_f > 15$ でなければドップラー信号の質が悪化し、SNRが下がってしまう。このことから、(4)項で決まるフリンジ間隔 δ_f が $h_m > 15\delta_f$ の条件を満たしている必要がある。

(6) ビーム入射径 d_{in} の決定条件.

ビームウエスト d_w は前述の式(2.11)により決まる。これより、ビーム入射径 d_{in} が大きいほど、焦点でのビームウエスト径 d_w を小さくできることがわかる。図 2-3にも示したように、我々の設計ではビーム径を広げるのにビームエキスパンダを用いずに、ファイバーから角度 2α で広がりながら射出されるレーザ光をコリメートレンズで平行光に戻す過程で d_{in} を調整するため、ファイバのNA(式(2.8)参照)とコリメートレンズの焦点距離 F_{fiber} の関係からビーム入射径 d_{in} が決定される。このため、ビーム入射径 d_{in} に任意の値を取れない。また、コリメートレンズにも市販品を用いる方が経済的であるので、これも制約条件になる。

2.2.7. FLDV 設計の実例

これまでに述べてきたことをもとに、実際に我々が設計を行ったFLDV光学系に必要な数値の決定過程を以下に述べる。

ここでは焦点距離 $F=400\text{mm}$ ，レンズ径 63mm のレンズが市販品としてあるため，これを送光／受光用レンズとして用いることにする．レーザー光は Spectra Physics 社製 Stable 2016 の波長 $\lambda=488.0\text{nm}$ （青色）を用いる．

まずフリンジ間隔 δ_f の見積もりを行う．採用する信号処理器はダンテック製の 58N10 型で，周波数シフト量は $f_{\text{AOM}}=40\text{MHz}$ であり，周波数帯は以下の 6 種類が設定可能である．

1. 39.98～40.1 MHz (バンド幅 0.12MHz)
2. 39.9 ～40.3 MHz (バンド幅 0.4 MHz)
3. 39.7 ～40.9 MHz (バンド幅 1.2 MHz)
4. 39.0 ～43.0 MHz (バンド幅 4.0 MHz)
5. 37.0 ～49.0 MHz (バンド幅 12.0 MHz)
6. 34.0 ～70.0 MHz (バンド幅 36.0 MHz)

後述の第 3 章で対象とする流れ場は流速範囲は約 $0\sim 12\text{m/s}$ ，第 4 章で対象とする流れ場は流速範囲は約 $-4\sim 12\text{m/s}$ ，第 5 章で対象とする流れ場は流速範囲は約 $0\sim 12\text{m/s}$ ，第 6 章で対象とする流れ場の流速範囲は約 $-0.4\sim 1.2\text{m/s}$ であることは予備実験で確認済みである．フリンジ間隔は式 (2.9) と (2.15) より，

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\sin(\tan^{-1}(D_s/2F))} \quad (2.27)$$

ここで，仮に 2 本のレーザービーム間隔 $D_s=47\text{mm}$ とすると，フリンジ間隔 $\delta_f=4.16\mu\text{m}$ となる．

この値が上述の速度範囲を満足させるかを確認する必要がある．第 3，4，5 章の実験では上記 4. の周波数帯を用いれば測定可能流速範囲は式 (2.21) と (2.22) より， $-4.16\text{m/s}\sim 12.48\text{m/s}$ ，第 6 章の実験では 2. の周波数帯を用いれば $-0.416\text{m/s}\sim 1.248\text{m/s}$ となり，この $\delta_f=4.16\mu\text{m}$ で十分である．

次に d_{in} を決定するために，フリンジ数 N_f を仮に 20 とすると，ビーム入射径 d_{in} は，式 (2.16) より，

$$d_{in} = \frac{4D_s}{\pi N_f} \quad (2.28)$$

であるから、 $d_{in}=2.99\text{mm}$ となる。ビーム入射径については、前述のように、ファイバーから角度 2α で広がりながら射出するレーザー光をコリメートレンズを用いて平行光に戻す過程で d_{in} を調整するため（図2-3参照）、ファイバーの数値開口NA、コリメートレンズ径ならびに焦点距離 F_{fiber} を考慮しなければならない。今回用いるファイバーの数値開口NA=0.1134であるので、式(2.8)より $\alpha = \sin^{-1}0.1134^\circ$ である。また、図2-3より次式が成立する。

$$F_{fiber} = \frac{d_{in}}{2 \tan \alpha} \quad (2.29)$$

よって、上式に $d_{in}=2.99\text{mm}$ を代入すると $F_{fiber}=13.1\text{mm}$ となる。ここで、市販用レンズのカタログを見ると直径6mm、焦点距離16.0mmのレンズがあるので、これを使うことにしてビーム入射径 d_{in} を計算し直すと、 $d_{in}=3.65\text{mm}$ となる。この値を用いてフリッジ数 N_f を求め直すと、 $N_f=16.4$ となる。

以下に最終の各パラメータの決定値を示す。

- ・送光（受光）レンズ焦点距離： $F=F_a=400\text{mm}$
- ・受光レンズ径： $D_a=63\text{mm}$
- ・ビーム間隔： $D_s=47\text{mm}$
- ・フリッジ数： $N_f=16.4$
- ・ビーム入射径： $d_{in}=3.65\text{mm}$
- ・フリッジ間隔： $\delta_f=4.16\ \mu\text{m}$
- ・測定体の高さ： $h_m=68.2\ \mu\text{m}$
- ・測定体積長さ： $L_m=1.16\text{mm}$

また、SNRPを式(2.19)により計算すると $\text{SNRP}=2.07 \times 10^{-6}$ となり、十分許容できる値である（2.2.3節参照）。

2.3. PDA

2.3.1. PDA の基本原理

LDV による流速測定と同時に、粒径の測定が行える計測法が PDA である。流速測定の原理は 2.1 節で述べたので、ここでは粒径測定の原理についてのみ記述する。

Durst ら⁽⁴⁾は LDV 測定における散乱光の研究で、散乱光のフリンジの間隔が測定粒子の直径に比例すること、受光位置を移動させても散乱光のドップラー周波数は変化せず、位相だけが変化することを見いだした。これが位相ドップラー流速計(PDA)の始まりである。PDA における散乱光の状態を 図 2-8 に示す。

ここでは、散乱粒子は周囲の媒質に対する比屈折率 n の透明な球形粒子であるとする。粒子径 d_p が入射光の波長 λ に対して十分大きい場合は、測定体積を通過する粒子は凸レンズの役割を果たし、その焦点距離 f_p は次式で与えられる。

$$f_p = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{d_p}{4} \quad (2.30)$$

この効果により、粒子が測定体積を通過すると、距離 R ($R \gg f_p$) 離れた位置では、測定体積内のフリンジ間隔 δ_f は拡大投影されて S_{refr} となる。ただし、像の拡大率はレンズの焦点距離 f_p によって決まるので、 S_{refr} と f_p の間には以下の関係が成り立つ。

$$S_{\text{refr}} \doteq (R - f_p) \frac{\delta_f}{f_p} \doteq R \frac{\delta_f}{f_p} \quad (2.31)$$

式(2.30)と(2.31)から S_{refr} を求めることにより、粒径測定が可能となる⁽¹³⁾。

S_{refr} を計測するためには、図 2-8 に示すように一定の距離 S' だけ隔てて受光素子を設置し、それぞれから検出される散乱光の位相差 Φ を測定すればよい。すなわち、検出されるドップラー信号の周波数 f_d はどの位置で観察しても一定であるため、検出器の間隔 S' 、拡大投影されたフリンジ間隔 S_{refr} 、ならびに位相差 Φ の関係は、式(2.9)を使用して、

$$\Phi = 2\pi \frac{S'}{S_{refr}} = 2\pi S' \frac{n}{n-1} \frac{d_p}{4} \frac{1}{R\delta_f} = 2\pi S' \frac{n}{n-1} \frac{d_p}{4} \frac{2\sin(\theta/2)}{R\lambda} \quad (2.32)$$

となる。上式から、粒径 d_p と位相差 Φ は比例関係にあることが分かる。ただし、 S_{refr} が S' よりも小さい場合には位相差 Φ が 2π を越えるため、粒径と位相差の一意性が崩れる。この不確定性 (Phase ambiguity) ⁽¹⁴⁾ を回避するために、受光素子の数を増やすことにより、複数の S' を同時に用い、異なる感度で位相差を検出する方策がとられる⁽⁵⁾。

2.3.2. ドップラー信号の受光角度の設定

PDA 測定ではドップラー信号の位相情報から粒径を決定するため、位相と粒径とが一对一に対応する必要がある。図 2-9 に屈折率 $n=1.46$ 、粒径 $50\mu m$ の粒子の光散乱特性を示す⁽¹⁵⁾。下側の図の上半分がフリンジに対してレーザーの偏光面が垂直な場合 (垂直偏光)、下半分がフリンジに対してレーザーの偏光面が平行な場合 (水平偏光) を示している。LDV の場合には、2本のレーザー光の偏波面の方向はフリンジに対してどの方向でもよく、ただ偏光面が一致していればよいが、PDA の場合にはフリンジに対し垂直偏光また水平偏光に設定する必要がある。

粒子からの散乱光のうち主要なものは、表面反射光 (Reflected)、1次屈折光 (Refracted)、2次屈折光 (2nd order refracted) 成分であるが、観察される油滴からの散乱光はこれらが重畳したものとなる。しかし、粒径と位相差が一对一に対応するためには、上述の成分の内の一つだけが優勢な受光角に受光素子を配置する必要がある。そこで、垂直偏光の場合 (図 2-9 下側の図の上半分) と水平偏光の場合 (図 2-9 下側の図の下半分) の前方 $90^\circ \sim 150^\circ$ 付近の表面反射光を用いること、もしくは水平偏光の場合 (図 2-9 下側の図の下半分) の、前方 70° 付近の表面反射成分が急激に落ち込み、粒子による一次屈折光が支配的となる角度に受光素子を配置することが考えられる。本研究においては、散乱光強度の強い水

平偏光の場合の、前方 70° 付近の受光角を用いることとした。この受光角 φ はブリュースター角 φ_B を用いて次式で表される。

$$\varphi = 180^\circ - 2\varphi_B \quad (2.33)$$

ただし、

$$\varphi_B = \tan^{-1} n \quad (2.34)$$

である。本研究で用いる白灯油の屈折率 $n=1.42$ であるので $\varphi=70.3^\circ$ となる。

2.3.3. 火炎中での PDA 測定

火炎中の PDA 測定では、粒子の温度変化により屈折率 n は温度の関数となるので、一定値とすることはできない。ところが、式(2.32)にも示したように、位相と粒径の関係式は屈折率の関数となっているため、粒径と位相差の関係をプロットした較正曲線の粒子屈折率依存性が問題となる。

物質の屈折率 n と密度 ρ の間には、Eykmán の関係式と呼ばれる以下の関係が成り立つ⁽¹⁶⁾。

$$\frac{n^2 - 1}{n + 0.4} = C \cdot \rho \quad (2.35)$$

ここで、 C (m^3/kg) は定数である。白灯油は常温 (293.15° K) で $\rho=790 \text{ kg/m}^3$, $n=1.42$ であるので、 $C=7.07 \times 10^{-4}$ となる。白灯油の平均分子式は $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$ であり、これは純物質では正ドデカンに相当する。正ドデカンの沸点は 483° K で、この温度での白灯油の密度は約 740 kg/m^3 と見積もられる⁽¹⁷⁾。

したがって、式(2.35)より 483° K における、白灯油の屈折率は 1.39 となる。したがって、火炎中での油滴屈折率は、ほぼ 1.39~1.42 の間にあると考えてよい。しかし、油滴内部には温度分布があるはずで、それに伴い屈折率も油滴内部で一様ではないが、このことによる粒径測定の誤差は非常に小さいことが報告されている⁽¹⁸⁾。

図2-10に上述の水平偏光の場合の一次屈折光が支配的となる受光角を用いた場合の、粒子の屈折率 n の変化に対する較正曲線の相違を示す⁽¹⁶⁾。この図より、屈折率が 1.42 から 1.39 へと変化しても、較正曲線の傾きはほとんど変化しないことが分かる。以上のことから、一次屈折光を用いる場合には、温度に対して変化する粒子の屈折率が、ドップラー信号の位相差と粒径を結ぶ較正曲線に及ぼす影響をほとんど無視してよく、火炎中での PDA 測定が可能となる⁽¹⁶⁾。

2.3.4. PDA 設計の実例

最後に設計の実例として、我々の設計した PDA 光学系の設計手順を実際の数値を用いて示す。ここでは焦点距離 $F=500\text{mm}$ 、レンズ径 63mm のレンズが市販品としてあるため、これを送光用レンズとして用いることにする。レーザー光は Spectra Physics 社製 Stable 2016 の波長 $\lambda=514.5\text{nm}$ (緑色) を用いる。受光系はダンテック社製 57X10 型を用い、受光レンズ径 $D_a=75\text{mm}$ 、焦点距離 $F_a=310\text{mm}$ である。また、受光系内には幅 $100\mu\text{m}$ のスリットが設けられており、測定体積の中心部からのドップラー信号しか検出せず、測定粒径の誤認を防ぐ構造となっている。受光角 $\phi=70.3^\circ$ で受光すると、PDA 測定体積は、図 2-5 に示したラグビーボール状のレーザー交差部を、幅 $100\mu\text{m}$ のスリットで切り取った形状となる。

測定範囲は以下のとおりとする。

- ・最大速度範囲： $-4\sim 12\text{ m/s}$
- ・測定粒子径範囲： $1\sim 100\mu\text{m}$

また、用いる信号処理器の設定は、前述のように、

- ・周波数シフト量： 40MHz
- ・信号処理器の周波数帯 (バンド幅) は
 - 第 3, 4, 5 章の実験に対し： $39.0\sim 43.0\text{ MHz}$ (4.0 MHz)
 - 第 6 章の実験に対し： $39.9\sim 40.3\text{ MHz}$ (0.4 MHz)

である。

前述のように、受光方向は一次屈折光が支配的となる $\varphi=70.3^\circ$ とすると、この場合の計測可能な最大粒径 $d_{p\max}$ は、

$$d_{p\max} = 0.0625\delta_f F_a \quad (2.36)$$

となる⁽¹¹⁾。これから $d_{p\max}=100\mu\text{m}$ 、 $F_a=310\text{mm}$ としてフリンジ間隔を求めると、 $\delta_f=5\mu\text{m}$ となる。仮に、 $\delta_f=5\mu\text{m}$ として式(2.21)と(2.22)に代入すると、測定可能流速範囲は、

第3, 4, 5章の実験に対し： $-5.0\sim 15.0\text{ m/s}$

第6章の実験に対し： $-0.5\sim 1.5\text{ m/s}$

となり、前述(2.2.7節参照)の流速範囲を満たしている。したがって $\delta_f=5\mu\text{m}$ は妥当な値である。

式(2.27)よりレーザビーム間隔 D_s は、

$$D_s = 2F \tan \left(\sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2\delta_f} \right) \right) \quad (2.37)$$

となる。ここで、 $\lambda=514.5\text{nm}$ 、 $F=500\text{mm}$ を代入すると、 $D_s=51.5\text{mm}$ となるが、これは送光レンズ径 63mm より小さいので、必要条件は満たされている。

次に、粒径測定の精度を上げるためには、測定体積の高さ h_m は $d_{p\max}$ の2倍程度は必要なので、

$$h_m \geq 2d_{p\max} = 200\mu\text{m} \quad (2.38)$$

となり、フリンジ数 N_f は、式(2.14)より、

$$N_f = \frac{h_m}{\delta_f} \geq 40 \quad (2.39)$$

となる。仮に $N_f=40$ とすると、式(2.28)より、ビーム入射径 $d_{in}=1.64\text{mm}$ となる。これを式(2.29)に代入すると $F_{\text{fiber}}=7.18\text{mm}$ となるが、市販用レンズのカタログを見ると、直径 4mm 、焦点距離 5.86mm のレンズがある。これを使うことにして、改めてビーム入射径 d_{in} を計算すると、 $d_{in}=1.34\text{mm}$

となる。この値を用いてフリンジ数 N_f を求め直すと、 $N_f=48.9$ となる。

以下に最終の各パラメータの決定値を示す。

・送光レンズ焦点距離：	$F=500\text{mm}$
・送光レンズ径：	63mm
・受光レンズ焦点距離：	$F_a=310\text{mm}$
・受光レンズ径：	$D_a=75\text{mm}$
・ビーム間隔：	$D_s=51.5\text{mm}$
・フリンジ数：	$N_f=48.9$
・ビーム入射径：	$d_{in}=1.34\text{mm}$
・フリンジ間隔：	$\delta_f=5.0\ \mu\text{m}$
・測定体積の高さ：	$h_m=244.5\ \mu\text{m}$
・測定体積の長さ：	$L_m=4.75\text{mm}$
・受光系内のスリット幅：	$100\ \mu\text{m}$

また、SNRP を式(2.19)により計算すると $\text{SNRP}=6.48 \times 10^{-4}$ となり、妥当な値である (2.2.3 節参照)。

2.4. むすび

第3章から第6章の実験で対象とする流れ場に最適な光学系の設計を行い、かつ、レーザ光源を光ファイバー化する方法、すなわち小型でフレキシビリティの高い後方散乱型の FLDV および PDA の最適化設計を行った。以下に、機器の具体的な仕様を示す。

(1) FLDV

レーザ光源：	波長 488.0nm (青色)
信号処理器周波数帯：	
第3, 4, 5章の実験に対し：	39.0 ~43.0 MHz
第6章の実験に対し：	39.9 ~40.3 MHz
計測速度範囲：	

第 3, 4, 5 章の実験に対し :	-4.16m/s ~ 12.48m/s
第 6 章の実験に対し :	-0.416m/s ~ 1.248m/s
SNRP :	2.07×10^{-6}

(2) PDA

レーザ光源 :	波長 514.5nm (緑色)
信号処理器周波数帯 :	
第 3, 4, 5 章の実験に対し :	39.0 ~ 43.0 MHz
第 6 章の実験に対し :	39.9 ~ 40.3 MHz
計測速度範囲 :	
第 3, 4, 5 章の実験に対し :	-5.0 ~ 15.0 m/s
第 6 章の実験に対し :	-0.5 ~ 1.5 m/s
計測粒径範囲 :	0 ~ 100 μm
SNRP :	6.48×10^{-4}

2.5. 参考文献

- (1) Yeh, Y. and Cummins, H.Z., Applied Physics Letters, 4 (1964), 176.
- (2) Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J.H., Principle and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press, (1976).
- (3) 前田, 燃烧研究, 第 91 号 (1992), 13.
- (4) Durst, F. and Zare, M., Proceedings of the LDA Symposium Copenhagen 1975, (1975), p.403.
- (5) Bachalo, W.D., Int. J. Multiphase Flow, 20 (1994), 261.
- (6) 池田・他 3 名, 計測自動制御学会論文集, 26 (1990), 1.
- (7) 大澤・小保方, レーザ計測, (1994), p.55, 裳華房.
- (8) レーザ&オプティクスガイド II, (1992), P.367, キノ・メレスグリ
オ社.
- (9) 幸田・田久保編, 火炎の分光学的計測とその応用, (1990), p.90, 学

会出版センター.

- (10) TSI Technical Data, (1988), p.86, TSI Inc.
- (11) Ikeda, Y. · 他 4 名, Proceedings of 6th Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., (1992), p.32.2.
- (12) 池田 · 中島, 位相ドップラー法による粒子計測, 第 3 回混相流レクチャーコース資料, (1989), p.17.
- (13) Ibrahim, K.M., Werthiner, G.D. and Bachalo, W.D., Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, (Lisbon, 1990), p.291.
- (14) Taylor, A.M.K.P., Optically-Based Measurement Techniques for Dispersed Two-Phase Flows, Combusting Flow Diagnostics, (1982), p.233, Kluwer Academic Publishers.
- (15) Dantec PDA Manual, (1992), p.38, Dantec Inc.
- (16) Pitcher, G. · 他 2 名, Proceedings of 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech., (1990), p.14.4.
- (17) 日本機械学会編, 技術資料 流体の熱物性値集, (1983), p.412, 日本機械学会.
- (18) Schneider, M. and Dan Hirleman, E., Applied Optics, 33-12 (1994), 2379.

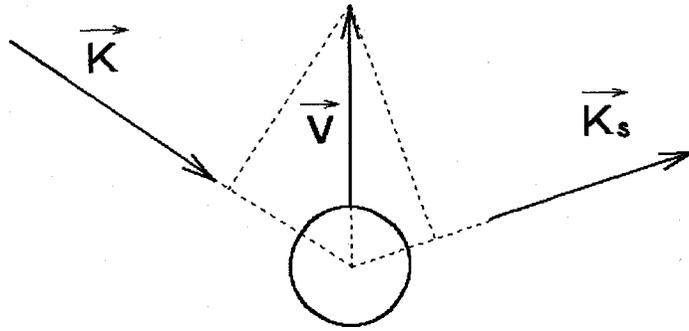


図 2-1 粒子にあたるレーザー光の散乱

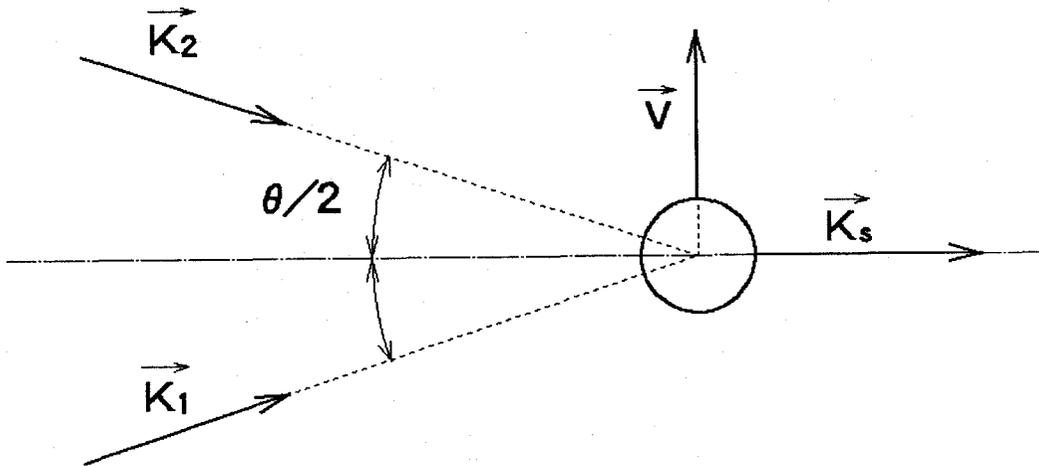


図 2-2 LDV の基本原理

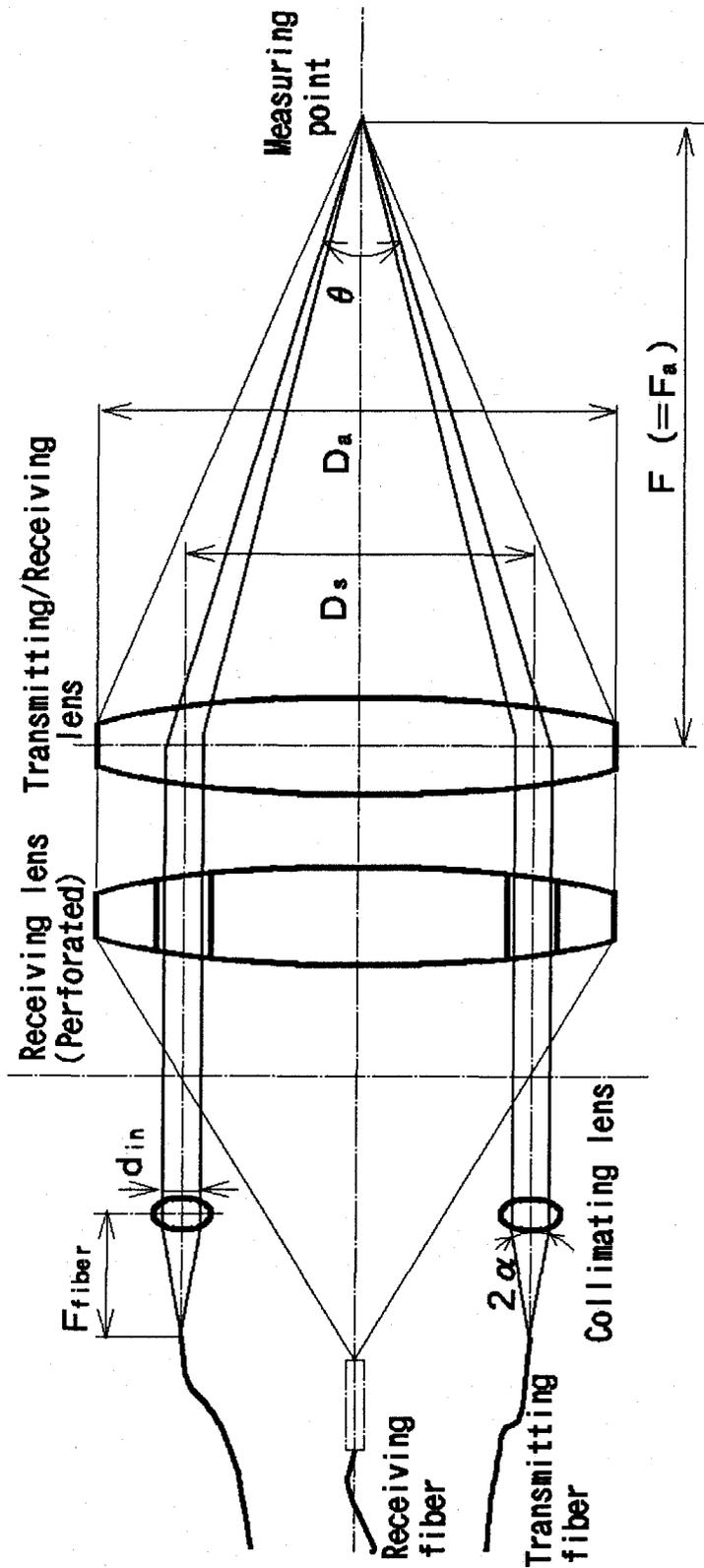


図 2-3 FLDV 光学系の配置

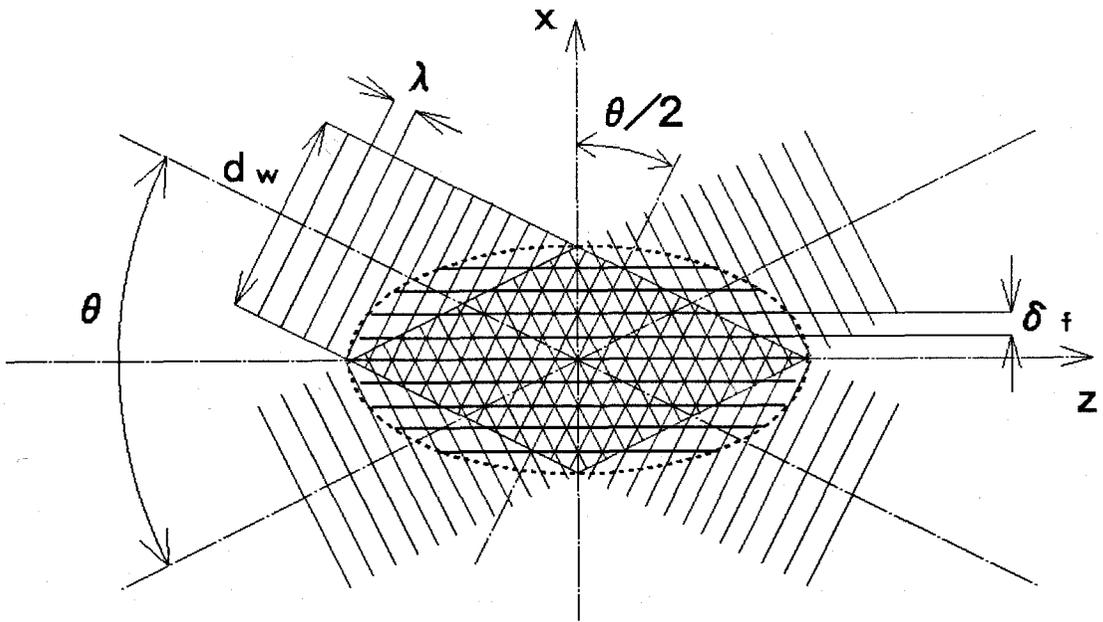


図 2-4 LDV 測定体積とフリンジの関係

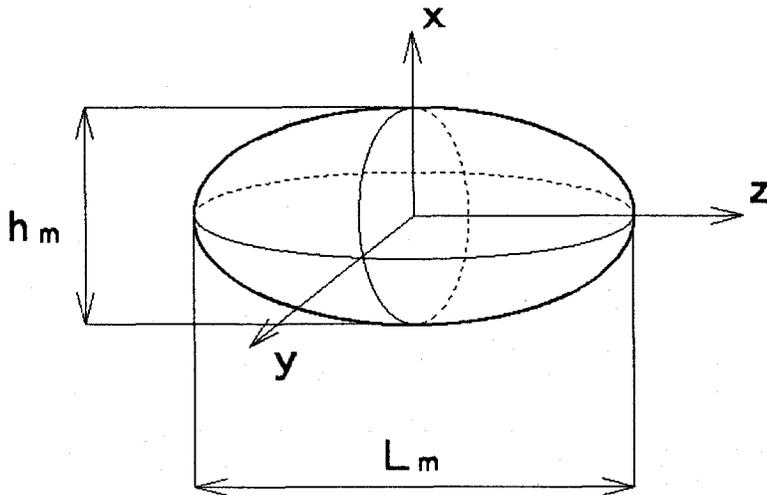


図 2-5 LDV 測定体積の詳細

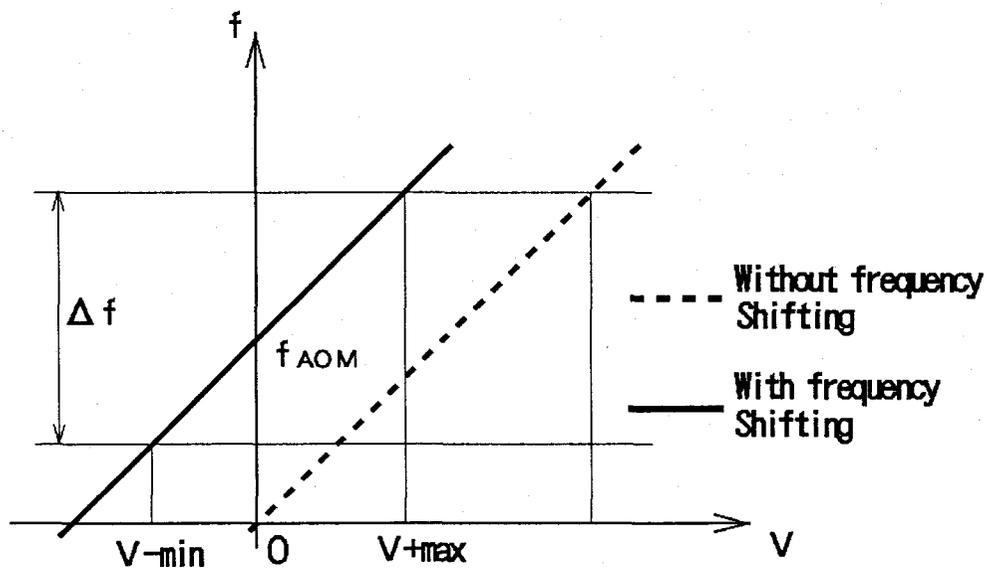
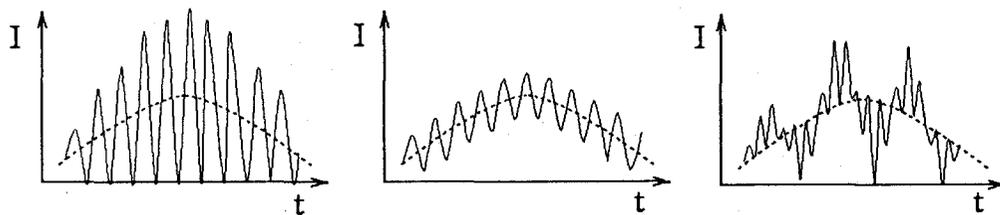


図 2-6 信号処理器の周波数シフト量，周波数帯と測定可能流速範囲



(a) $d_p \doteq \frac{\delta_f}{2}$ の場合 (b) $d_p \ll \frac{\delta_f}{2}$ の場合 (c) $d_p \gg \frac{\delta_f}{2}$ の場合

図 2-7 粒子径とフリンジ間隔の大小関係によるドップラー信号の変化

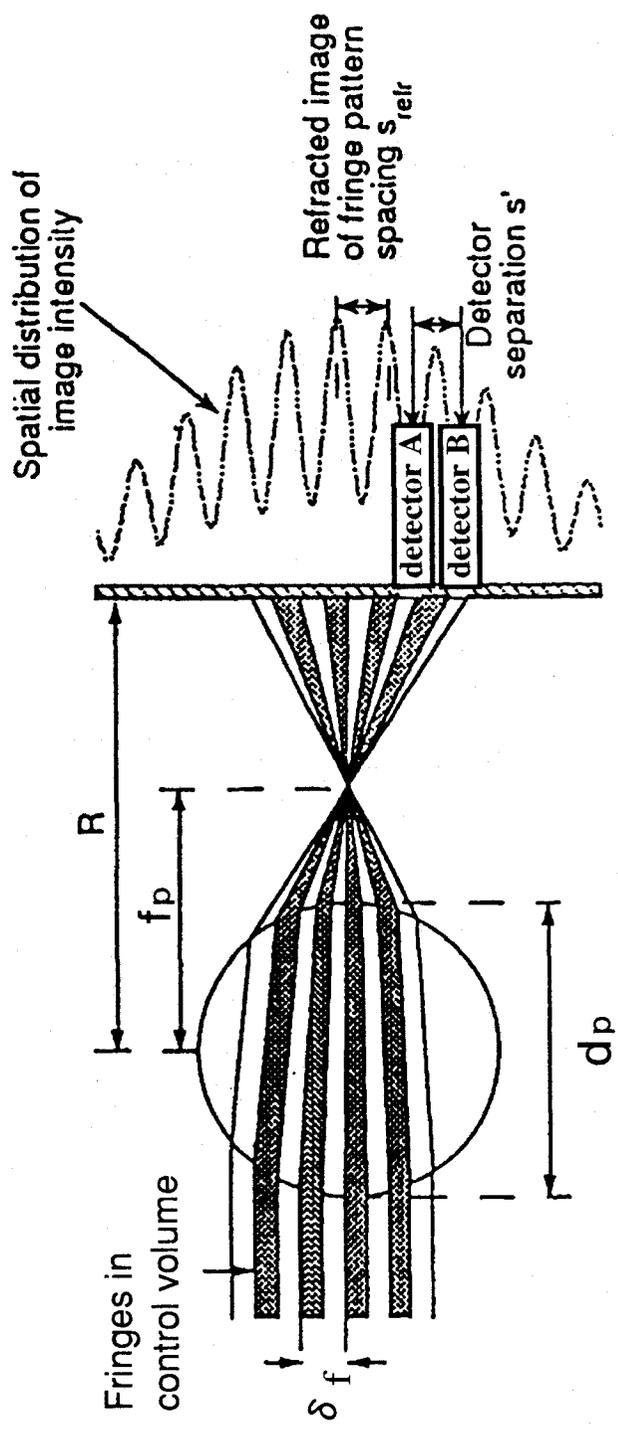


図 2-8 PDA 測定における粒径測定 の原理

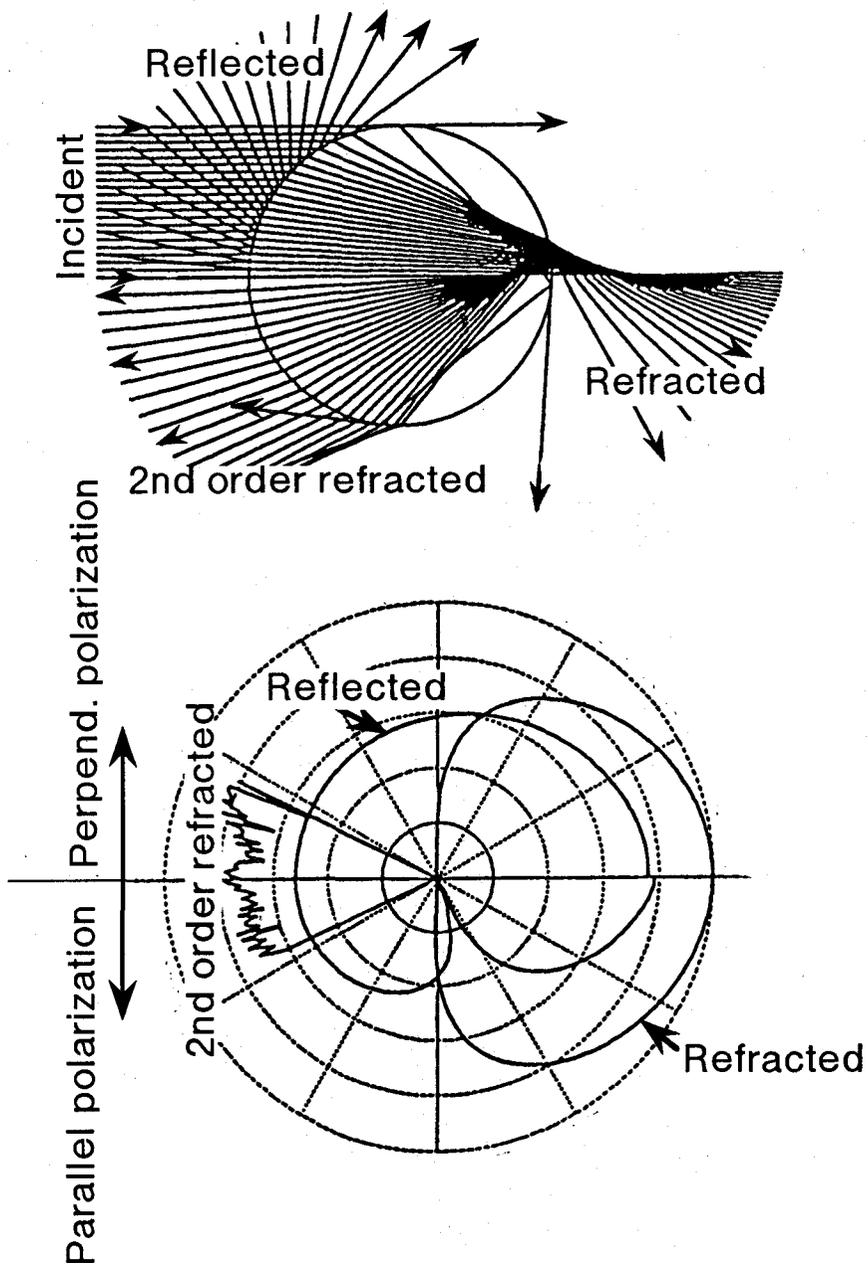


図 2-9 油滴からの散乱光パターン⁽¹⁵⁾

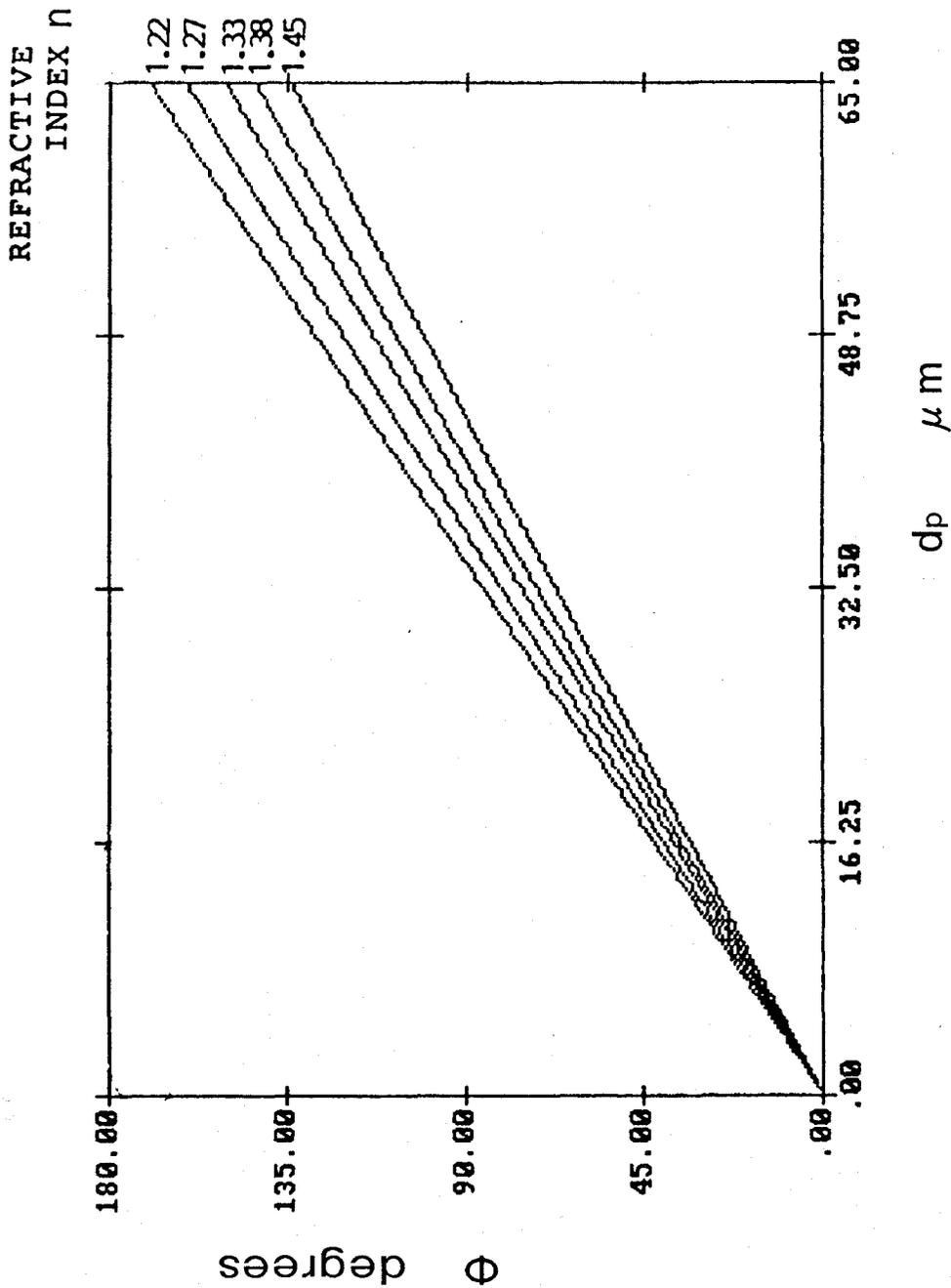


図 2-10 粒径と位相差の較正曲線の油滴屈折率依存性⁽¹⁶⁾

3. 予混合噴霧火炎の油滴群燃焼挙動

3.1. まえがき

噴霧火炎は誘引・混合の特性時間と油滴蒸発の特性時間との大小関係によって、

- (1) 燃料蒸気の気相乱流拡散火炎
- (2) 単一油滴もしくは小スケール油滴群の二相拡散火炎片の集合体
- (3) 両者の中間形態である遷移火炎

のいずれかの形態をとる。ただ、純粋に(1)もしくは(2)の形態をとることはほとんどなく、通常は(3)の遷移火炎が観察される。気相乱流拡散火炎から二相拡散火炎片の集合体までのいろいろな段階にある遷移火炎の構造に関する考察から“油滴群燃焼”という概念が生まれ、さらに気相拡散火炎と二相拡散火炎片の共存状態を議論する段階に至っている。

Chiu ら^(1,2)は理論的研究を行い、油滴群燃焼の形態を予測している。すなわち、球形の均一粒径の油滴から成る油滴群（油滴クラスター）について考えた場合、クラスター内部での燃料蒸気の発生率とクラスター内部への酸素の拡散速度の比

$$G = 1.5Le(1 + 0.276Sc^{1/3} Re^{1/2})n_T^{2/3}(d/L) \quad (3.1)$$

として定義される群燃焼パラメータ G が、油滴直径 d 、平均油滴間隔 L 、総油滴数 n_T によって変化する。ただし、 Le はルイス数、 Sc はシュミット数、 Re は油滴直径とスリップ速度を用いたレイノルズ数である。そして G が増加するにつれて、油滴群は各油滴が独立した火炎に包まれて燃焼する [a] 単滴燃焼、油滴相互の影響で群火炎と呼ばれる共通火炎が形成され、それがクラスター中心から、しだいに外周部へ移る [b] 内部群燃焼、群火炎がクラスター外部に形成される [c] 外部群燃焼、クラスターの中心部は低温のままで外周部のみが蒸発し、全体が単滴のごとく燃焼する [d] 外殻燃焼と順次形態を変えることを予測した。

図 3-1 にその模式図を示す。単滴燃焼($G < 10^{-2}$)では、油滴群内部への酸素の供給がよいため、油滴は個々に全周炎に囲まれて燃焼する。内部群燃焼 ($10^{-2} < G < 1$)では、油滴群中心部で酸素の供給が不足気味となり、共通の群火炎を作って燃焼するが、外周部では単滴燃焼が続いている。外部群燃焼($1 < G < 10^2$)では、総蒸発率に比べて酸素の供給率が著しく不足し、単滴燃焼する部分は消失する。この場合は油滴群の外部に群火炎が形成される。外殻燃焼 ($10^2 < G$)では、群火炎が油滴群の外部に形成されるが、クラスターの中心部では油滴の密集度が高すぎて油滴群の温度が上昇せず、蒸発が外周部に限られる。

Chiu らは噴霧全体が一つのクラスターとして、[a]～[d]のいずれかの形態で燃焼するとしているが、実際には、噴霧火炎の高速度撮影などによる短時間露光の火炎写真を見ると、大小様々なスケールの、非常に不均一な火炎塊（輝炎発光領域）が散在しており^(3,4)、噴霧特有の濃度むらや、それに依存する選択的な火炎伝ば、ならびに大小様々なスケールの渦の影響によって、噴霧が多くのクラスターに分割され、クラスター内部にさらに小スケールのサブクラスターが出来て、[a]～[d]の形態が混在した様相を呈するものと考えられる。そして、その複雑な微細構造は火炎全体の燃焼効率や燃焼汚染物質の排出特性にも大きな影響を与えるはずである。

しかしながら、噴霧火炎の一般的な形態である噴流型の火炎⁽⁵⁾においては、噴霧火炎が本来持っている油滴の蒸発、気相との混合・燃焼という過程の複雑さに加えて、噴射ノズル近傍で生じる微粒化現象や強い乱れのために、その火炎構造はガス火炎に比べてより一層複雑になっている。したがって、そのような場の観察から普遍的な燃焼特性、火炎構造、油滴群燃焼挙動に関する情報のみを抽出することは、きわめて困難である。したがって、油滴群燃焼の概念を液体燃料噴霧について実証した報告は、渦の消散率とガス組成から間接的に推測した Driscoll と Pelaccio⁽⁶⁾

を除いて、ほかには見当たらない。

そこで本章では、噴射ノズル近傍で生じる微粒化現象、保炎器下流の強い乱れのために生じる巨大コヒーレント渦や微小3次元渦の影響を回避するため、空気流中に均一に浮遊し、気相と噴霧油滴との間にスリップのない“予混合噴霧流”を環状の水素拡散パイロットバーナで保炎し、火炎からのOHラジカル自発光信号、CHラジカル発光バンドの火炎発光信号、油滴からのミー散乱光信号の同時時系列データをモニターした。そして、それらの信号に統計解析とスペクトル解析⁽⁷⁾を施した。また、第2章で示した後方散乱型のFLDVを用い、光学系を時計方向ならびに反時計方向に45°傾けて設置することにより（後述3.2.7節参照）、火炎中の油滴の2次元流れ場を測定した。さらに、フェーズドアップレーザー流速計(PDA)を用いて、油滴の粒径およびバーナ軸方向速度の同時測定を行った。これらの結果を用いて、火炎前縁から火炎下流域までの広い範囲に渡って、油滴存在領域と反応領域との位置関係、ならびに火炎中での油滴クラスターの燃焼形態の変化を系統立てて調べ、噴霧火炎の油滴群燃焼挙動の詳細な解明を試みた。

3.2. 実験装置および方法

3.2.1. 予混合噴霧バーナ

図3-2に実験に用いた予混合噴霧バーナの構成図を示す。燃料は市販の白灯油を使用し、燃料ポンプ(6)により燃料タンク(5)から、バーナポート上流440mmに設置された二流体噴射弁(9)（スプレーイングシステム、2A）に送られ、圧縮機(10)から供給される霧化用空気で微粒化される。そして、噴霧濃度のほぼ一様な噴霧円すい中心部だけがバーナポート(13)に送られ、噴霧周辺部はドレインとして排出される。一方、燃焼用空気は送風機(1)から、脈動抑制容器(2)を通った後、計量オリフィス(3)を通してバーナ底部から供給される。この空気は噴射弁直上の絞りを通り、燃

料噴霧と混合され、予混合噴霧流としてバーナポート(13)から噴出される。燃焼用空気にプロパン(15)を予混合することにより、プロパン-灯油混焼火炎実験も行える。なお、絞りとその上の仕切り円筒は、脈動防止のために挿入した。また、水素(17)は、計量オリフィス(16)を通った後、環状パイロットバーナポートから噴出される。その他に、逆火時の対策として、炭酸ガスを燃料噴射室の下部より注入できるようになっている。

図 3-3 にバーナポート部の詳細を、火炎の直接写真とともに示す。ポート内径は 52.7 mm のステンレス製で、周囲に幅 1 mm の環状の水素拡散パイロットバーナを有している。その外周には内径 58.7 mm, 外径 80.9 mm の環状の流路に同軸・同速の空気を流して火炎を安定させるとともに、噴霧流線の広がりを抑える構造になっている。

実験条件は燃焼用空気の断面平均流速 $\bar{U}=5.5\text{m/s}$, 灯油-空気質量流量比 $\phi=0.045 \text{ kg}_{\text{fuel}}/\text{kg}_{\text{air}}$, 霧化用空気圧力 $P=0.4\text{MPa}$ とした。 $\phi=0.045$ は当量比にすると約 0.75 となる。

測定は図 3-3 に示すように、バーナポート中心を原点とし、バーナ軸下流方向に h (mm) を、半径方向に r (mm) をとって、 $h=40\sim 130$ mm, $r=0\sim 45$ mm の範囲を 5 mm 等間隔で実施した。

図 3-4 は図 3-3 と同一条件での、火炎の短時間露光写真 (1/1000s) である。目視では図 3-3 のように見える比較的均質な噴霧火炎も、瞬間的には非常に多数の不均一な火炎塊から構成されていることが分かる。このような火炎構造を詳細に観察するためには、平面可視化よりも燃焼反応領域と油滴存在領域の位置関係を明確にすることが可能な、ポイント測定が有効である。

3.2.2. 火炎発光と油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データ測定用光学系

図 3-5 に本実験で使用した OH ラジカル自発光, CH バンドの火炎発光および油滴ミ-散乱光の同時測定用光学系の概略を示す。油滴ミ-散乱

光の光源にはアルゴンイオンレーザ(NEC, GLG3200, 発振波長 $\lambda=514.5$ nm, $1/e^2$ 直径 1.5mm) を用いた. ミー散乱光と火炎発光はレーザ光軸に対して 90° の方向に設置された石英レンズ L で集光され, ダイクロイックミラー DM_1 と DM_2 によって波長選択された後, ピンホール P に結像する. そして, 干渉フィルタ F (中心波長, 半値幅は OH バンド発光用が 308.5nm と 18nm, CH バンド発光用が 430.5nm と 1.0nm, ミー散乱光用が 514.5nm と 1.0nm で, 各々添字 OH, CH, MS で表示) を通して背景光を除去され, 光電子増倍管 PM (浜松ホトニクス, R106UH) で検出される. なお, 火炎発光が長い光路の積分値とならないように, 図 3-5 左上に示す視野制限プローブを挿入して, その検出領域を直径 2mm, 長さ 4mm のつつみ状に制限し, 油滴ミー散乱光と火炎発光の測定体積の一致度を向上させた.

3.2.3. 信号処理系

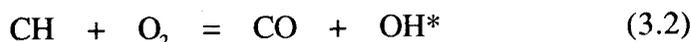
図 3-6 に油滴散乱光および火炎発光の信号処理系のブロック図を示す. 火炎発光用光電子増倍管 PM_{OH} , PM_{CH} と油滴ミー散乱光用光電子増倍管 PM_{MS} からの出力は, I/V コンバータ (NF Electronic Instruments, Model LI-76) で電圧に変換された後, 自作のアンプで増幅され, A/D コンバータ (ELMEC 製, EC-2390) で A/D 変換されてパーソナルコンピュータ (NEC 製, PC9801ES) のメモリに取り込まれ, フロッピーディスクに保存される. サンプルングレートは $20\mu s$, 取り込みデータ長は 1ch あたり 60,000 個で, 1.2s 間の記録が可能である.

3.2.4. 各信号の解釈

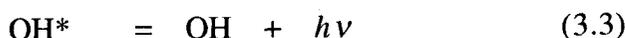
炭化水素系燃料の火炎では, OH, CH, C_2 ラジカルによる発光が顕著で, いずれも明瞭な帯構造 (band structure) を持っている.

Dyer と Closely⁽⁸⁾によれば 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 ラジカル自発光は、

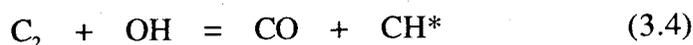


なる反応で生じた励起状態の OH ラジカル OH^* が、

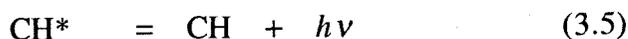


のように $\text{A}^2 \Sigma^+ \rightarrow \text{X}^2 \Pi$ 遷移して基底状態に落ちる際に発する(0,0), (1,0), (1,1)バンドの発光が主である。ここで、 h ($\text{J} \cdot \text{s}$) はプランク定数、 ν は発光の周波数である。その中でも、306.36nm をバンドヘッドとする(0,0)バンドが最も顕著で、その強度は反応(3.2)の律速因子である CH ラジカル濃度と対応しており、燃焼領域を中心に出現する。

CH ラジカル自発光は、



なる反応⁽⁹⁾で生じた励起状態の CH ラジカル CH^* が、



のように $\text{A}^2 \Delta \rightarrow \text{X}^2 \Pi$ 遷移して基底状態に落ちる際に発する、431.5nm をバンドヘッドとする(0,0)バンドの発光が顕著である。その強度は反応(3.4)の律速因子である C_2 ラジカル濃度と対応しており、おもに炭化水素の初期反応領域で観察される。

また、 C_2 自発光は、 C_2 ラジカルが $\text{A}^3 \Pi_g \rightarrow \text{X}^3 \Pi_g$ 遷移する際に発する 516.52nm をバンドヘッドとする(0,0)バンド (Swan バンド⁽¹⁰⁾) の発光が顕著である。

このように、化学発光 (chemiluminescence) は、その化学種の生成反応によって生成される励起状態の分子あるいは原子が、基底状態に遷移する際に発するもので、その化学種の濃度に直接対応するものではない。

また、非常に高温の平衡状態においても、多数の可逆反応過程で励起状態の分子あるいは原子が生成され、化学発光することがある。たとえば、高温のブンゼン火炎では、外炎部に OH 発光が分布するが、これは、式(3.2)により生成された励起状態の OH ラジカルからの化学発光とは異

なる。本研究で対象とする噴霧火炎は、それほど高温ではないので、OH 発光は燃焼反応の起きている領域だけで観察されると考えられる。

これらのラジカル発光信号は燃焼反応と結びついているので、火炎の診断上、非常に有効な手がかりとなる。しかし、この時注意しなければならないことは、得られる発光信号は、直接ラジカルの濃度を示しているのではないということである。ラジカルの発光強度は励起状態の化学種の濃度と、これが遷移する確率に依存し、直接的にはその化学種の絶対濃度とは関係がない。また、すすからの固体発光が重畳していることも考慮しなければならない。

そこで、前述の予混合噴霧火炎バーナの測定範囲を含む領域からの火炎発光のスペクトルを分光器（リッター応用光学製、OMD-25N 回折格子分光器）を用いて測定し、ラジカル自発光の存在を確認した。その際に、バーナの燃焼用主流空気に混入するプロパンの濃度を変化させることにより、青炎と輝炎の2種類の火炎の測定を行った。

図 3-7(a), (b) は、それぞれ、青炎（全燃料に対するプロパンの混入割合 70%）、輝炎（全燃料に対するプロパンの混入割合 15%）の場合の分光結果である。横軸は波長 λ であり、縦軸は光の強度を示す任意軸である。なお、全燃料-空気質量流量比 $\phi=0.045$ kg/kg である。

青炎、輝炎ともに、分光スペクトルにはすすからの固体ふく射に伴う連続スペクトルが見られ、各ラジカル自発光はそれに重畳した形で現れている。(b) の非常に明るい輝炎の場合には、連続スペクトルが可視領域では非常に強く、CH、 C_2 ラジカル自発光は、連続スペクトルに埋もれた形で現れる。従って、バンドヘッド波長を含む狭帯域波長光を受光してもラジカル自発光のみを得ることはできず、ラジカル発光と輝炎発光の混在したものを検出していると考えるのが妥当である。

紫外域では連続スペクトル成分が弱いため、青炎、輝炎のどちらの場合にも OH バンド波長域を含む狭帯域波長光を受光することによって、

OH 自発光を検出することができる。そこで、OH 発光を燃焼反応領域の特定に用いることとした。また、OH 発光信号と CH 発光信号の対応がよい場合には青炎が、また、両者の対応が悪い場合にはすす発生を伴う輝炎が観測されていると考えた^(11,12)。

また、ミー散乱光信号は、測定体積に複数の油滴が存在するため、単独油滴の通過パルスではなく、油滴数密度の変動波形に油滴表面積の変動が重畳したものと考えられる。後に示す波形から見て（図 3-14 参照）油滴は空間に不均一に分布し、測定体積に集団で入ってくる期間と全く入ってこない期間とが交互に現れている。このことより、ミー散乱光信号は、測定体積内の油滴クラスターの有無を示していると考えた。

3.2.5. 信号処理方法

A/D 変換された時系列データを 1024 個ずつの 30 個のブロックに分割し、FFT によって複素スペクトルに変換する。完全な周期信号でない信号をフーリエ変換する場合、ハミングあるいはハニング型のウィンドウをかけることが多いが⁽⁷⁾、本実験の場合はウィンドウによる差はほとんど見られなかった。また端点の不連続による影響は高周波領域に現れ、そのような領域（15kHz 以上）の数値はあまり意味がないと思われたので、ウィンドウは省略した。

時系列信号 $f_i(t)$ の複素スペクトルを $F_i(f)$ とすると、パワースペクトル $W_i(f)$ 、クロススペクトル $X_{ij}(f)$ は次式によって求められる。

$$W_i(f) = F_i(f) \cdot \overline{F_i(f)} \quad (3.6)$$

$$X_{ij}(f) = F_i(f) \cdot \overline{F_j(f)} \quad (3.7)$$

ここで、 $\overline{F_i(f)}$ は $F_i(f)$ の共役複素スペクトルである。なお、添字 i, j は、OH, CH, MS に置き換わる。上式によって得られる各スペクトルは 30 回のアンサンブル平均をとり、平滑化を行った。

自己相関、相互相関はそれぞれ、パワースペクトル、クロススペクト

ルの逆フーリエ変換として求められる。自己相関は $\tau=0$ ms における自己相関の値で正規化して自己相関係数 $R_i(\tau)$ とし、相互相関は 2 つの信号の $\tau=0$ ms における自己相関値の相乗平均値で正規化して相互相関係数 $S_{ij}(\tau)$ として表示した。

結果として求めた相関係数の τ の範囲は $0 \leq \tau \leq N_d \Delta t$ となっているが、FFT の性質上中間点で折り返して $-N_d \Delta t/2 \leq \tau \leq N_d \Delta t/2$ とした。ここで、 Δt は A/D コンバータの離散時間、 N_d は 1 回の FFT で処理するデータ数である。今回の実験条件では $\Delta t=20 \mu s$ 、 $N_d=1024$ であるので $-10.24 \leq \tau \leq 10.24$ ms となるが、3.3.3 節での表示範囲は $-8 \leq \tau \leq 8$ ms とした。

フェーズ $P_{ij}(f)$ は次式によって、クロススペクトルの偏角として求められる。フェーズは 2 信号間の各周波数成分における位相差を示すものである。

$$P_{ij}(f) = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(X_{ij}(f))}{\text{Re}(X_{ij}(f))} \right] \quad (3.8)$$

コヒーレンス $C_{ij}(f)$ は、各周波数成分におけるクロススペクトルの絶対値をその周波数でのパワースペクトルの相乗平均で割って、正規化したものである。すなわち、コヒーレンスとは 2 つの信号の周波数領域での相互相関係数に相当し、次式のように定義される。

$$C_{ij}(f) = \frac{|X_{ij}(f)|}{\sqrt{W_i(f) \cdot W_j(f)}} \quad (3.9)$$

3.3.3 節での表示では、OH 発光信号と CH 発光信号とのフェーズは 0 に近い値を取ることが多いため、 $-\pi \sim \pi$ 、一方、OH 発光信号と油滴散乱信号とのフェーズは π 付近が多く $0 \sim 2\pi$ で表示した。

3.2.6. FLDV 光学系

前述の 3 信号同時測定用光学系とは別に設置された一次元後方散乱型の FLDV (第 2 章参照) を用いて、3.2.7 節で示す方法により油滴の 2 次

元速度場を計測した。図 3-8 に FLDV 光学系の概略図を示す。FLDV 光学系は後方散乱デュアルビーム型である。Ar⁺レーザ (Spectra Physics 社製, Stable 2016) から照射されたビームは、ビームセパレータ (BS) で 2 分された後、一方がブラグセル (AOM) で 40MHz だけ周波数変調される。ダイクロイックミラーにより波長 488.0nm に選択された後、レーザ光をマンピュレータで光ファイバの端面に集光し、ファイバ内に導入する。光ファイバを通して自作の送光系に導かれた 2 本のレーザ光が、火炎中に測定体積を形成する。

油滴からの後方散乱光は、送光レンズと同軸にマウントされた焦点距離 300mm の受光レンズで集光され、受光ファイバを介して光電子増倍管 PM_D (日本科学工業社製, MODEL 1961) で検出される。PM_D からの出力は信号処理器 (DANTEC 社製, 58N10) で処理された後、パーソナルコンピュータ (IBM 製, PS/V 486DX-33MHz) で解析され、ハードディスクに保存される。表 3-1 に FLDV の仕様を示す。測定において、FLDV 測定体積の中心は火炎発光の測定体積の中心と一致させたが、LDV の測定体積が ϕ 0.068mm \times 1.16mm と小さいため、後者が前者を包括した形となる。

3.2.7. 1次元 LDV による 2次元流れ場の測定

ここで、1次元 LDV による 2次元時間平均流れ場の計測方法について述べる。計測対象のトレーサ粒子 i について、バーナ軸 (h 軸) を含む 1 枚の平面上で、 h 軸から右上方 45° (α 軸) 方向の速度を a_i 、左上方 45° (β 軸) 方向の速度を b_i とし、時間平均値 $\bar{a} (= \bar{a}_i)$ 、 $\bar{b} (= \bar{b}_i)$ と変動成分 a'_i 、 b'_i との和で表せば、それぞれ、

$$a_i = \bar{a} + a'_i \quad (3.10)$$

$$b_i = \bar{b} + b'_i \quad (3.11)$$

と書ける。

これを用いて速度ベクトルの合成を行えば、バーナ軸 (h 軸) 方向お

よび半径 (r 軸) 方向の時間平均値 \bar{V}_h , \bar{V}_r ならびに変動成分 $v'_{h,i}$, $v'_{r,i}$ は、それぞれ以下のように表せる (図 3-9 参照) .

$$\bar{V}_h = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a} + \bar{b}) \quad v'_{h,i} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a'_i + b'_i) \quad (3.12)$$

$$\bar{V}_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a} - \bar{b}) \quad v'_{r,i} = \frac{1}{\sqrt{2}}(a'_i - b'_i) \quad (3.13)$$

よって、油滴速度の変動成分 (平均値からのずれ) の相互相関 $v'_{h,i} \cdot v'_{r,i}$ を求めると次式となる.

$$v'_{h,i} \cdot v'_{r,i} = \frac{1}{2}(a'_i + b'_i)(a'_i - b'_i) = \frac{1}{2}(a_i'^2 - b_i'^2) \quad (3.14)$$

また、時間平均値 $\overline{v'_h \cdot v'_r}$ ($= \overline{v'_{h,i} \cdot v'_{r,i}}$) は、次式で表せる.

$$\overline{v'_h \cdot v'_r} = \overline{v'_{h,i} \cdot v'_{r,i}} = \frac{1}{2}(\overline{a_i'^2} - \overline{b_i'^2}) \quad (3.15)$$

$\overline{v'_h \cdot v'_r}$ は油滴運動量のうず拡散率に相当する. この拡散は気相との相互作用によって起こるので、 $\overline{v'_h \cdot v'_r}$ の絶対値の大きいところでは、油滴に及ぼす気相の渦運動の影響が強いことを意味している.

また、1点における油滴速度の分散の目安として、乱れエネルギーに類似した量 k_{di} を次式で定義した.

$$k_{di} = \frac{1}{2}(v_{h,i}'^2 + v_{r,i}'^2) = \frac{1}{4}[(a'_i + b'_i)^2 + (a'_i - b'_i)^2] = \frac{1}{2}(a_i'^2 + b_i'^2) \quad (3.16)$$

ただし、トレーサ粒子の旋回方向速度成分は計測していないので、式 (3.16) には含ませていない. したがって、 k_{di} は h-r 平面内の変動速度ベクトルの絶対値の 2 乗平均値となっている. また、時間平均値 \bar{k}_d は次式で表される表される.

$$\bar{k}_d = \overline{k_{di}} = \frac{1}{2}(\overline{a_i'^2} + \overline{b_i'^2}) \quad (3.17)$$

以上のことから、流れ場が定常である場合、 α 方向と β 方向の速度を別々に 1 次元測定しても、式 (3.12), (3.13), (3.15), (3.17) を用いて時間平均的なバーナ軸方向速度成分 \bar{V}_h , 半径方向速度成分 \bar{V}_r , 速度変動の相互相関 $\overline{v'_h \cdot v'_r}$ ならびに \bar{k}_d 値を算出することができる. なお、ここでの LDV 計測用トレーサ粒子は噴霧油滴そのものなので、上述の諸量は油滴粒径

による分別を行わず、計測時間内に LDV 検査体積を通過する N 個の油滴にわたって計測された測定値を平均することにし、その値をもって時間平均値と見なした。それゆえ、式中に現われる、 \bar{a} , \bar{b} , $\overline{a_i^2}$, $\overline{b_i^2}$ は次式により求めた。

$$\bar{a} = \frac{\sum_{i=1}^N a_i}{N}, \quad \bar{b} = \frac{\sum_{i=1}^N b_i}{N} \quad (3.18)$$

$$\overline{a_i^2} = \frac{\sum_{i=1}^N a_i^2}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a})^2}{N}, \quad \overline{b_i^2} = \frac{\sum_{i=1}^N b_i^2}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N (b_i - \bar{b})^2}{N} \quad (3.19)$$

ここで、N は 1 測定点における測定データ個数であり、今回の測定では 2000 個とした。

3.2.8. PDA 光学系

油滴の粒径とバーナ軸方向速度の同時測定は、PDA を用いて火炎発光とは別に測定した。その光学系を 図 3-10 に示す。光源にはアルゴンイオンレーザ (Spectra Physics 社製, Stable 2016, 発信波長 $\lambda=514.5\text{nm}$) を用いた。FLDV 光学系と同様に、ビームセパレータで 2 分されたレーザ光の一方をブラグセル (AOM) で 40MHz だけ周波数変調する。それぞれの光をマニピュレータで光ファイバの端面に集光し、ファイバ内に光を導入する。光ファイバを通して自作の送光系に導かれた 2 本のレーザ光が、火炎中に測定体積を形成する。受光系および信号処理系は市販の装置 (DANTEC 製, 57X10 および 58N10) を採用した。第 2 章でも述べたように、受光方向は光軸前方から 70.3° の方向に決めた。これは実験に使用する燃料油滴 (白灯油) に対して、油滴による 1 次屈折光が支配的になり、反射光の影響を受けにくく、かつ、温度に対して変化する油滴屈折率が、ドップラー信号の位相差と粒径を結び付ける較正曲線に及ぼす

影響をほとんど無視できる角度に相当している⁽¹³⁾。PDA の仕様は表 3-2 に示すとおりである。

3.3. 実験結果および考察

3.3.1. 火炎中の油滴の流れ場

FLDV で測定された、火炎中での時間平均的な油滴速度ベクトル $\bar{\mathbf{V}}$ 、式 (3.17) で定義される \bar{k}_d 値ならびに式 (3.15) で定義される $\overline{v'_h \cdot v'_r}$ を、それぞれ図 3-11(a), (b), (c) に示す。LDV 計測であるので、粒径ごとの分別は行っていない。これらの図から、油滴は外部空気との間のせん断による速度変動も比較的弱く、外周部を除いて、ほぼバーナ軸に平行に約 8m/s で飛行していることが分かる。このことから、バーナ軸方向の変化を見ることで、噴霧油滴の燃焼形態の経時変化が観察できると考えた。ただし、平均速度は下流へ行くにつれて多少増加している。

図 3-12 に PDA を用いて計測された、 $r=15\text{mm}$ での油滴直径 D ごとのバーナ軸方向速度の平均値 $\overline{V_h(D)}$ を示す。(a)は $h=70\text{mm}$ 、(b)は $h=100\text{mm}$ 、(c)は $h=130\text{mm}$ での結果であり、(a)→(b)→(c)の順に火炎の下流方向へ進む。また、図中の縦方向の線分は $V_h(D)$ の時間平均値 $\overline{V_h(D)}$ (●印で表示) を中心に $\pm V'_h(D)$ (軸方向速度変動の rms 値) を示している。この図からどの位置においても、粒径による速度差は噴流型の噴霧に比して小さく、噴霧全体としての軸方向速度変動の rms 値 V'_h も $1.0\sim 1.2\text{m/s}$ と比較的小さいことから、“予混合噴霧”の条件が実現されていると判断できる。

図 3-13 は図 3-12 と同じ条件・位置における粒度分布で、図中にはザウテル平均粒径 D_{32} と空間油滴数密度 N_p が記入されている。(a), (b), (c)のいずれの場合も D_{32} は $30\mu\text{m}$ 程度であり、粒度分布の形状もほとんど変化が見られない。ただ、油滴数密度だけは激減しており、蒸発・燃焼により消滅する油滴の多いことが分かる。

3.3.2. 火炎発光および油滴ミ－散乱光の同時時系列信号

図 3-14 に火炎中の微小体積からの OH ラジカル自発光信号 I_{OH} , CH バンドの火炎発光信号 I_{CH} , および油滴ミ－散乱光信号 I_{MS} の同時時系列データを示す. なお, 副図番の(a), (b), (c)は図 3-12 および図 3-13 の測定位置に対応している.

図 3-14(a)は火炎の比較的上流域に特徴的に見られる信号パターンである. 測定体積中の油滴の存在を示すミ－信号に注目すると, 信号の検出される時期とされない時期が交互に出現し, 燃料噴霧がかなりの濃度むらを持っていることが分かる. また, 燃焼反応領域の存在を示す OH 信号は, ミ－信号の立ち上がりに対応して降下する反転傾向が見られる. ミ－信号の波形をさらによく見ると, その検出頻度は高く, 持続時間が長い. CH 信号は OH 信号に同期しており, その形状も類似している.

これらのことから, この位置では油滴の蒸発がまだそれほど進んでいないため, 油滴クラスターのスケールが大きく, クラスタ周辺に燃焼反応領域が存在している. すなわち, 火炎はパイロットバーナから選択的に伝ばして, クラスタ間の燃料蒸気領域で青炎燃焼していることが予想される.

図 3-14(b)は(a)の 30mm 下流における信号である. (a)の位置に比べてミ－信号の検出頻度は低くなり, その持続時間も短く, 鋭い形状に変化している. また, OH や CH 信号に対する反転傾向は弱まり, ミ－信号のピークは OH や CH 信号の立ち上がっている時間内に生じていることもある. OH 信号の検出頻度は(a)の場合に比べて高くなっているが, CH 信号との対応関係は(a)と比較すると悪化している.

図 3-14(c)は(b)よりもさらに 30mm 下流で特徴的に見られる信号パターンであり, (b)で見られ始めた傾向がより顕著に現れている. すなわち, ミ－信号はさらにその検出頻度が低くなり, 持続時間の短い, 低強度のピークを形成している. また, そのピークのほとんどは OH や CH 信号

の立ち上がっている時間内に生じている。CH 信号は OH 信号と同時に立ち上がる場合が多いものの、その形状は異質なものになってきており、対応関係が悪くなっている。これは OH バンドに比べて長波長域にある CH バンドに、すすからの固体輻射の影響が強く現れているためであると推測される。

これらのことから、火炎下流域では油滴の蒸発が進行して油滴クラスターのスケールが小さくなり、火炎塊がクラスター内部にも出現し始め、クラスター中に含まれる高密度のサブクラスターや粗大油滴が、すすを伴って輝炎燃焼していると考えられる。

3.3.3. 統計解析およびスペクトル解析

上述の時系列信号をより詳しく検討するために、統計解析とスペクトル解析を行った。

図 3-15 にミー散乱光信号の自己相関係数 $R_{Ms}(\tau)$ を示す。ここで、横軸 τ は隔たり時間で、原点 0 は測定位置に合わせてある。ミー信号の自己相関係数のすそ野の広がり（ゼロクロス値の幅）はクラスターのスケールに関係すると考え、油滴クラスターのスケール変化を見積もった。図 3-11(a) に示した油滴速度ベクトルから、測定領域内の油滴はバーナ軸にはほぼ平行に飛行しているため、バーナ軸方向の変化を見ることによって、油滴クラスターの経時変化を観察することができる。そこで、代表例として半径位置を $r=10, 15, 20\text{mm}$ に選んで、バーナ軸方向のクラスタースケールの変化を比較する。

自己相関係数の形状を見ると、半径位置に関わらず類似しており、下流に行くにつれて形状が先鋭的になっている。例えば、 $r=15\text{mm}$ の線上では、上流の $h=70\text{mm}$ から下流の $h=130\text{mm}$ にかけて、ゼロクロス値の幅がおよそ 5.2ms から 2.3ms としだいに狭くなっていることから、油滴の蒸発・燃焼によって、クラスターの外周部から順に油滴が消失する様

子がうかがえる。油滴の平均速度は 7.0 m/s→8.0 m/s に変化している (図 3-12 参照) ので, そのクラスターのスケールはおよそ 36mm から 18mm に減少していると見積もられる。

図 3-16 は OH 信号とミー信号間の相互相関係数 $S_{OH,MS}(\tau)$ である。ここで, 横軸 τ は OH 信号に対するミー信号の遅れ時間である。火炎の上流域では $\tau=0\text{ms}$ に深くくぼみを持つ $S_{OH,MS}(\tau)$ 曲線の形状は, 下流に行くにつれてくぼみがしだいに浅く狭くなり, $\tau=0\text{ms}$ の両側が盛り上がった形状へと遷移している。

つぎに, 両信号のフェーズ $P_{OH,MS}(f)$ を求めた (図 3-17 参照)。横軸 f は, フーリエ周波数を対数表示している。とくに低周波領域に注目すると, 上流側で位相が π ラジアン, すなわち, 大きな空間スケールで見ると OH 信号とミー散乱光信号が反転している。しかし, しだいに下流へ移動するにつれて, 低周波数領域での位相が 0 ラジアンに遷移する。すなわち, 大きな空間スケールでの両信号の同期性のよくなってくるのが数値的に確認できる。このような OH 信号とミー散乱光信号との関係から, 油滴群の周辺部にあった燃焼反応領域が油滴群内部にも出現する様子うかがえる。この群燃焼形態の変化に要する時間の目安として, $r=15\text{mm}$ において, $\tau=0\text{ms}$ で相互相関係数 (図 3-16 参照) が最小になった位置 ($h=50\text{mm}$) から $\tau=0\text{ms}$ 付近で負の相関が消失する位置 ($h=130\text{mm}$) までの距離を油滴平均速度 (約 8m/s) で割った時間を求めると, およそ 10ms と見積もられる。

つぎに, 図 3-18 および図 3-19 に OH 信号と CH 信号間のフェーズ $P_{OH,CH}(f)$ およびコヒーレンス $C_{OH,CH}(f)$ を示す。フェーズは測定位置に関わらず, いずれの場合も類似した形状をとっており, 低周波領域で 0 ラジアン, 高周波になるほど変動が大きくなっている。コヒーレンスは低周波領域で 1 に近い値をとっているものの, 周波数が高くなるほど小さな値をとるようになる。

これらのことから、OH 信号と CH 信号とは、低周波領域、すなわち大きなスケールで見ると位相が揃っていて、相関も高い。しかし、高周波領域、特に 2 kHz 以上の小さなスケールで見ると、OH 信号と CH 信号はほとんど無相関であることが分かる。これは、CH 信号にすすからの固体発光が重畳するためと考えられる。火炎中での油滴平均速度はおよそ 8 m/s なので、すすからの固体発光の強い輝炎発光領域は、およそ 4 mm ($8\text{m/s}/2\text{kHz}$) 以下のスケールということになる。しかも、コヒーレンスの値は火炎下流域へ行くほど、低周波数領域でも低下しており、相関が低くなる。これは、上流域では青炎が支配的であったが、下流へ行くほど、輝炎の出現頻度とスケールが増していくことを意味している。

3.4. むすび

環状のパイロット火炎で保炎された予混合噴霧火炎の広い範囲に渡って、火炎発光、油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データを測定した。また、後方散乱型の FLDV を用いて、火炎中での油滴の 2 次元速度場を計測した。さらに、PDA を用いて、油滴直径と軸方向速度の同時測定を行った。それらの結果を用い、火炎中での油滴存在領域と反応領域との関係、ならびに火炎中での油滴クラスターの燃焼形態の変化を系統立てて調べることにより、噴霧火炎の油滴群燃焼形態の詳細な解明を試みた。その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 油滴クラスターが蒸発・燃焼しながら飛行するにしたがって、油滴クラスター外周部に存在していた燃焼反応領域がその内部にも出現し始めるとともに、サブクラスターが強い輝炎発光を伴いながら階層的な油滴群燃焼を行う。
- (2) 油滴群燃焼が生じている場合には、油滴数密度は急激に減少するものの、油滴の粒度分布ならびにザウテル平均粒径はほとんど変化しない。

3.5. 参考文献

- (1) Chiu, H.H. and Liu, T.M., *Combust. Sci. Technol.*, 17 (1977), 127.
- (2) Chiu, H.H. · 他 2 名, 19th Symp. (Int.) on Combust., (1982), p.971, The Combust. Inst.
- (3) 水谷 · 西本, 機械学会論文集, 38-311 (1972), 1844.
- (4) 中部 · 他 2 名, 機械学会論文集, 53-486B (1987), 636.
- (5) Yule, A.J. and Bolado, R., *Combustion and Flame*, 55 (1984), 1.
- (6) Driscoll, J.F. and Pelaccio, D.G., *Combust. Sci. Technol.*, 21 (1980), 205.
- (7) 日野幹雄, スペクトル解析, 朝倉書店, (1993).
- (8) Dyer, M.J. and Crosly, D.R., *Proceedings of International Conference of Lasers '84*, (1985), p.211, STS Press.
- (9) Gaydon, A.G. and Wolfhard, H.G., *Flames; Their Structure, Radiation and Temperature*, 3rd Edition, (1970), p.227, Chapman and Hall.
- (10) Gaydon, A.G., *The Spectroscopy of Flames*, (1957), p.114, Chapman and Hall.
- (11) 水谷 · 他 2 名, 機械学会論文集, 52-476B (1986), 1931.
- (12) 水谷 · 他 2 名, 機械学会論文集, 54-504B (1988), 2219.
- (13) Pitcher, G. · 他 2 名, *Proceedings of 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech.*, (1990), p.14.4.

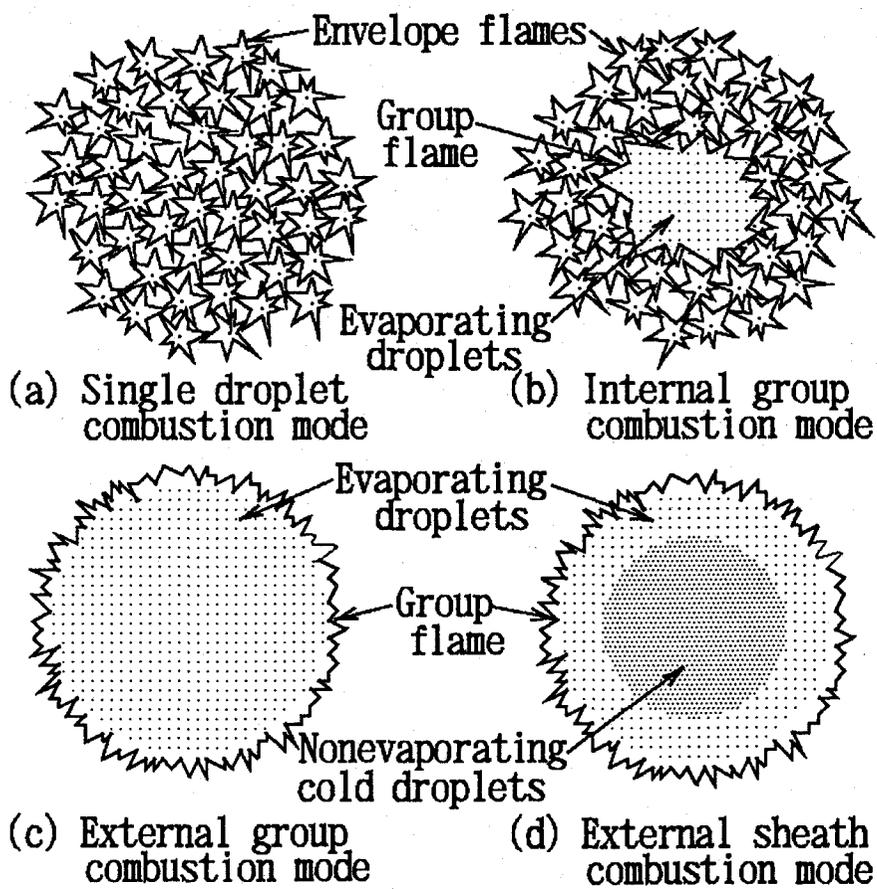


図 3-1 油滴群燃焼の 4 形態^(1,2)

- | | |
|------------------------|-----------------------|
| 1. Blower | 15. C_2H_6 bottle |
| 2. Surge tank | 17. H_2 bottle |
| 5. Fuel tank | 3, 4, 14, 16. Orifice |
| 6. Fuel pump | 7, 12. Filter |
| 8. Flow meter | ⇨ Cooling water |
| 9. Twin fluid atomizer | |
| 10. Compressor | |
| 11. Pressure gauge | |
| 13. Burner port | |

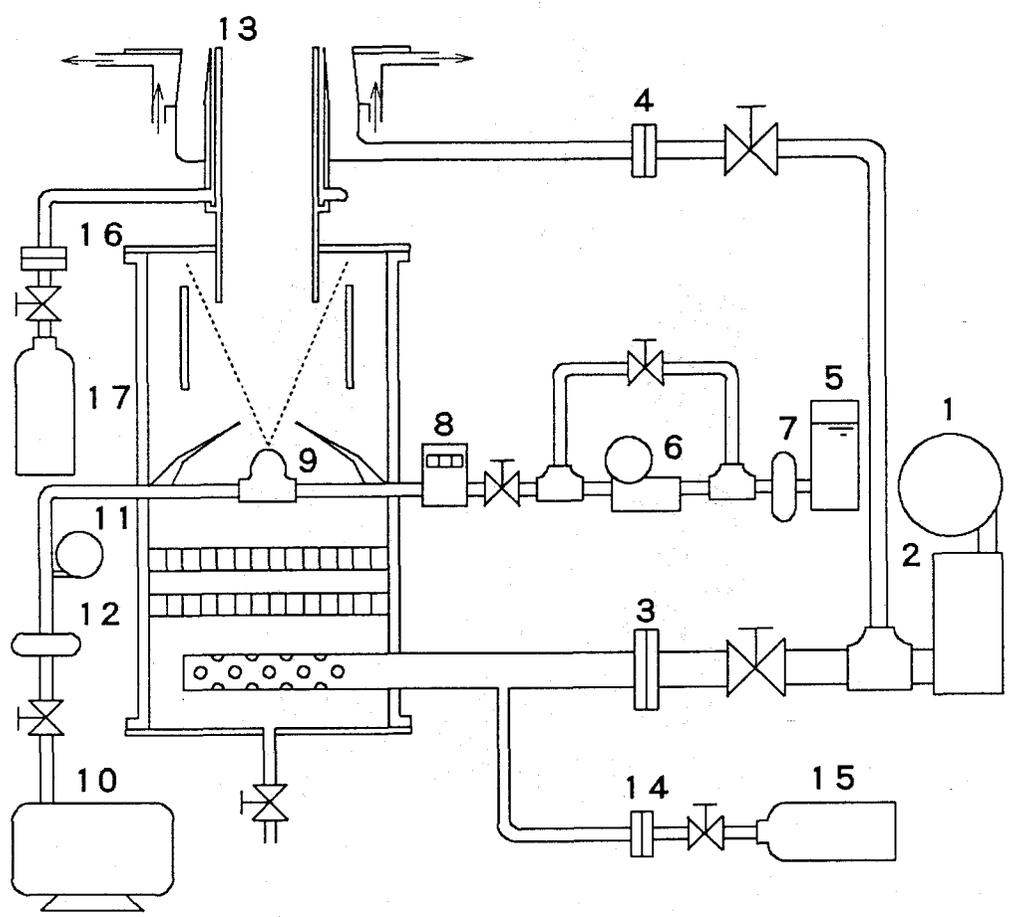


図 3-2 予混合噴霧バーナの構成

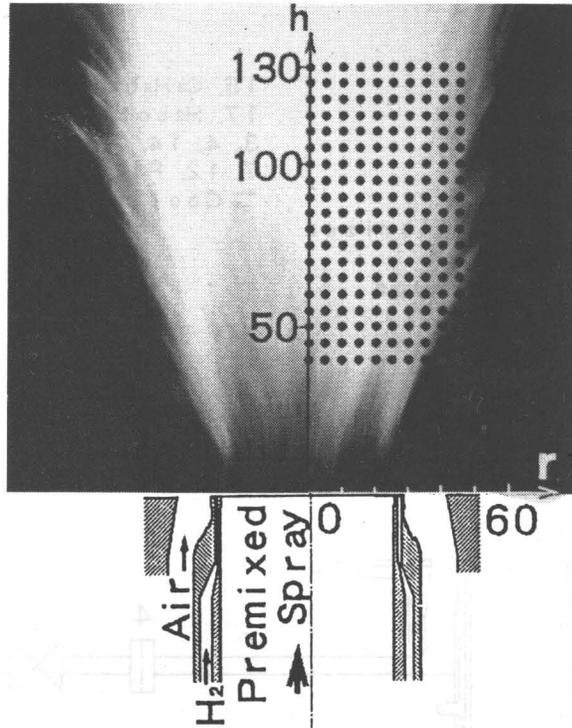


図 3-3 バーナポート部の詳細と火炎の直接写真（露光時間 1/15s）

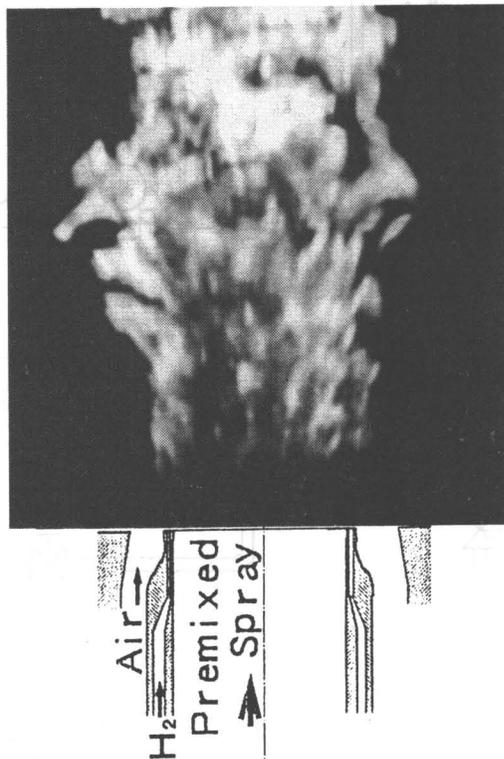


図 3-4 火炎の短時間露光写真（露光時間 1/1000s）

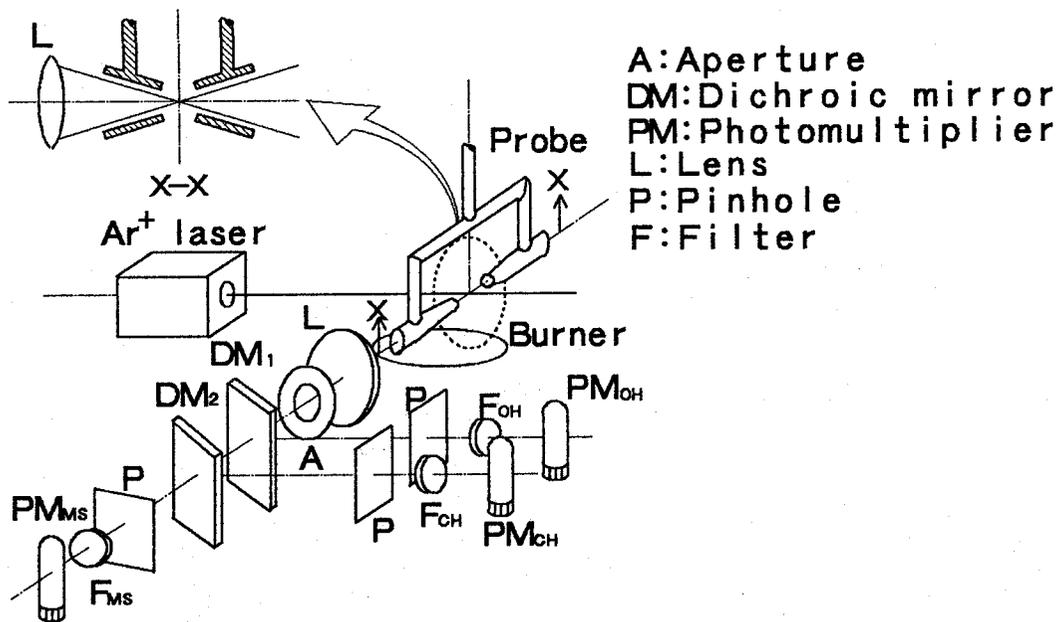


図 3-5 OH 発光, CH 発光, 油滴ミ - 散乱光信号同時測定用光学系

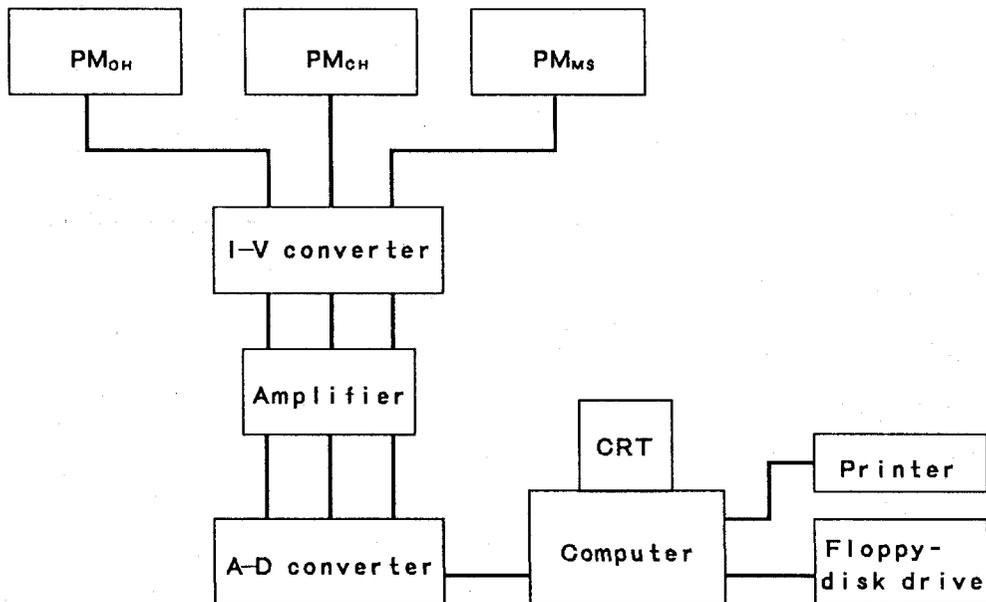
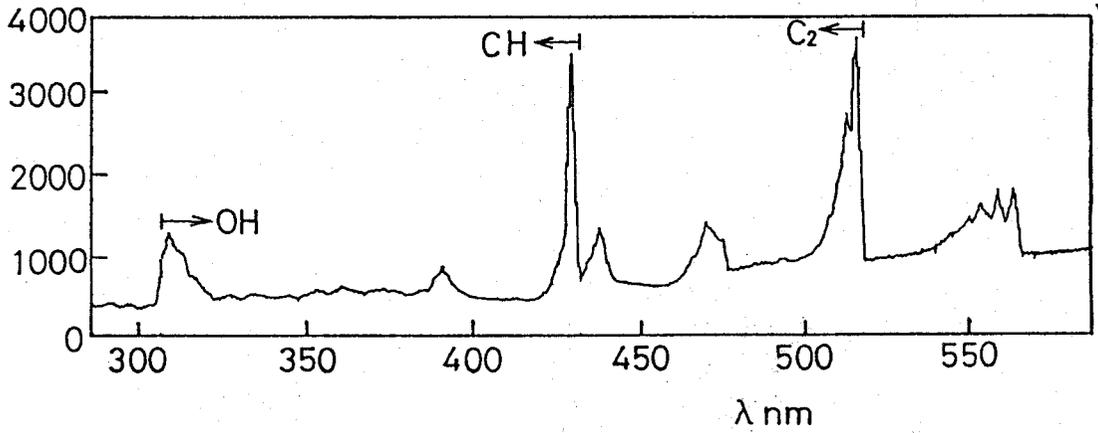
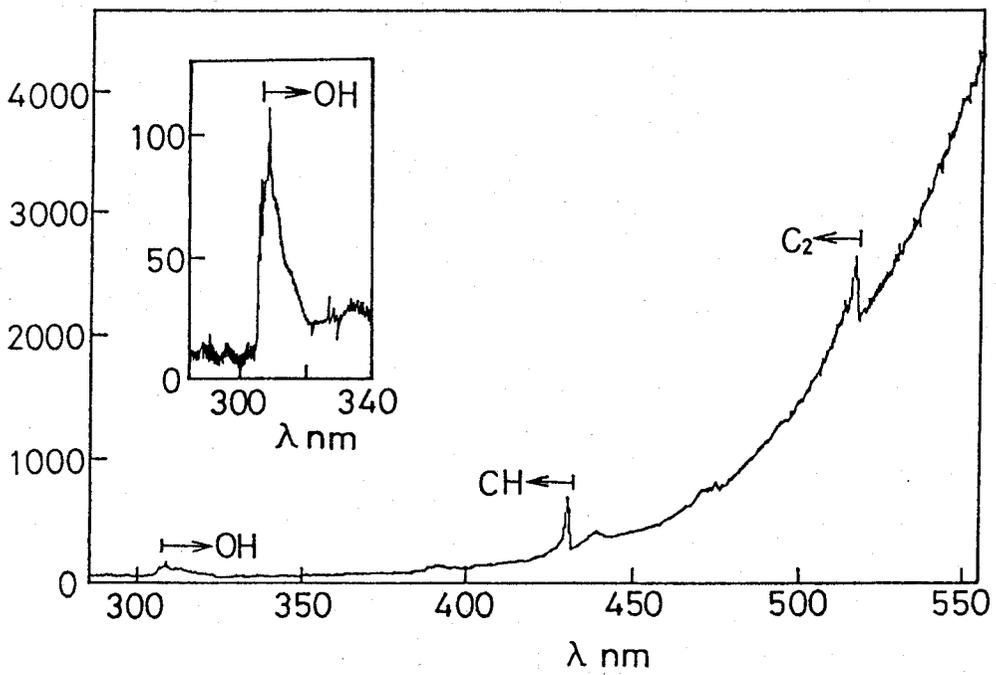


図 3-6 信号処理系のブロック図



(a) 青炎の場合



(b) 輝炎の場合

図 3-7 火炎の分光スペクトル

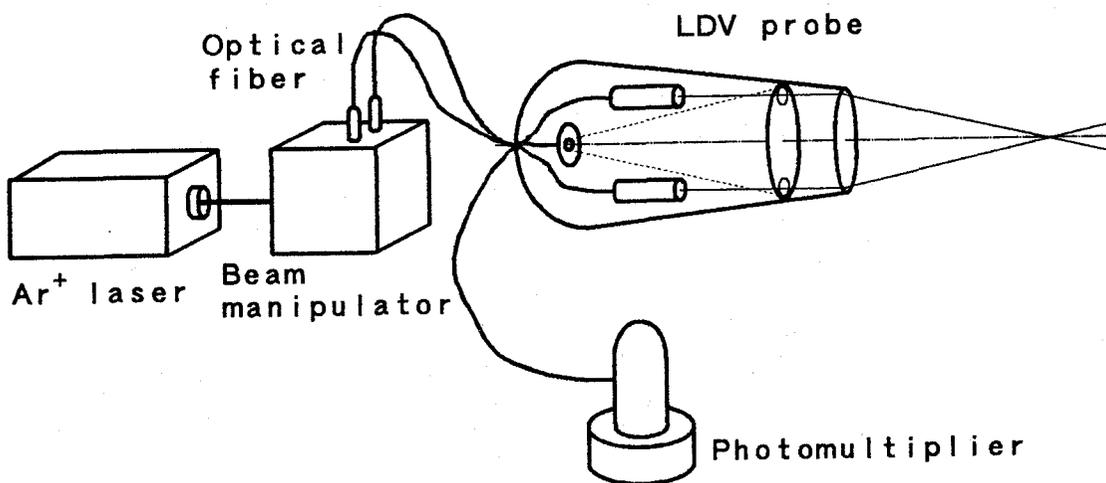


図 3-8 FLDV 光学系

表 3-1 FLDV の仕様

Probe:	Focal length	400	mm
	Spot diameter	68.1	μm
	Fringe spacing	4.16	μm
	Fringe number	16	
Range:	Maximum velocity	12.5	m/s
	Minimum velocity	-4.16	m/s
Wavelength of laser beam		488	nm
Bandwidth of signal processor		4	MHz
Frequency shift		40	MHz

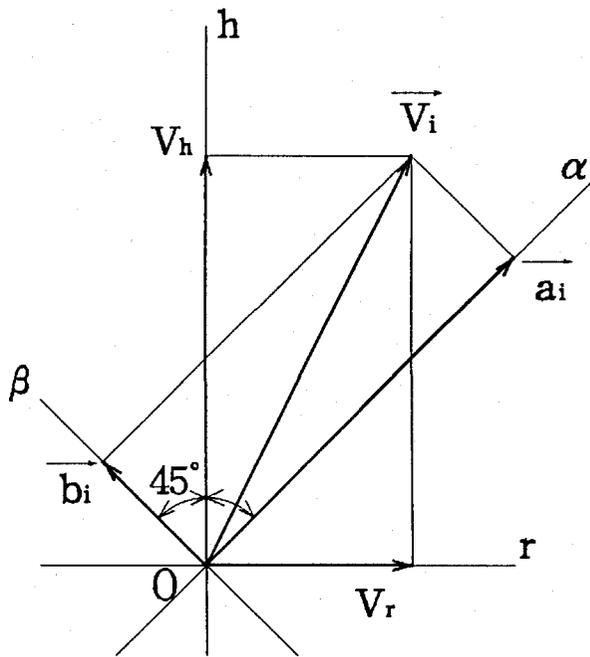


図 3-9 速度ベクトルの合成

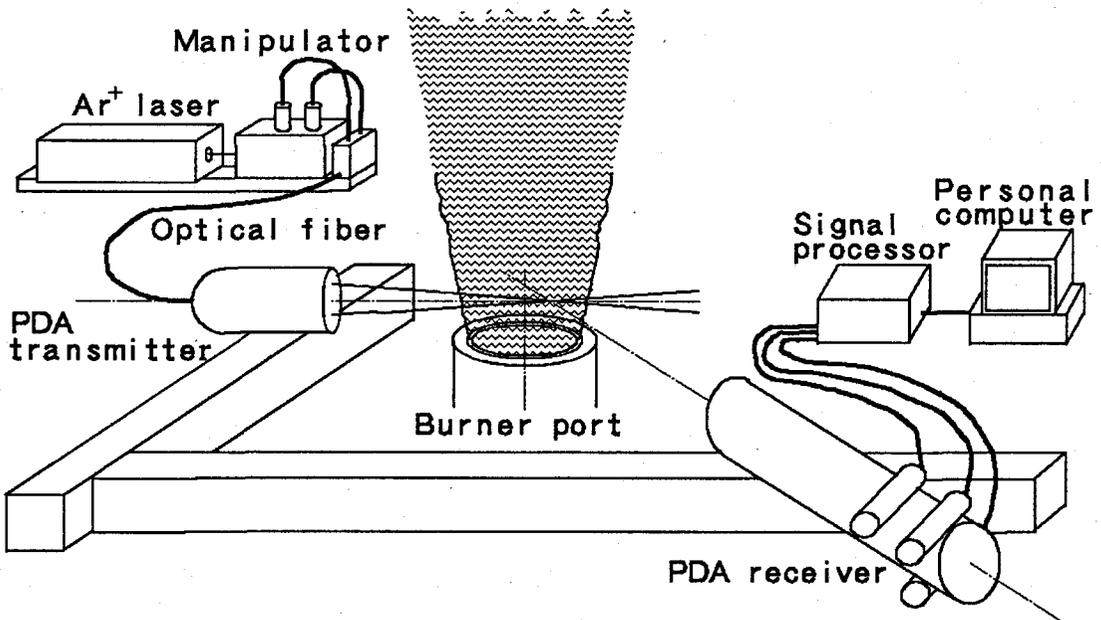


図 3-10 PDA 光学系

表 3-2 PDA の仕様

Probe:	Focal length	310	mm
	Spot diameter	145	μm
	Fringe spacing	5.0	μm
	Fringe number	29	
Range:	Maximum diameter	96.5	μm
	Maximum velocity	15.0	m/s
	Minimum velocity	-5.0	m/s
Focal length of receiving optics		310	mm
Wavelength of laser beam		514.5	nm
Bandwidth of signal processor		4	MHz
Frequency shift		40	MHz

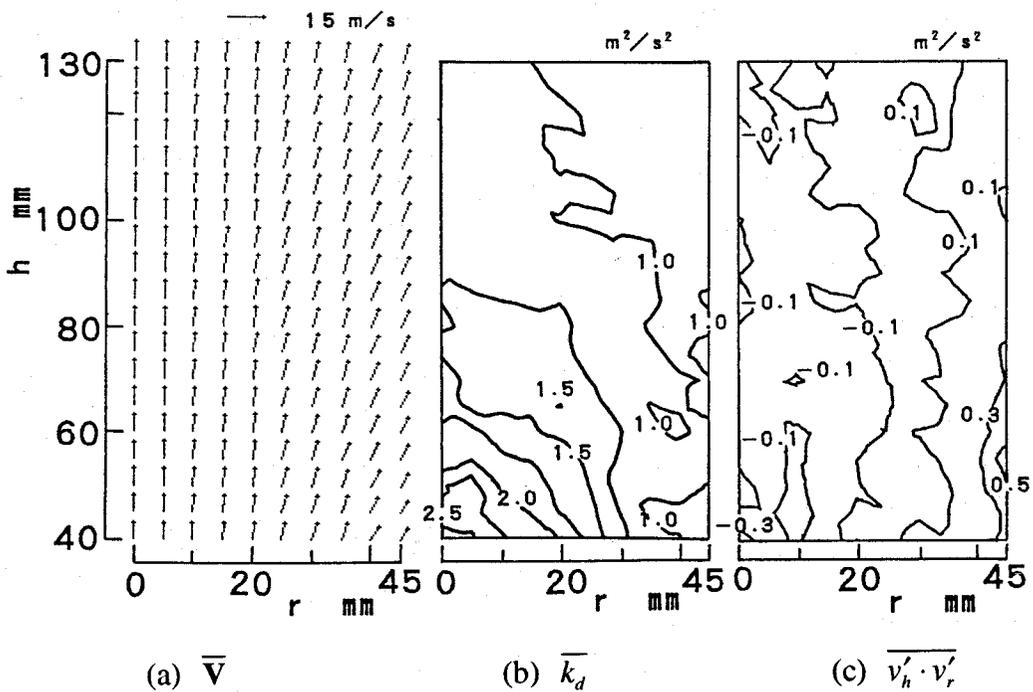


図 3-11 火炎中の油滴の 2 次元流れ場

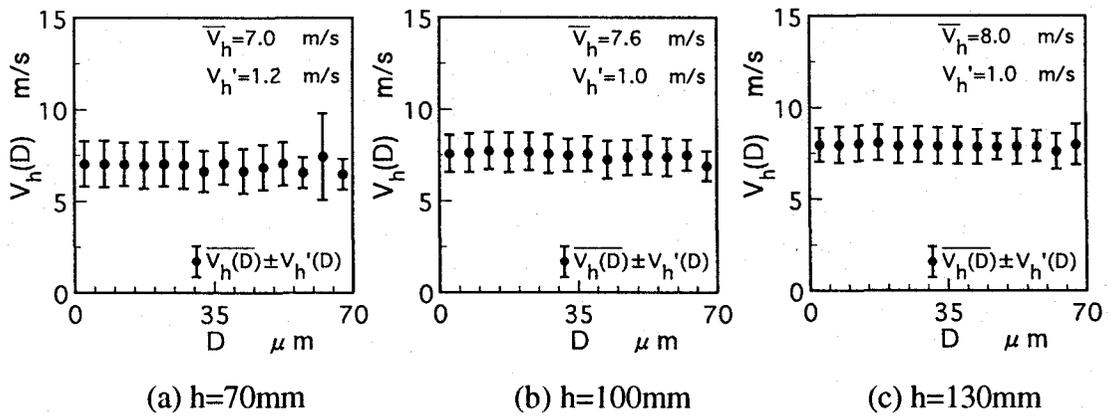


図 3-12 粒径別の油滴軸方向平均速度と速度変動の rms 値($r=15\text{mm}$)

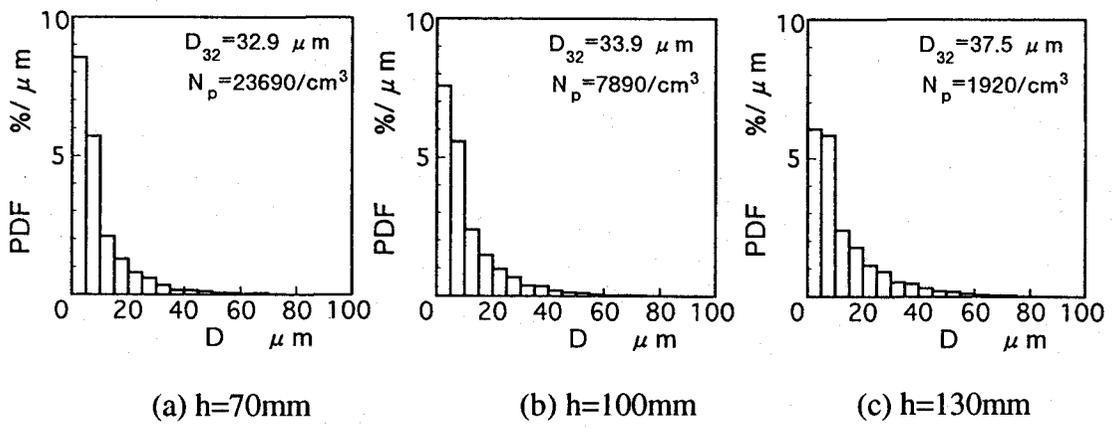
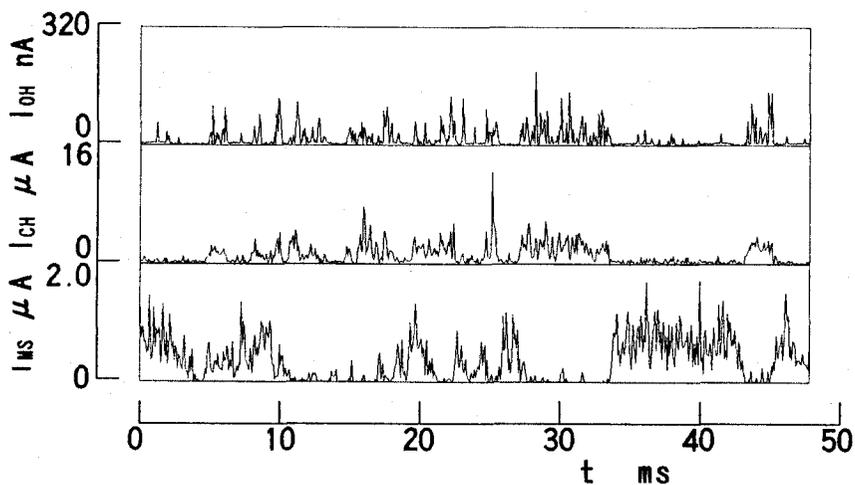
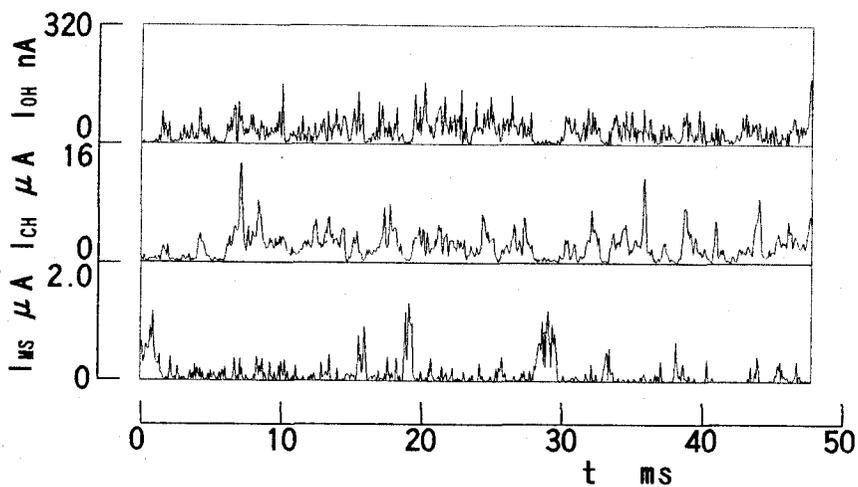


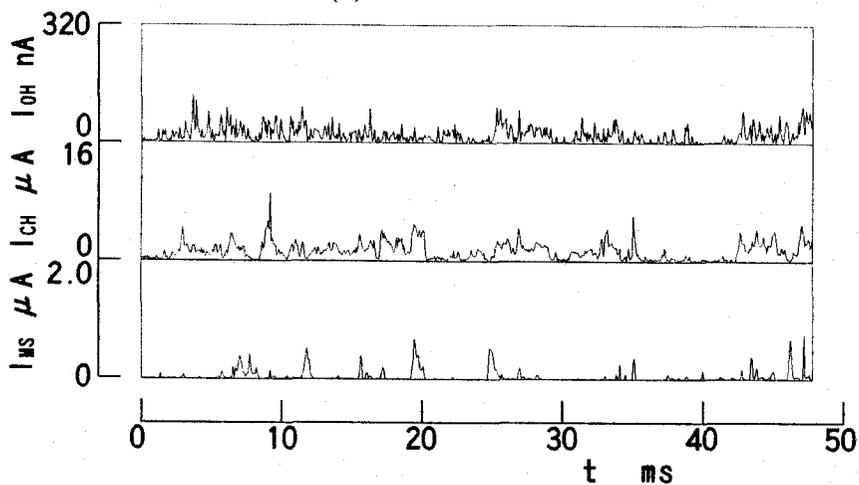
図 3-13 噴霧の粒度分布($r=15\text{mm}$)



(a) $h=70\text{mm}$



(b) $h=100\text{mm}$



(c) $h=130\text{mm}$

図 3-14 OH, CH 発光, 油滴ミ-散乱光信号同時時系列データ ($r=15\text{mm}$)

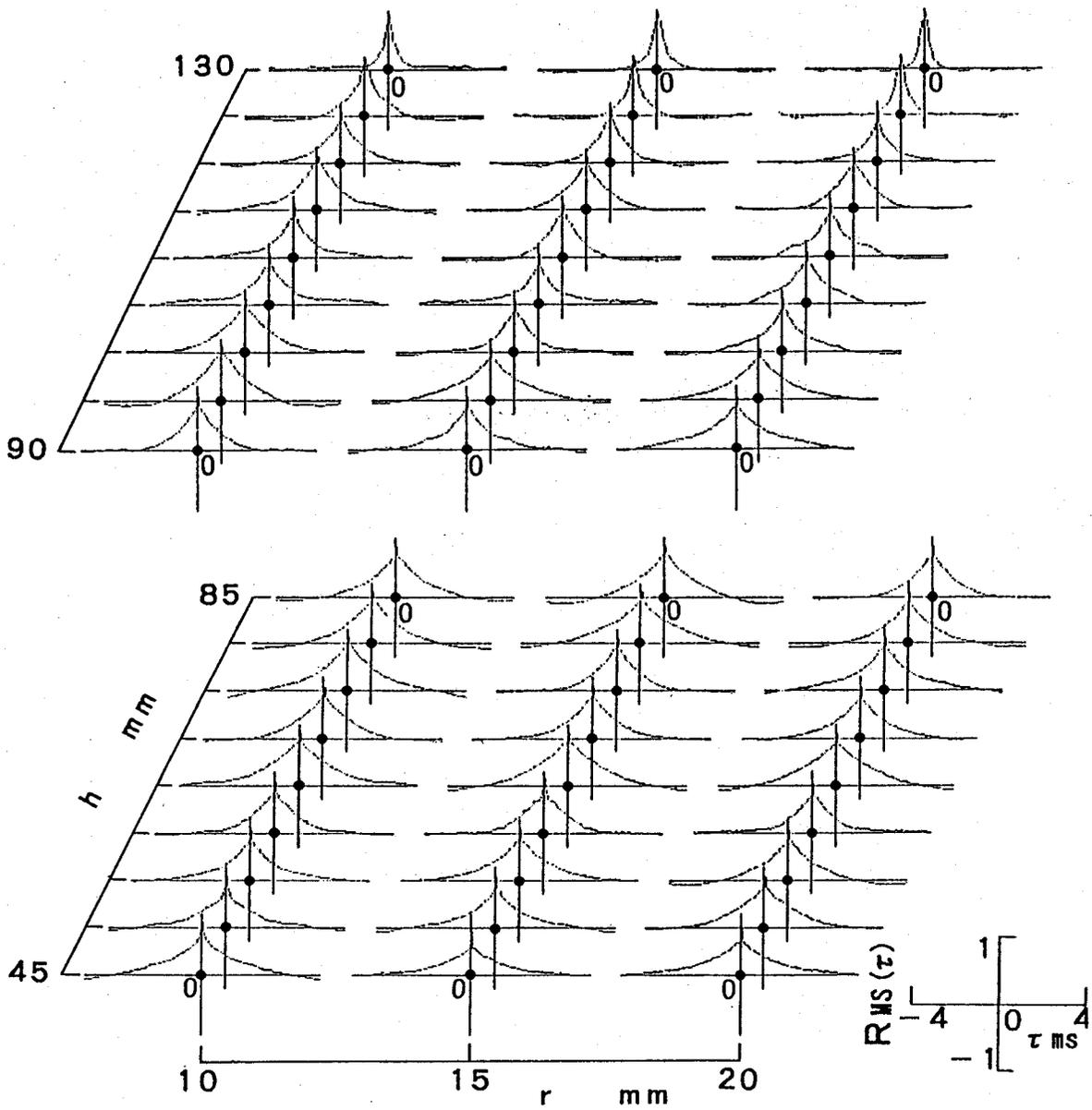


図 3-15 油滴ミ-散乱光信号の自己相関係数

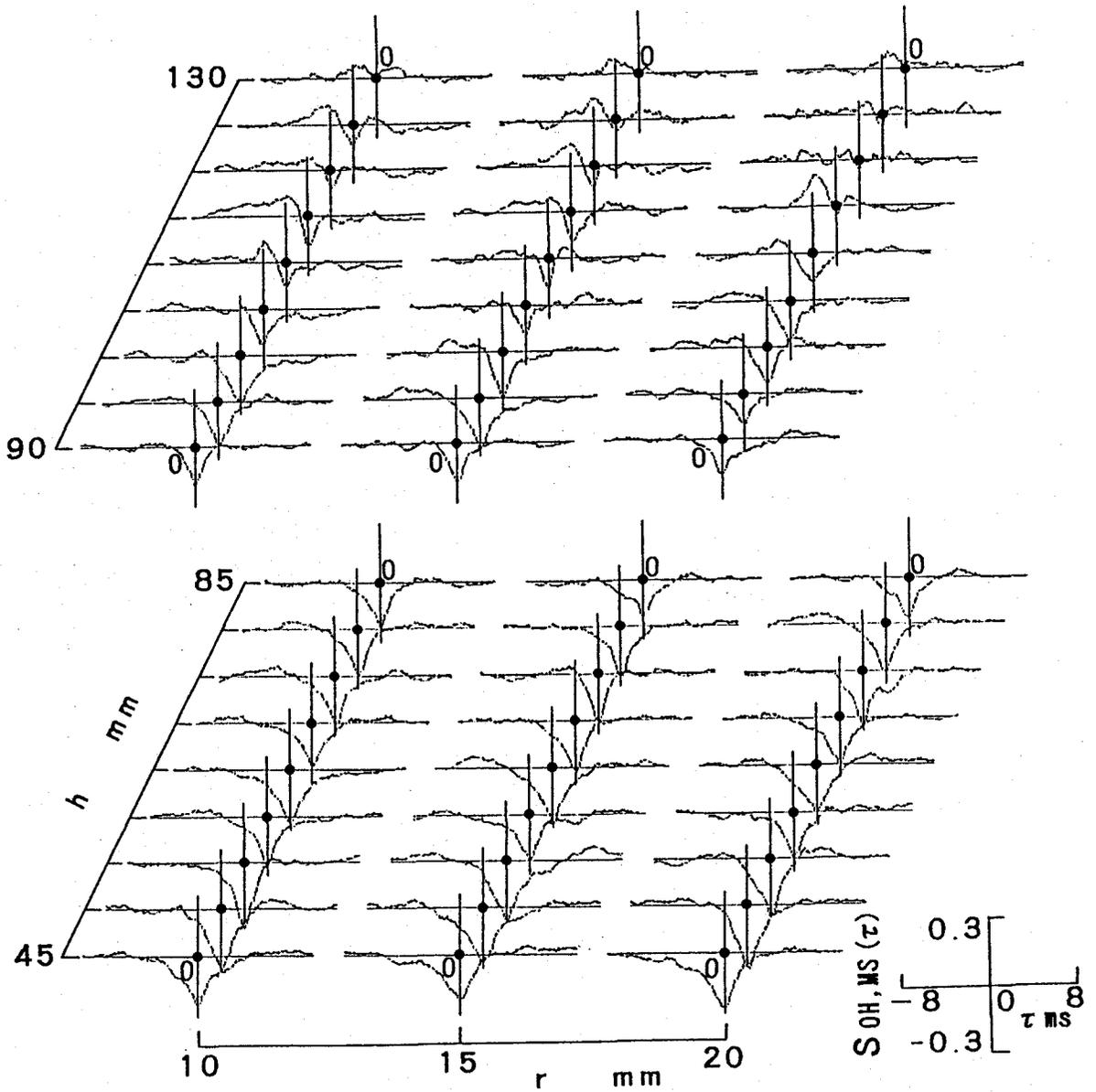


図 3-16 OH 発光信号と油滴ミ-散乱光信号間の相互相関係数

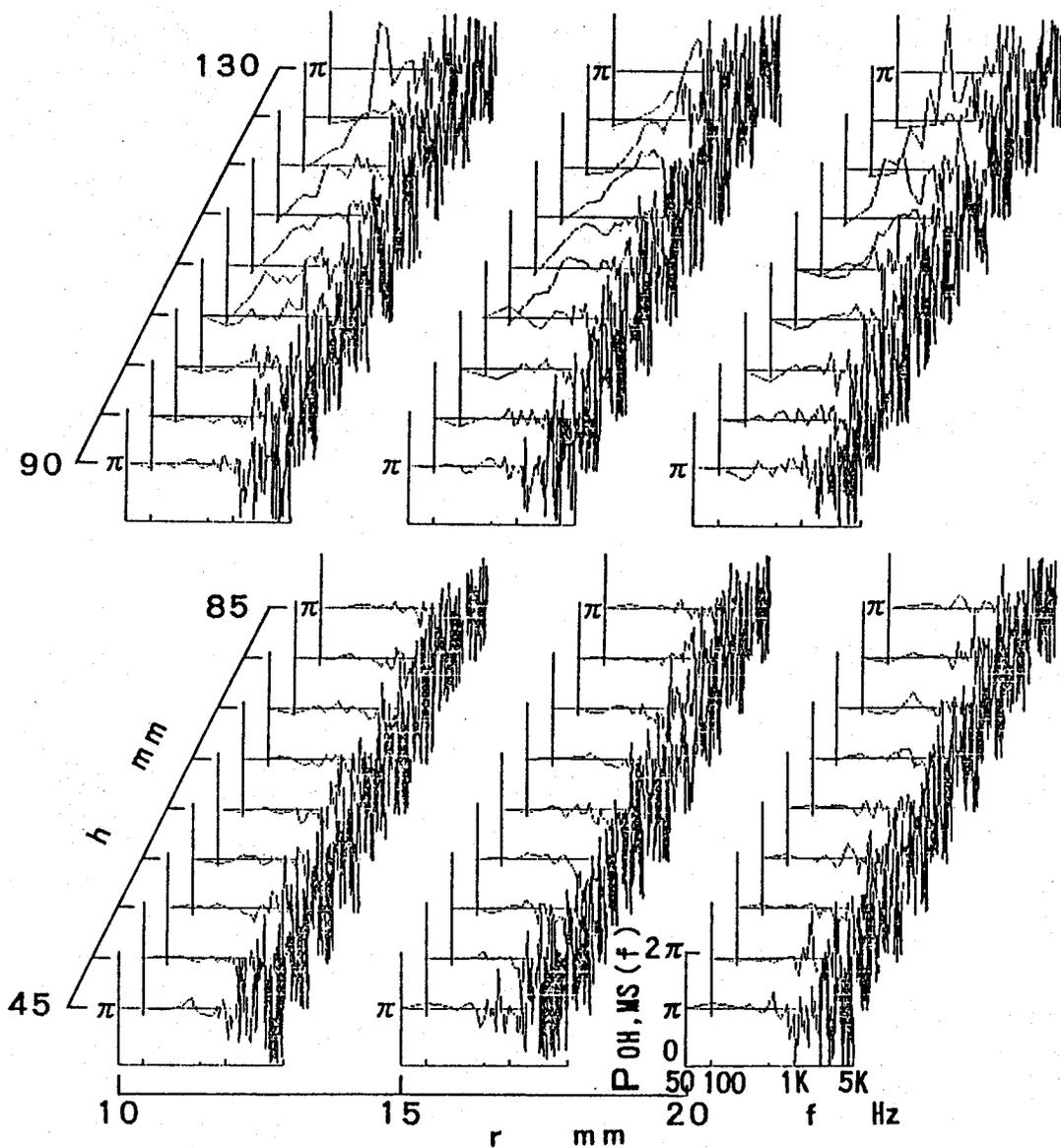


図 3-17 OH 発光信号と油滴ミー散乱光信号間のフェイズ

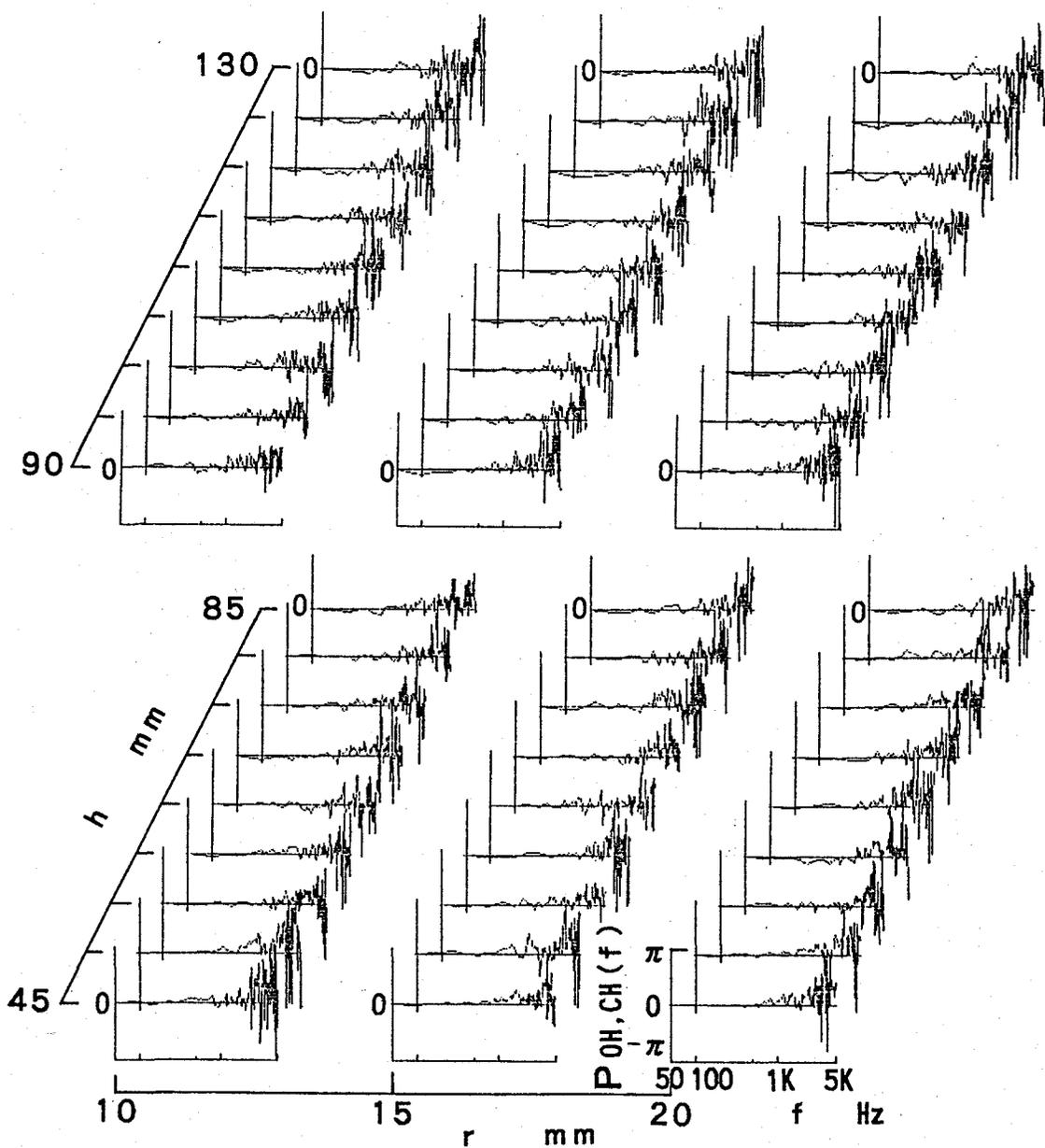


図 3-18 OH 発光信号と CH 発光信号間のフェーズ

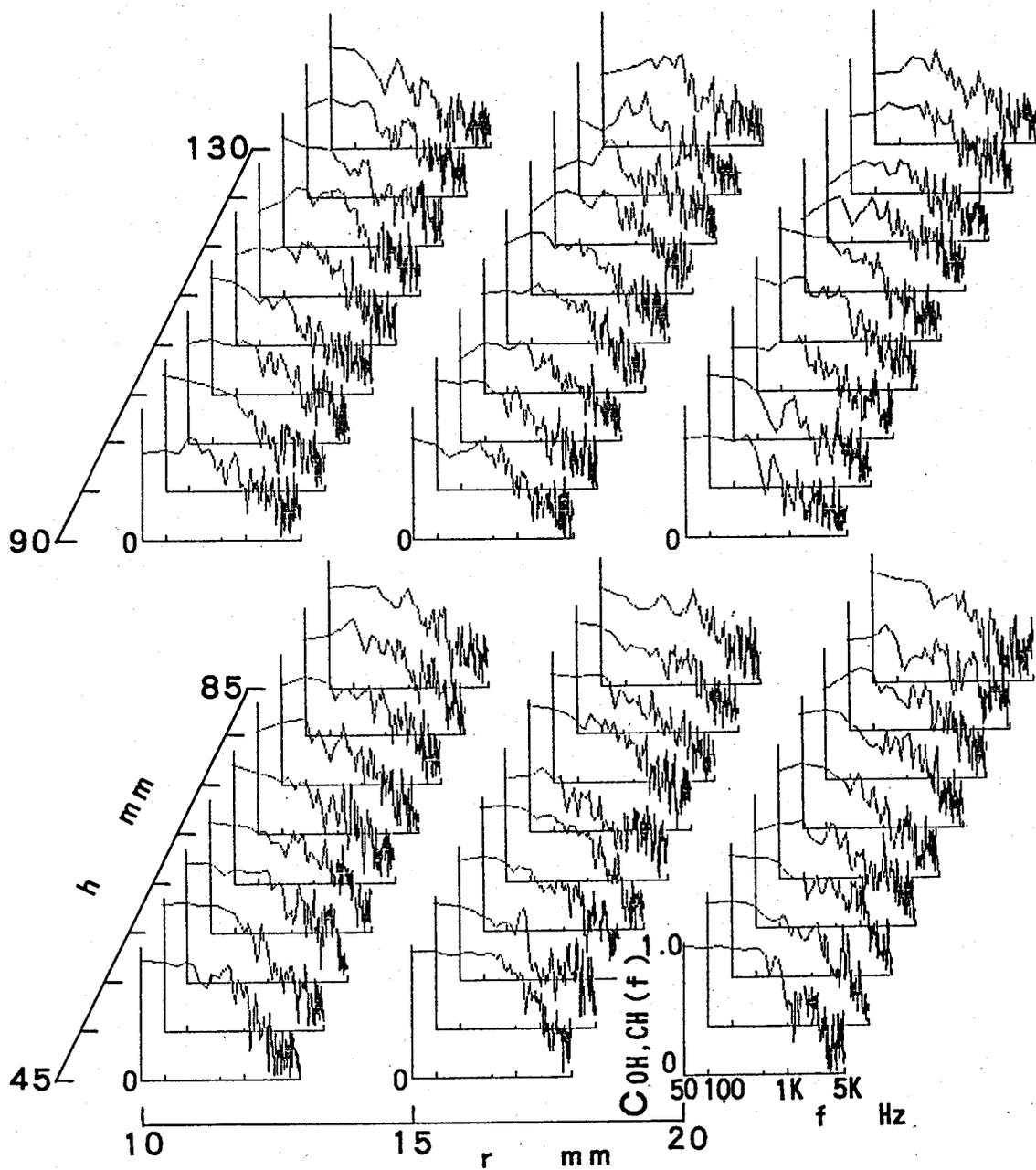


図 3-19 OH 発光信号と CH 発光信号間のコヒーレンス

4. 巨大渦の影響下にある予混合噴霧火炎の油滴群燃焼挙動

4.1. まえがき

第3章で示したような単純な流れ場中で明らかになった噴霧の群燃焼形態^(1,2)も、流れ場が複雑になると、気相-油滴間のスリップや乱流混合の影響を受けて、燃焼形態が変化することが予想される。例えば、大多数の燃焼器では、バーナの噴流境界や還流領域周辺に大規模整構造（コヒーレント）渦⁽³⁾と微小な3次元渦が共存している。そして、火炎の上流部がその影響下にあるため、微小3次元渦のみを考慮した単純な乱流燃焼モデルでは適切に取り扱うことはできない。ましてや油滴を含む二相流では、コヒーレント渦はさらに大きな動力的効果を発揮し、不均質な油滴空間分布を作り出す。空気流に均一に混合された油滴群と、不均質な空間分布を持った油滴群とでは、燃焼特性、火炎安定性、有害物質生成特性に違いがでるのは当然で、この点を考慮した噴霧燃焼モデルが必要である。

したがって、実用噴霧火炎の構造を一層正確に把握するためには、保炎器近傍で不可避免的に発生する大規模渦と微小な乱流3次元渦の共存状態が、油滴の挙動や燃焼現象に与える影響を明らかにする必要がある。これまでも、ガス火炎について大規模渦と火炎構造の関係を論じた実験的研究は多い⁽⁴⁻⁸⁾が、噴霧火炎については報告がほとんど見られない。噴霧油滴と渦の相互干渉に関しては、Wang と Liu⁽⁹⁾がせん断層における希薄噴霧の運動と拡散の実験を行っているし、Bellan と Harstad⁽¹⁰⁾は渦の中で蒸発する油滴群の運動を数値解析している。しかし、渦の影響を受けながら燃焼する噴霧火炎の構造や燃焼機構に関しては、何ら言及されていない。渦の影響下で不均一な分布をする油滴群の燃焼はNO_x生成や火炎の安定性に影響しないはずはなく、早急に解明する必要がある。

そこで本章では、第3章と同一のバーナを用い、予混合噴霧流中に流

れに直角に円柱を挿入し、その後流に形成される循環流と主流との間のせん断層付近に生じるコヒーレント渦が噴霧火炎構造や群燃焼形態に及ぼす影響を、第3章と同様の測定方法で観察し、一般の燃焼装置に見られる渦と噴霧火炎構造との関係を考察した。また、PDAにより、粒径別の2次元速度場を計測し、乱れや油滴と気相のスリップが火炎の燃焼形態に及ぼす影響にも考察を加えた。すなわち、本実験は、工業用噴霧バーナにおいて、噴流と周囲空気との境界で不可避免的に発生するコヒーレント渦と微小な3次元渦の共存状態が噴霧油滴の運動や燃焼現象に与える影響をシミュレートし、実用噴霧火炎の構造を把握することを狙ったものである。

4.2. 実験装置および方法

図4-1(a)および(b)に、円柱を挿入しない場合と挿入した場合の火炎の直接写真(露光時間1/15s)、ならびにバーナポート部の詳細を示す。図4-1(b)については、ポート出口中心から25mm下流に、直径20mmのステンレス製円柱が水平に挿入される。火炎写真から、円柱を挿入した場合には、円柱の後流によっても火炎が保炎されている様子が分かる。

実験条件は第3章の場合と同一で、主流空気の断面平均流速 $\bar{U} = 5.5\text{m/s}$ 、霧化用空気圧力 $P = 0.4\text{MPa}$ 、灯油-空気質量流量比 $\phi = 0.045\text{kg/kg}$ (当量比約0.75に相当)である。そして、バーナ中心軸を含み円柱軸に直交する平面内において、ポート中心を原点に軸方向座標 $h(\text{mm})$ 、半径方向座標 $r(\text{mm})$ をとって、円柱の有無に関わらず、5mm等間隔に測定点(●印)が配置されている。

図4-2は、図4-1と同一条件で撮影された火炎の短時間露光写真(露光時間1/1000s)である。この火炎像から、目視では図4-1のように見える比較的滑らかな噴霧火炎も、瞬間的には非常に不均一な火炎塊の集合体で、伝ばし易い領域を通して火炎がランダムに伝ばしているように見え

る。また、円柱を挿入した場合には、円柱のない場合と比較して、より小さなスケールの輝炎塊が存在しているように見える。このような複雑な火炎構造を詳細に調べるため、第3章と同一のOH発光、CH発光、油滴ミ-散乱光信号同時測定用光学系を用いた。円柱に相対的な光学系の配置を図4-3に示す。

FLDVならびに3.2.7節の方法を用いて、火炎中での油滴の2次元速度場を計測した。また、PDAにより油滴粒径と速度の同時測定を行い、 $10\mu\text{m}$ 以下の油滴はほぼ気相に追従するとして、粒径別に気相とのスリップ速度を求めた。円柱との位置関係を明らかにするため、円柱に相対的なPDA光学系の配置を図4-4に示す。なお、FLDVとPDAの仕様は第3章のものと同一で、表3-1と3-2に示したとおりである。

4.3. 実験結果および考察

4.3.1. 火炎中の噴霧油滴の2次元流れ場

図4-5(a), (b), (c)に、LDVを用いて火炎中で測定された、油滴の時間平均の速度ベクトル \bar{V} 、変動速度の2乗平均値 $\overline{k_d}$ 、および変動速度の相関値 $\overline{v_h \cdot v'_h}$ を示す。なお、バーナ中心軸に対して右側に円柱を挿入しない場合、左側に円柱を挿入した場合の結果を表示した。

円柱を挿入しない場合には、油滴は速度変動も比較的小さく、外周部を除いて、ほぼバーナ軸に平行に飛行していることが分かる。ただ、平均速度は下流へ行くにつれて多少増加している。一方、円柱を挿入した場合には、発生する渦に対応して、円柱後流の下流や周囲のせん断層で、 $\overline{k_d}$ や $\overline{v_h \cdot v'_h}$ の絶対値の大きな領域が島状に分布している。また、ベクトル図から、 $r \leq 15\text{mm}$ 、 $h \geq 40\text{mm}$ の円柱後流に、中心軸に向う油滴の流れのあることが確認できる。

図中の×印は、強い火炎輝度と油滴数密度の低下によって、ドップラー信号のS/N比が低下したため計測できなかった点を示している。また、

その領域内およびバーナ中心軸上では、用いた視野制限プローブの耐熱性から火炎発光についても計測できなかった。しかし、目視では円柱のすぐ背後に渦巻く火炎の様子が見られた。それより外側では、油滴はバーナ軸にほぼ平行に飛行しているものの、噴霧流外周の混合層に一部の油滴が外向きに飛び出している。

以上の結果を踏まえ、4.3.3 節の火炎発光と油滴ミ-散乱光の同時測定では、円柱後流周囲のせん断層内の火炎に注目した。そして、 $r=15\text{ mm}$ 付近の $h=45\sim 130\text{ mm}$ の領域を中心に、円柱の有無が噴霧火炎構造に及ぼす影響を検討することにした。なお、常温の空気に対して、円柱直径を代表長さとした Re 数は 7364 である。

4.3.2. 火炎中の噴霧油滴の PDA 計測

円柱の有無による粒径別の油滴の速度場を調べるために、PDA による油滴粒径と速度の同時測定を行った。

図 4-6 と 図 4-7 に円柱がない場合と円柱がある場合の、火炎中の気相の絶対速度と、粒径ごとの油滴のスリップ速度を示す。図 4-6 の円柱がない場合には、スリップ速度は非常に小さい。一方、円柱がある場合には、図 4-5(a) に示したように円柱後流に循環領域が見られ、気相の流れに追従する $10\text{ }\mu\text{m}$ 以下の油滴はバーナ中心軸方向へ向かっているが、粒径の大きな油滴ではバーナ外周方向にスリップ速度が生じている。

図 4-8(a), (b) に、それぞれ、円柱がない場合と円柱がある場合の $h=50\text{ mm}$, $r=0\sim 20\text{ mm}$ における油滴の粒度分布を示す。円柱がある場合には、円柱後流の循環流領域で小粒径の油滴が多いことが分かる。

図 4-9 と 図 4-10 に、それぞれ、油滴のザウテル平均粒径 D_{32} と、油滴の数密度⁽¹¹⁾ N_p の分布を示す。図 4-5 と同様に、バーナ中心軸に対して右側に円柱を挿入しない場合、左側に円柱を挿入した場合の結果を表示した。

円柱後流の循環流領域で D_{32} , N_p 共に, 小さな値となっている.

4.3.3. 火炎発光および油滴ミーン散乱光の同時時系列信号

図 4-11 および図 4-12 に, 円柱を挿入しない場合と挿入した場合の, OH ラジカル自発光信号 I_{OH} , CH バンドの火炎発光信号 I_{CH} , 油滴ミーン散乱光信号 I_{MS} の, 同時時系列データの一例を示す. 各図の(a)と(b)は, それぞれ, 軸方向距離 $h=55\text{mm}$ と 130mm に対応しているが, 半径位置は共通で, $r=15\text{mm}$ である.

さて, 円柱を挿入しない場合, 火炎の比較的上流部 (図 4-11(a)) では OH-CH 信号間の対応がよく, これらの信号とミーン信号 I_{MS} とは反転傾向にある. すなわち, 青炎燃焼領域が, 油滴クラスター内部ではなく, クラスター間の燃料蒸気が存在する領域に存在していると考えられる. 一方, 下流部 (図 4-11(b)) では OH-CH 信号間の対応が悪くなり, I_{MS} 信号はその頻度・持続時間ともに減少しており, OH 信号よりも CH 信号に連動している部分もある. これは, 蒸発・燃焼によって油滴クラスターの規模が小さくなり, クラスター内部にすす発生を伴う輝炎燃焼領域が発生していることを想像させる.

一方, 円柱を挿入した場合の OH 信号と CH 信号 (図 4-12) を比較すると, 上流部(a)ではピークの出現時期, 形状ともに, 円柱を挿入しない場合ほどではないが, かなりよく対応している. ところが, 下流部(b)ではその対応があまり見られず, 波形そのものも異質な部分が多く見受けられる. ミーン信号は, 測定位置にかかわらず, 円柱の挿入によって検出頻度が低下し, 持続時間も短縮される. 一方, CH 信号とミーン信号の対応は, 円柱を挿入しない場合よりも良好な場合が多い. これは, 円柱を挿入すると, 円柱後流部での激しい混合によって, 油滴クラスターが急激に蒸発・燃焼し, 粗大油滴や濃厚な微小クラスターだけが残存して, それらがすす発生を伴う拡散的な燃焼を行うためであると考えられる.

4.3.4. 統計解析およびスペクトル解析

前節で示した信号をさらに詳しく検討するために、統計解析とスペクトル解析を行った。

図 4-13(a), (b)は、火炎中に円柱を挿入しない場合と挿入した場合の、ミー信号の自己相関係数 $R_{Ms}(\tau)$ である。ただし、 τ は隔たり時間で、各グラフの原点を測定点に合わせて配列している。円柱の有無にかかわらず、下流に行くにしたがってピークの幅（半値幅）が狭まっており、蒸発と燃焼によって、油滴クラスターのスケールが縮小する様子が見える。しかし、同じ位置で比較すると、円柱を挿入した場合の方が半値幅が半分以上に狭まっており、クラスターのスケールが縮小されることが分かる。また、円柱後流せん断層において、 $\tau = \pm 2\text{ms}$ 付近に第 2 のピークが見られることが多く、およそ 8m/s の流速場（図 4-5 参照）内のコヒーレント渦の影響で、十数 mm 周期の油滴濃度変動（むら）が形成される様子が見える。

ミー信号のパワースペクトル $W_{Ms}(f)$ によっても、このことは裏付けられている（図 4-14 参照）。円柱の有無にかかわらず、ミー散乱光信号のパワースペクトルの全体的なピークは 100Hz 付近にある。円柱を挿入しない場合には、それ以外の卓越周波数成分は見られず、蒸発と燃焼が進むにつれて、サブクラスターがランダムに形成されるようである。ところが円柱を挿入すると、 $r=10\text{mm}$ の円柱後流せん断層に 1kHz 前後の卓越周波数成分がいくつか現れ、油滴濃度の周期的な変動が確認できる。

つぎに、OH 信号と油滴ミー散乱信号の関係を調べるために、両者の相互相関係数 $S_{OH,Ms}(\tau)$ を計算した。その結果を図 4-15 に示す。ただし、 τ は OH 信号に対するミー信号の遅れ時間である。円柱を挿入しない場合 (a) と、挿入した場合 (b) の最も大きな違いは、円柱後流せん断層の影響が少ない $r=15\text{mm}$ と 20mm の上流域を除いて、 $\tau=0\text{ms}$ にあった深い窪み

が円柱の挿入によって消失し、逆に $\tau=0\text{ms}$ 付近の正のピークに変わっていることである。これは、円柱を挿入しない場合、油滴クラスター内部にまで火炎が侵入せず、外周部だけで燃焼していたクラスターが、円柱を挿入したことにより、内部から燃焼し始めたことを意味する。この正のピークの高さは上流域では低いが、蒸発と燃焼が進むにつれて高くなっている。

円柱を挿入した場合に、油滴クラスターが最初から内部で燃焼を始めた理由として、油滴とガス間のスリップの影響（図 4-6, 4-7 参照）と、せん断層での乱れの影響（図 4-5 参照）が考えられる。このどちらもがクラスターの中心部に到達する酸素量を増加させる方向に働くので、総蒸発量とガス交換量の比と定義される群燃焼パラメータ G の実効値が減少し、内部群燃焼ないしは単滴燃焼が起こり易くなるのであろう。もちろん、図 4-10 に示したように、流れ模様の変化によって油滴数密度が減少したことの影響も考えられる。しかし、乱れとスリップが噴霧燃焼を支配する重要なパラメータであることは間違いない。

油滴の濃度と燃焼反応強度との関係をさらに明確にするために、OH 発光信号とミ-信号の間のフェーズ $P_{\text{OH,MS}}(f)$ を計算した。その結果を 図 4-16 に示す。ただし、 f はフーリエ周波数である。円柱を挿入しない 図 4-16(a) では、どの半径位置においても、 $h=110\text{mm}$ 付近から下流で、 $f=50\text{Hz}$ 付近の低周波領域のフェーズが π ラジアンから 0 ラジアンに変わっている。すなわち、大きなスケールで見ると、それまで逆位相であった油滴濃度と燃焼反応強度とが同位相に遷移している。遷移した原因は、もちろん、蒸発と燃焼によって油滴密度が減少するとともに、クラスターのスケールが縮小したことにある。ところが、円柱を挿入した (b) では、 $r=20\text{mm}$ の上流領域 ($h \leq 65\text{mm}$) を除いて、 500Hz 以下の低周波数領域でフェーズが 0 または 2π ラジアンとなっている。 0 と 2π の 2 つの値が出ているのは計算上の問題で、どちらも同位相を意味するから、火炎が

早い時期からクラスター内部に侵入していることを示唆している。

つぎに、青炎のみならず、輝炎と油滴クラスターとの位置関係を調べるために、CH 信号とミ-信号との相互相関係数 $S_{CH,MS}(\tau)$ を図 4-17(a), (b) に示す。円柱を挿入しない(a)の場合、 $S_{CH,MS}(\tau)$ は図 4-15(a) の $S_{OH,MS}(\tau)$ とほとんど同じ傾向を示している。これは、火炎の全域にわたって、油滴クラスターの燃焼が青炎に支配されていることを意味している。なお、肉眼では輝炎も観察されるが、すすの固体発光が弱いために、CH ラジカルの化学発光が CH 信号の主要部分を占めているのであろう。ところが円柱を挿入した(b)を見ると、 $h \leq 85\text{mm}$ の上流部において $S_{CH,MS}(\tau)$ は図 4-15(b) の $S_{OH,MS}(\tau)$ とほぼ同じ傾向を示すものの、それより下流域においては、ピークの高さが非常に高くなっている。これは、上流域では青炎に支配されていたクラスターの燃焼が、輝炎支配に遷移することを意味している。この場合、肉眼でも下流領域の輝炎発光が強く、大きな輝炎塊が飛行するのが観察される。

以上のことから、噴霧油滴の群燃焼形態が噴霧濃度や油滴クラスタースケールの減少に伴って、徐々に外殻燃焼・外部群燃焼から内部群燃焼・単滴燃焼に遷移するという予混合噴霧火炎に共通の結果（第3章参照）が本実験でも得られた。さらに、円柱を挿入することで発生する渦運動、乱流混合、スリップといった、せん断層特有の現象が油滴クラスターのガス交換を促進し、早い時期からクラスター内部で内部群燃焼ないしは単滴燃焼を引き起こすとともに、油滴の空間的なむら、すなわち、油滴の不均一な分散あるいは合体により濃いサブクラスターを生み出し、青炎中に輝炎塊を作り出すと考えられる。

この輝炎は伝熱の面から見ると有用であるが、環境の面から見るとすすを排出するため有害である。それゆえ、工業炉などにあつては、火炎上流域で輝炎を発生させ、下流域で輝炎を抑制するというように、噴霧火炎を制御することができれば、伝熱促進と低公害化の両立を図ること

が可能となる。

4.4. むすび

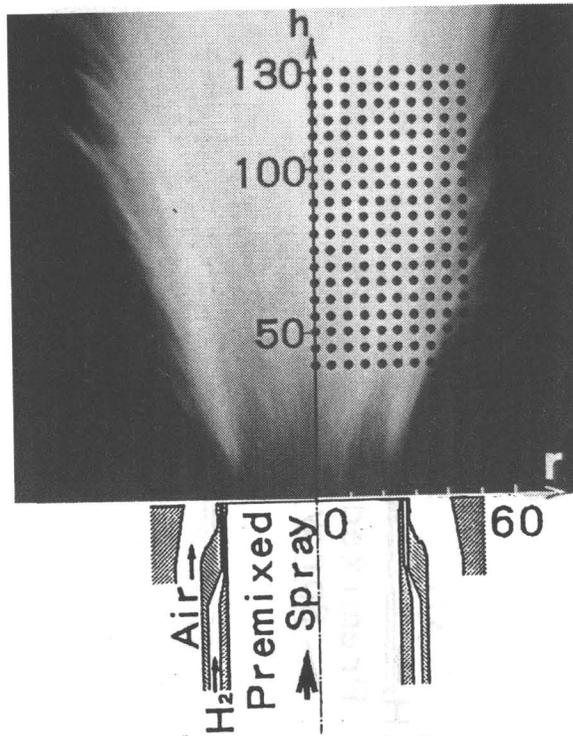
工業用噴霧バーナに見られる、噴霧流と周囲空気との境界で不可避免的に発生するコヒーレント渦と微小な 3 次元渦の共存状態が噴霧火炎に与える影響をシミュレートし、実用噴霧火炎の構造を把握するために、環状の水素拡散パイロット火炎によって安定化された予混合噴霧火炎中に円柱を挿入して、円柱後流のせん断層や巨大コヒーレント渦が燃焼形態や火炎構造に及ぼす影響を調べた。その結果、噴霧油滴の群燃焼形態が噴霧濃度や油滴クラスタースケールの減少に伴って、徐々に外殻燃焼・外部群燃焼から内部群燃焼・単滴燃焼に遷移するという予混合噴霧火炎に共通する傾向は見られたものの、円柱を挿入することによって、以下のような相違が明らかになった。

- (1) 円柱の挿入により、油滴クラスターのスケールが、円柱のない場合と比較して顕著に減少する。
- (2) 円柱を挿入しない場合には、100Hz 程度の緩やかな濃度変動に対応する大スケールの油滴クラスターと、燃焼の過程で形成されるランダムなサブクラスターが観察されるだけであるが、火炎中に円柱を挿入すると、後流せん断層のコヒーレント渦の影響で、十数 mm 周期の濃度変動(むら)に対応するサブクラスターが形成される。
- (3) 円柱を挿入しない場合、上流部ではクラスターの中心部にまで火炎が侵入せず、外周部で青炎燃焼が生じる。一方、円柱を挿入した場合には、乱流混合や油滴のスリップのために、クラスターのガス交換が活発化し、早い時期からクラスター中心部で燃焼が生じる。このことから、乱流混合や油滴のスリップは油滴クラスターの燃焼形態に大きな影響を及ぼすと考えられる。
- (4) 円柱を挿入しない場合の油滴クラスターの燃焼は青炎支配であるが、

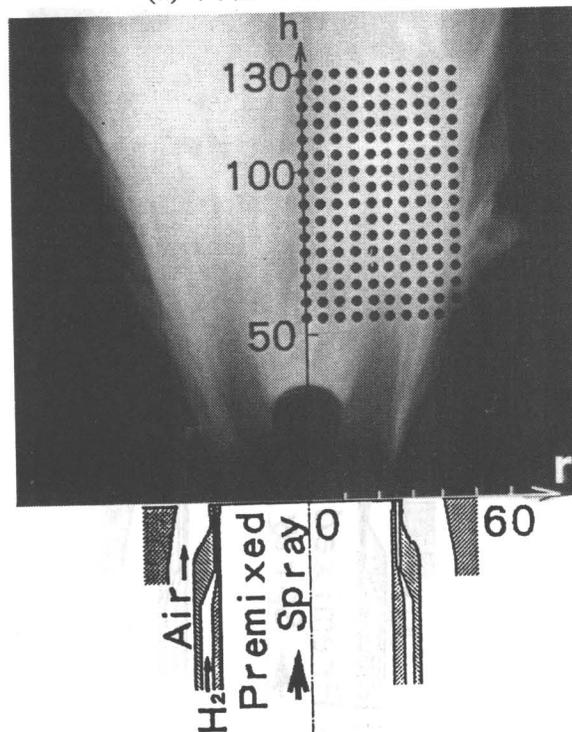
円柱を挿入すると、輝炎燃焼支配に遷移し易くなる。これは、円柱後流せん断層における流れ模様の変化、渦運動、油滴のスリップなどによって濃いサブクラスターが形成され、それが青炎に埋もれて輝炎燃焼をするためである。

4.5. 参考文献

- (1) Chiu, H.H. and Liu, T.M., *Combust. Sci. Technol.*, 17 (1977), 127.
- (2) Chiu, H.H. · 他 2 名, 19th Symp. (Int.) on Combust., (1982), p.971, The Combustion Institute.
- (3) Brown, G.L. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, 64 (1974), 775.
- (4) Parker, L.J., Sawyer, R.F. and Ganji, A.R., *Combust. Sci. Technol.*, 20 (1979), 235.
- (5) Ganji, A.R. and Sawyer, R.F., *AIAA J.*, 18 (1980), 817.
- (6) Pitz, R.W. and Daily, J.W., *AIAA J.*, 21 (1983), 1565.
- (7) Keller, J.O. and Daily, J.W., *AIAA J.*, 23 (1985), 1937.
- (8) Katsuki, M., Mizutani, Y., Choi, B.R., Shibata, E., and Akimoto, K., *Buletin of JSME*, 27 (1984), 2818.
- (9) Wang, M.R. and Liu, Y.C., Abstract Volume, IUTAM Symp. on Aerothermodynamics in Combustors, Taipei, Taiwan, (1991), p.115.
- (10) Bellan, J. and Harstad, K., 23rd Symp. (Int.) on Combust., (1991), p.1375, The Combustion Institute.
- (11) Saffman, M., *Applied Optics*, 26-13 (1987), 2592.



(a) 円柱のない場合

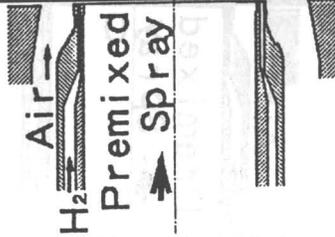


(b) 円柱のある場合

図 4-1 バーナポート部の詳細と火炎の直接写真 (露光時間 1/15s)



(a) 円柱のない場合



(b) 円柱のある場合

図 4-2 火炎の短時間露光写真 (露光時間 1/1000s)

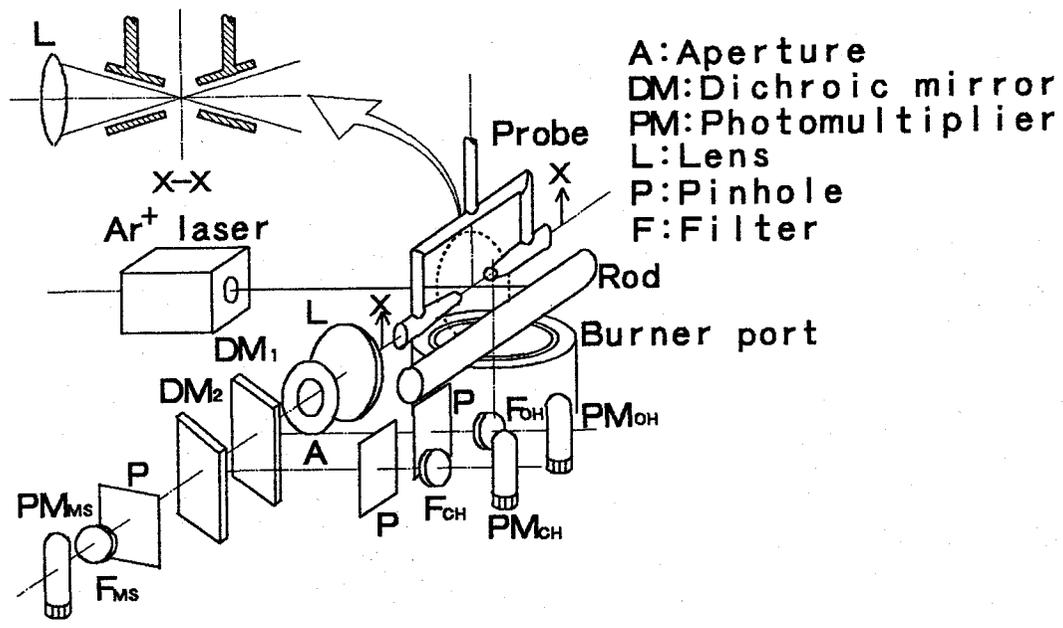


図 4-3 OH 発光, CH 発光, 油滴ミ - 散乱光信号同時測定用光学系 (円柱のある場合)

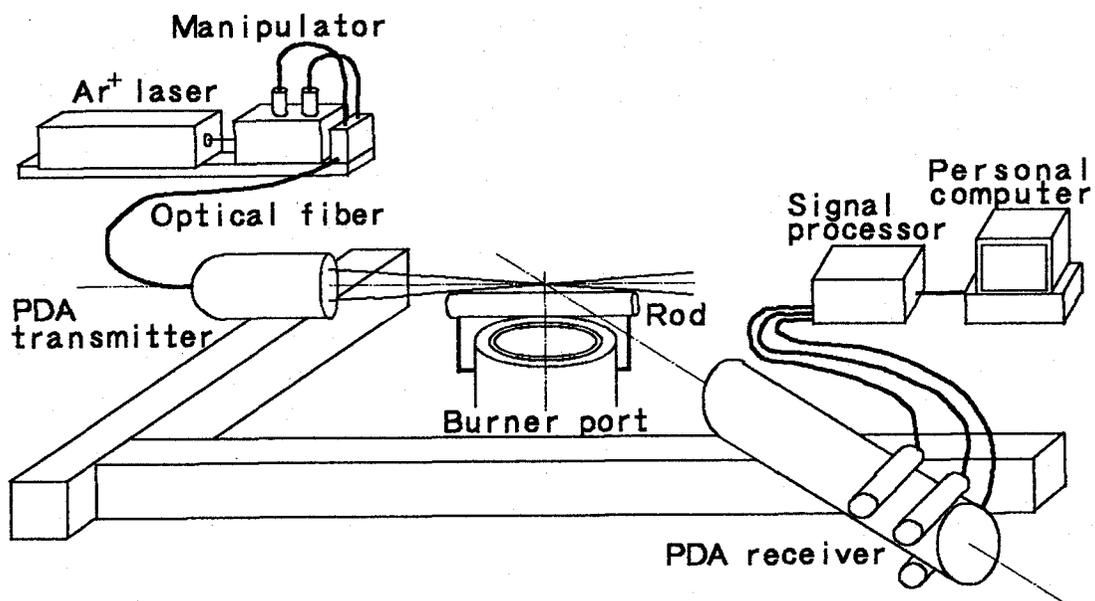
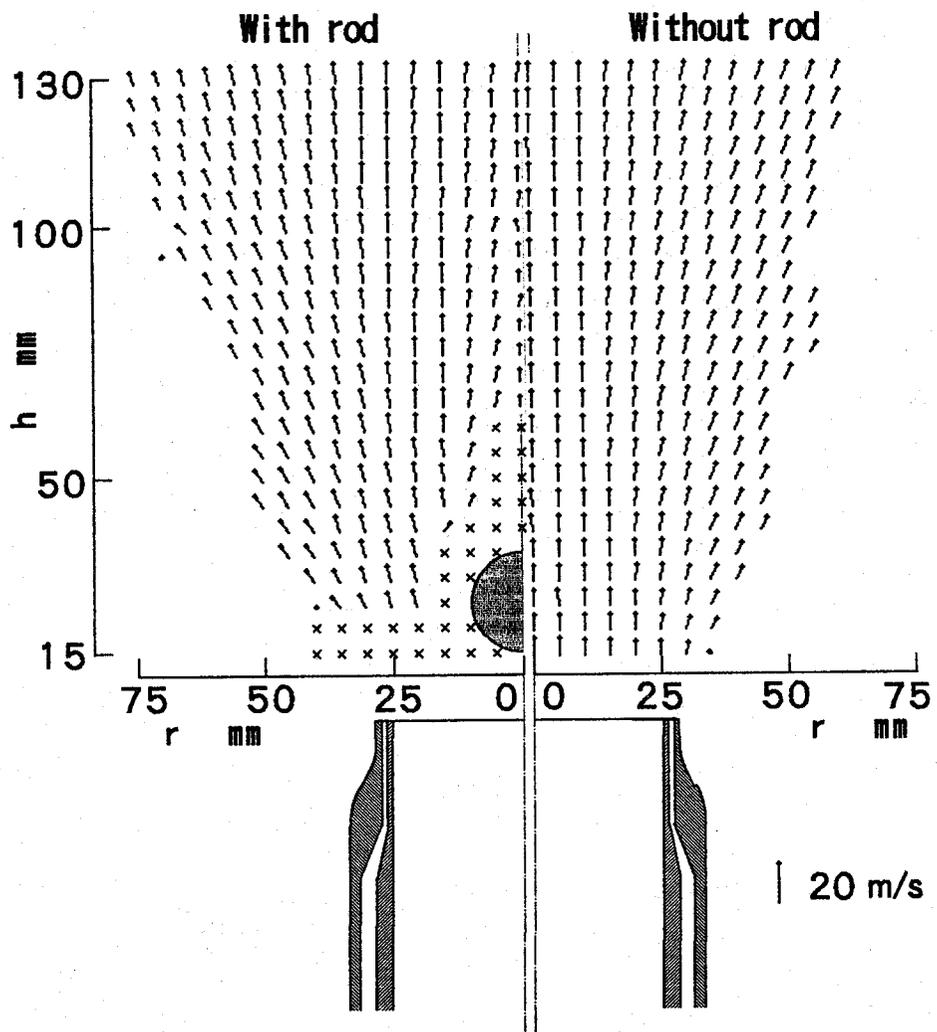
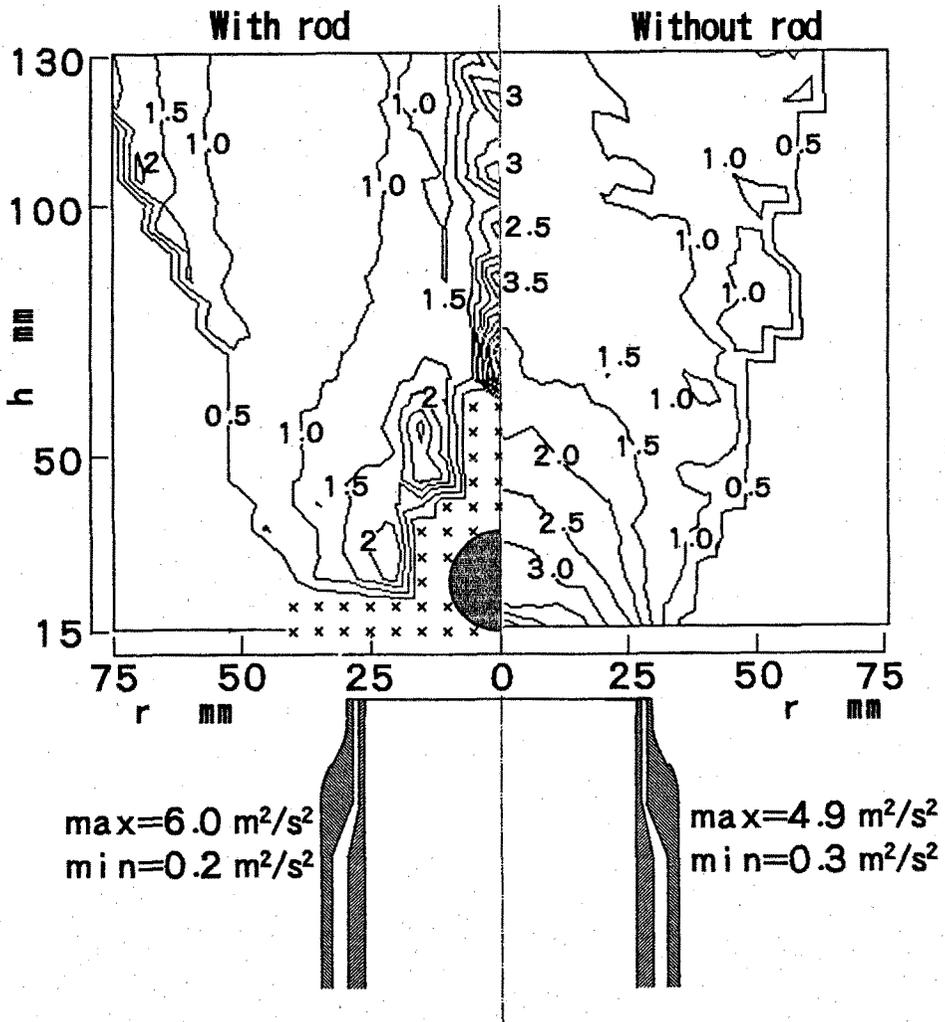


図 4-4 PDA 光学系 (円柱のある場合)



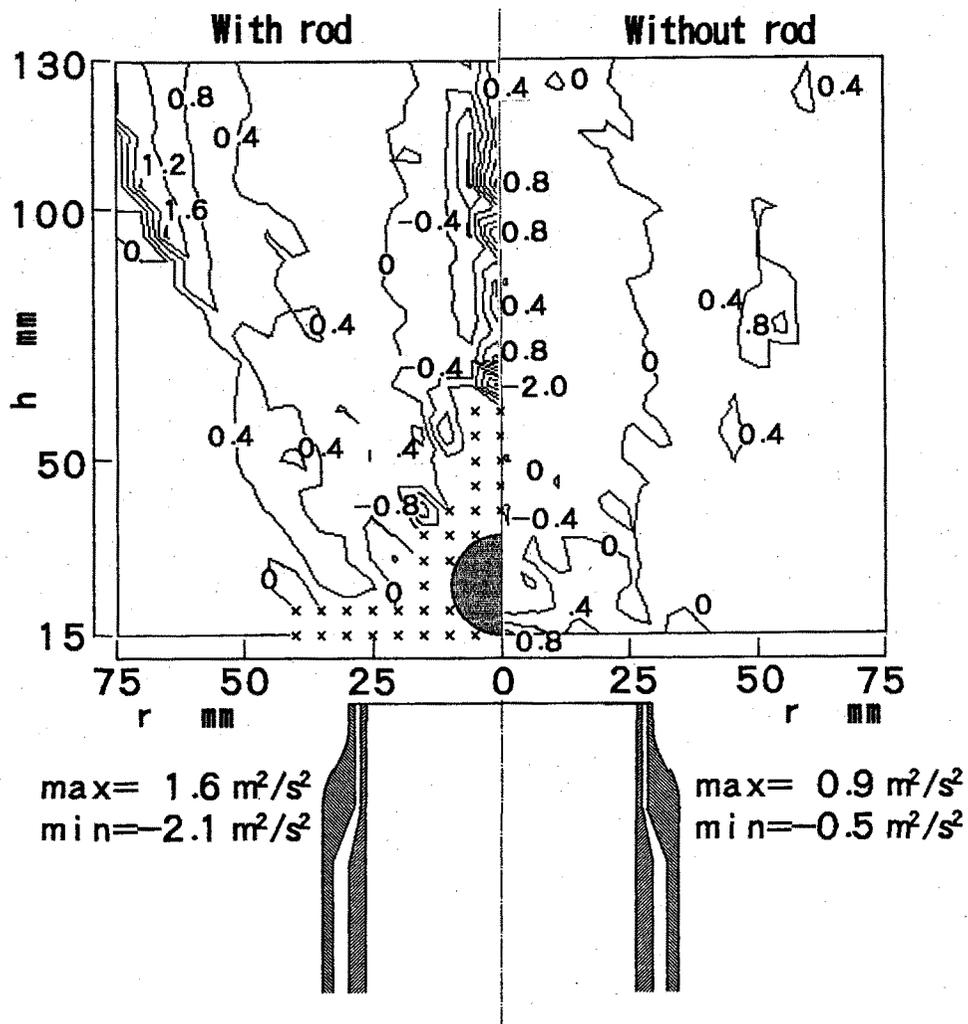
(a) \bar{V}

図 4-5 火炎中の油滴の 2 次元流れ場



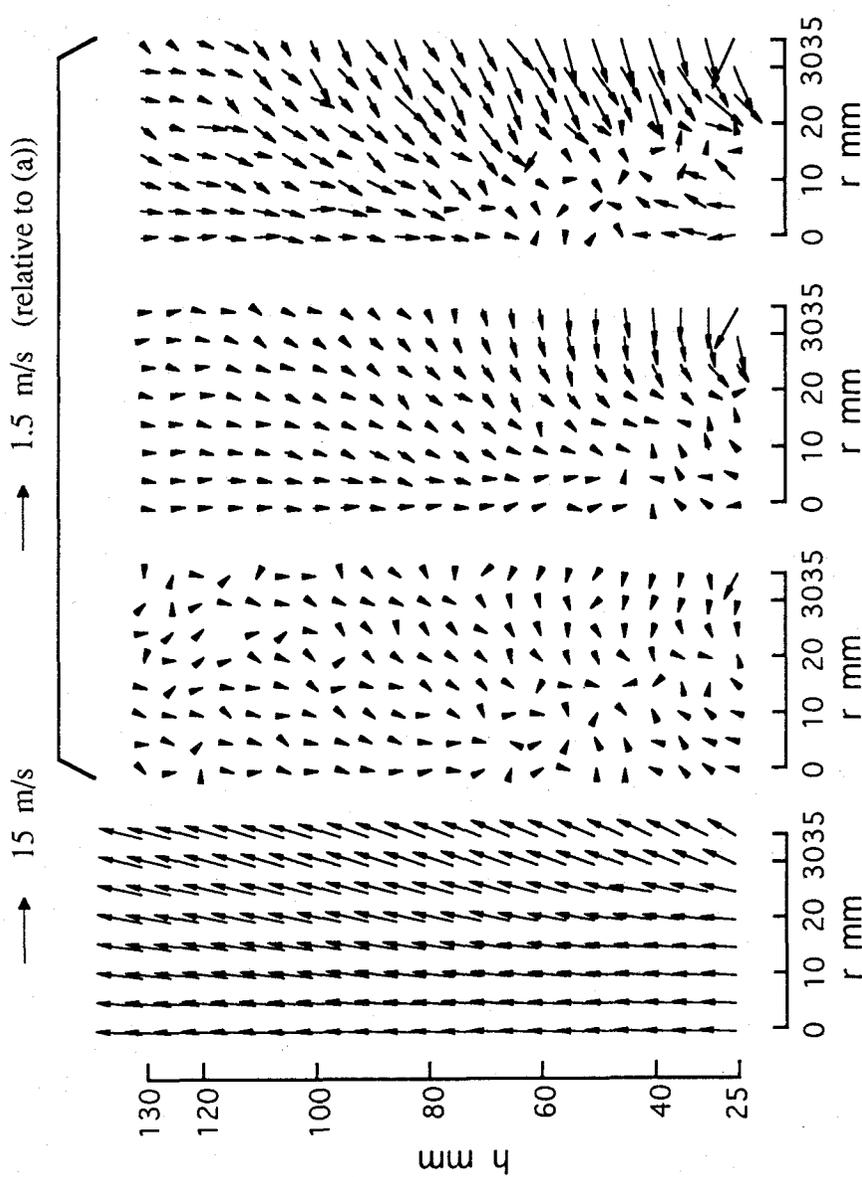
(b) \bar{k}_d

図 4-5 火炎中の油滴の 2 次元流れ場 (続き)



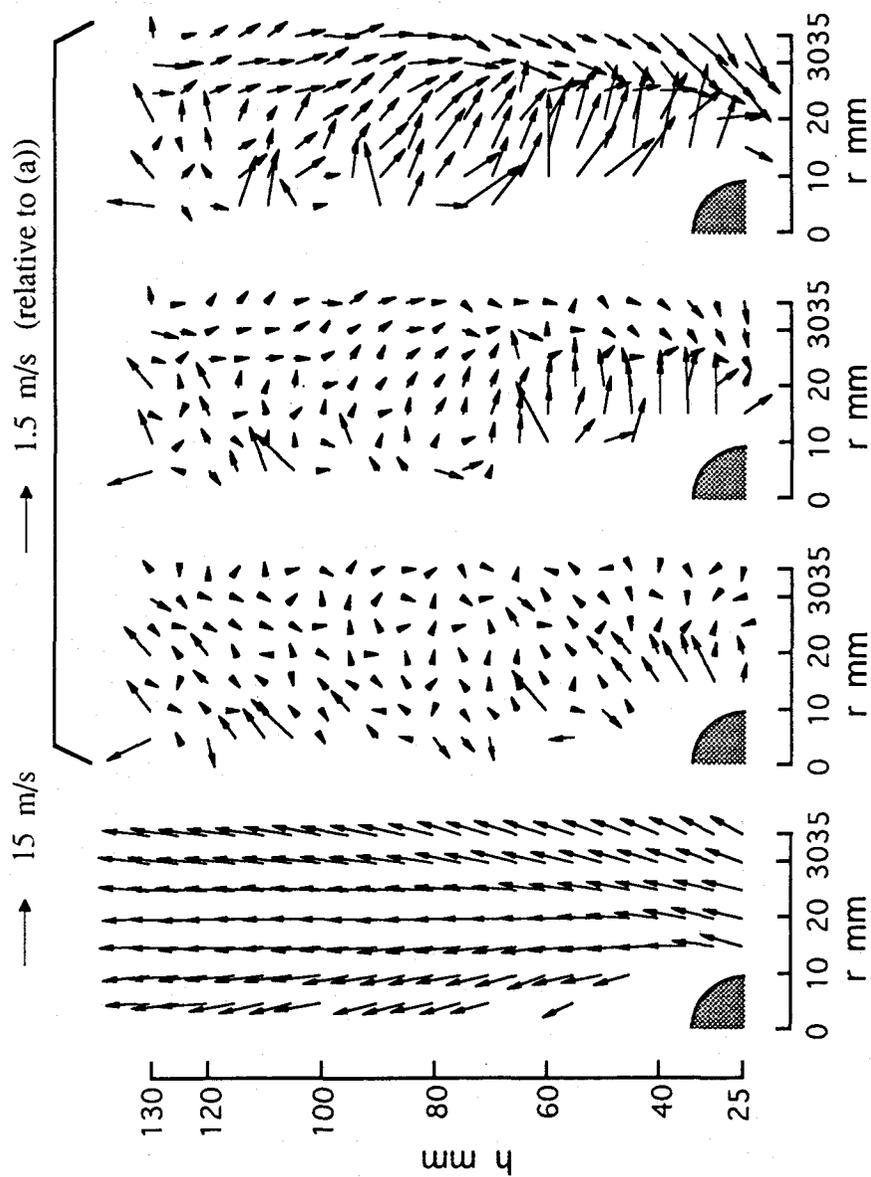
(c) $\overline{v'_h \cdot v'_r}$

図 4-5 火炎中の油滴の 2 次元流れ場 (続き)



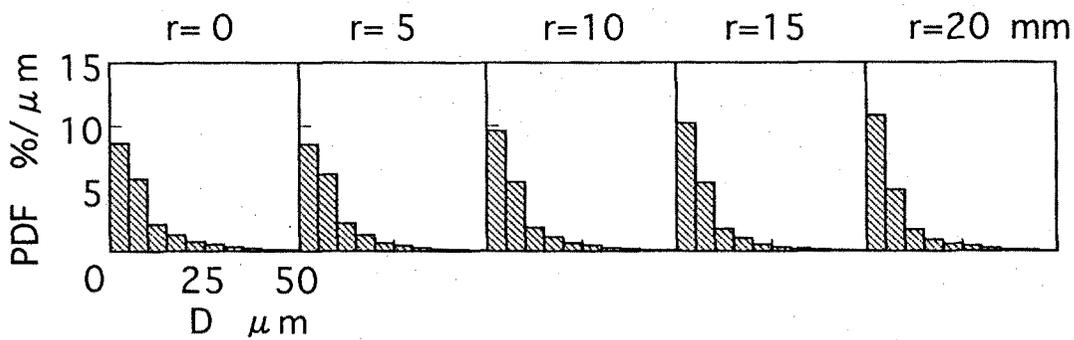
(a) 気相絶対速度 (0~10 μm) (b) スリップ速度 (10~30 μm) (c) スリップ速度 (30~50 μm) (d) スリップ速度 (50~70 μm)

図 4-6 火炎中の気相速度と粒径ごとの油滴スリップ速度 (円柱のない場合)

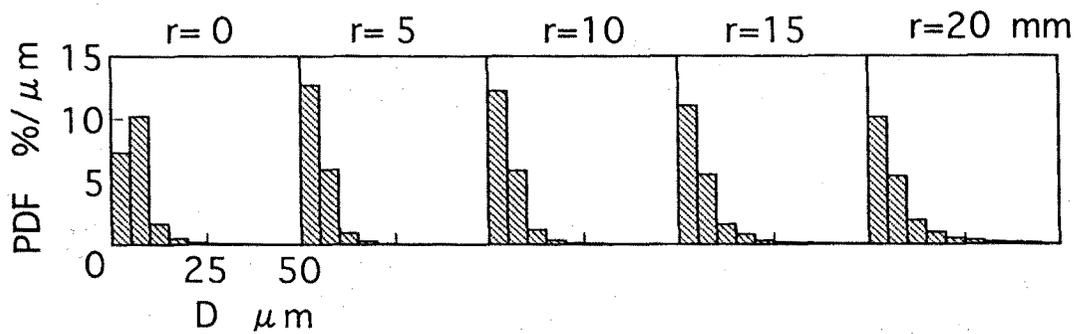


(a) 気相絶対速度 (0~10 μm) (b) スリップ速度 (10~30 μm) (c) スリップ速度 (30~50 μm) (d) スリップ速度 (50~70 μm)

図 4-7 火炎中の気相速度と粒径ごとの油滴スリップ速度 (円柱のある場合)



(a) 円柱のない場合



(b) 円柱のある場合

図 4-8 噴霧の粒度分布($h = 50$ mm)

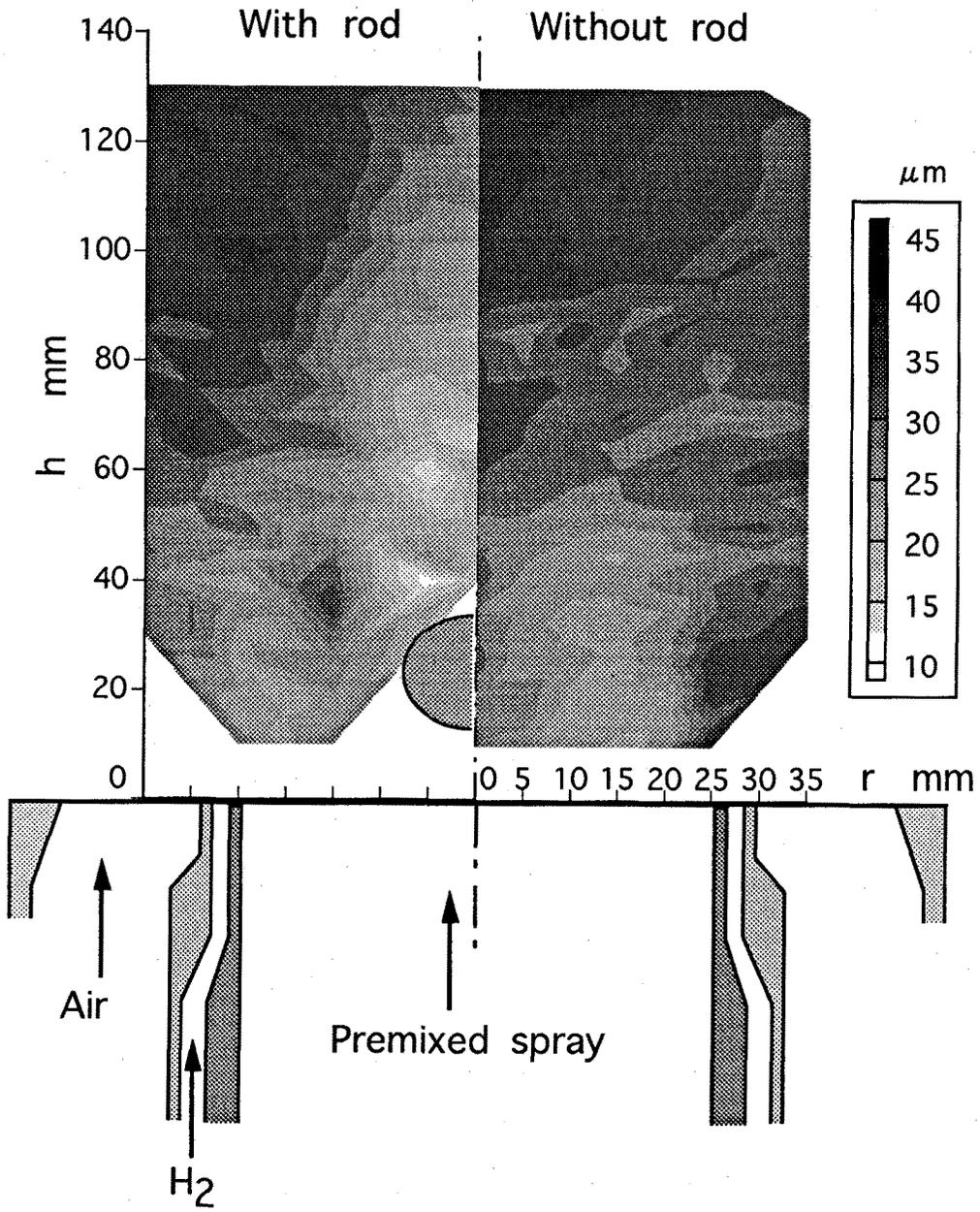


図 4-9 油滴のザウテル平均粒径 D_{32} の分布

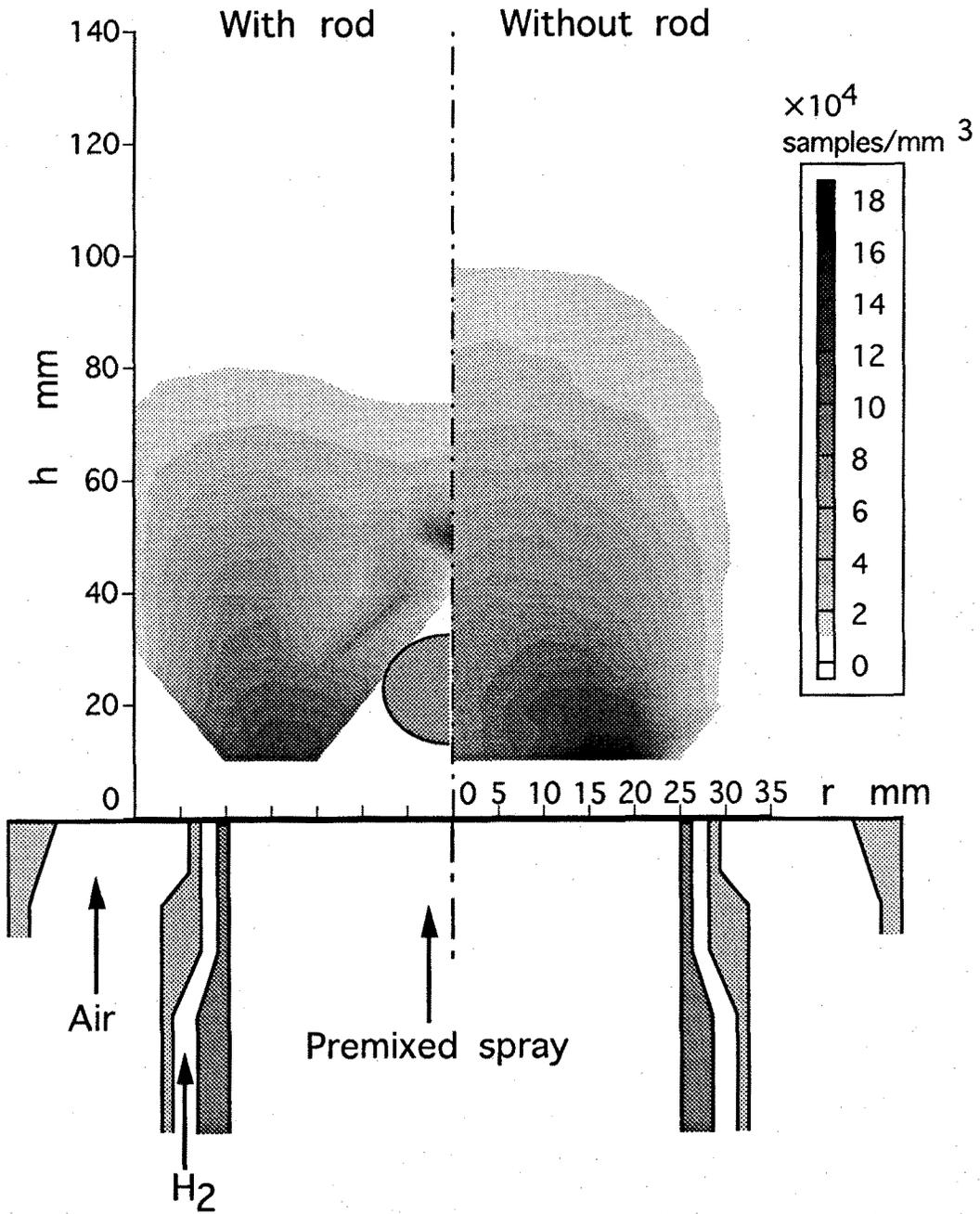
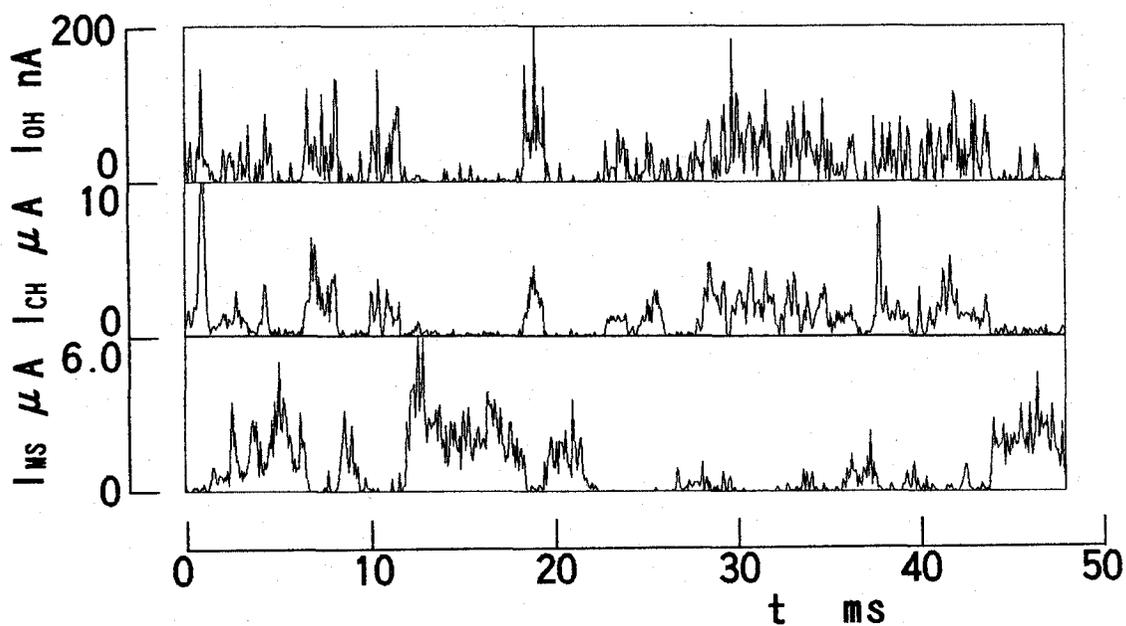
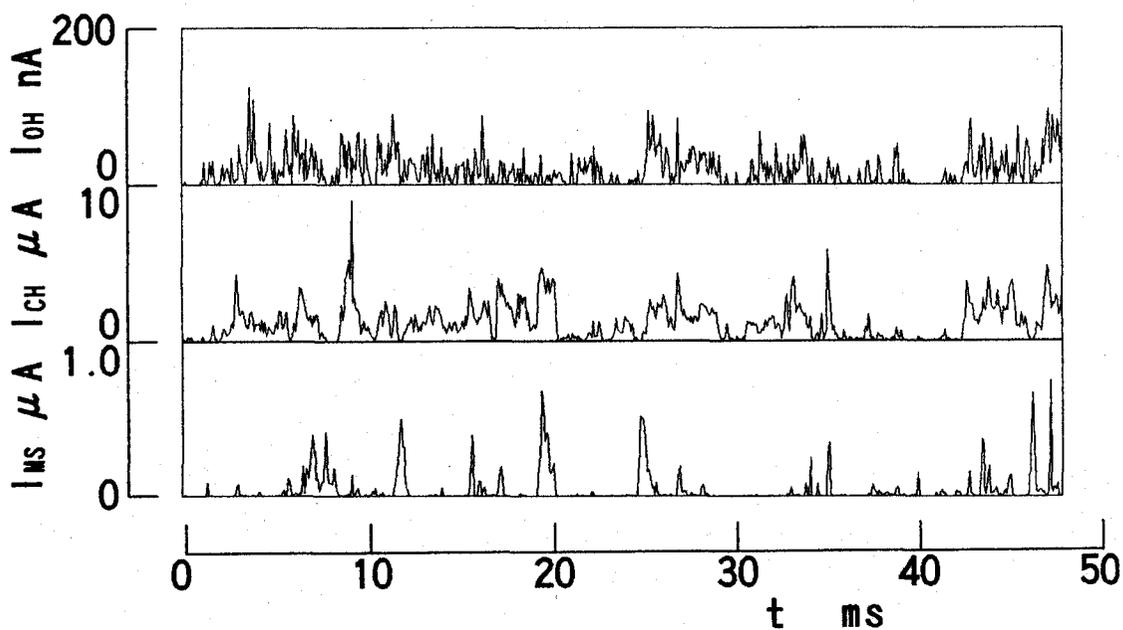


図 4-10 油滴の数密度の分布

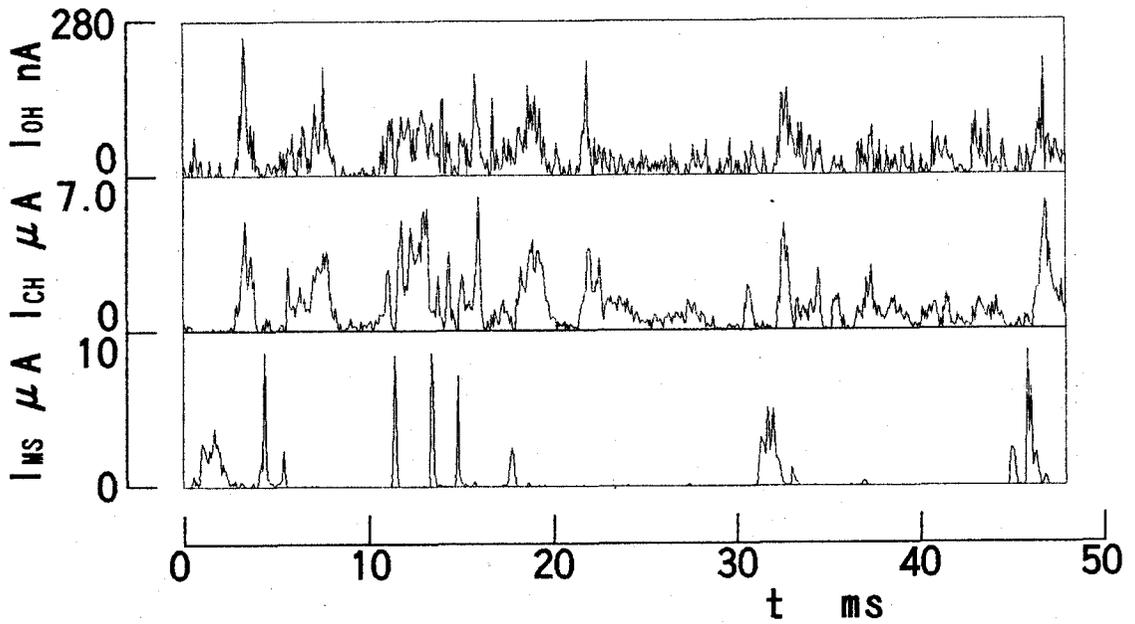


(a) $h=55\text{mm}$

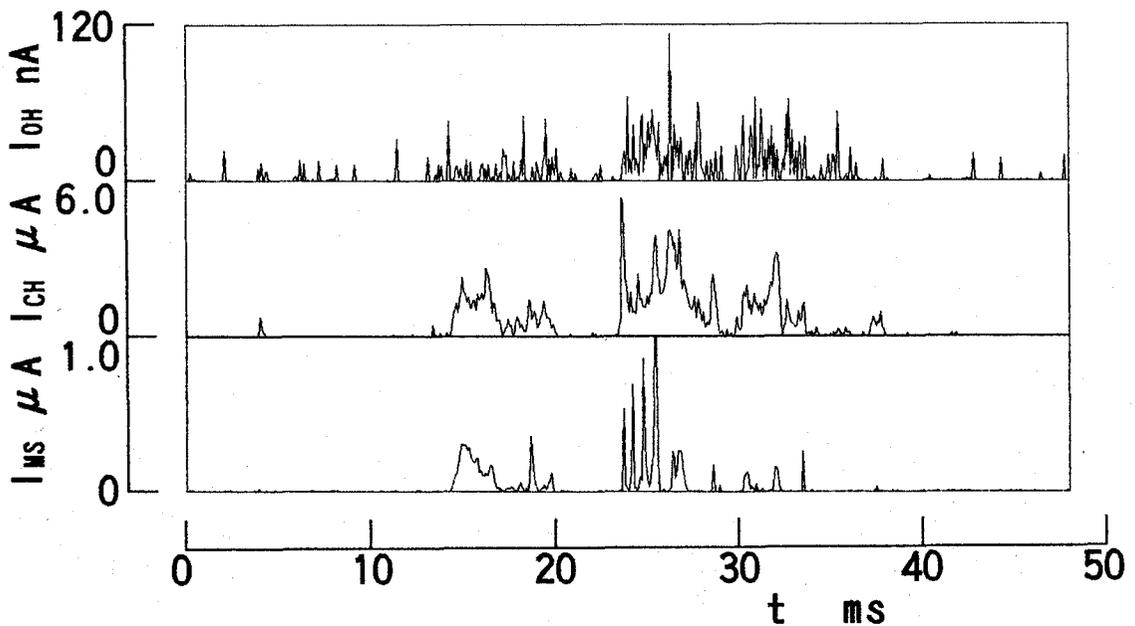


(b) $h=130\text{mm}$

図 4-11 円柱のない場合の、OH と CH 発光、油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データ ($r=15\text{mm}$)

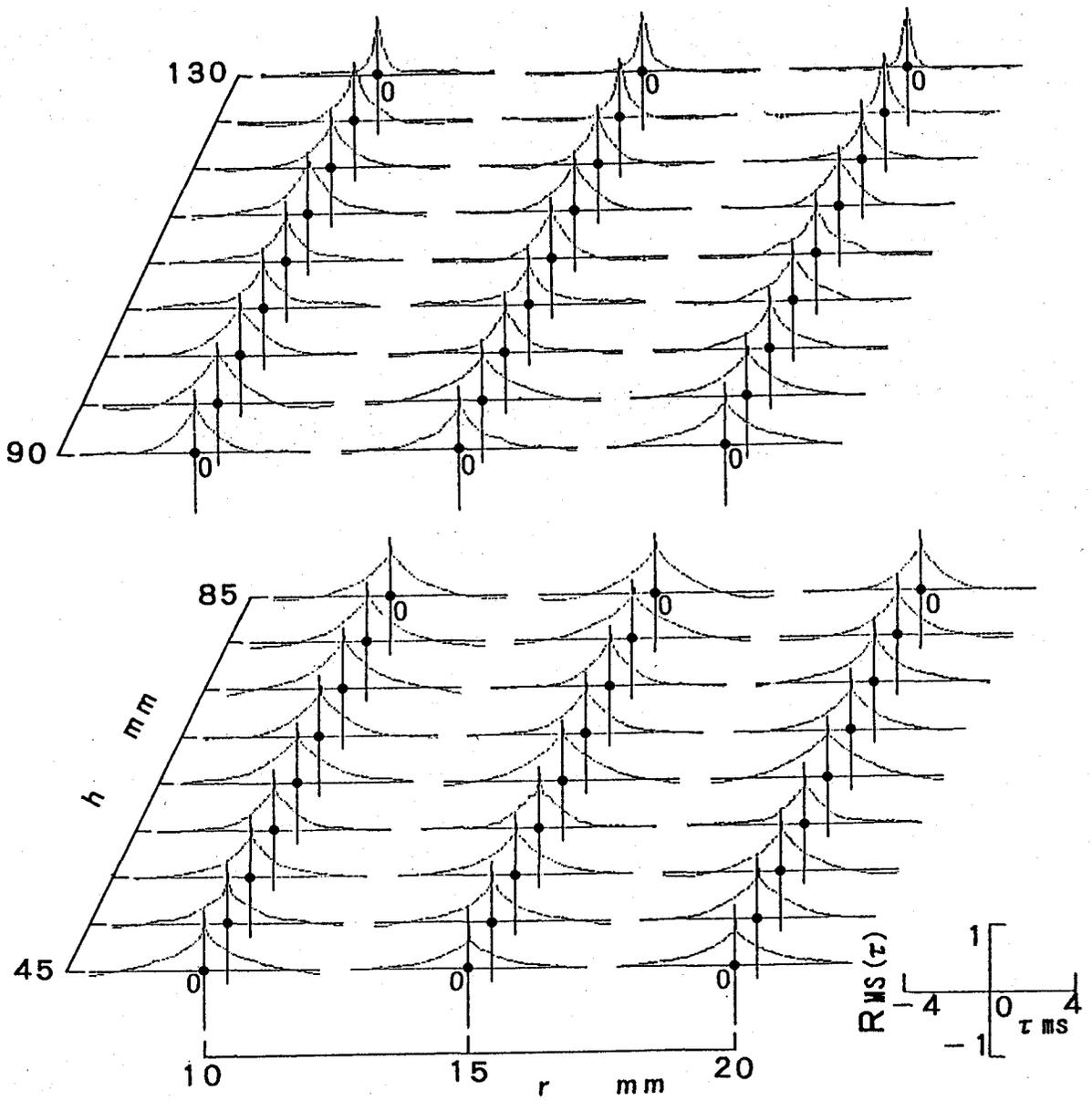


(a) $h=55\text{mm}$



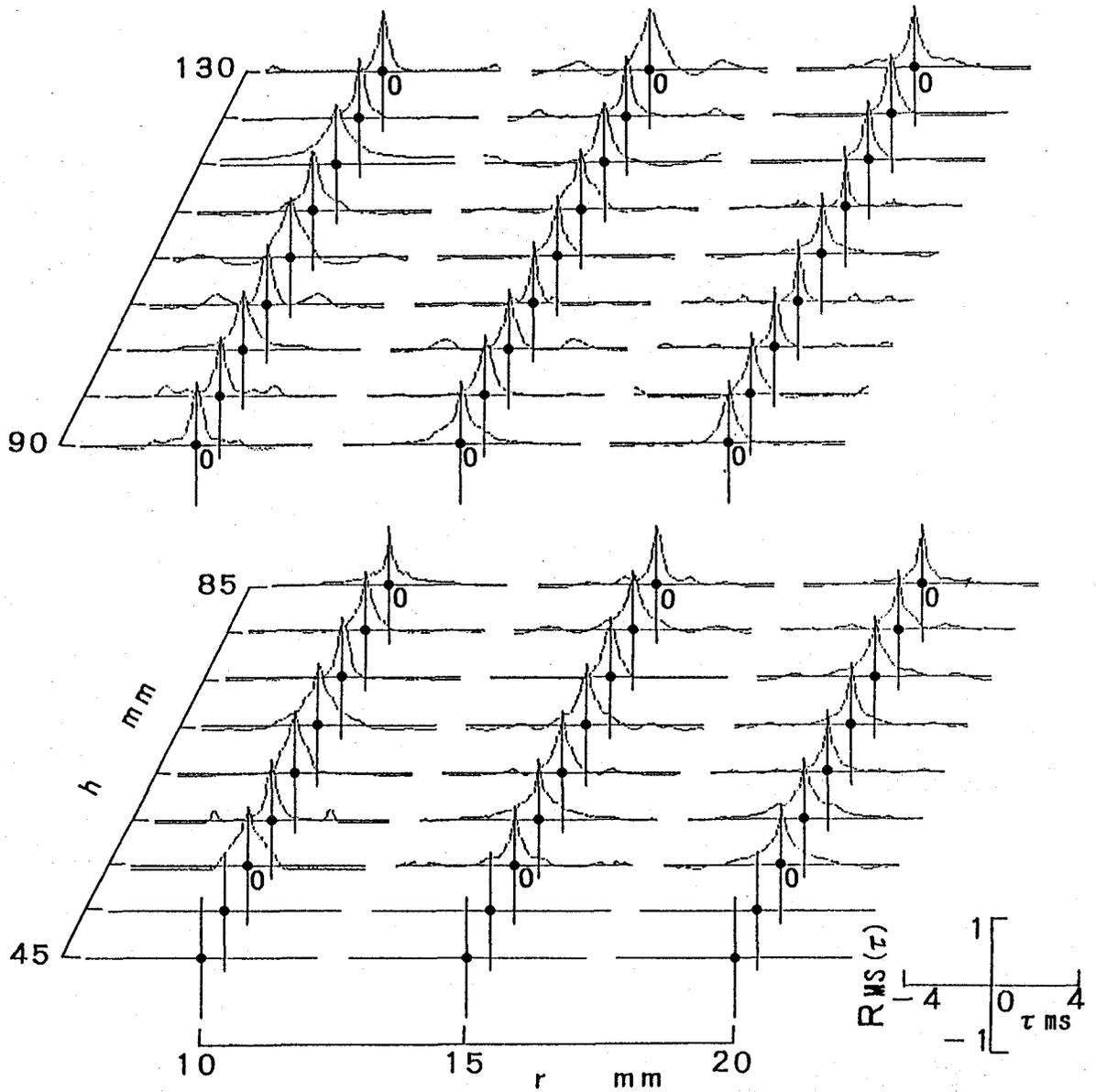
(b) $h=130\text{mm}$

図 4-12 円柱のある場合の、OH と CH 発光、油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データ ($r=15\text{mm}$)



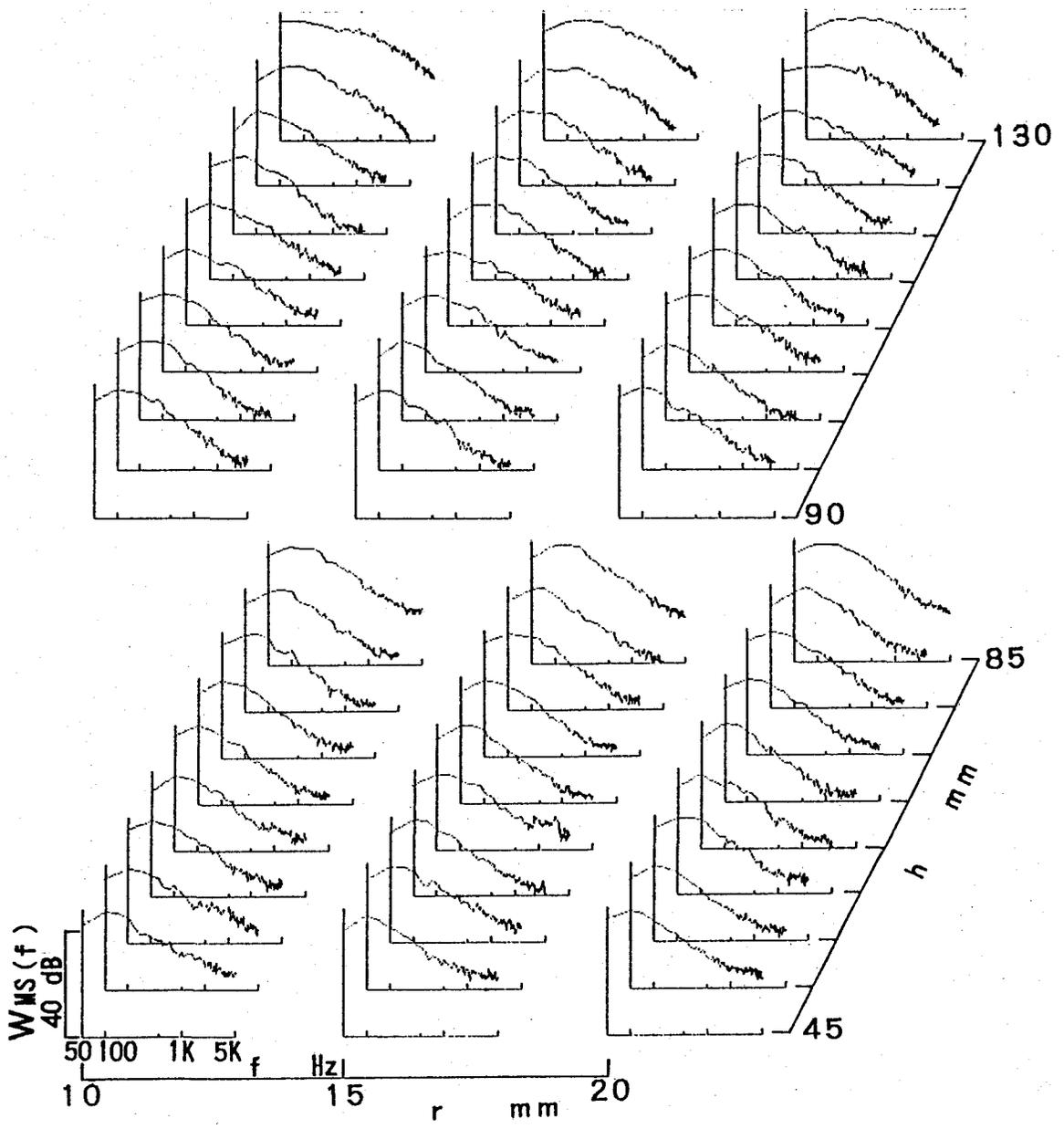
(a) 円柱のない場合

図 4-13 油滴ミ-散乱光信号の自己相関係数



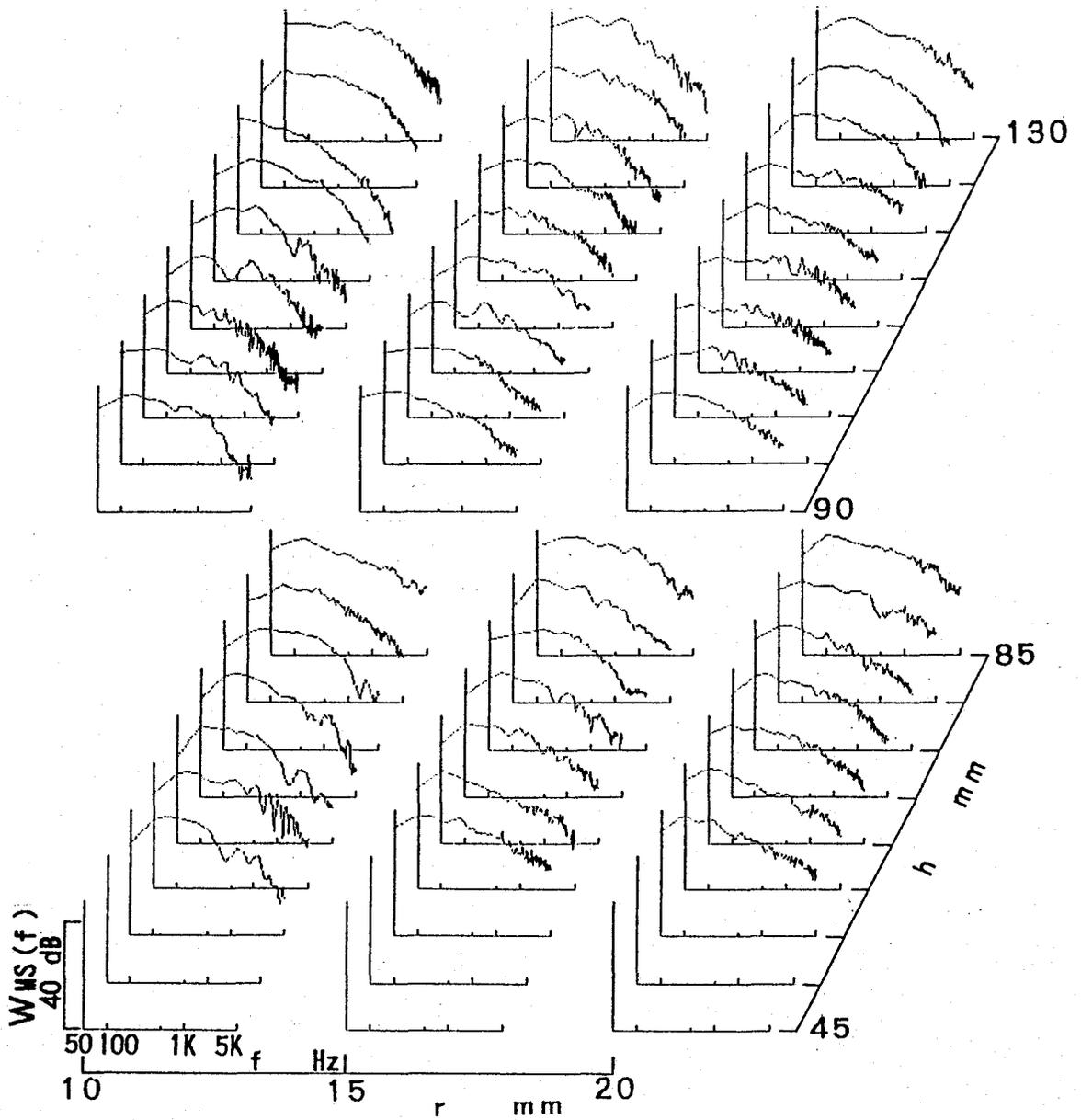
(b) 円柱のある場合

図 4-13 油滴ミ-散乱光信号の自己相関係数 (続き)



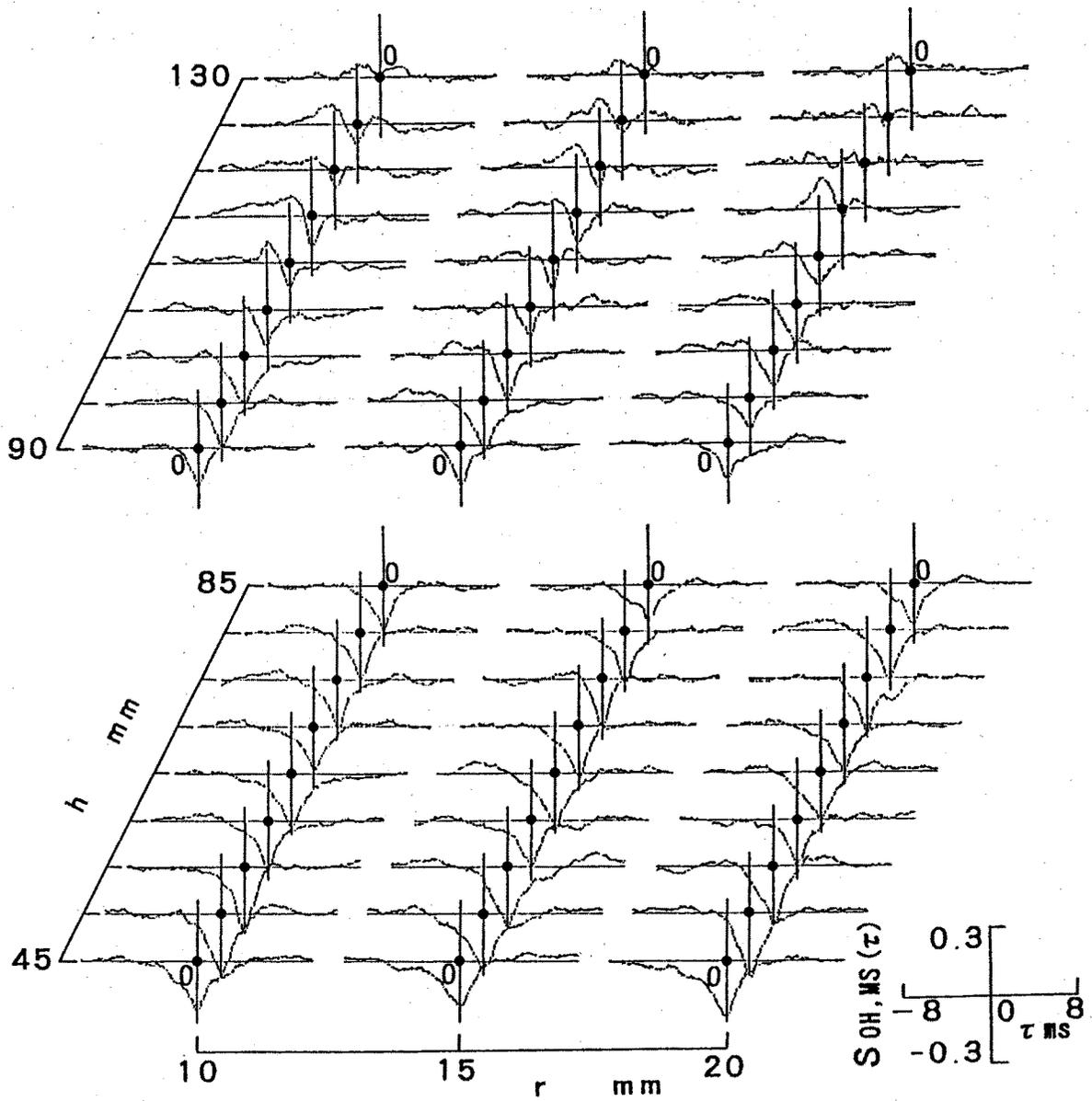
(a) 円柱のない場合

図 4-14 油滴ミエ散乱光信号のパワースペクトル



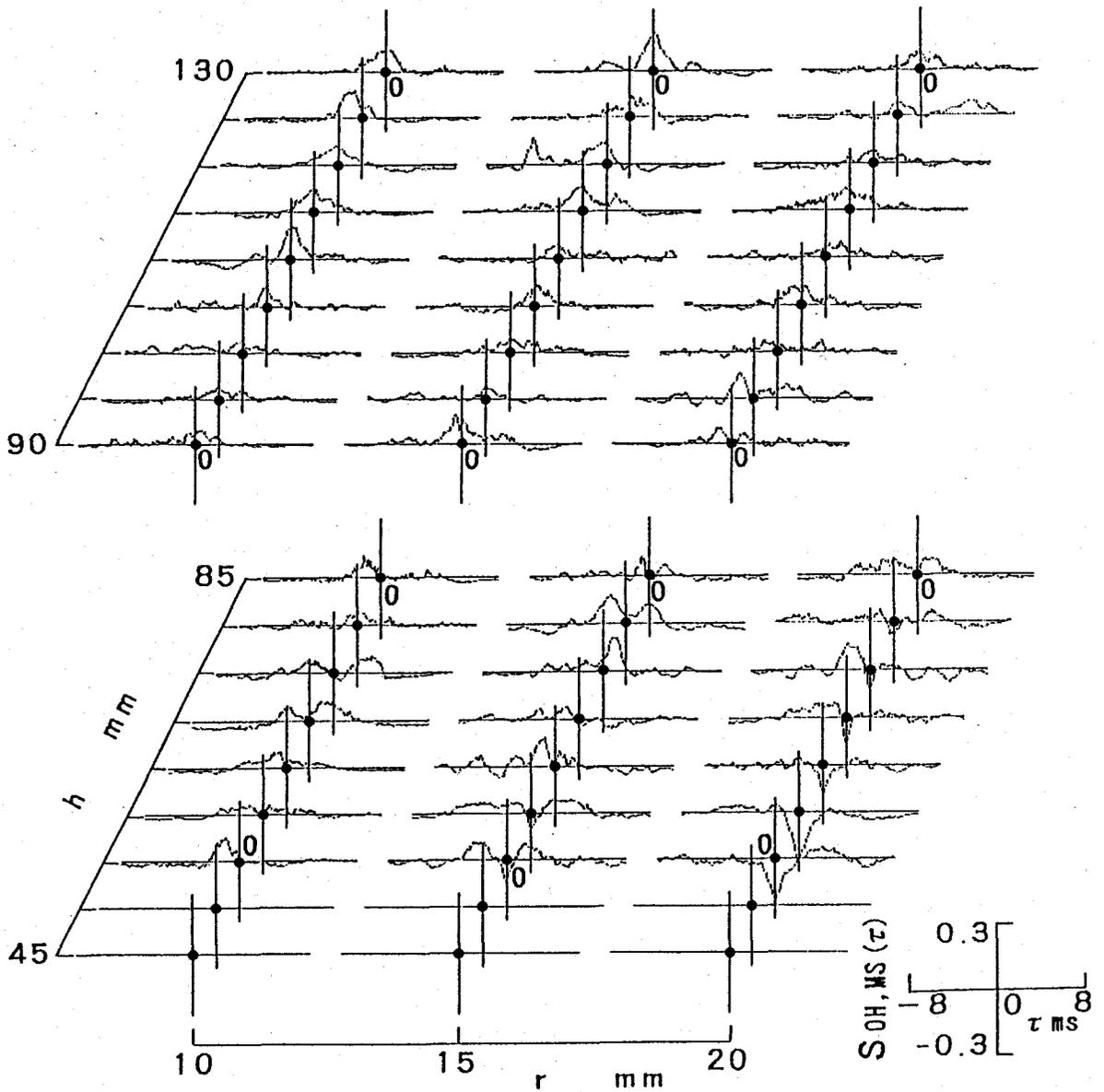
(b) 円柱のある場合

図 4-14 油滴ミ-散乱光信号のパワースペクトル (続き)



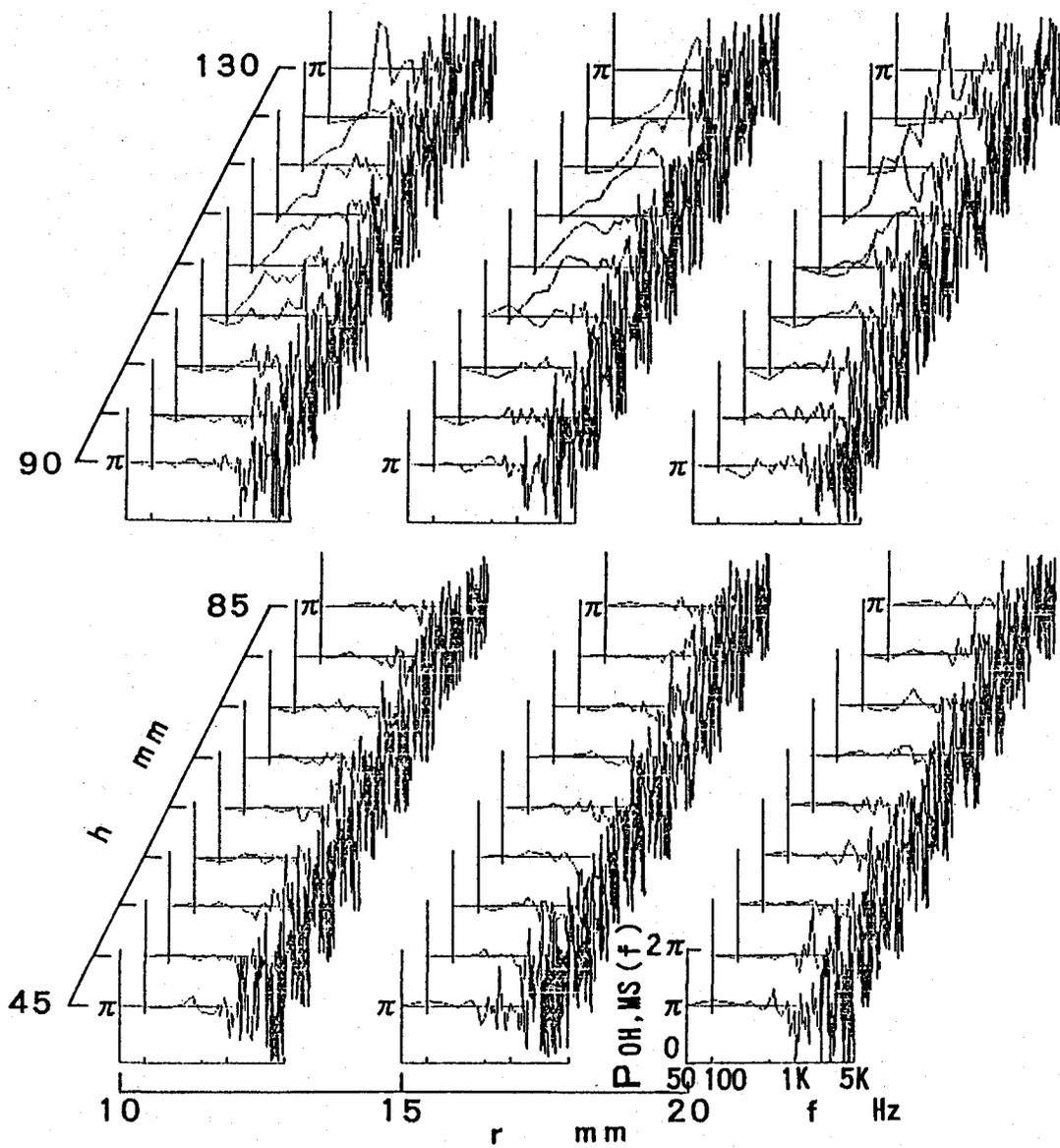
(a) 円柱のない場合

図 4-15 OH 発光信号と油滴ミ-散乱光信号間の相互相関係数



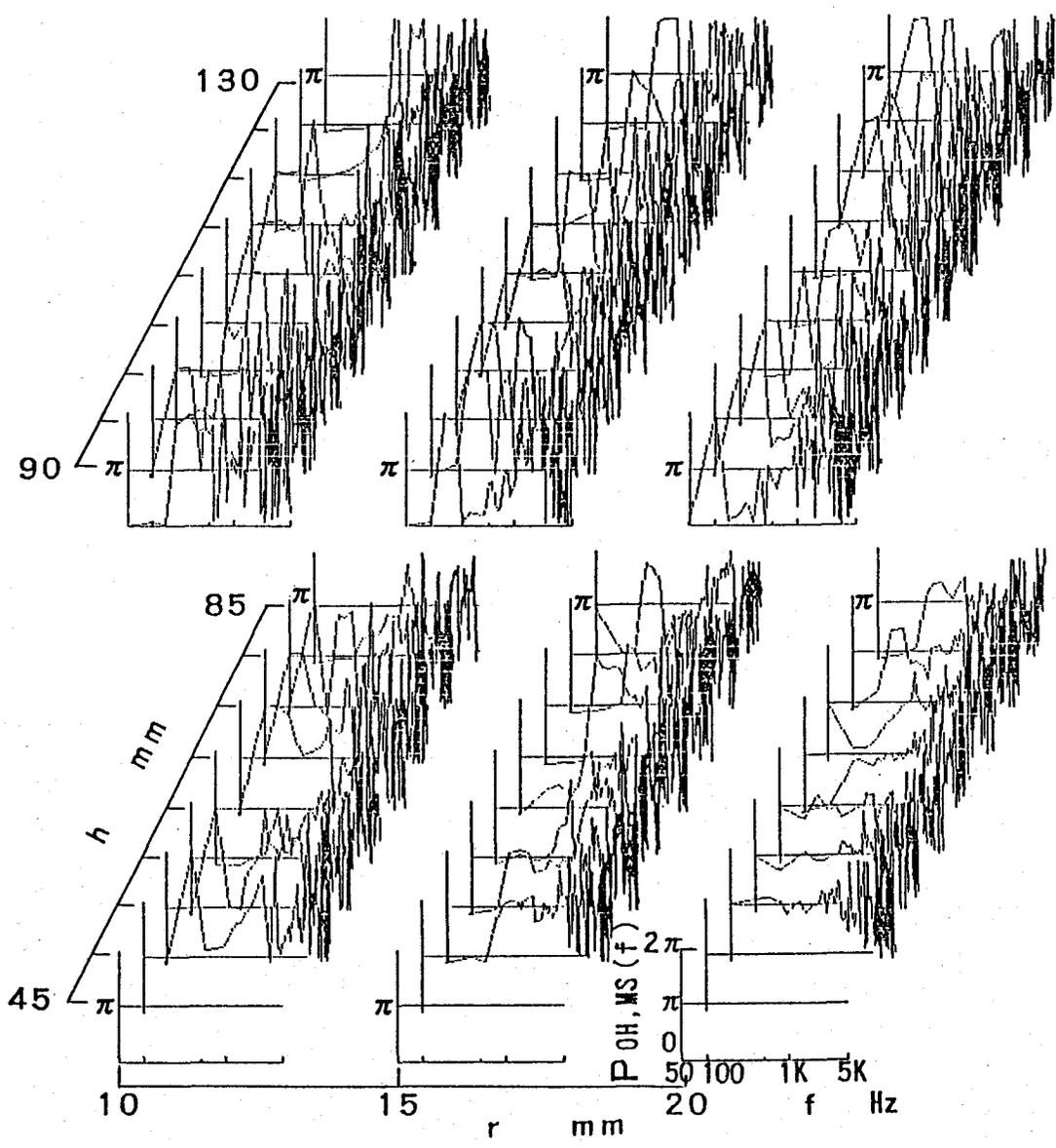
(b) 円柱のある場合

図 4-15 OH 発光信号と油滴ミ-散乱光信号間の相互相関係数 (続き)



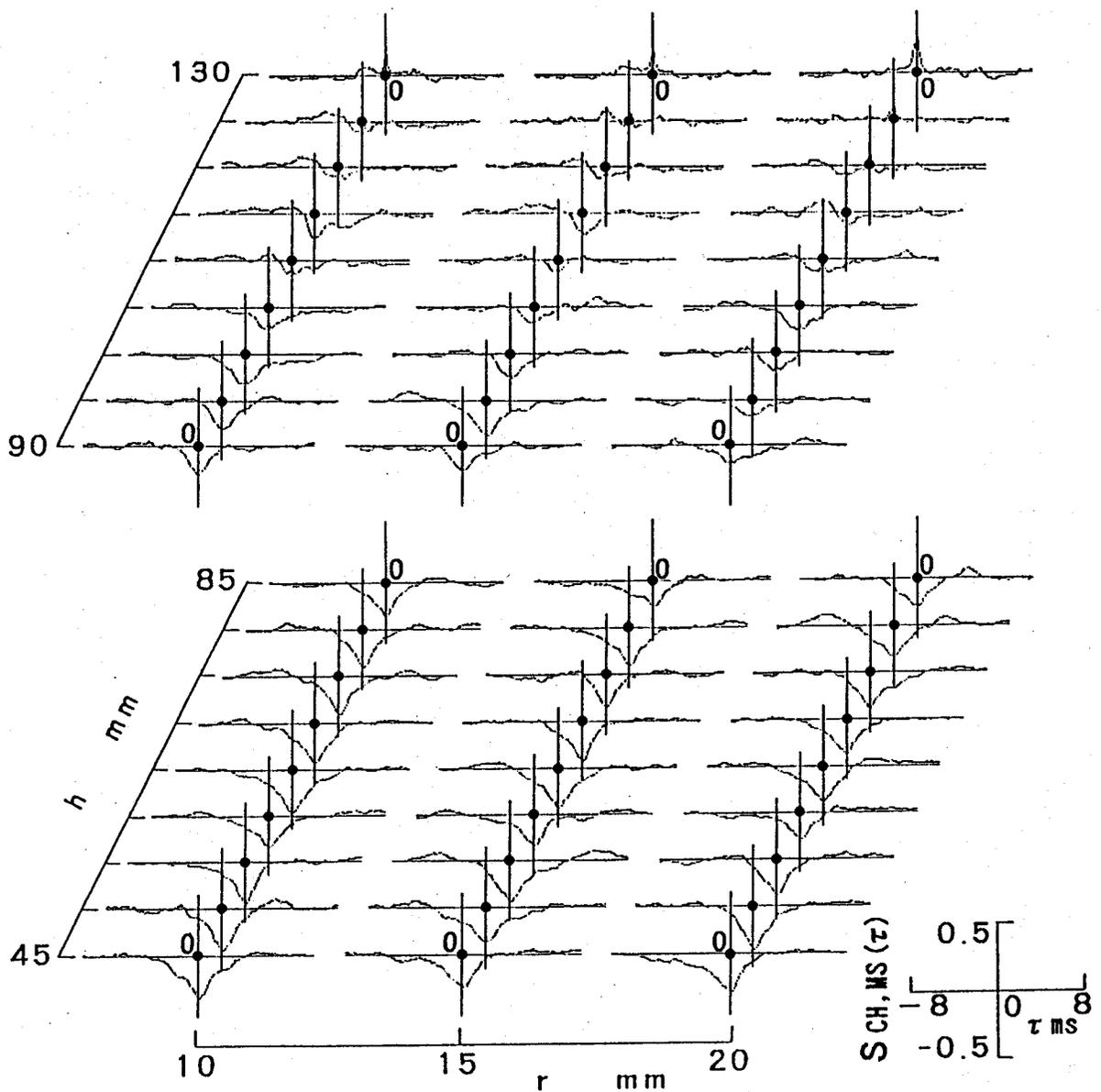
(a) 円柱のない場合

図 4-16 OH 発光信号と油滴ミー散乱光信号間のフェイズ



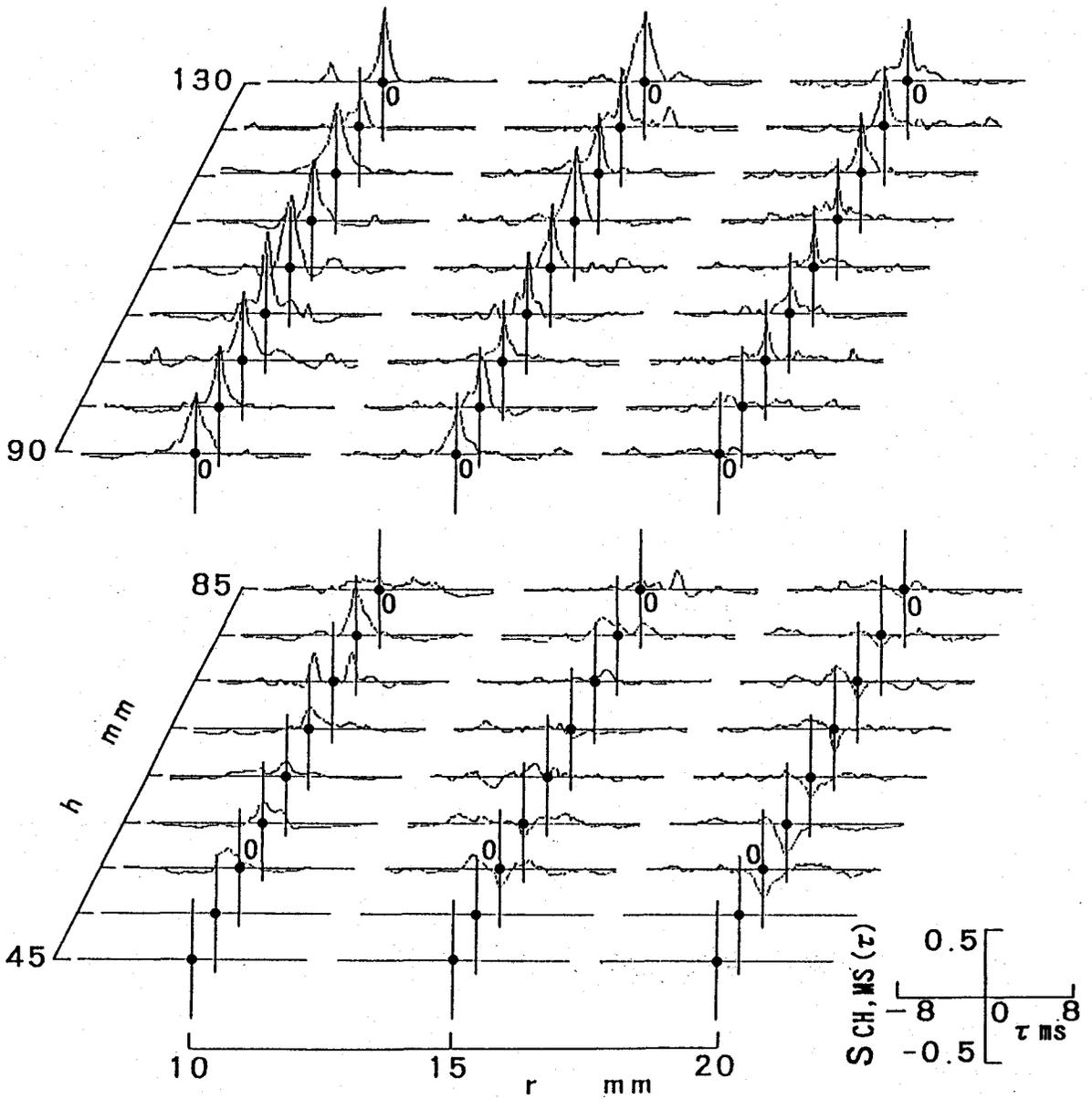
(b) 円柱のある場合

図 4-16 OH 発光信号と油滴ミー散乱光信号間のフェーズ (続き)



(a) 円柱のない場合

図 4-17 CH 発光信号と油滴ミエ散乱光信号間の相互相関係数



(b) 円柱のある場合

図 4-17 CH 発光信号と油滴ミ-散乱光信号間の相互相関係数 (続き)

5. 個々の油滴クラスターの群燃焼数 G_c の推算

5.1. まえがき

第3章と第4章では、Chiu ら^(1,2)の単一球形クラスターに対する油滴群燃焼の概念を油滴クラスター群に適用すべく、“予混合噴霧流”の周囲に環状の水素拡散パイロット火炎を設けて噴霧火炎を安定化させ、その詳細構造を光学的に調べた。すなわち、火炎中の1点において、OH ラジカル自発光信号、CH バンドの火炎発光信号、油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データをモニターして、それらの統計解析を行い、火炎前縁から火炎下流域までの広い範囲にわたって、油滴存在領域と反応領域との位置関係、ならびに火炎中での油滴クラスターの燃焼形態の変化を調べた。

その結果、前述のように、時間平均（統計）的に見れば、油滴の蒸発・燃焼が進む火炎下流方向に行くにつれてクラスターのスケールが減少し、それまでクラスター内部に存在しなかった燃焼反応領域がクラスター内に侵入することが明らかになった。

しかし実際には、一つの測定点に大小様々なスケールのクラスターが出現し、それぞれの群燃焼パラメータ G_c に応じた形態で燃焼しているはずで、その微細構造が燃焼効率や燃焼排ガス組成にも大きな影響を与えらるゝと考えられる。

そこで本章では、平均化する前の個々の油滴クラスターに対する群燃焼数 G_c の見積もりが行えるように、第3、4章で取り扱った OH, CH, 油滴ミ-散乱光の3信号に、フェーズドアップラー流速計 (PDA) による油滴の粒径と速度の信号を追加し、計5信号の同時時系列データをモニターした。

また、油滴クラスター発生メカニズムを明らかにするため、測定領域を火炎下方（上流）にまで広げて計測を行った。

5.2. 実験装置および方法

実験に用いたバーナは第3, 4章のものと同一で, 実験条件も燃焼用空気の断面平均流速 $\bar{U}=5.5\text{m/s}$, 灯油-空気質量流量比 $\phi=0.045\text{kg/kg}$, 霧化用空気圧力 $P=0.4\text{MPa}$ と, 同条件である. 図 5-1に示すように, バーナポート中心を原点とし, 火炎下流方向に h 軸を, 半径方向に r 軸をとる.

図 5-2に示す光学系により, 油滴ミー散乱信号, OH ラジカル自発光信号, CH バンドの火炎発光信号, および噴霧油滴の粒径とバーナ中心軸方向速度の, 計5信号の同時時系列データがモニター可能である. なお, PDA の仕様は第3, 4章のものと同一で, 表 3-2に示すとおりである.

油滴ミー散乱光ならびに PDA 送光系の光源には, アルゴンイオンレーザー (Spectra Physics, Stable 2016, 発振波長 $\lambda=514.5\text{nm}$)を用いた. 油滴ミー散乱光と火炎発光は, 前方から 40° の方向に設置された石英製レンズ (CL) で集光され, ダイクロイックミラー (DM_1 と DM_2)によって波長選択された後, ピンホール (P) に結像される. そして, 干渉フィルタ (F) (中心波長と半値幅は OH バンド発光用が 308.5nm と 18nm , CH バンド発光用が 430.5nm と 1.0nm , ミー散乱光用が 514.5nm と 1.0nm で, 各々添字 OH, CH, MS で表示)を通して背景光を除去され, 光電子増倍管 (PM) (浜松ホトニクス, R106UH) で検出される.

図 5-3に測定体積の詳細を示す. 火炎発光が光路積分値とならないよう, 第3, 4章と同様に視野制限プローブを挿入して, その検出領域を直径 2mm , 長さ 4mm の領域に限定することにより, 油滴ミー散乱光と火炎発光の測定体積の一致度を向上させた. 一方, ミー散乱光の測定体積は直径 $145\mu\text{m}$ のビーム交叉部を直径 2mm の円で切り取った領域であり, 火炎発光の測定体積の一部を占めるにすぎない. 油滴の粒径および速度は PDA を用いて測定したが, 2.3.4節でも述べたように, PDA の測定体積は, ミー散乱光の測定体積 (長さ 2mm)を PDA 受光系内のスリットにより, $100\mu\text{m}$ だけ切り取ったものである. なお, 第3, 4章と同様

に、PDA 受光方向は油滴の屈折率変化の影響が極小になる、前方から 70.3° ⁽³⁾ を選択した。

図 5-4 に信号処理系のブロック図を示す。光電子増倍管からの電流信号は、I/V コンバータ (NF Electronic Instruments, Model LI-76) により電圧信号に変換され、アンプで増幅された後、A/D コンバータ (Elmec, EC-2390) に取り込まれる。信号のサンプリングレートは $20\mu s$ 、1ch あたりの取り込みデータ長は 45,000 個であり、1 測定あたり 0.9 秒間の記録が可能である。

A/D コンバータと PDA 信号処理器との同期にはパルスディレイ・ジェネレータ (PDG) (Stanford Research Systems, WC Model DG535) を用いた。図 5-5 に TTL 信号のタイミングを示す。PDG は A,B,C,D の独立した 4 つの TTL レベルの出力を有しており、基準信号 T_0 または他の信号から、任意の遅れ時間後に、TTL 出力レベルを low から high へ切り替えることができる。また、それらを組み合わせることにより、例えば、A \uparrow B (A 信号が立ち上がる時に立ち上がり、B 信号が立ち上がる時に立ち下がる) のようなパルス出力を設定することができる。

本実験では、C \uparrow D パルスにより PDA 信号処理器のバーストディテクタ (TTL 正論理) を 1.1 秒間オンにする。これにより、A/D コンバータのデータ取り込み時間内の PDA データのみが測定される。バーストディテクタがオンにされた 0.1 秒後に、A \uparrow B パルスにより A/D コンバータへのデータの取り込み (TTL 負論理) が開始され、同時に A \downarrow B パルスにより、PDA データのアライバルタイム (測定された個々の油滴の測定体積への到着時間) がリセット (TTL 正論理) される。

なお、各種信号の意味は 3.2.4 節で述べたとおりで、OH 信号は燃焼反応に対応するが、CH 信号は固体発光と CH ラジカル自発光とが重畳して検出される。一方、ミー散乱光信号は、測定体積内の油滴群 (クラスター) の有無を示していると考えられる。さらに、PDA 信号は油滴クラス

ター内の代表的な油滴粒径と流速を計測していると考えられる。

5.3. 実験結果および考察

図 5-6 に本実験における測定点を示す。燃焼時、非燃焼時ともに $r=15\text{mm}$ の軸平行線上に測定点を配置したが、 $h=35\text{mm}$ (非燃焼時には $h=70\text{mm}$ も) の半径上にも測定点を配置した。

図 5-7 に $r=15\text{mm}$, $h=85\text{mm}$ における火炎中の微小体積からの OH ラジカル自発光信号 I_{OH} , CH バンドの火炎発光信号 I_{CH} , 油滴のミー散乱光信号 I_{MS} , 油滴速度の上向き (h 方向) 速度成分 V_h , および油滴直径 D の計 5 信号の同時時系列データの一例を示す。図の横軸 t は時間 (ms) で、距離には直接対応していないが、油滴はバーナ中心軸とほぼ平行に下流へと移動しているので、これらの時系列信号から火炎構造を推測することができる。

信号が検出される時期とされない時期が交互に現れており、第 3 章の図 3-4 に見られるように、噴霧火炎が不均質かつ複雑な火炎構造をとることが分かる。また、ミー散乱信号の個々の立ち上がり期間として観察される油滴クラスターは、それぞれが多くの油滴から形成されている。同じ測定点においても、様々な長さスケールのクラスターが測定体積を通過しており、時間平均的な観察だけにとどまらず、個々のクラスターについて、その燃焼形態を調べる必要がある。PDA のデータを用いて、各クラスターの平均粒径を求めることが可能であり、油滴ミー信号 I_{MS} の持続時間と油滴速度 V_h からクラスターの長さスケールを、またアライバルタイム (測定された個々の油滴の測定体積への到着時間) を用いてクラスター中の油滴間距離を算出することが可能である。

5.3.1. 油滴クラスターの形成プロセス

図 5-8(a) に $r=15\text{mm}$, $h=35\text{mm}$ における 5 信号の同時時系列データを示

す。また、図 5-8(b) は同じ点における非燃焼時の測定結果である。

非燃焼時のデータ (図 5-8(b)) を見ると、油滴ミー散乱光信号 I_{MS} は連続的に検出されており、測定体積中に常に燃料噴霧が存在し、明確な境界を持った油滴クラスターは形成されていない。この傾向は、非燃焼時のどの測定点においても見られた。一方、燃焼時のデータ (図 5-8(a)) を見ると、 $t=23\text{ms}$ と 45ms 付近にミー信号が $1\sim 2\text{ms}$ の間検出されない時期が見られる。そして、この時期に OH と CH 信号が立ち上がっており、選択的火炎伝ばによって噴霧流が分断されて、クラスターを形成していることが推測される。

図 5-9 に $r=15\text{mm}$, $h=40\text{mm}$ における火炎中のデータを示す。5mm 上流の 図 5-8(a) に比べて、OH 信号が立ち上がる頻度が増し、その持続時間も長くなっている。また、OH 信号が立ち上がっている時期の中央部では、ミー散乱信号は検出されていない。これらのことから、選択的火炎伝ばによりクラスターが形成され、しだいにその数を増していることが分かる。この噴霧流中での火炎伝ばについては、後述の第 6 章で詳しく触れることにする。

5.3.2. 個々の油滴クラスターの特性値

図 5-10(a), (b), (c) に $r=15\text{mm}$, $h=70, 100, 130\text{mm}$ における火炎中のデータを示す。これらの同時時系列データを用い、火炎中に存在する個々の油滴クラスターに注目して、解析を行った。

まず、PDA データを用い、次式により油滴クラスターの特性長さ l_c を算出した。

$$l_c = \tau_{MS} \cdot V_c - D_L \quad (5.1)$$

ここで、 τ_{MS} はミー散乱光信号の持続時間、 V_c はクラスター内の油滴の平均速度、 D_L は視野制限プローブの視野の直径 (2 mm) である。図 5-11(a), (b), (c), (d) に $r=15\text{mm}$, $h=35, 70, 100, 130\text{mm}$ における l_c の PDF を示す。

横軸の目盛り幅から分かるように、バーナ軸方向距離 h が増すにつれて、油滴クラスターのスケールが小さくなっている。

図 5-12 に各測定点における油滴クラスターの平均特性長さ $\bar{\ell}_c$ のバーナ軸方向距離 h に対する変化を示す。 $h=35\text{mm}$ では、 $\bar{\ell}_c$ はバーナ径とほぼ同じ 50mm 程度であるが、 h が増すにつれて急激に減少している。

Chiu ら^{(3),(4)}は直径 d の均一粒径油滴から成る、直径 D_c の球形油滴クラスターの燃焼を理論的に解析し、油滴群に含まれる油滴の総蒸発率と拡散による油滴群内外のガス成分の交換率の比と定義される群燃焼数 G の値に応じて、単滴燃焼、内部群燃焼、外部群燃焼、外殻燃焼の 4 種類の燃焼形態があることを予想した。ただし、 G は

$$G = 1.5Le(1 + 0.276Sc^{1/3} Re^{1/2})n_T^{2/3}(d/L) \quad (5.2)$$

と定義され、 Le はルイス数、 Sc はシュミット数、 Re は油滴直径とスリップ速度を用いたレイノルズ数、 n_T は油滴塊に含まれる油滴総数、 d は単一油滴直径、 L は平均油滴間距離である。

無次元油滴間距離 S を

$$S = (L/10d)/(1 + 0.276Sc^{1/3} Re^{1/2}) \quad (5.3)$$

と定義すると、 G は S と n_T を用いて、つぎのように表せる。

$$G = 0.15Le \cdot n_T^{2/3} / S \quad (5.4)$$

ここで、 $Le=1$ とすれば、図 5-13⁽²⁾のように、 n_T - S 平面に等 G 線と各燃焼形態の現れる領域を描くことができる。 n_T が小さく、 S が大きい希薄噴霧では単滴燃焼、 n_T が大きく S が小さい濃厚噴霧では外殻燃焼の生じることが分かる。

このような油滴群燃焼モデルは、図 3-4 に示される不均質な火炎では、噴霧全体に適用すべきではなく、選択的火炎伝ばによって生じる個々のクラスターに適用すべきであろう。そこで、実験データから個々のクラスターの群燃焼数 G_c の導出を試みた。その際に、Chiu らの理論解析で用いられている単一粒径 d のかわりに、油滴クラスター内の算術平均油滴

粒径 D_{10} を，クラスター直径 D_c には前述の油滴クラスターの特性長さ l_c を用いた．また，予混合噴霧を用いているため，油滴と気相とのスリップ速度は非常に小さいので（図 4-6 参照）， $Re \doteq 0$ であり，式(5.3)の分母を近似的に 1 とおいた．すると，

$$G_c = 1.5 \cdot n_T^{2/3} \cdot D_{10} / L \quad (5.5)$$

ここで， L は PDA データを用いて次式により求めた．

$$L = \sum_{i=1}^{N_c-1} (t_i - t_{i+1}) \cdot V_i / (N_c - 1) \quad (5.6)$$

ただし， N_c は個々のクラスター内で計測された PDA データ個数， t_i は i 番目の油滴のアライバルタイム， V_i は i 番目の油滴の速度である．また， n_T は直径 l_c の球形クラスターの内部に油滴が等間隔 L で充填されているとして，次式により求めた．

$$n_T = (\frac{\pi}{6} l_c^3) / L^3 \quad (5.7)$$

図 5-14(a), (b), (c), (d) に $r=15\text{mm}$, $h=35, 70, 100, 130\text{mm}$ における個々の油滴クラスターの G_c を n_T - S 平面にプロットしたものを示す． G_c は Chiu らの予測した範囲にほぼ納まっており，また， h の増加に伴い G_c のプロットが外殻燃焼・外部群燃焼から内部群燃焼・単滴燃焼の領域へと移っていく様子が見られる．

図 5-15 に各測定点における平均群燃焼パラメータ $\overline{G_c}$ のバーナ軸方向高さ h に対する変化を示す．平均的に見ると，火炎上流部 (h が小) では外部群燃焼，火炎下流部 (h が大) では内部群燃焼の形態でクラスターの燃焼が行われているようである．これは第 3 章における統計解析の結果（図 3-16 参照）とほぼ一致している．

今回の実験から求めた群燃焼数 G_c の平均値を Chiu らの理論解析に当てはめると，ほぼ実験と一致する結果が得られることが分かった．そこで，個々のクラスターの G_c 値を Chiu らの理論解析に当てはめた場合に，観察されるクラスターの燃焼状態と一致するかどうかを調べるために，

個々の油滴クラスターから OH ラジカル自発光が検出される時間割合 R_{OH} と G_c の関係を調べた。その結果を 図 5-16 に示す。この結果から、かなりばらつきは見られるものの、 G_c が大きな値をとるクラスターでは、内部に燃焼反応が見られる割合が低く、 G_c の小さなクラスターではその逆であることが分かる。このことから、 G_c が個々の油滴クラスターの燃焼状態をほぼ反映していると考えられる。

5.4. むすび

火炎中に存在する個々の油滴クラスターの群燃焼パラメータ G_c を測定するために、第 3, 4 章で取り扱った OH, CH, 油滴ミ-散乱光の 3 信号に、PDA による油滴の粒径と速度の信号を追加し、計 5 信号の同時時系列データをモニターした。また、油滴クラスター発生メカニズムを明らかにするために、測定領域を火炎下方（上流）にまで広げて計測を行った結果、以下のことが分かった。

- (1) 非燃焼時の予混合噴霧流には明確な境界を持った油滴クラスターは存在していない。一方、火炎中においては、選択的火炎伝ばにより噴霧が分断されて、油滴クラスターが形成される。
- (2) 本実験データから計算される油滴クラスターの群燃焼数を Chiu らの理論解析に当てはめたところ、平均的に観察される燃焼状態と合致する結果が得られた。また、個々のクラスターの燃焼状態も、ほぼそのクラスターの群燃焼数に対応していることが分かった。

5.5. 参考文献

- (1) Chiu, H.H. and Liu, T.M., *Combust. Sci. Technol.*, 17 (1977), 127.
- (2) Chiu, H.H. ・他 2 名, 19th Symp. (Int.) on Combust., (1982), p.971.
- (3) Pitcher, G. ・他 2 名, 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech., (1990), p.14.4.

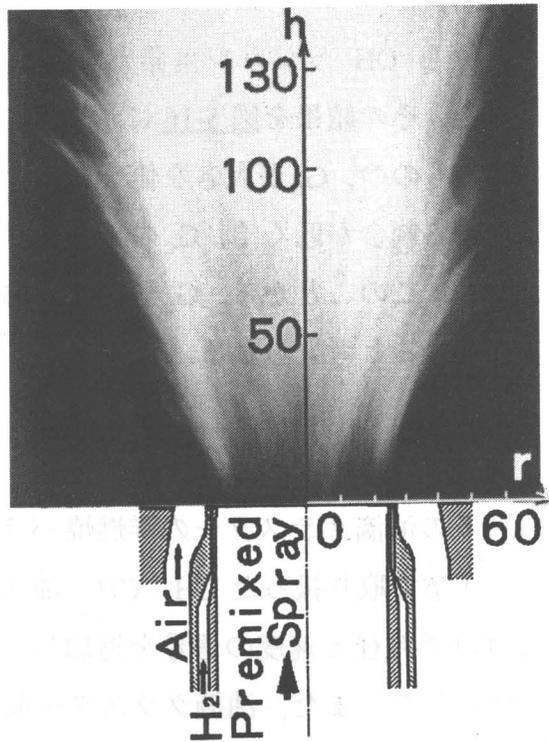


図 5-1 火炎の直接写真と座標系の設定

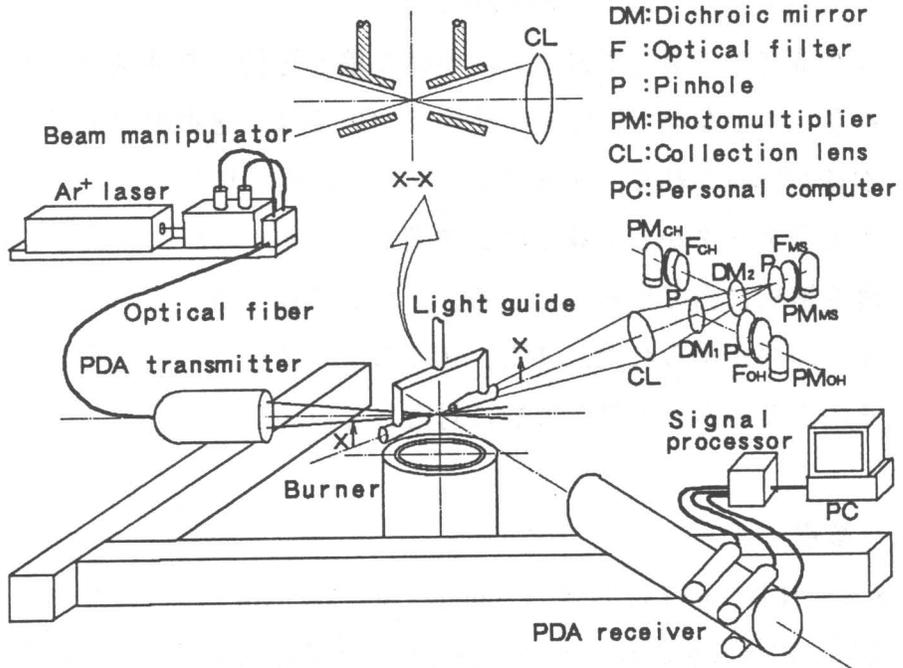


図 5-2 OH 発光, CH 発光, 油滴ミー散乱光, 油滴のバーナ軸方向速度と粒径の同時測定用光学系

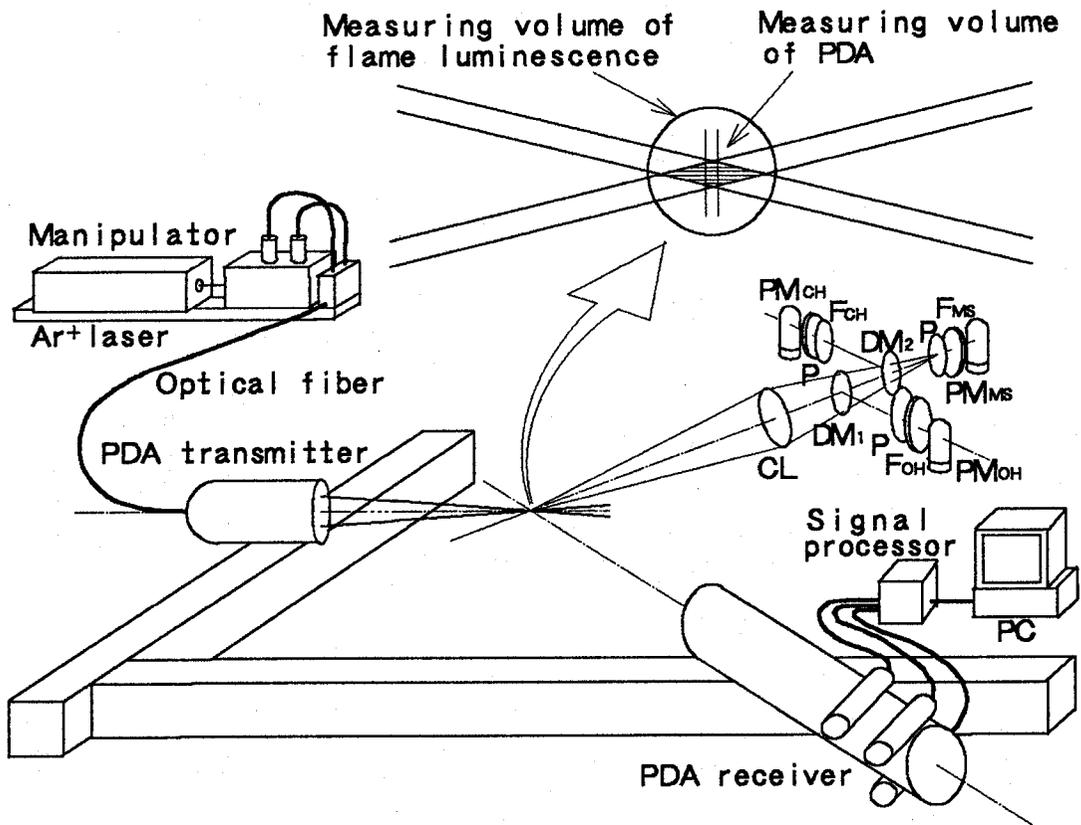


図 5-3 測定体積の詳細

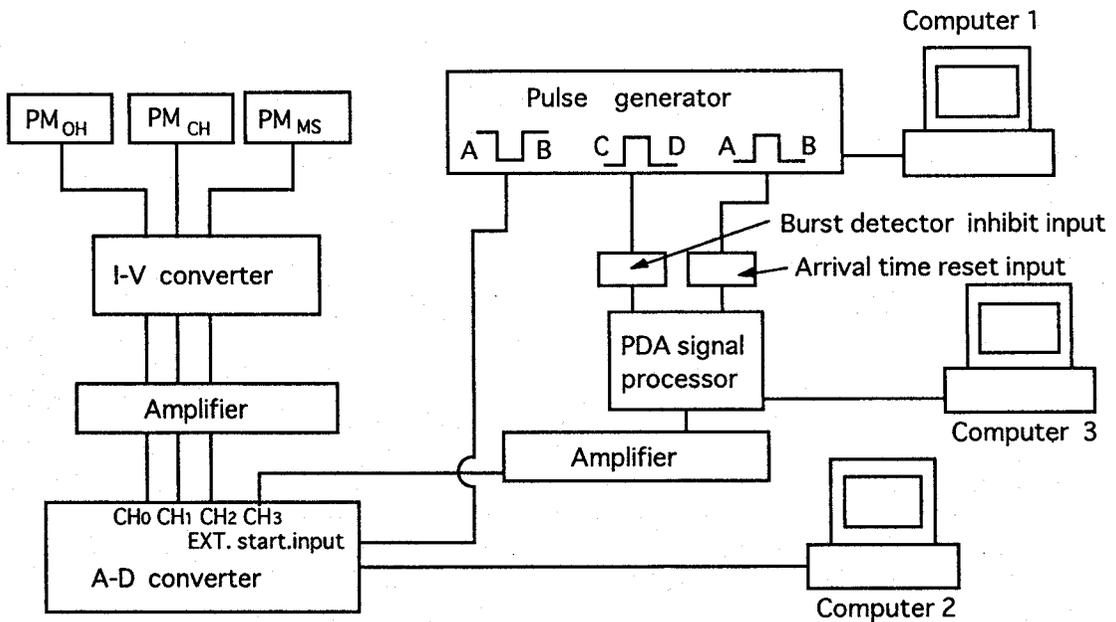


図 5-4 信号処理系のブロック図

Time setting of outputs

$$A=C+0.1 \text{ s} \quad C=T_0+0.001 \text{ s}$$

$$B=A+0.01 \text{ s} \quad D=C+1.1 \text{ s}$$

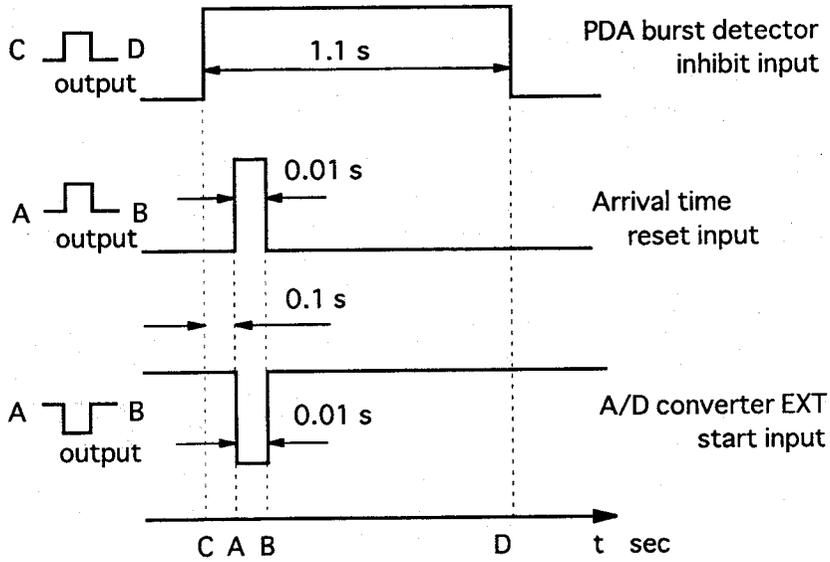


図 5-5 TTL 信号のタイミング

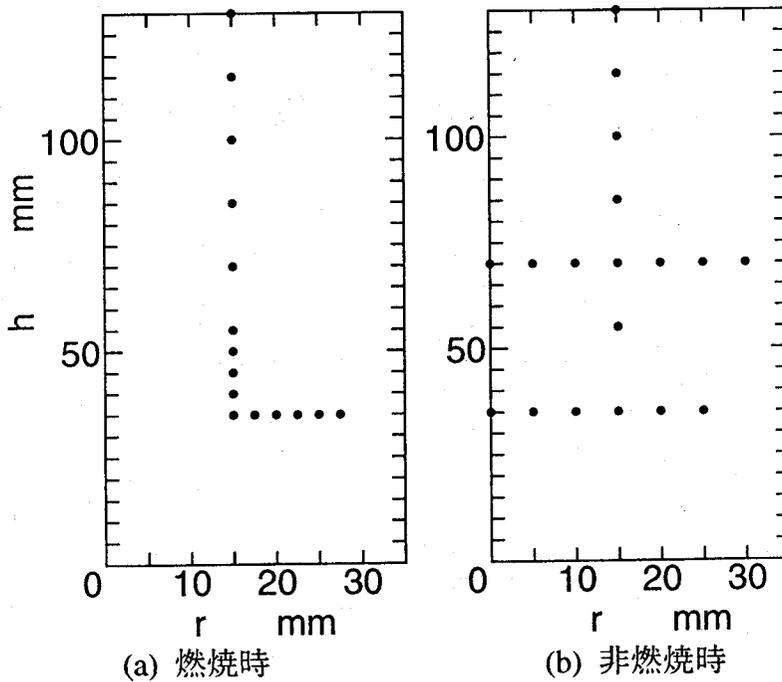


図 5-6 測定ポイント

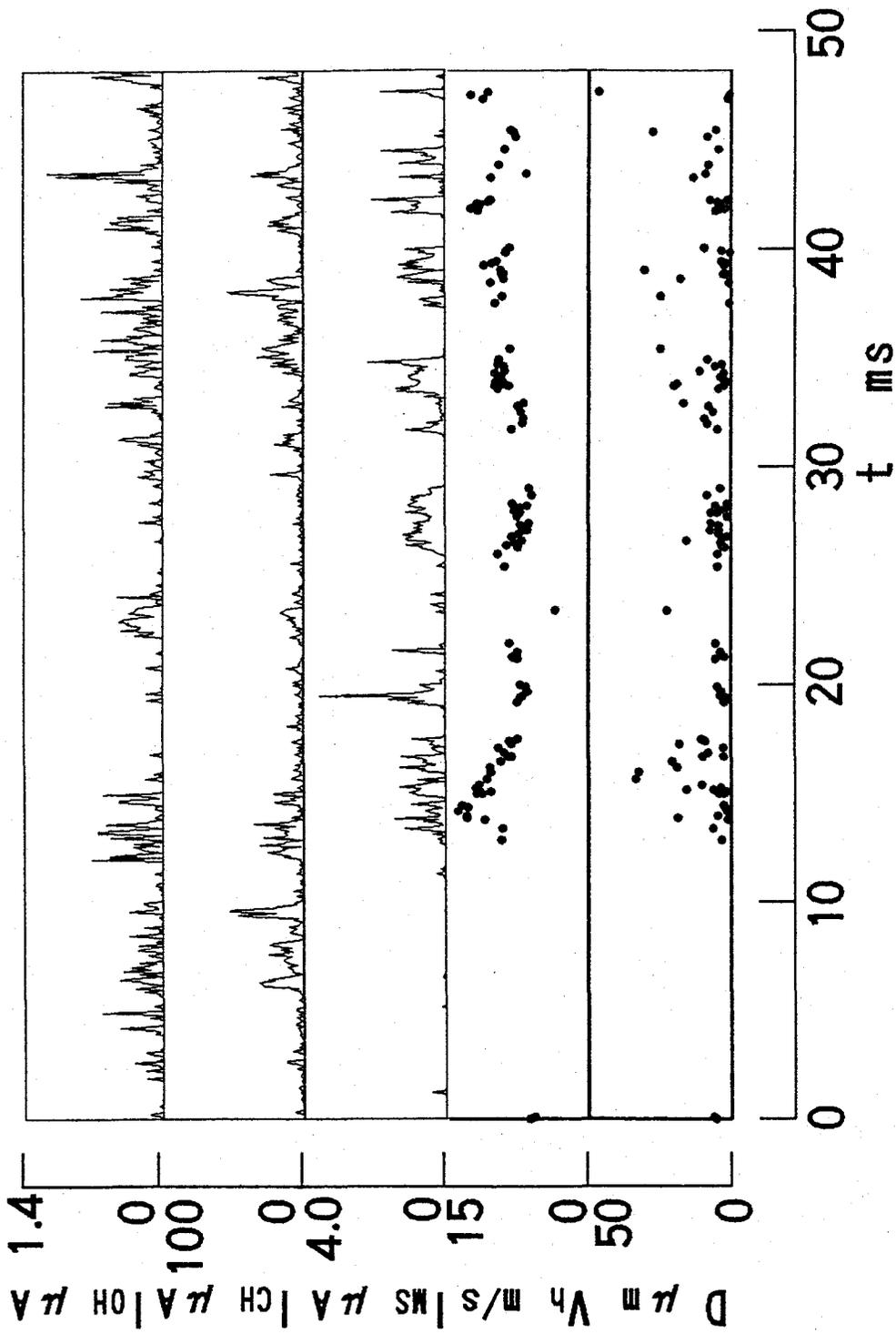
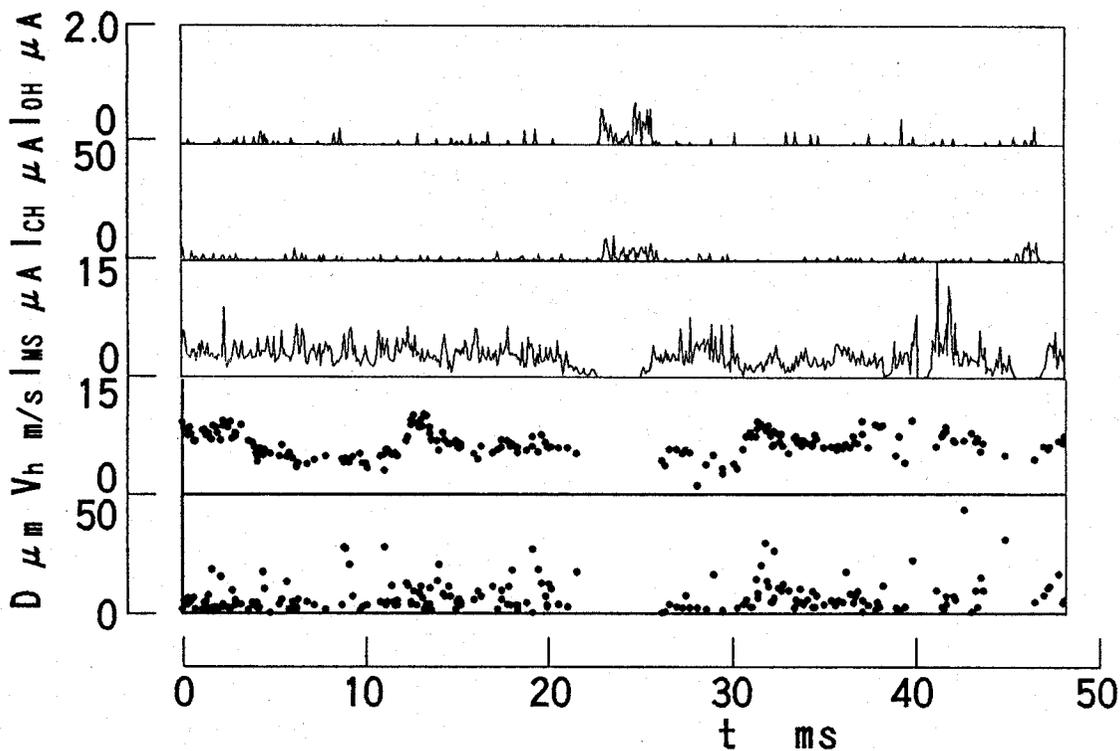
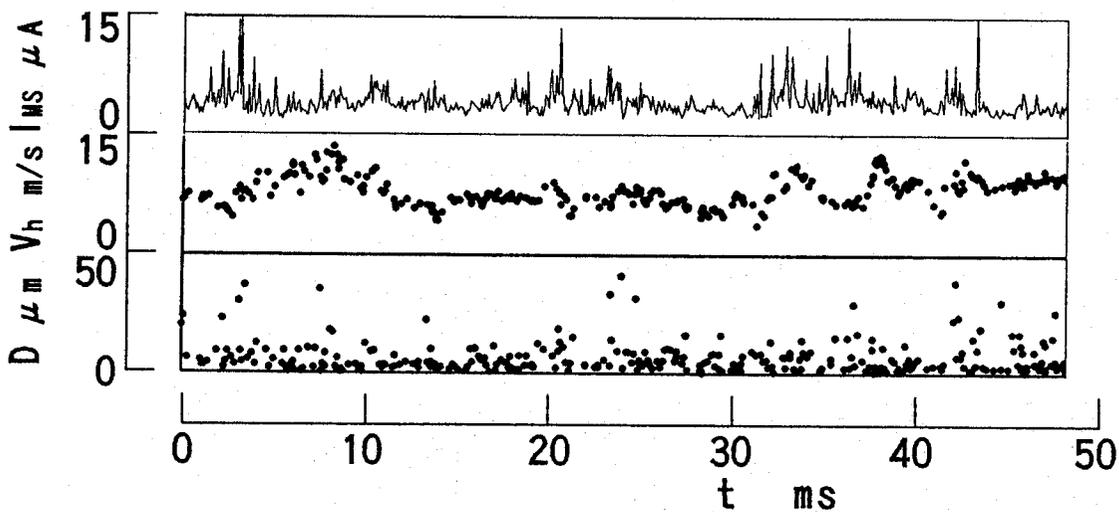


図 5-7 5 信号同時時系列データの一例 ($r=15\text{mm}$, $h=85\text{mm}$)



(a) 燃焼時



(b) 非燃焼時

図 5-8 同時時系列データ ($r=15\text{mm}$, $h=35\text{mm}$)

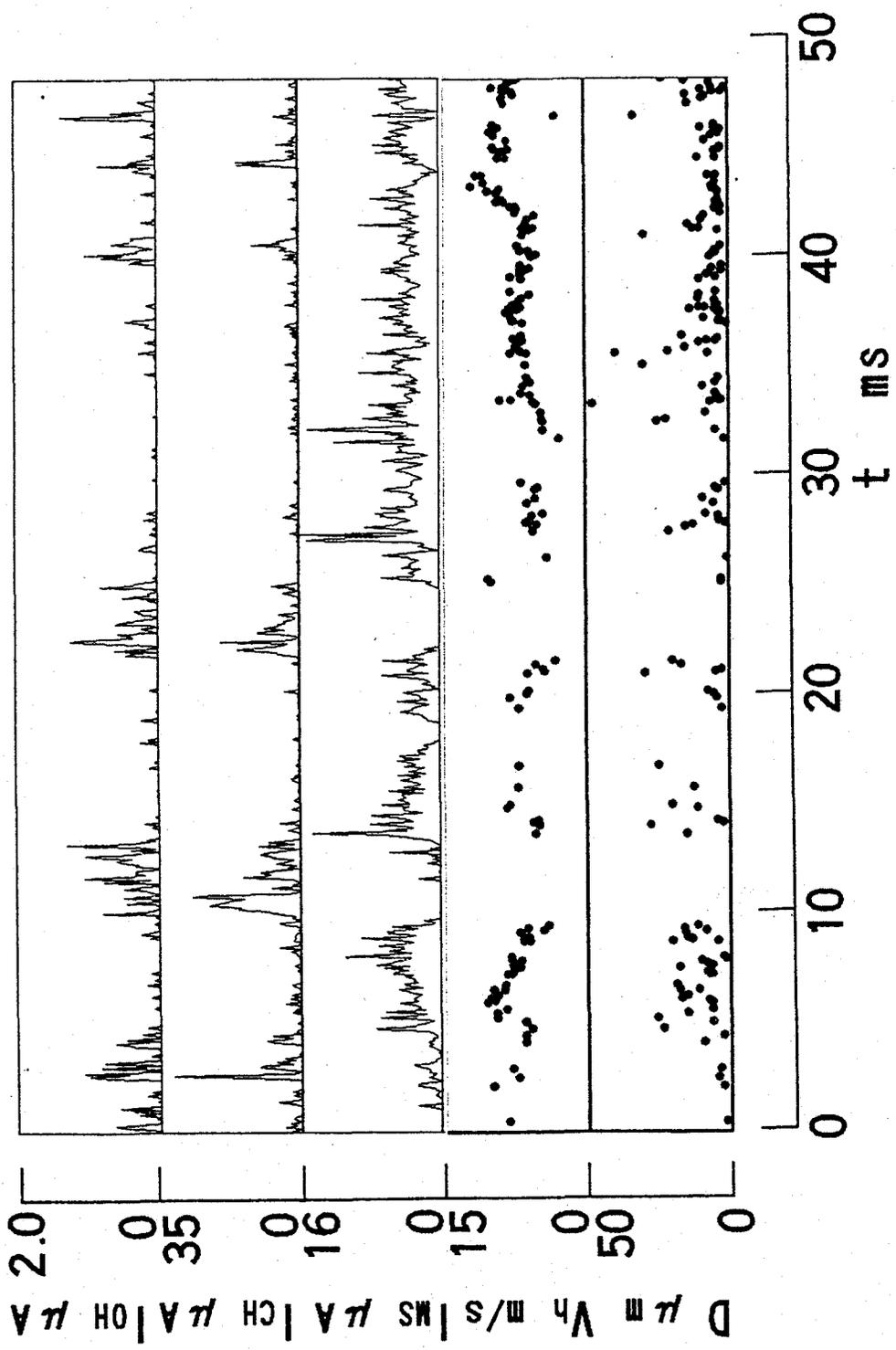
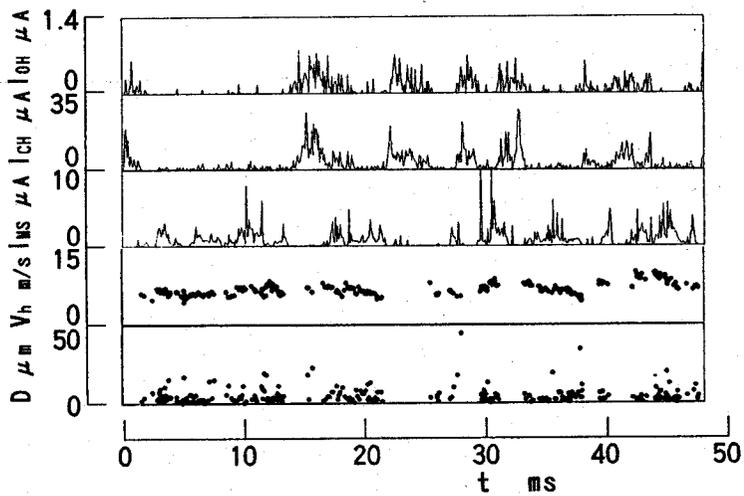
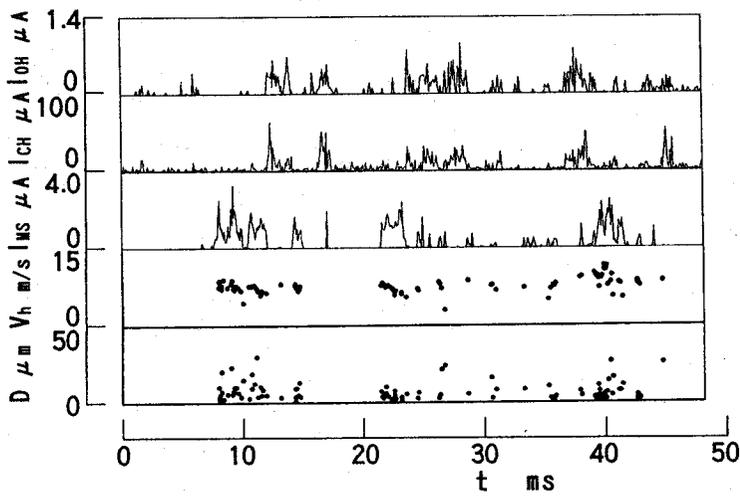


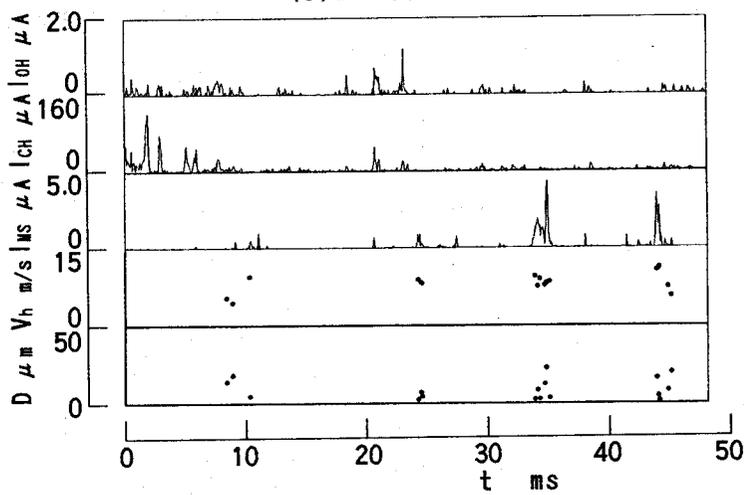
図 5-9 同時時系列データ ($r=15\text{mm}$, $h=40\text{mm}$)



(a) $h=70\text{mm}$

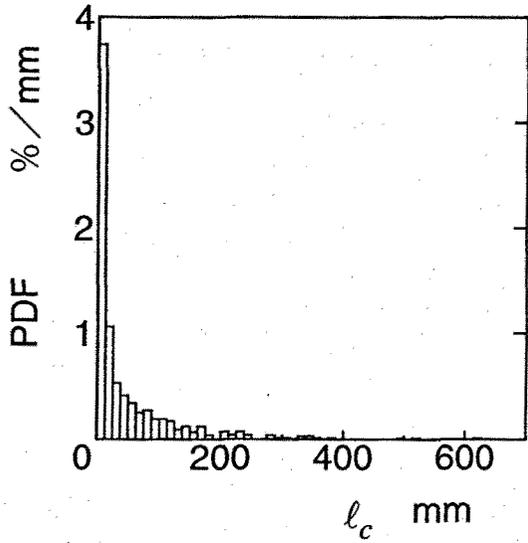


(b) $h=100\text{mm}$

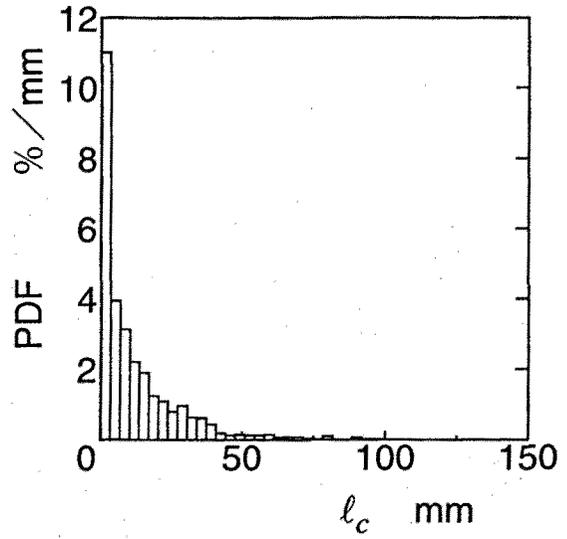


(c) $h=130\text{mm}$

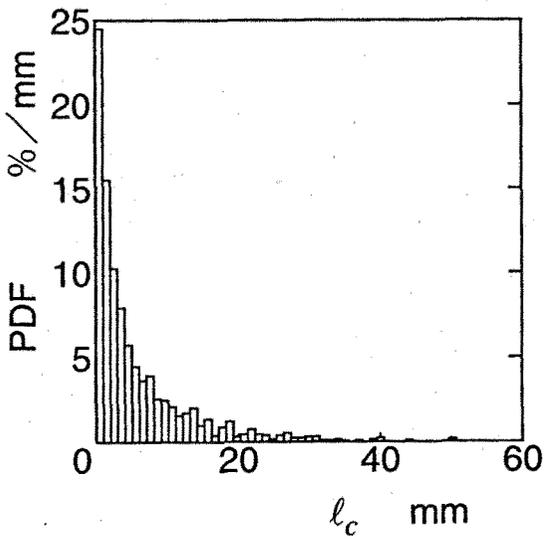
図 5-10 同時時系列データ ($r=15\text{mm}$)



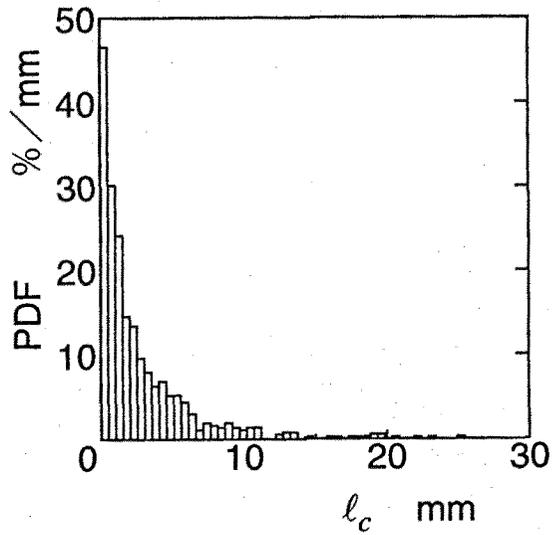
(a) $h=35\text{mm}$



(b) $h=70\text{mm}$



(c) $h=100\text{mm}$



(d) $h=130\text{mm}$

図 5-11 油滴クラスターの特性長さの PDF ($r=15\text{mm}$)

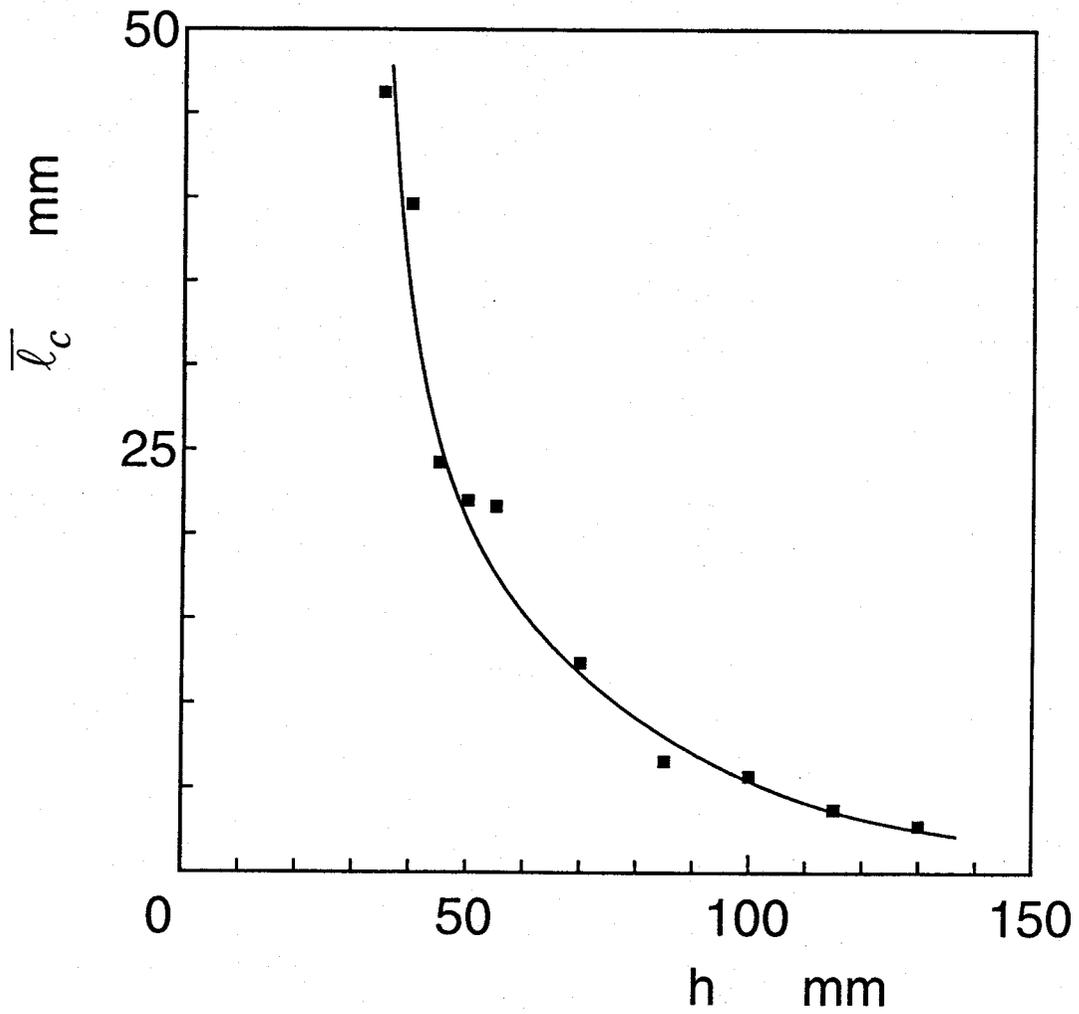


図 5-12 油滴クラスターの平均特性長さの変化 ($r=15\text{mm}$)

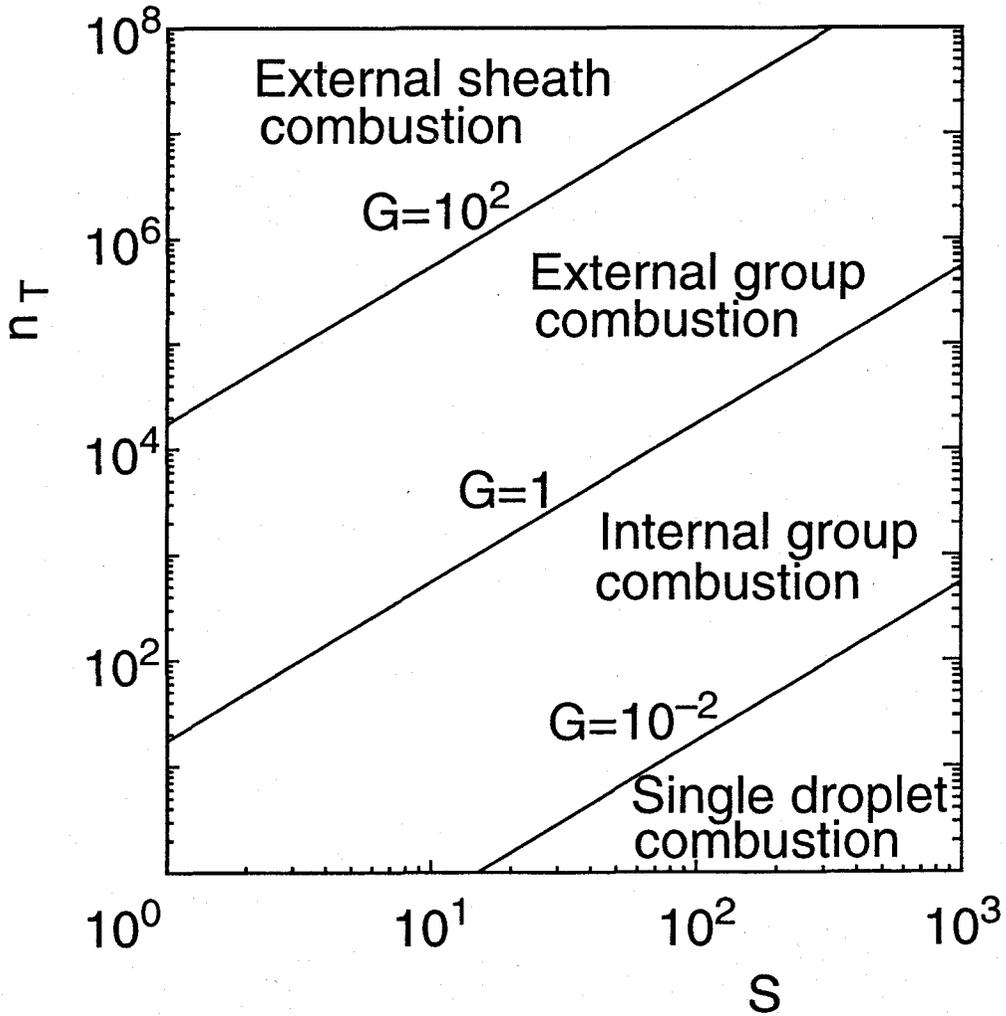
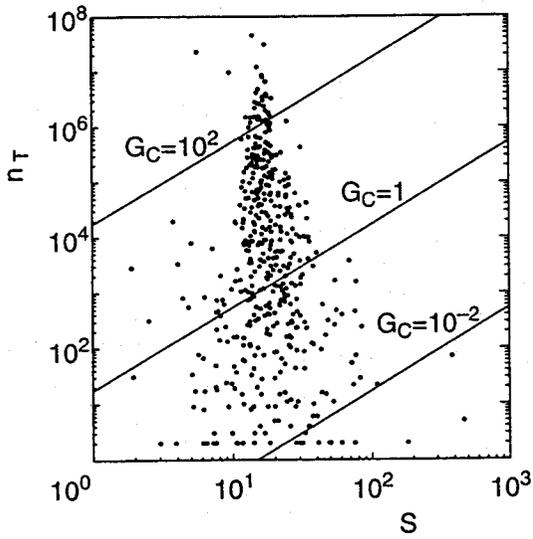
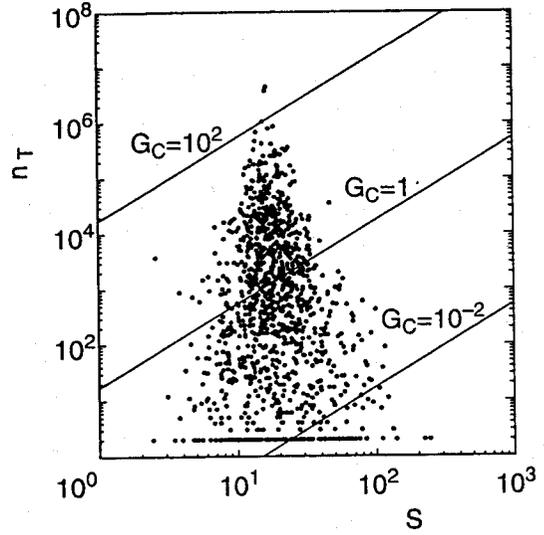


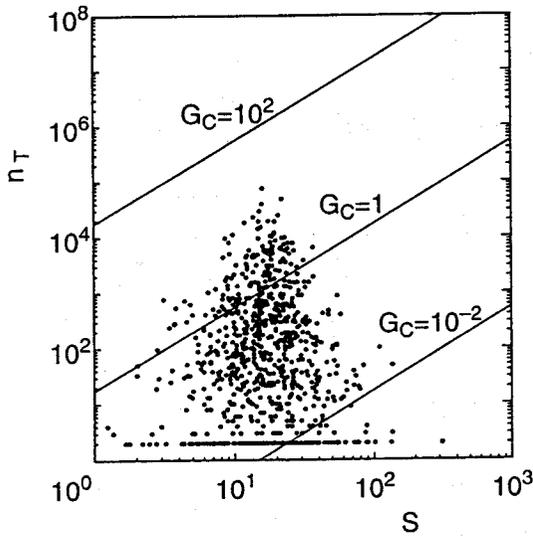
図 5-13 油滴群燃焼の諸領域⁽²⁾



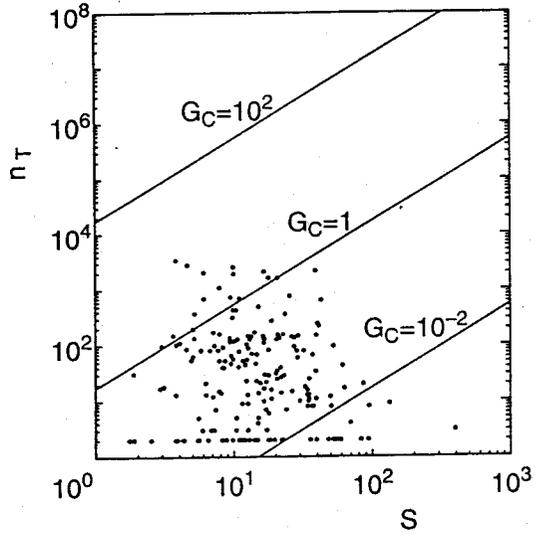
(a) $h=35\text{mm}$



(b) $h=70\text{mm}$



(c) $h=100\text{mm}$



(d) $h=130\text{mm}$

図 5-14 個々の油滴クラスターの群燃焼数 ($r=15\text{mm}$)

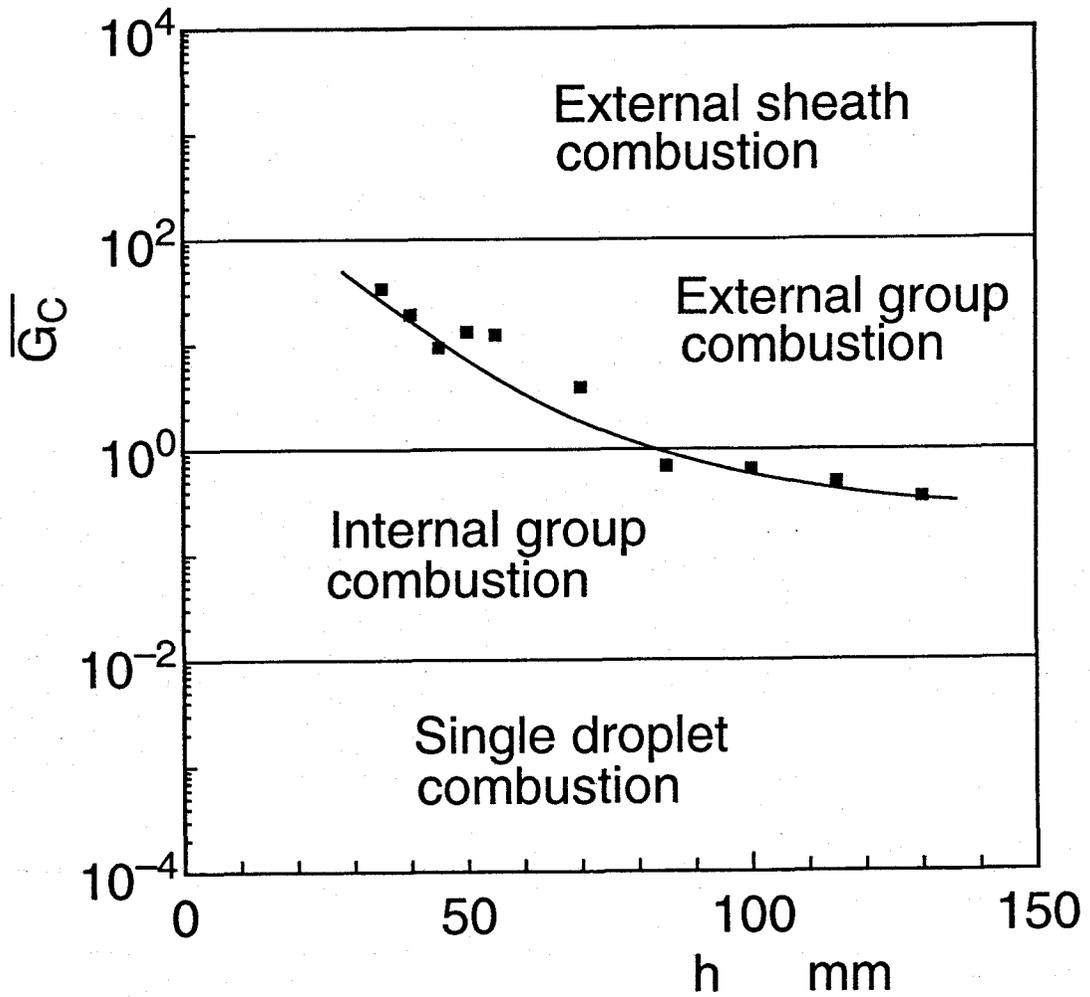


図 5-15 群燃焼数の平均値の変化 ($r=15\text{mm}$)

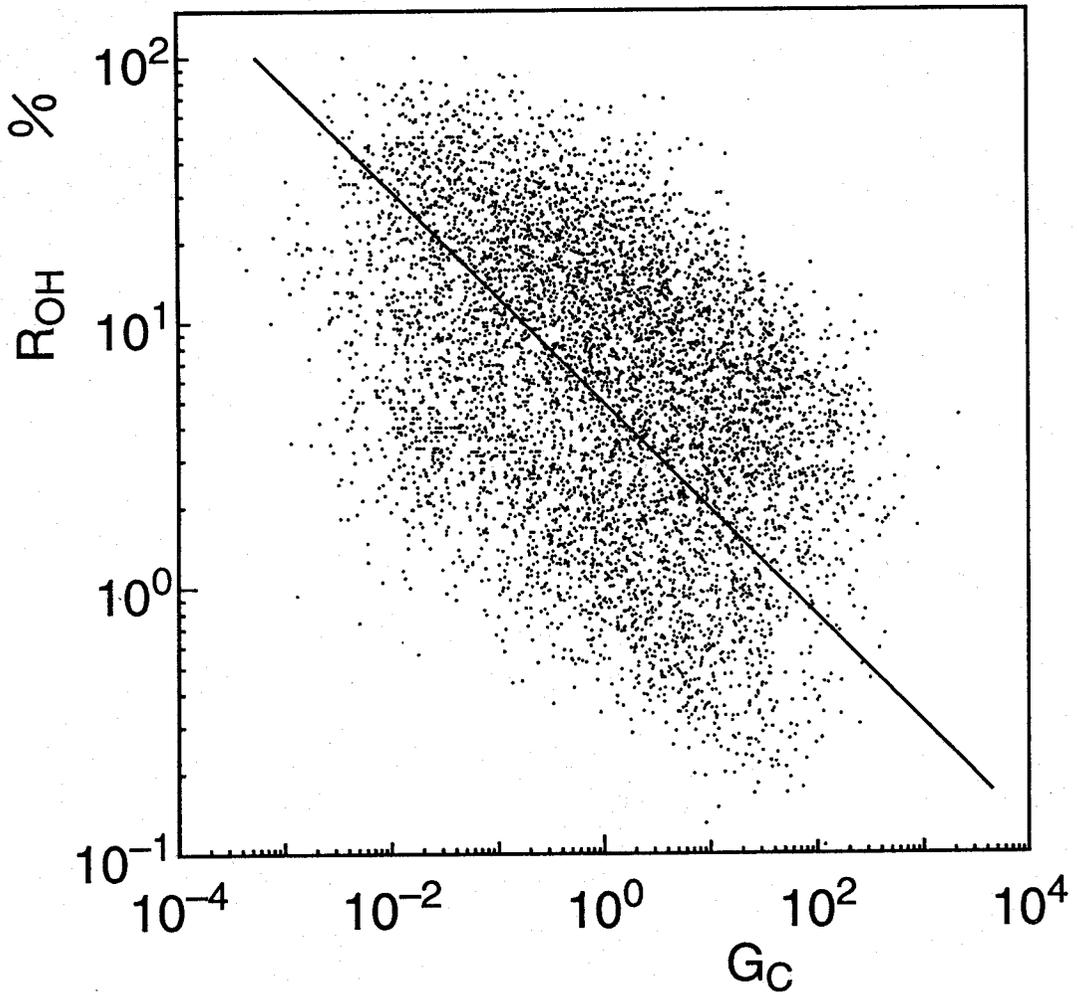


図 5-16 個々の油滴クラスターの群燃焼数とクラスター内での OH ラジカル自発光の検出割合の相関

6. 噴霧中での火炎伝ば

6.1. まえがき

従来から多くの研究がなされている単一油滴や油滴列の燃焼^(1,2)とは異なり、実際の燃焼器内の噴霧火炎は、油滴どうし、あるいは油滴と燃料蒸気が、互いに複雑に影響を及ぼし合って燃焼する火炎塊から構成されていると考えられている⁽³⁻⁶⁾。また、実際の噴霧は場所的にも時間的にも一様ではなく、ある長さスケールと時間スケールの濃度むらを持っているために、燃焼は濃度むらを構成する油滴クラスター単位で起こり、クラスターからクラスターへと火炎が伝ばするように見える。事実、噴霧中での火炎の伝ば状況を高速度撮影によって観察すると、不規則かつ不連続な火炎伝ばが生じているように見える^(7,8)。しかし、高速度撮影に掛かるのは輝炎だけであるから、これは噴霧火炎の一部である輝炎部分の挙動に過ぎない。伝ばする噴霧火炎は不輝炎を伴うはずであるから、不輝炎の挙動も観察しなければ、本当の火炎の伝ば機構を解明することはできない。ところが、火炎の高速度撮影では不輝炎部分まで可視化することは困難なので、OH ラジカル蛍光像⁽⁹⁾もしくは自発光像から不輝炎の挙動を推測しなければならない。また、不輝炎領域や輝炎領域と油滴クラスターの位置関係を明確にすることができれば、噴霧火炎の構造と伝ば機構解明の有力な手掛かりとなる。

本章では、微粒化や混合過程の影響を極力排除した噴霧流中で、火炎の伝ば機構や油滴の群燃焼挙動^(10,11)を詳細に観察する目的で、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球形噴霧火炎の観察を行った。噴霧火炎中での不輝炎、輝炎、油滴存在領域の位置関係を調べるために、光干渉フィルタ、イメージインテンシファイア、CCD カメラ、画像処理装置を組み合わせた光学系を2組用い、OH ラジカル自発光像と C₂ バンドの

火炎発光像, OH ラジカル自発光像と油滴ミー散乱光像の同時撮影を行った。さらに, 火炎中での噴霧油滴の燃焼挙動を観察するために, 火炎が上方に伝ばしている点火電極直上 20mm において, 第 5 章で用いたものと同様の光学系を用いて, 局所からの OH ラジカル自発光, CH バンドの発光信号, 油滴のミー散乱光, およびフェーズドップラー流速計 (PDA) からの油滴速度と粒径信号の計 5 個の時系列信号を同時モニターした。また, それらの同時時系列信号を参照して, PDA データをコンディショナルサンプリングすることにより, 点火から火炎到達までの非燃焼期間とその後の燃焼期間に分けて, 油滴の速度と直径の同時測定を行ない, 油滴粒度分布, 油滴の速度と粒径との相関, ならびに粒径別の油滴速度を算出した。

6.2. 実験装置および方法

6.2.1. 実験装置

図 6-1 に実験装置の構成図を示す。外乱の影響を防ぐために, 直立したアクリル製ダクト (280mm×280mm×1325mm, 上下端開放) の上部中央にフェライト製振動子を持つ超音波噴霧器 (共振周波数 18.5kHz) が設置されている。液体燃料 (白灯油) は, 微量注入ポンプによって噴霧器に供給される。噴霧器のホーン先端で微粒化された燃料噴霧は, 自由落下しながら緩慢に空気と混合し, ホーン先端から 400mm 下に設置された電極間隙 4mm の断続火花によって点火される。また, 点火のトリガにはパルスディレイ・ジェネレータ (PDG) (Stanford Research Systems, WC Model DG535) を用い, 放電開始時刻を基点にして各種計測器の同期を取った。

図 6-2 に火炎の高速度ビデオ (Nac 製, Model HSV-1000) 撮影による 250 駒/s の火炎の二値化連続画像を示す。各駒の下部に示した数値は, 点火からの経過時間である。この火炎の連続像からも分かるように, 沈降す

る油滴に誘引される空気と共に、緩かに下方に流れる噴霧流中に、放電開始後数 ms で火炎球が形成される。そして、最初は流れに乗って下方に移動しながら、数十 ms の間、ほぼ球形を保って成長する。ところが、火炎球がある大きさに達すると、浮力が下方への流れに打ち勝ち、球の形が崩れながら、急速に上方へ浮き上がる。本研究では、火炎が球形を保ちながら成長する期間、すなわち放電開始から数十 ms を観察の対象とした。なお、実験は燃料噴射率 $4.44\text{cm}^3/\text{min}$ で、放電時間は 20ms として行った。

6.2.2. 撮像系の概要

図 6-3 は油滴からのミー散乱光像、OH ラジカル自発光像、 C_2 バンドの火炎発光像の内、任意の 2 つを同時に撮影するための撮像系であり、火花放電開始からシャッタが切られるまでの時間間隔を、任意に変化させることができる。本実験では、これを 35ms とした。

まず、OH ラジカル自発光像とミー散乱光像の同時撮影の場合について述べる。ミー散乱光撮影用の光源には、アルゴンイオンレーザー (NEC, GLG 3200, 発振波長 $\lambda=514.5\text{nm}$) を用いた。シリンドリカルレンズ (日本真空光学製, 焦点距離 5mm) によって平面状に成形されたレーザーシートが実験装置の中心軸を含む垂直断面を照射する。照射面内の長方形撮像領域 (図 6-3 中に記入) 内にある燃料油滴からのミー散乱像を、ビームの法線方向から撮影する。火炎発光も同じ方向から撮影するが、これはレーザーシートの厚みに関係なく、光学系の光軸方向の積算光量が画像化される。

ダイクロイックミラー (DM) (日本真空光学製, 短波長反射タイプ: しきい値 400nm) はミー散乱光成分を透過させ、OH 発光成分を反射させるために用いる。いずれの成分も、光干渉フィルタ (日本真空光学製, OH 発光用: 中心波長 310nm , 半値幅 12nm ; ミー散乱光用: 中心波長

514.5nm, 半値幅 1.8nm), 紫外域特性の優れる UV ニッコールレンズ (日本光学製, 焦点距離 105mm, f 値 4.5) を通して, それぞれのフォーカルプレーン式の焦点面シャッタ (S) を取り付け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れ, 輝度増強並びに波長変換される. 各 I.I. 光電面に結像された像は CCD カメラによって撮影される. CCD カメラからのビデオ信号はイメージプロセッサ (IP) に取り込まれて A/D 変換された後, GPIB インターフェイスを通してパーソナルコンピュータ (PC) に転送され, フロッピーディスクに保存される.

先に述べた構成では, 油滴存在領域 (垂直断面内のミー散乱光) と燃焼反応領域 (光軸方向に積算された OH 発光) が同時に可視化されるが, レーザ光を消してミー散乱光用のフィルタを C_2 バンド発光用のフィルタ (日本真空光学製, 中心波長 516.5nm, 半値幅 11.5nm) に変更すれば, 燃焼反応領域からの OH ラジカル自発光と, すすからの固体発光を伴う C_2 バンドの火炎発光を同時に画像化することもできる.

画像の撮影範囲は図 6-4 に示すように, 点火電極近傍の 22mm×44mm の領域であり, 露光時間は 4ms である.

6.2.3. 撮像系の構成

(1) シャッターおよびトリガーコントローラ

I.I. を用いて瞬間像を撮影するためには, シャッターを用いて I.I. に瞬間的に光を入射させる方法と, I.I. の MCP に瞬間的なチャージをかける方法とがある. 後者の方法は今回用いた I.I. では困難であるので, シャッターを用いた. シャッターには液晶などを使った応答時間の短い光学的シャッタなどもあるが, 紫外域の透過特性などの点で使用できなかった. また, 露光時間はできるかぎり短くすべきであるが, それにつれて光量が減少するために, あまり短くすることはできない.

ここでは電氣的なトリガー信号によって開閉可能なメカニカルシャッ

ターを用いた。このシャッターは、焦点面シャッターなので厳密には I.I. の受光面直前に置くべきであるが、I.I.の構造上不可能なので、レンズと I.I.をカップリングする C マウントアダプタを加工し、できるだけ I.I.に近い位置に置けるように組み込んだ。この場合、シャッターと I.I.の受光面との距離は約 25mm であり、UV ニッコールレンズの焦点距離 105mm の 1/4 程度なので実用上問題は無い。

シャッターを構成する 2 枚の膜は、それぞれソレノイドによってチャージされた状態で保持され、電流を切る時間差を調整することによって、露光時間を任意に調節できる。シャッターの制御は、PC (NEC 製, PC-9801UV2) 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用素子 μ PD8255 を用い、トランジスタスイッチによってソレノイドを駆動した。IP に与えるトリガー信号もこの自作の装置で生成している。各信号を出力するタイミングはソフトウェアによって制御している。

(2) イメージインテンシファイア (I.I.)

光干渉フィルタを通した瞬間像は光量が少なくなるため、また、OH バンドを含む近紫外域の発光は CCD による直接撮影ができないので、I.I.を用いて光量を増強、波長変換する必要がある。本研究では、比較的安価な静電収束型 MCP を持つ I.I. (浜松ホトニクス製, 1389P) を使用した。

(3) CCD カメラ

I.I.によって増強、波長変換された像は CCD カメラによって撮影され、ビデオ信号に変換される。CCD カメラには NEC 製の TI-21A と松下通信工業製の WV-BD400 の 2 台を使用した。

I.I.の光電面の撮影には標準のリレーレンズでは光の伝達効率が悪いので、一般のカメラ用のレンズを向い合わせに組み合わせたものを用い

た。この場合画像の拡大率は2つのレンズの焦点距離の比となる。

(3) イメージプロセッサ (IP)

2画像を同時に取り込むために2台のIP (ADS IP-2 ならびに PIP-4000) を用いた。

IP-2は、8ビット256×256画素からなる画像メモリを2画面分内蔵している。内蔵の画像強調テーブル (ルックアップテーブル) を通すことによって、2値化、ネガポジ反転などの画像強調が可能である。

PIP-4000はIP-2の後継機種で、8ビット512×480画素の画像メモリを8画面内蔵している。画像強調のほか、内蔵のソフトウェアによって、画像間の演算、画像の拡大縮小、空間フィルタリング、断面輝度分布表示、ストグラム表示などさまざまな画像処理を行うことができ、高機能となっている。またオプションのハードウェアを組み込むことによって、各処理を高速 (1/30秒以内) に行うこともできる。

2台のIPは GPIB インターフェイスによってPCと接続されており、デジタル信号化された画像はPC内のメモリに転送され、フロッピーディスクに保存される。IPとシャッタの制御ならびにPC内での画像処理は自作のプログラム (BASIC+マシン語) で行った。

6.2.4. 画像処理方法

2台のIPは画素数、縦横比ともに違っている、また2台のCCDはS/N比が異なる。よってモニターの写る2画像は質感が異なるものとなった。

火炎発光像はダイクロイックミラーによる反射光像のために左右が反転したものとなっている。画像取り込み時の1画面の画素数はIP-2では256×128、PIP-4000では512×256であるが、2台のカメラの視野を一致させるため、PIP-4000の画像を縦横とも1/2の256×128画素に縮小した後PCに転送した。その後、PC内で左右反転、アスペクト比の調整 (IP 2

の画像を縦方向 120%に拡大)を行った。

6.2.5. ポイント測定用光学系

図 6-5 の光学系により、局所からの油滴ミー散乱信号、OH ラジカル自発光信号、CH バンドの火炎発光信号、および噴霧油滴の粒径と軸方向速度の、計 5 信号の同時時系列データがモニター可能である。測定点は火炎が上方に伝ばする位置である、電極間隙の直上 20mm とした。光学系の概要は、火炎発光、油滴ミー散乱光用光学系の受光方向以外は第 5 章のものと同一である。油滴ミー散乱光ならびに PDA 送光系の光源には、アルゴンイオンレーザー光 (Spectra Physics, Stable 2016, 発振波長 $\lambda=514.5\text{nm}$) を用いた。油滴ミー散乱光と火炎発光は、2 本のビーム面に対して 90° の方向に設置された石英製レンズ (CL) で集光され、ダイクロイックミラー (DM_1 と DM_2) によって波長選択された後、ピンホール(P)に結像する。そして、干渉フィルタ (F) を通して背景光を除去され、光電子増倍管 (PM) で検出される。

油滴の粒径および速度は PDA で測定され、信号処理器で処理された後、コンピュータに取り込まれる。PDA の光源部では、レーザー光をビームセパレータで 2 分し、逆流速度の測定が可能のように、その一方をブラグセル (AOM) で 40MHz だけ周波数変調する。そして、光ファイバを通して送光系に導き、上述の測定点でレーザー光を交差させて、測定体積を形成させる。受光系および信号処理系には、市販の装置 (Dantec, Model 57X10, Model 58N10) を採用した。受光方向は、光軸に対して前方から 70.3° にとった。これは、第 2 章で述べたように、実験に使用する燃料液滴 (白灯油) に対して、レーザー光の油滴による 1 次屈折光が支配的となり、かつ、温度によって変化する油滴の屈折率が、ドップラー信号の位相差と油滴直径を結び付ける較正曲線に及ぼす影響を、ほとんど無視できる角度に相当している⁽¹²⁾。PDA の仕様は表 6-1 に示すとおりである。

各種発光の意味するところは前述の通り（3.2.3 節参照）であるが、ミ
ー散乱光は単一の油滴からの散乱光ではなく、測定領域内の油滴密度の
変動に対応している。また、本実験の噴霧火炎は比較的低温（2000K 以
下）なので、波長 306~310nm の紫外領域にある OH バンドの発光には、
OH ラジカル自発光以外の発光は混入せず、したがって、ほぼ燃焼反応強
度に対応する。しかし、CH バンドと C₂ バンドの発光は、それぞれ波長
約 431nm と 516nm の可視域にあるので、噴霧火炎のように輝炎発光が強
い場合には、ラジカル自発光にすすなどからの固体ふく射の連続スペク
トルが重畳した形で検出される^(13,14)。したがって、計測器保護のため、
CH、C₂ バンド発光用の検出器の感度は、OH 発光用に比べて 1 桁程度落
としている。

6.3. 実験結果および考察

6.3.1. 同時撮影画像

図 6-6(a), (b) はそれぞれ、露光時間 4ms で撮影された、放電開始 35ms
後の OH および C₂ バンドの火炎発光像の、同時撮影結果である。火炎球
の直径は 40mm 程度であり、画像は火炎球の上部を示している。また、
各像の中央付近、横方向に伸びる暗黒部は電極である（位置関係につい
ては図 6-4 参照）。前述のように、本研究で対象とする火炎は、すすか
らの固体発光を伴う輝炎であり、C₂ バンドにはすすからの強い固体ふく
射が含まれるため、C₂ バンド発光用の I.I. の感度を、OH 発光用のそれに
比べて 1 桁程度落としている。したがって、OH 自発光と（見かけ上）微
弱な C₂ バンド発光の見られる領域は、すすの発生が少ない不輝炎領域と
考えられる。それに対して、OH 自発光と C₂ バンド発光が共に強い領域
は、すすの発生を伴う輝炎領域と判断できる。また、OH 自発光を伴わな
い C₂ バンド発光領域は、高温のため、すすだけが発光している既燃領域
と考えられる。

両画像を対比すると、微弱な C_2 バンド発光を伴う、強い OH 発光領域が火炎球上部で見られ、 C_2 バンドの発光は OH 発光領域の内側で強くなっている。このことから、不輝炎は輝炎に先行して伝ばしており、不輝炎領域の内部に輝炎発光領域が存在していることが分かる。また、火炎前縁部に散在する C_2 バンドの輝点は、OH 発光像と見比べると、不輝炎に囲まれて拡散燃焼を開始した小さな油滴クラスターと見える。

このように、OH バンドで観察される火炎球と、 C_2 バンドで観察される火炎球の大きさが異なるので、単に火炎球と言えば、OH バンドで観察される不輝炎球を指すものとする。

図 6-7(a), (b) はそれぞれ、OH 発光像と油滴ミー散光像とを同時撮影した結果で、撮影条件は図 6-6 と同様である。輝炎発光が強いので、ミー散乱光と同波長の火炎発光もかなりの程度光干渉フィルタ（透過ピーク波長 514.5nm）を透過してしまい、両者が重なり合った像となっている。しかし、ミー散乱光像は細長い筋状に、輝炎像はぼやけた不定形となっているので、見分けはつく。また、油滴粒径が数十 μm であるのに、可視化されたミー散乱光像のスケールは桁違いに大きく、像の間隔も広くまばらに分布している。これは、油滴クラスターからのミー散乱光強度が強く、I.I.の感度を落としたため、クラスター間に存在する個々の油滴や微細クラスターが可視化されていないためである。したがって、可視化されたミー散乱光像は、ある程度以上の大きさの油滴クラスター像を示していると考えられる。

図 6-6 と図 6-7 の 4 枚の画像を見較べると、強い OH 発光を伴った不輝炎が火炎球外周部を外向きに伝ばしている。そして、この不輝炎のやや内側に、輝度のあまり高くない輝炎の存在する領域がある。不輝炎領域には明瞭な油滴クラスター像が見られることから、不輝炎は油滴クラスター間に存在する燃料蒸気や微小油滴領域を選択的に先行して伝ばし、火炎球のさらに内部で、高輝度の輝炎を伴って油滴クラスターが拡散燃

焼している。そこでは、OH 発光像と C_2 バンド発光像の分布パターンが必ずしも一致していないことから、火炎球中心部の高輝度輝炎の多くが、拡散火炎というよりは、拡散燃焼で発生したすすの固体発光で輝いている油滴もしくは油滴クラスターのようなものである。この部分の酸素濃度は測定していないが、後述の PDA 測定から、未燃状態での油滴数密度は $15 \text{ 個}/\text{mm}^3$ で、噴霧流の代表粒径として $50 \mu\text{m}$ を仮定すれば、当量比 11 程度と、かなり酸素不足の状態にある。したがって、多量のすすが発生してもおかしくはない。

図 6-6、図 6-7 から判断すると、輝炎領域は非常に複雑かつ不連続な形をしており、一見、ランダムかつ不連続的に伝ばしているように見える。事実、Yao ら^(15,16) は同様の現象を指して、火炎が油滴 (群) から油滴 (群) へと不連続に跳び移ってゆく”リレータイプの火炎伝ば”と名付けている。しかし、不輝炎が燃料蒸気や微小油滴領域を選択的に先行して伝ばし、その背後の活性な高温領域で、着火遅れや、その他の複雑な機構によって拡散火炎片がランダムに出現するという前述の結果から解釈すると、これらの輝炎画像はランダムかつ不連続な火炎伝ばを捕らえているとは考えられず、リレータイプの火炎伝ばと命名するのは誤りである。

6.3.2. 火炎発光と油滴のミー散乱光，速度，直径の同時時系列信号

火炎の発光像や油滴のミー散乱光像からは、瞬時の 2 次元情報は得られても、時間的な経緯が判断しにくい。また、光学系の奥行方向の情報の分離が困難である。そこで、この点をカバーするために、ポイントにおける信号の連続モニターリングを行なった。なお、ポイント測定の際に、 C_2 バンド発光の代わりに CH バンドの発光を用いたのは、 C_2 バンドがアルゴンイオンレーザーの発振波長である 514.5nm に近接していて、油滴ミー散乱光との同時測定が困難なためである。 C_2 バンドは CH バンドに比べて長波長側にあるため、CH バンドよりも、すすからの固体発光の

影響を受け易い。しかし、両信号がほぼ類似の傾向を示すことは、予備実験で確認してある。

図 6-8 に、電極間隙の 20mm 直上における、火炎中の微小体積からの OH ラジカル自発光信号 I_{OH} 、CH バンドの火炎発光信号 I_{CH} 、油滴ミーン散乱光信号 I_{MS} 、油滴の鉛直方向速度成分 V_h 、および油滴直径 D の計 5 信号の同時時系列データの一例を示す。図の横軸 t は時間(ms)で、距離には直接対応していないが、この位置では火炎が上方に、ほぼ一定速度で伝ばしていることが分かっているので、火炎球上部の構造が現れていると見なしてよい。なお、この位置において PDA 測定を行なったところ、非燃焼時の油滴数密度⁽¹⁷⁾は約 15 個/mm³であった。

OH バンドと CH バンドの発光信号を比較すると、OH 発光が立ち上がるのとほぼ同時に、CH バンドの発光も立ち上がっている（縦軸のスケールの違いに注意）。OH 発光の立ち上がりと同期した CH バンドの発光は、CH ラジカル自発光と見られる（検出器の感度を同じにして測定を行なえば、両信号は同時に立ち上がることは確認済み）。その後、数十 ms 遅れて CH バンドの発光が大きく立ち上がっているが、これは OH 自発光と全く対応しておらず、すすからの固体発光と見られる。このことから、図 6-6 と図 6-7 の画像でも見られるとおり、不輝炎の伝ばした背後に輝炎が出現することが分かる。

また、OH と CH の両信号を油滴ミーン散乱信号と対比すると、火炎の到達以前から不輝炎が到達するまでは、測定体積に油滴が密に存在するが、輝炎の出現後は急速に油滴の数密度が低下し、輝炎発光のピークを過ぎると、ほとんど油滴が存在しなくなる。

これから、最初に、燃料油滴クラスター間に存在する燃料蒸気と微小油滴の領域を不輝炎が選択的に伝ばした後に、その背後で油滴もしくは油滴クラスターが、最初は通常の拡散燃焼、ついで、すすの固体発光を伴いながら輝炎燃焼するという、図 6-6 と図 6-7 の画像から得られたもの

と同じ結論に到達する。

6.3.3. PDA データのコンディショナルサンプリング

図 6-9~6-11 に(a)非燃焼時, (b)放電開始から火炎到達まで, (c)火炎到達後の3つの期間における, 油滴の粒度分布 (図 6-9), 油滴直径と軸方向速度の相関 (図 6-10) および粒径別の速度 (図 6-11) を示す. 図 6-11 の縦方向の線分の幅は粒径別の軸方向速度の時間平均値 $\overline{V_h(D)}$ (●印で表示) を中心に $\pm V'_h(D)$ (軸方向速度変動の rms 値) を示している. これらの結果は, 数百回の点火実験を繰り返し, OH 発光信号の立ち上がり時刻から, OH 発光が検出されなくなるまでの間のデータを火炎到達後のものとして, PDA データをコンディショナルサンプリングして得られたものである.

図 6-8 の例では期間(b)が約 35ms, 期間(c)が約 250ms の長さである. したがって, (c)のデータには火炎が球形を崩して, 浮力で上昇する時期の情報も含まれているが, 前述のように, PDA による輝炎到達後の油滴検出頻度は極度に低下するので, 期間(c)の後半の影響は, そう大きくはない.

図 6-9, 6-10, 6-11 とも, (a)非燃焼時と(b)放電開始から火炎到達までのデータは, ほとんど同様の傾向を示している. これから, (b)の期間では, 火炎が噴霧の挙動に影響を及ぼしていないことが分かる. しかし, (a), (b)と火炎到達後の(c)を比較すると, かなり傾向が異なっている. そこで, (a), (b)を火炎到達前, (c)火炎到達後として両者を比較検討してみる.

まず, 図 6-9 の粒度分布を見ると, 火炎到達後は到達前に比べて, 小さい油滴の割合が減少し, 比較的大きい油滴 ($80\mu\text{m}$ 以上) の割合が増加しているが, 粒度分布形状に大きな違いは見られない.

図 6-10 と図 6-11 で, 粒径ごとの油滴速度を見ると, 火炎到達前と火炎

到達後とでは、全体としての速度の時間平均値は変わらないが、どの粒径範囲に対しても火炎到達後の方が、速度のばらつきが大きくなっており、粒径の小さい油滴の中には、負の速度を持っているものも見られる。これは火炎球の成長に伴い、それに働く浮力がしだいに強くなって、火炎球内部の高温ガスの流れ方向が反転することが原因と考えられる。

6.4. むすび

微粒化過程の影響を極力排除した上で、噴霧流中での火炎の伝ば機構や油滴の群燃焼挙動を詳細に観察するために、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球形噴霧火炎の観察を行った。その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 初めに、油滴クラスター間に存在する燃焼し易い燃料蒸気成分や微小油滴領域中を、不輝炎が選択的に伝ばする。
- (2) 油滴クラスターは、未燃のまま不輝炎領域を通過し、不輝炎の背後で群燃焼することにより、拡散火炎片がランダムに出現する。
- (3) したがって、乱れのほとんどない点火直後の火炎球においても、階層的な油滴群燃焼が観察されることが分かった。
- (4) 噴霧火炎の輝炎領域がランダムかつ不連続的に撮影される現象をリレータイプの火炎伝ばと見なすのは誤りである。
- (5) 火炎球上部では、不輝炎到達時を境に油滴の粒度分布形や速度のばらつきに変化が見られる。これは油滴の蒸発、ならびに浮力による流れの反転が原因である。

6.5. 参考文献

- (1) Williams, A., *Combust. Flame*, 21 (1973), 1.
- (2) Law, C.K., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8 (1982), 171.

- (3) Faeth, G.M., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 3 (1977), 191.
- (4) Chigier, N., *Energy, Combustion and Environment*, (1981), p.248, McGraw-Hill.
- (5) 中部・他2名, *機械学会論文集*, 55-516B (1989), 2517.
- (6) Nakabe, K., Mizutani, Y., Hirao, T. and Fujioka, H., *Combust. Flame*, 84 (1991), 3.
- (7) 水谷・西本, *機械学会論文集*, 38-311 (1972), 1844.
- (8) 中部・他2名, *機械学会論文集*, 53-486B (1987), 636.
- (9) Allen, M.G. and Hanson, R.K., 21st Symp. (Int.) on Combustion, (1986), p.1755, The Combustion Institute.
- (10) Chiu, H.H. and Liu, T.M., *Combust. Sci. Technol.*, 17 (1977), 127.
- (11) Chiu, H.H., Kim, H.Y. and Croke, E.J., 19th Symp. (Int.) on Combustion, (1982), p.971, The Combustion Institute.
- (12) Pitcher, G.・他2名, 5th Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech. (1990), 14.4.
- (13) 水谷・他2名, *機械学会論文集*, 52-476B (1986), 1931.
- (14) 水谷・他2名, *機械学会論文集*, 54-504B (1988), 2219.
- (15) Ashgriz, N. and Yao, S.C., *PhysicoChemical Hydrodynamics*, 8 (1987), 335.
- (16) Queiroz, M. and Yao, S.C., *Combust. Flame*, 76 (1989), 351.
- (17) Saffman, M., *Applied Optics*, 26-13 (1987), 2592.

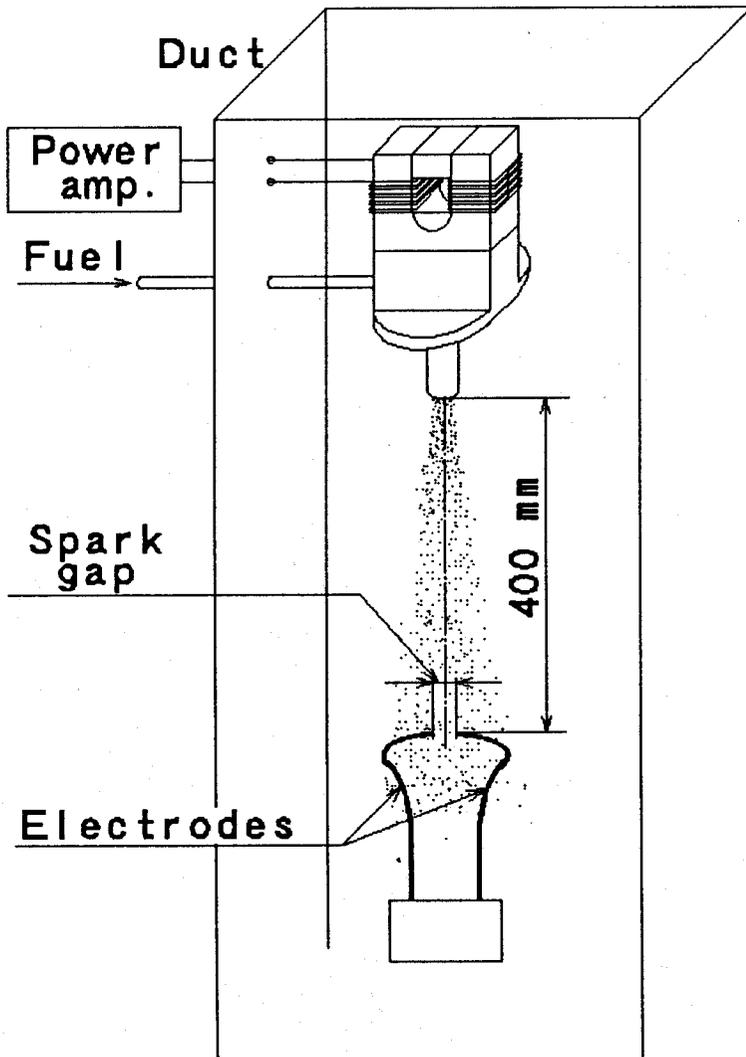


図 6-1 実験装置の概略

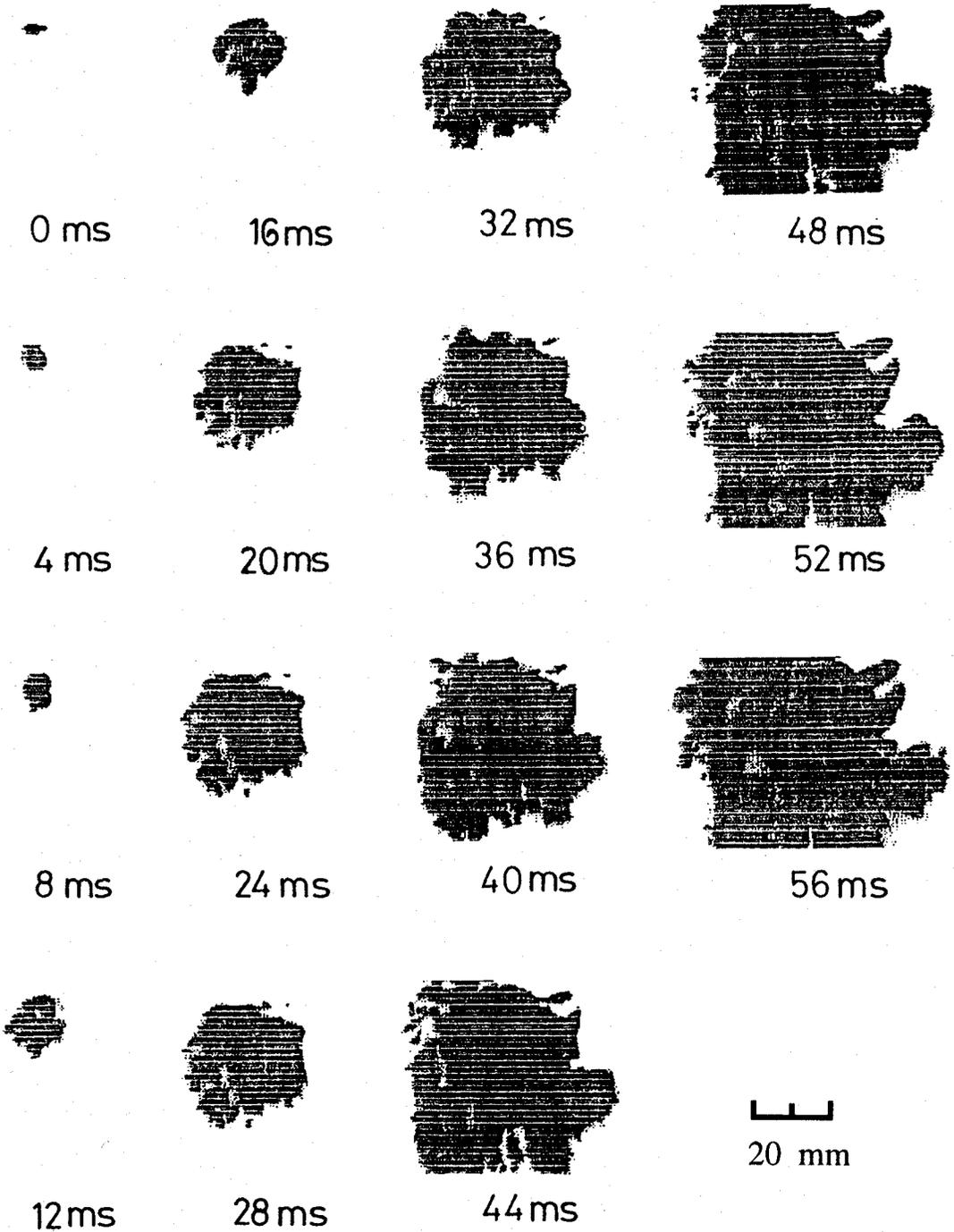


図 6-2 高速度ビデオカメラによる火炎の二値化画像 (250 駒/s)

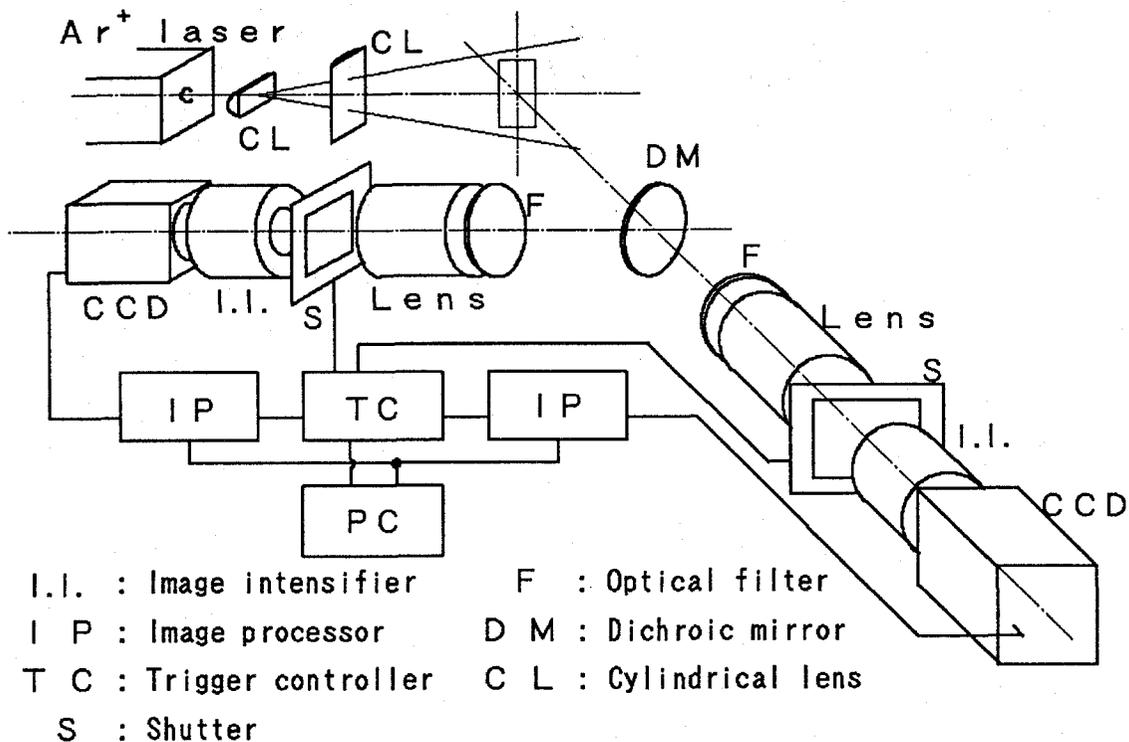


図 6-3 撮像系の概要

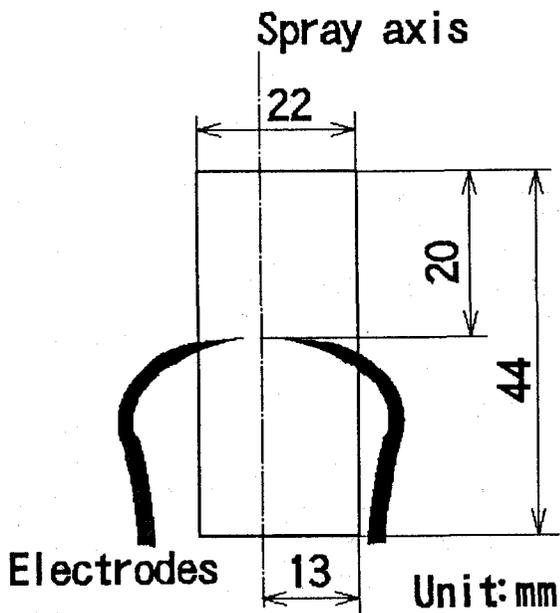


図 6-4 撮像範囲

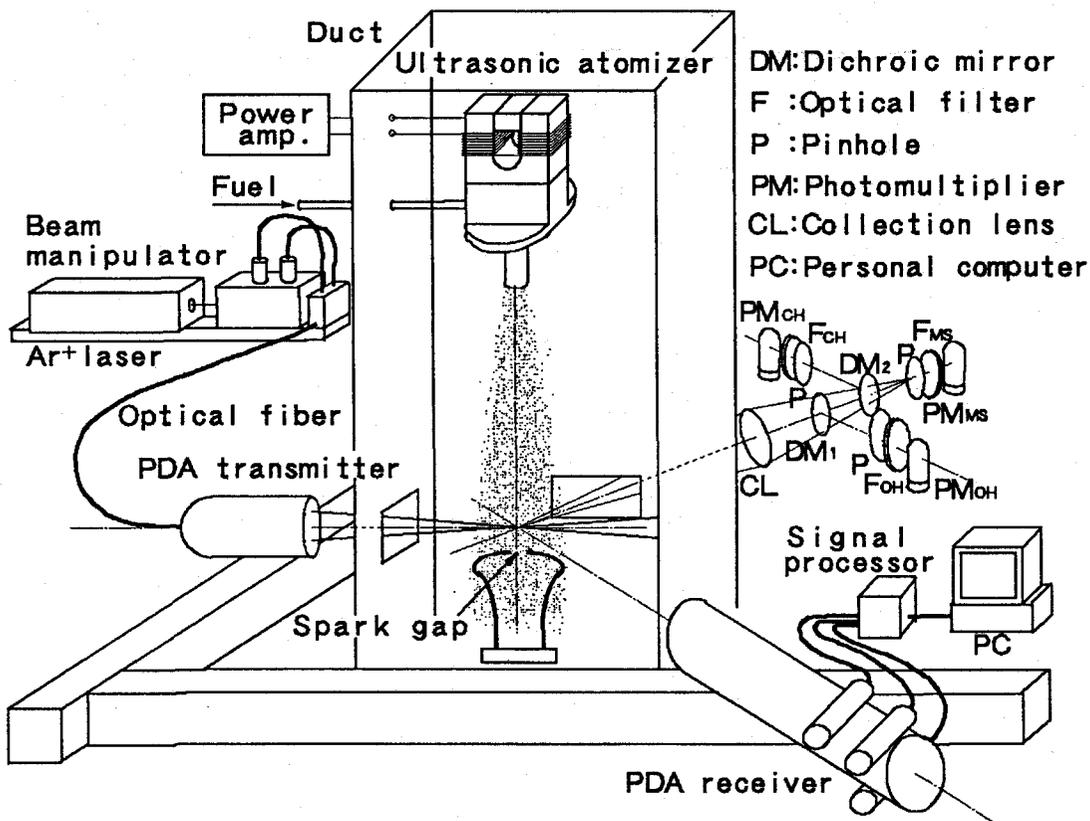


図 6-5 OH 発光, CH 発光, 油滴ミ-散乱光, 軸方向速度と粒径の同時測定用光学系

表 6-1 PDA の仕様

Probe:	Focal length	500	mm
	Spot diameter	244.8	μm
	Fringe spacing	5.0	μm
	Fringe number	49	
Range:	Maximum diameter	190	μm
	Maximum velocity	1.5	m/s
	Minimum velocity	-0.5	m/s
Focal length of receiving optics	310	mm	
Wavelength of laser beam	514.5	nm	
Bandwidth of signal processor	0.4	MHz	
Frequency shift	40	MHz	

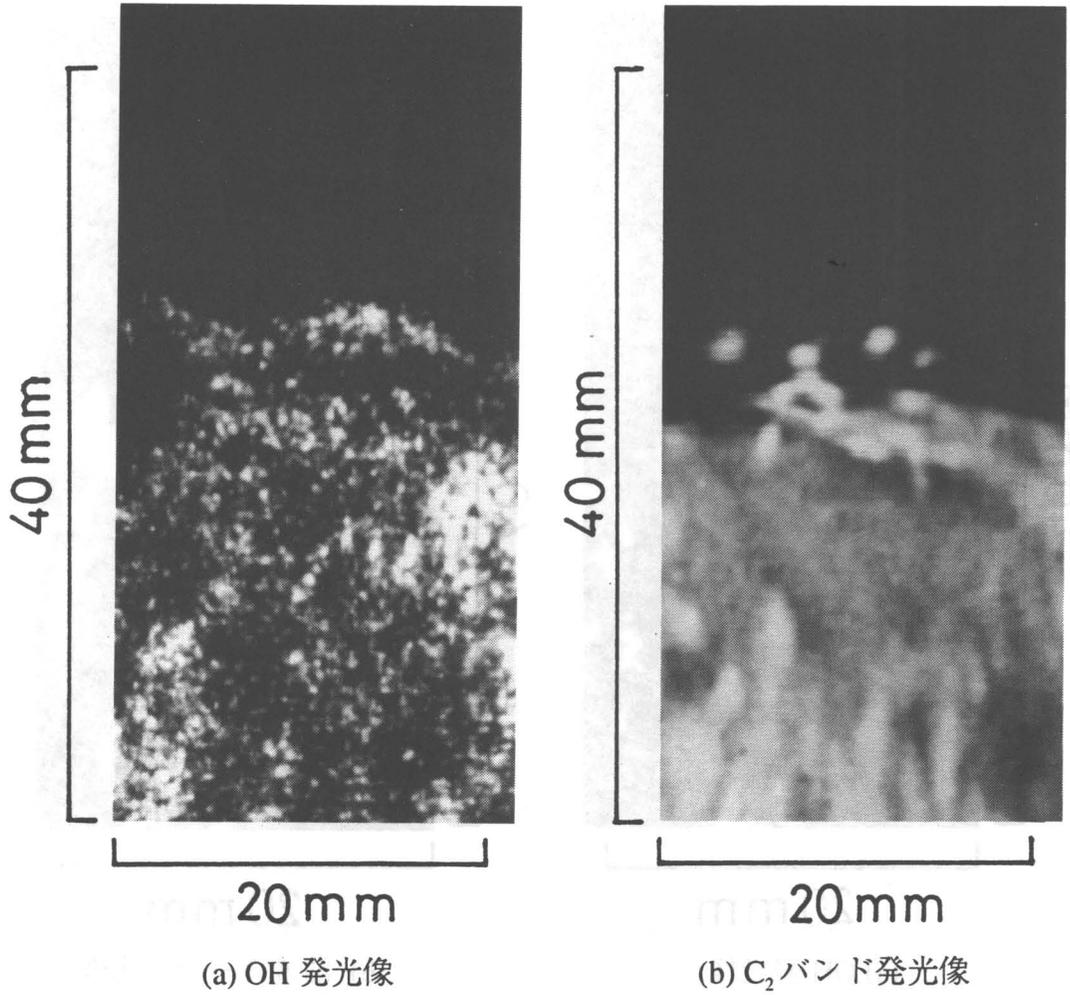


図 6-6 OH 発光像と C₂バンド発光像の同時撮影結果

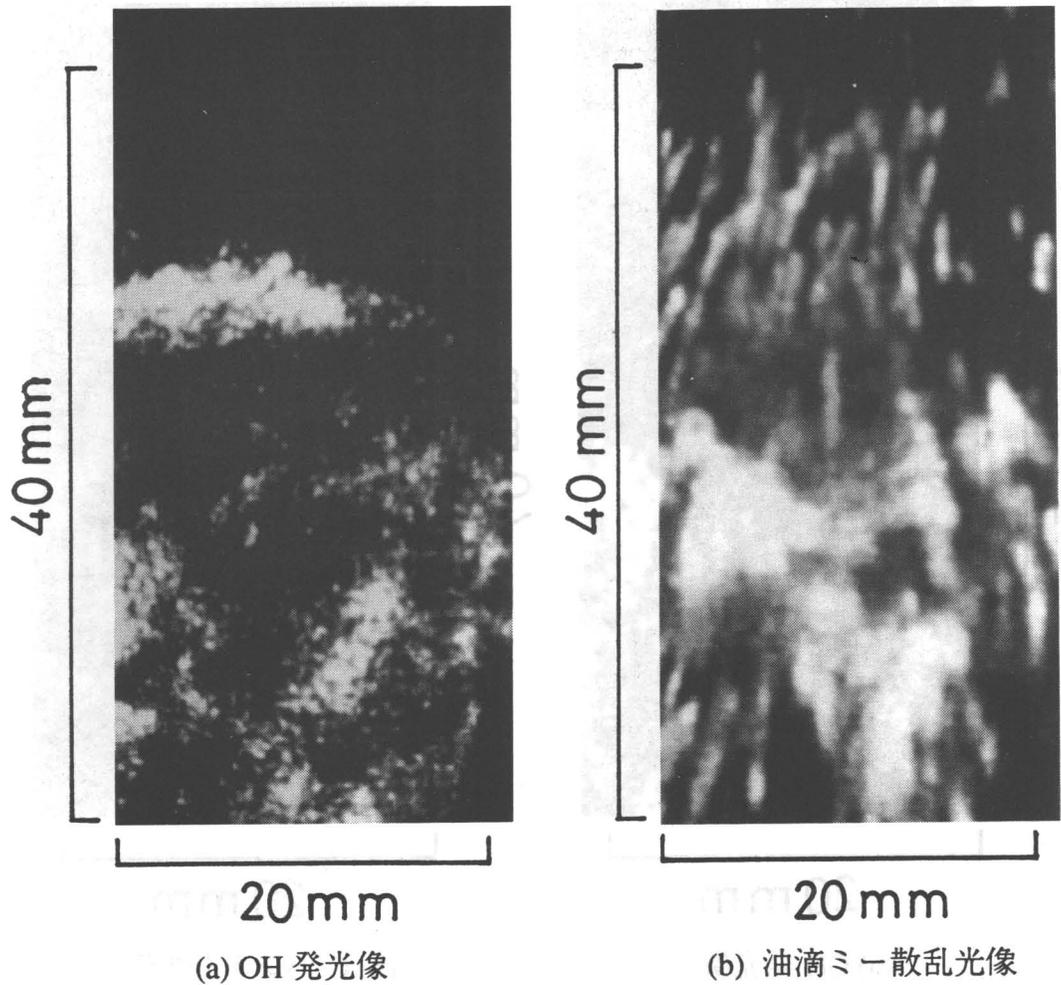


図 6-7 OH 発光像と油滴ミ-散乱光像の同時撮影結果

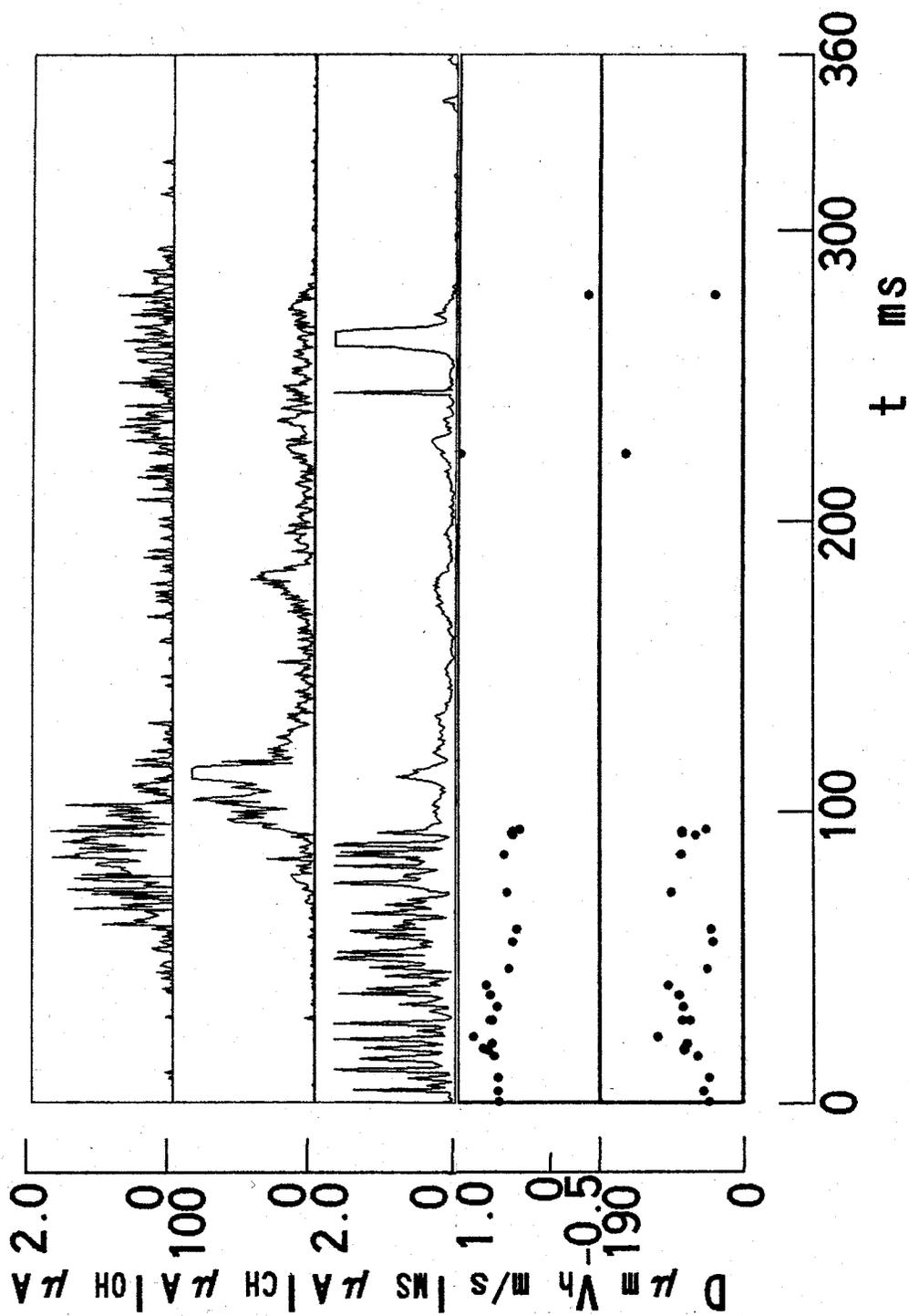
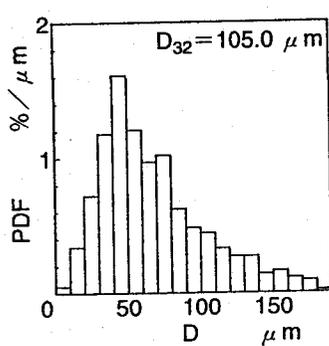
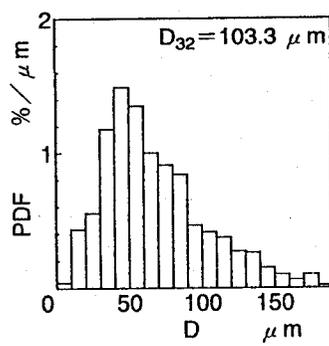


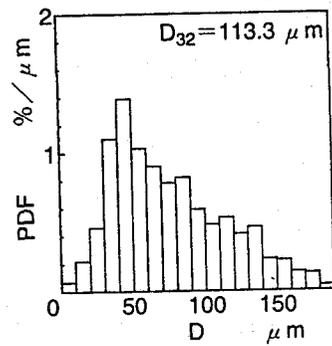
図 6-8 OH, CH 発光, 油滴閃連 (ミ一散乱, 速度, 直径) 信号の同時時系列データ



(a) 非燃焼時

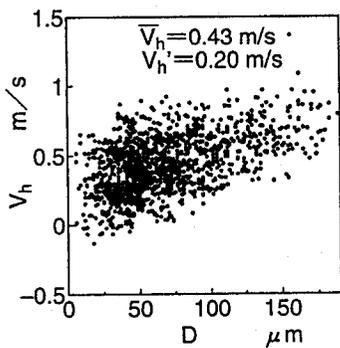


(b) 火炎到達前

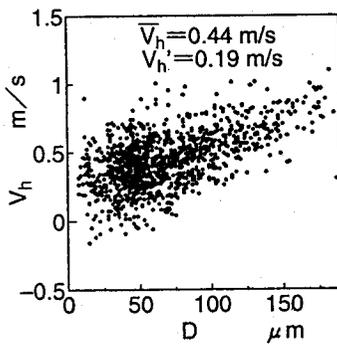


(c) 火炎到達後

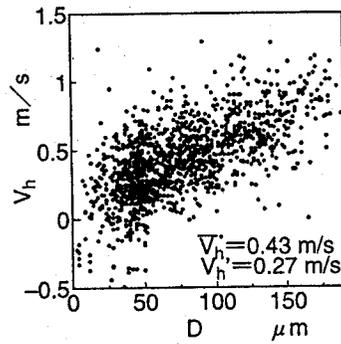
図 6-9 油滴の粒度分布



(a) 非燃焼時

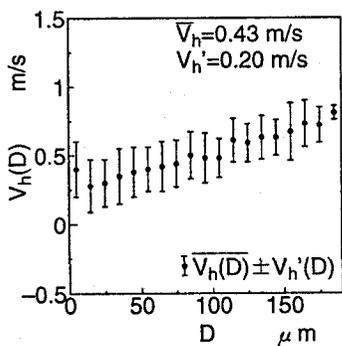


(b) 火炎到達前

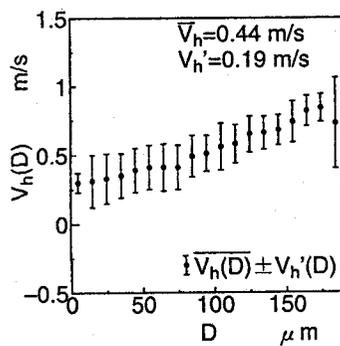


(c) 火炎到達後

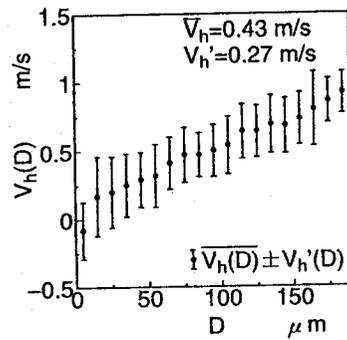
図 6-10 油滴直径と軸方向速度の相関



(a) 非燃焼時



(b) 火炎到達前



(c) 火炎到達後

図 6-11 粒径別の油滴軸方向平均速度と速度変動の rms 値

7. 結 論

本研究では、まず第2章において、第3章から第6章の実験に使用するLDVとPDAシステムの最適化設計方法を示した。

第3章では、実際の噴霧バーナで見られる、噴射ノズル近傍で生じる微粒化現象、保炎器下流の強い乱れのために生じる巨大コヒーレント渦と微小3次元渦の影響を回避し、噴霧の燃焼機構や火炎構造の情報を抽出する目的で、予混合噴霧火炎の実験を行った。すなわち、いわゆる“予混合噴霧流”を環状の水素拡散パイロットバーナで保炎し、火炎からのOHラジカル自発光信号、CHラジカル発光バンドの火炎発光信号、油滴からのミー散乱光信号の同時時系列データをモニターし、それらの信号に統計解析とスペクトル解析を施した。

第4章では、工業用噴霧バーナに見られる、噴霧流と周囲空気との境界で不可避免的に発生するコヒーレント渦と微小な3次元渦の共存状態が噴霧火炎に与える影響をシミュレートし、実用噴霧火炎の構造を把握するための実験を行った。すなわち、第3章と同一の予混合噴霧火炎中に流れに直角に円柱を挿入し、その後流に形成される循環流と主流との間のせん断層付近に生じるコヒーレント渦が噴霧火炎構造や群燃焼形態に及ぼす影響を、第3章と同様の測定方法で観察した。

第5章では、火炎中に存在する個々の油滴クラスターの群燃焼パラメータ G_c を推算するために、第3、4章で取り扱ったOH、CH、油滴ミー散乱光の3信号に、PDAによる油滴の粒径と速度の信号を追加し、計5信号の同時時系列データを測定した。また、油滴クラスター発生メカニズムを明らかにするために、測定領域を火炎下方（上流）にまで広げて計測を行った。

第6章では、微粒化過程の影響を極力排除した上で、第5章でも触れた噴霧流中での火炎の伝ば機構や油滴の群燃焼挙動を詳細に観察するた

めに、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球形噴霧火炎の観察を行った。

以下に、得られた結果を章別にまとめて記する。

第2章では、第3章から第6章の実験で対象とする流れ場に最適な光学系の設計を行い、かつ、レーザ光源を光ファイバー化する方法、すなわち小型でフレキシビリティの高い後方散乱型のFLDVおよびPDAの最適化設計を行った。以下に、機器の具体的な仕様を示す。

(1) FLDV

レーザ光源：	波長 488.0nm (青色)
信号処理器周波数帯：	
第3, 4, 5章の実験に対し：	39.0 ~43.0 MHz
第6章の実験に対し：	39.9 ~40.3 MHz
計測速度範囲：	
第3, 4, 5章の実験に対し：	-4.16m/s~12.48m/s
第6章の実験に対し：	-0.416m/s~1.248m/s
SNRP：	2.07×10^{-6}

(2) PDA

レーザ光源：	波長 514.5nm (緑色)
信号処理器周波数帯：	
第3, 4, 5章の実験に対し：	39.0 ~43.0 MHz
第6章の実験に対し：	39.9 ~40.3 MHz
計測速度範囲：	
第3, 4, 5章の実験に対し：	-5.0~15.0 m/s
第6章の実験に対し：	-0.5~ 1.5 m/s
計測粒径範囲：	0~100 μm
SNRP：	6.48×10^{-4}

第3章では、環状のパイロット火炎で保炎した予混合噴霧火炎の広い範囲に渡って、火炎発光、油滴ミ-散乱光信号の同時時系列データを測定した。また、後方散乱型のFLDVを用いて、火炎中での油滴の2次元速度場を計測した。さらに、PDAを用いて、油滴直径と軸方向速度の同時測定を行った。

それらの結果を用い、火炎中での油滴存在領域と反応領域との関係、ならびに火炎中での油滴クラスターの燃焼形態の変化を系統立てて調べることにより、噴霧火炎の油滴群燃焼形態の詳細な解明を試みた。

その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 油滴クラスターが蒸発・燃焼しながら飛行するにしたがって、油滴クラスター外周部に存在していた燃焼反応領域がその内部にも出現し始めるとともに、サブクラスターが強い輝炎発光を伴いながら階層的な油滴群燃焼を行なう。
- (2) 油滴群燃焼が生じている場合には、油滴数密度は急激に減少するものの、油滴の粒度分布ならびにザウテル平均粒径はほとんど変化しない。

第4章では、工業用噴霧バーナに見られる、噴霧流と周囲空気との境界で不可避免的に発生するコヒーレント渦と微小な3次元渦の共存状態が噴霧火炎に与える影響をシミュレートし、実用噴霧火炎の構造を把握するために、環状の水素拡散パイロット火炎によって安定化された予混合噴霧火炎中に円柱を挿入して、円柱後流のせん断層や巨大コヒーレント渦が燃焼形態や火炎構造に及ぼす影響を、第3章と同様の測定方法で観察した。また、PDAにより、粒径別の2次元速度場を計測し、乱れや油滴と気相の間のスリップが火炎の燃焼形態に及ぼす影響に考察を加えた。

その結果、噴霧油滴の群燃焼形態が噴霧濃度や油滴クラスタースケールの減少に伴って、徐々に外殻燃焼・外部群燃焼から内部群燃焼・単滴燃焼に遷移するという予混合噴霧火炎に共通する傾向は見られたものの、

円柱を挿入することによって、以下のような相違が明らかになった。

- (1) 円柱の挿入により、油滴クラスターのスケールが、円柱のない場合と比較して顕著に減少する。
- (2) 円柱を挿入しない場合には、100Hz 程度の緩やかな濃度変動に対応する大スケールの油滴クラスターと、燃焼の過程で形成されるランダムなサブクラスターが観察されるだけであるが、火炎中に円柱を挿入すると、後流せん断層のコヒーレント渦の影響で、十数 mm 周期の濃度変動(むら)に対応するサブクラスターが形成される。
- (3) 円柱を挿入しない場合、上流部ではクラスターの中心部にまで火炎が侵入せず、外周部で青炎燃焼が生じる。一方、円柱を挿入した場合には、乱流混合や油滴のスリップのために、クラスターのガス交換が活発化し、早い時期からクラスター中心部で燃焼が生じる。このことから、乱流混合や油滴のスリップは油滴クラスターの燃焼形態に大きな影響を及ぼすと考えられる。
- (4) 円柱を挿入しない場合の油滴クラスターの燃焼は青炎支配であるが、円柱を挿入すると、輝炎燃焼支配に遷移し易くなる。これは、円柱後流せん断層における流れ模様の変化、渦運動、油滴のスリップなどによって、濃いサブクラスターが形成され、それが青炎に埋もれて輝炎燃焼をするためである。

第5章では、火炎中に存在する個々の油滴クラスターの群燃焼パラメータ G_c を測定するために、第3, 4章で取り扱った OH, CH, 油滴ミエ散乱光の3信号に、PDAによる油滴の粒径と速度の信号を追加し、計5信号の同時時系列データをモニターした。また、油滴クラスター発生のメカニズムを明らかにするために、測定領域を火炎下方(上流)にまで広げて計測を行った結果、以下のことが分かった。

- (1) 非燃焼時の予混合噴霧流には、明確な境界を持った油滴クラスターは存在していない。一方、火炎中においては、選択的炎伝ばによ

り噴霧が分断されて、油滴クラスターが形成される。

- (2) 本実験データから計算される油滴クラスターの群燃焼数を Chiu らの理論解析に当てはめたところ、平均的に観察される燃焼状態と合致する結果が得られた。また、個々のクラスターの燃焼状態も、ほぼそのクラスターの群燃焼数に対応していることが分かった。

第6章では、微粒化過程の影響を極力排除した上で、噴霧流中での火炎の伝ば機構や油滴の群燃焼挙動を詳細に観察するために、超音波噴霧器から自由落下しながら周囲空気と緩慢に混合する燃料噴霧を一点で火花点火し、火炎核から成長する球形噴霧火炎の観察を行った。すなわち、噴霧火炎中での不輝炎、輝炎、油滴それぞれの存在領域の位置関係を調べるために、光干渉フィルタ、イメージインテンシファイア、CCD カメラ、画像処理装置を組み合わせた光学系を2組用い、OH ラジカル自発光像と C_2 バンドの火炎発光像、OH ラジカル自発光像と油滴ミー散乱光像の同時撮影を行った。また、燃焼反応領域中の噴霧油滴の燃焼挙動を観察するために、第5章と同様の光学系を用い、火炎が上方に伝ばしている点火電極直上 20mm において、OH ラジカル自発光、CH バンドの発光信号、油滴のミー散乱光、および PDA からの油滴速度と粒径信号の計5個の時系列信号を同時モニターした。また、それらの同時時系列信号を参照して、PDA データをコンディショナルサンプリングすることにより、点火から火炎到達までの非燃焼期間とその後の燃焼期間に分けて、油滴の速度と直径の同時測定を行い、油滴粒度分布、油滴の速度と粒径との相関、および粒径別の油滴速度を算出した。その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 油滴クラスター間に存在する燃焼し易い燃料蒸気成分や微小油滴領域中を、不輝炎が選択的に伝ばする。
- (2) 油滴クラスターは、未燃のまま不輝炎領域を通過し、不輝炎の背後で群燃焼することにより、拡散火炎片がランダムに出現する。

- (3) したがって、乱れのほとんどない点火直後の火炎球においても、階層的な油滴群燃焼が観察される。
- (4) 噴霧火炎の輝炎領域がランダムかつ不連続的に撮影される現象を、リレータイプの火炎伝ばと見なすのは誤りである。
- (5) 火炎球上部では、不輝炎到達時を境に、油滴の粒度分布形や速度のばらつきに変化が見られる。これは油滴の蒸発、ならびに浮力による流れの反転が原因である。

8. 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。本講座で研究を行う機会をいただき、斬新な発想により本テーマを与えてくださり、また、その間終始適切なお指導と有益なお助言を賜り、本論文の執筆に際しても綿密な校閲をいただいた本講座教授 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、ご校閲とお指導をいただいた本学工学部教授 高城敏美 先生、教授 香月正司 先生、教授 辻 裕 先生に対して深く謝意を表します。

特に、香月正司 先生には、共同研究者としても懇切丁寧なお指導、有益なお助言と数々の激励を賜りました、心からの謝意を表します。本講座での研究生活を先生の身近で過ごしたことが、燃烧現象への理解を深め、本研究の進展にも大きな糧となりました。

学生当時からお直接お指導をいただいた、当時の本講座助手 中部主敬 先生（現京都大学大学院助教授）に深謝いたします。先生の研究に対する真摯な姿勢に直接触れることによって、研究の厳しさと喜びを教えてくださいいただきました。

LDV, PDA システムの最適化設計および製作に関しては、神戸大学工学部教授 中島 健 先生、助教授 池田裕二 先生、大学院学生 河原伸幸 氏をはじめとする多くの方々のお教示とお協力にをいただいたことに深謝いたします。当時大学院博士課程に在籍しておられた、細川茂雄 先生（現 神戸大学工学部）、栗原 昇 先生（現 工業技術院計量研究所）には、数々の有益なお助言と激励を戴きました。お二人の研究に取り組む真剣な姿勢を目の当たりにし、私自身も頑張らねばと強く心に誓うことができました。また、池田裕二 先生には公私にわたり数々の激励をいただくとともに、世界最先端のレーザ応用計測に直接ふれる貴重な機会を

いただきました。ここに記して、深く感謝いたします。

本研究に際し、計測器材を貸与していただいた株式会社ナックの桑原哲爾氏、日立造船株式会社技術・開発本部技術研究所の岡崎泰英氏をはじめ機械システム研究室の方々に謝意を表します。

本研究の遂行にあたっては、本講座に在籍された客員研究員 井本泰造氏（大阪府立産業技術総合研究所）、趙庸大先生（韓国蓮庵工業専門大学）、当時の工学部4年次学生 宮内敏行、芝田雅文、岡康浩、宮原一嘉、塩田浩（現大学院学生）、大崎崇、根来岳、津島将司（現大学院学生）、当時の大学院修士課程学生 東口誠作、田端敏克の諸氏をはじめとする多くの方々に、熱心な協力をいただきました。本講座大学院博士課程の若林卓、淵端学の両氏、日立造船株式会社の安田俊彦氏には数々のご支援と有益なご助言を戴きました。また、本講座の宇恵公子事務官には多大なるご援助をいただきました。ここに記して謝意を表します。

最後に、今まで温かく見守ってくれた両親、祖父母に、また、助手という特殊な職業、時間に不規則な研究活動を理解し、ひたすら研究に打ち込める環境を与えてくれた妻 尚見に心から感謝します。