



噴霧燃焼における噴霧挙動と乱れ構造に関する研究

河原, 伸幸

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

1997-03-31

(Date of Publication)

2008-05-21

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲1655

(JaLCD0I)

<https://doi.org/10.11501/3129765>

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1001655>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

噴霧燃焼における噴霧挙動と乱れ構造
に関する研究

平成9年1月

神戸大学大学院自然科学研究科

河原 伸幸

使用記号

第2章

d_{in}	送光ビームのビーム径
D_{10}	算術平均粒径
D_{32}	ザウタ平均粒径
D_a	受光レンズの直径
D_p	油滴の粒径
f	送光焦点距離
r_a	受光焦点距離
R_{D10}	平均粒径の変化比
R_{D32}	ザウタ平均粒径 D_{32} の変化比
R_{MV}	平均流速の変化比
U_{mean}	平均流速

第3章

D	バーナースロート直径
D_p	油滴径
k	油滴速度の速度変動
x	軸方向座標
r	半径方向座標
R	バーナースロート半径
Re_p	油滴の相対レイノルズ数
u_a	気流の速度
u_d	油滴の速度
ρ	燃焼ガスの密度
μ	燃焼ガスの粘性係数
$\bar{\quad}$	アンサンブル平均操作を表す演算子

第4章

d	単一粒子径
D	バーナースロート直径
D	球形油滴クラスターの直径

D_{10}	算術平均油滴粒径
D_p	油滴径
G	群燃焼数
$H(\tau_j, \Delta \tau_j)$	時系列で得た油滴間の時間 (Interarrival time) のヒストグラム
L	平均油滴間距離
Le	ルイス数
n_T	油滴塊に含まれる油滴総数
r	半径方向座標
R	バーナースロート半径
Re	油滴直径とスリップ速度を用いたレイノルズ数
S	無次元油滴間距離
Sc	シュミット数
St	Stokes数
ΔU	せん断層をはさむ速度差
x	軸方向座標
δ	大規模渦構造の構造の大きさ
μ	作動流体の動粘性係数
ρ_p	粒子の密度
τ_s	粒子の空気力学的反応時間
τ_F	大規模構造の流れの特性時間
τ_j	j 番目の区間における τ の代表値
$\Delta \tau$	時系列の中の互いに隣接する2データの時間間隔
$\Delta \tau_j$	j 番目の区間における区間幅

第5章

B	トランスファ数
C_1, C_2	k - ϵ モデルの経験定数
C_D	油滴の空気抵抗係数
C_R	渦消散モデルにおける経験定数
d_0	燃料の噴出径
D	バーナースロート径 (5.4.2, 5.4.3節に限り燃焼炉内直径)
D_n	ノズル口径
D_p	油滴径

f	混合比
f_{st}	量論混合比
g	重力加速度
G_k	乱流生成エネルギー生成率
I_0	放射熱線法における初期放射強度
k	乱流生成エネルギー
k_{in}	乱流生成エネルギーの流入量
L_e	乱流渦の代表長さ
m_{ox}	酸化剤の質量分率
m_{fu}	燃料の質量分率
m_p	粒子の質量
m_{pi}	代表粒径 i の粒子の質量
n_{ij}	油滴の数流量
P_i	代表粒径 i における質量分率
q_j	半径方向分散量の質量分率
Q_f	燃料流量
r	半径方向座標
r_j	油滴 j の半径方向位置
R	燃焼反応速度
R	バーナースロート径 (5.4.2, 5.4.3節に限り燃焼炉内半径)
R_{ep}	油滴の相対レイノルズ数
s	燃料と酸素の量論混合比
S_d	気相-液相関の相互作用による生成項
S_ϕ	離散化方程式における生成項
t	時間
t_e	乱流渦の生成時間
t_t	油滴が乱流渦を通過するのに要する時間
Δt	油滴の運動方程式のタイムステップ
u	気相の軸方向速度
u_p	油滴の軸方向速度
$u_{p,0}$	油滴の初期軸方向速度
v	気相の半径方向速度
\mathbf{v}	気相の速度ベクトル

v_p	油滴の軸方向速度
\mathbf{v}_p	油滴の速度ベクトル
$v_{p,0}$	油滴の初期半径方向速度
x	軸方向座標
β_j	燃料油滴の噴射角度
ε	乱流生成エネルギーの消散率
ε_{in}	乱流生成エネルギーの消散率の流入量
λ	乱流生成エネルギーの流入量に関する経験定数
μ_{eff}	実効粘性係数
μ_t	乱流粘性係数
μ_l	層流粘性係数
σ_k	実効粘性係数と乱流生成エネルギーの拡散係数との比
σ_ε	実効粘性係数と乱流生成エネルギー消散率の拡散係数との比
$\overline{\quad}$	アンサンブル平均操作を表す演算子

目次

第1章 緒論	1
1.1 まえがき	1
1.2 従来の研究	3
1.2.1 実験的研究	3
1.2.2 理論的研究	6
1.3 本研究の目的と構成	9
第2章 実験装置および計測システム	11
2.1 緒言	11
2.2 実験装置	12
2.2.1 火炉	12
2.2.1.1 火炉仕様	12
2.2.1.2 火炉の構造	13
2.2.1.3 燃焼室	13
2.2.1.4 バーナー本体移動装置	14
2.2.2 バーナー	15
2.3 計測システム	
2.3.1 ガス流速測定装置	15
2.3.2 ガス温度測定装置	16
2.3.3 各種ガス濃度測定装置	17
2.3.4 噴霧油滴の可視化計測	17
2.3.5 噴霧油滴の速度・粒径の計測	18
2.4 燃焼場における粒径計測の誤差要因の検討	18
2.4.1 燃焼場における粒径計測の問題点	18
2.4.2 火炎のゆらぎによる粒径計測精度への影響	20
2.4.2.1 光路上に火炎が存在する場合	20
2.4.2.2 火炎面の存在の影響	22
2.5 結言	24

第3章 噴霧挙動と燃焼特性との関係	37
3.1 緒言	37
3.2 実験方法および条件	37
3.2.1 オイルバーナーおよび試験炉	37
3.2.2 実験条件	38
3.3 噴霧火炎の可視化	39
3.4 バーナー近傍の流れ場と濃度	39
3.5 対流フラックス値とガス濃度の比較	40
3.6 非燃焼場における噴霧挙動モデル	42
3.7 噴霧油滴の飛行特性	43
3.8 噴霧油滴の空気力学的特性	45
3.9 油滴飛行速度の分散	46
3.10 油滴挙動の全体像	46
3.11 噴霧燃焼火炎のモデル	47
3.12 結言	48
第4章 噴霧の分散過程と乱れ構造	60
4.1 緒言	60
4.2 実験方法および条件	61
4.3 噴霧火炎の可視化	61
4.4 噴霧油滴の時間履歴	62
4.5 流れ場に対する追従性	63
4.6 噴霧の空間的な偏り	64
4.7 乱流渦とクラスター構造	65
4.8 群燃焼数の推算	66
4.9 結言	67
第5章 噴霧燃焼炉内のシミュレーション	75
5.1 緒言	75
5.2 解析手法	76
5.2.1 バーナーおよび噴霧燃焼炉	76
5.2.2 乱流場の基礎式	77
5.2.3 噴霧滴に関する基礎式	78

5.2.4	二相間の相互干渉モデル	79
5.2.5	油滴の乱流拡散モデル	80
5.2.6	燃焼反応モデル	81
5.2.7	放射伝熱モデル	82
5.2.8	数値解法	82
5.3	バーナー近傍の流れと噴霧挙動の数値解析	83
5.3.1	バーナー近傍のガス流動	83
5.3.2	噴霧の入口条件	83
5.3.3	蒸発油滴の飛行特性	84
5.3.4	噴霧の空気力学的特性	85
5.3.5	噴霧火炎における油滴の軌跡	86
5.4	火炉内のシミュレーション	87
5.4.1	バーナー近傍の対流フラックス	87
5.4.2	炉内のガス流動	89
5.4.3	炉内の O_2 , CO_2 分布	90
5.5	結言	91
第6章 総括		106
謝辞		109
参考文献		110

第1章 緒論

1.1 まえがき

21世紀を迎えようとしている今日、工業の著しい発展によって、人類の生活は豊かになっている。反面、エネルギーの供給不安や、環境汚染などの深刻な社会問題が生じている。それらの社会問題に対する対策として、新エネルギー源の開発、省エネルギー技術の必要性が叫ばれるようになり、原子力、太陽エネルギー等、代替エネルギーが模索されたが、当面は、エネルギー供給の大部分を、石油や石炭等の化石燃料の燃焼技術に依存せざるを得ない。

しかし、化石燃料の燃焼の結果、生成される物質の多くは人間、動物などの生物にとって有害なものであった。エンジン、ボイラの高性能化に伴い、空気中の酸素と窒素からNO、NO₂などのNO_x（窒素酸化物）、さらに燃料中に含まれる硫黄化合物からSO、SO₂、SO₃などのSO_x（硫黄酸化物）が発生する⁽¹⁾。このように化石燃料の消費量の増加や、エンジンやボイラなどの高性能化、不完全な燃焼のために、NO_x、SO_x、CO、すす、あるいは未燃炭化水素などの環境汚染物質の発生、また発生量の著しい増加が大きな社会問題となった。従って化石燃料を利用せざるを得ない以上、国や地方自治体では、ボイラやディーゼル自動車などの実機に対して環境汚染物質の排出規制⁽²⁾を行ってはいるものの、環境汚染物質の抑制に関しては、充分には解明されていないのが現状である。

この化石燃料としてはガソリン、灯油、重油、各種アルコールなどの液体燃料が主に使用されている。これらの液体燃料を微粒化して燃焼させる噴霧燃焼方式は、ボイラ、ガスタービン燃焼器など各種炉で液体燃料の燃焼方法として最も広く用いられており⁽³⁾、圧縮点火機関もまた間欠燃焼ではあるが、この燃焼形態を取っている。液体燃料の燃焼において噴霧燃焼方式が多用される理由は、表面積を増すことによって油滴の蒸発や反応を速め、分散させることによって空気を有効に利用し、かつ混合させるのに都合が良いからである。しかし、オイルバーナーにおける噴霧燃焼特性は、燃料の微粒化、燃料油滴の分散、蒸発、周囲空気との混合、燃焼、ガスと油滴との相互作用などに支配される。噴霧燃焼火炎を詳細に観察すると、以下の現象が混在していることが分かる⁽⁴⁾。

- (1) 微粒化された燃料油滴は、運動量をもって燃焼室内を飛行し、しかも周囲流によって加速、減速を受け、さらにランダムに方向転換する。

- (2) 噴霧流は燃焼用空気，あるいは燃焼ガスの一部を巻き込み，可燃混合気を形成する．
- (3) 燃料油滴は，火炎，高温ガスからの対流や，放射による伝熱を受けて蒸発し，部分的に蒸気を形成する．
- (4) 燃料蒸気は酸化剤（空気）と拡散，混合し，着火，燃焼を行う．

噴霧の燃焼過程は燃料の微粒化，流動空気中での噴霧粒子の分散，蒸発燃料と酸化剤との拡散混合など，乱流拡散による混合過程が，律速条件となることが多い．このように噴霧燃焼は，定性的には解明されつつあるが，十分に定量化されているとは言い難い．

噴霧燃焼において複雑な現象を統一的に解明することは困難であり，多くの研究者は細分化したテーマを見出し，研究が行われている．以下に噴霧燃焼研究におけるテーマとして以下の10項目にまとめた．

- (1) 微粒化機構⁽⁵⁻¹²⁾
- (2) 噴霧挙動，粒径分布の数式化⁽¹³⁻¹⁶⁾
- (3) 単一油滴の蒸発，燃焼，着火⁽¹⁷⁻²³⁾
- (4) 複数の油滴燃焼による相互干渉⁽²⁴⁻²⁸⁾
- (5) 噴霧の分散⁽²⁹⁻⁴⁰⁾
- (6) 噴霧火炎における火炎伝ば⁽⁴¹⁻⁴⁴⁾
- (7) 噴霧火炎中の噴霧油滴挙動，噴霧構造⁽⁴⁵⁻⁵¹⁾
- (8) 噴霧燃焼における有害物質の生成⁽⁵²⁻⁵⁶⁾
- (9) 噴霧火炎の計測⁽⁵⁷⁻⁶³⁾
- (10) 噴霧燃焼のシミュレーション⁽¹⁰⁸⁻¹¹¹⁾

多くの研究者がこれらの個々の問題点に着目し，数多くの研究を行っている．しかし，実験室レベルにおける噴霧火炎を対象にしているものが多く，一般に使用されている実機レベルのものとの間には大きな違いがある．このため，工業用の燃焼炉の設計，開発に用いることのできる実験データや数値解析コードは十分に確立しているとは言い難く，実際の設計では経験に頼るところがまだ多く残っている．この違いに関して，実験的研究，理論的研究それぞれにおいて問題点が挙げられる．実験的研究においては，噴霧火炎の計測法が確立していないため，実機レベルには応用できないことが挙げられる．また，理論的研

究においては計算時の入口条件やモデルの検討等に用いられる実験値が十分にそろっていないことが挙げられる。

以上のことから、実機レベルのオイルバーナーにおいて、噴霧火炎の噴霧構造および燃焼特性解明に関する研究は非常に意義があると言えよう。

1.2 従来の研究

1.2.1 実験的研究

噴霧燃焼は、気相と液相が混在する二相燃焼であり、燃料油滴の微粒化を行った後の空気と油滴との混合が特に重要である。ここには、着火、火炎伝ばなどの化学反応が含まれている。このように噴霧燃焼においては、物理現象と化学現象とが複雑に混ざっており、その定量化は困難である。しかし、燃料の保存、輸送の観点から噴霧燃焼方式は火炉、ボイラ、ガスタービンを始め、圧縮点火機関にも採用されている。

噴霧燃焼において、油滴から燃料蒸気が形成し、これが酸化剤と混合して火炎を形成する際には、以下の2つの様式が考えられている⁽¹⁾。

- (1) 油滴と気相の相対速度が小さい時、個々の油滴の回りにエンベロープ炎が形成され飛行しているか、もしくは群燃焼が行われている。
- (2) 液相と気相の相対速度が大きい場合、油滴は蒸発しているのみで、燃料蒸気が油滴から離れたところで、ウェーク炎を伴い拡散燃焼が行われている。

このような噴霧燃焼火炎において、従来は2通りのアプローチで研究が進められていた⁽¹⁾。

- (1) 個々の油滴の燃焼に着目し、それらの集合体として噴霧火炎を考える。
- (2) 噴霧火炎を直接観察する。

(1) においては、前節の研究区分けの(3)(4)が当てはまる。高温・高圧場における油滴蒸発時間と粒子径の二乗則の解明⁽¹⁷⁾や、空気と一様に混合された均一粒径の油滴群に関する研究が行われている⁽²⁸⁾。また、小笠原と水谷⁽⁶⁴⁻⁶⁶⁾は、均一な粒径を持つ単一化合物の液体燃料粒子群中を層流火炎が一次的に伝ばする場合について、火炎伝ば速度や希薄可燃限界濃度を調べて

いる。その中で、希薄な粒子群中で不連続火炎伝ぱが観察されるのは、粒径が $40\mu\text{m}$ 以上 $100\mu\text{m}$ 以下の場合であると報告している。

(2) の場合の直接噴霧火炎を対象とした研究は、当初は噴霧火炎の火炎構造とガス火炎の火炎構造とを比較することにより、噴霧火炎独特の火炎構造の把握がなされてきた。Onumaら⁽⁵²⁾は、空気霧化の同軸流噴霧火炎について、同一の燃焼器において流れ場状態をできるだけ等しくした噴霧火炎とガス火炎を比較し、両火炎の構造の類似していることを明らかにした。この場合、火炎中を飛行する油滴は、単なる蒸発に近い状態であり、油滴のまわりにできた燃料蒸気が周囲へと拡散しながら燃焼することによって噴霧火炎が形成されていると報告している。圧力霧化においてもMcGreathとChiger⁽⁵⁴⁾が実験的研究を行っている。圧力霧化の場合は空気霧化の場合のように適当なガス火炎で模擬することはできないが、油滴により生成された燃料蒸気が乱流場で拡散燃焼していることに変わりなく、NOの生成に関しても定性的に乱流拡散火炎と大きな違いはないものと考えている。

しかし、噴霧燃焼においては、単一油滴や単一粒径油滴とは異なり、種々の大きさの油滴が各々異なる速度で飛行し、油滴と燃料蒸気とが複雑に混ざり合い、火炎塊を形成していると考えられる^(41,42)。特にChiuら^(67,68)は、噴流や乱流中の渦の影響により油滴の空間分布が不均一化し、油滴塊による群燃焼を形成すると報告した。群燃焼理論においては、蒸発速度と拡散速度の比の目安である群燃焼数Gの大きさにより、次の4つの形態に分類されるとしている。

- (1) 単滴燃焼：1つ1つの油滴が十分に離れて存在し、そのまわりに1つずつの火炎を形成する。
- (2) 内部群燃焼：油滴間距離の広い群では、中心部では酸素不足により火炎が形成できないものの、その外側には油滴1つ1つのまわりに火炎が形成され、燃焼している。
- (3) 外部群燃焼：噴霧群全体から蒸発がおき、その蒸気が塊となって噴霧の外側に大きな1つの拡散火炎を作って燃焼する。
- (4) 外殻燃焼：噴霧群内の燃料濃度が濃い場合、中心部は冷たくて蒸発は起こらず、噴霧の外側だけは熱せられて蒸発し、まわりに大きな1つの拡散火炎を作って燃焼する。

噴霧燃焼研究は前節に示したように、燃料ノズルによる微粒化過程から、噴霧火炎中の噴霧構造まで幅広い研究が行われている。

一方、近年のレーザー技術の発達により、様々な計測法が噴霧燃焼研究に応

用されてきた。噴霧の特性を示す項目のうち、最も基本的なものはガスの速度とその変動成分、油滴の直径と速度ベクトルならびに燃料流束で、油滴の直径と速度は油滴ごとに同時に測定できることが望ましい^(69,70)。

従来の噴霧測定では、液浸法⁽⁷¹⁾、高速度撮影法⁽⁷²⁾、レーザー回折法⁽⁷³⁾、ホログラム法⁽⁷⁴⁾、CT法⁽⁷⁵⁾などが用いられてきた。しかし、液浸法では受止液の選択や、サンプリングの誤差に問題が生じ、高速度撮影法には噴霧全体の把握や焦点深度、多重散乱などの問題がある。レーザー回折法では、多重散乱の影響で測定値が大きく変わってしまう。以上のような問題により、噴霧油滴の粒径計測においては想像の域を越えていない。

1970年に入って急速な進歩を果たしてきたレーザー・ドップラ流速計（LDV）⁽⁷⁶⁾を二相流に応用する試みが数多くなされるようになってきた。また、レーザーを用いて粒径を測定する方法としては、ドップラ効果・ミー散乱法⁽⁷⁷⁾、ビジビリティ法⁽⁷⁸⁾、位相差法（位相ドップラ法：PDA）⁽⁷⁹⁾がある。Mizutaniら⁽⁵⁸⁾は、ブラフボディにより保炎された灯油噴霧火炎において、ドップラ効果・ミー散乱法を適用し、燃焼により5cm/sほど油滴が加速されていることを示している。しかし、レーザービームの光強度分布の問題や高密度噴霧には適用できないなどの問題も指摘している。一方、位相差法は最も有望な方法と考えられていたが、当時の電子部品のレベルではその実現は困難であった。しかし、最近の電子技術の向上により、位相差法は二相流計測に適用されてきた^(28,31)。また、非燃焼場のみならず、燃焼場にも適用されてきた⁽⁴⁵⁻⁴⁹⁾。このPDAの発達により、噴霧火炎中における噴霧挙動および噴霧構造の解明は格段に進歩したと言える。

LiuとWhitelaw⁽⁴⁵⁾は、灯油を用いた旋回バーナーにおいて、PDAを応用し、その有用性を示している。McDonellとSamuelsen⁽⁵⁰⁾は、メタノールを用いたバーナーにおいて、非燃焼・燃焼状態におけるPDAを用いた噴霧計測を行い、噴霧燃焼研究適用への有用性および体積流束などの数値計算に必要なデータを得ることができるとしている。EdwardsとRudoff⁽⁴⁹⁾は60度のホローコーン状に噴射するシンプレックスノズルを用いた旋回バーナーにおいて、シュリーレン法と直接写真を組み合わせて、噴霧の可視化を行うとともに、LDV、PDAにより燃焼ガスの流れ場、燃料油滴の挙動を計測し、バーナー近傍の火炎状態を燃料噴霧流、主流空気噴流、一様流領域、外部・内部循環流領域に分類している。また、油滴径の大きさにより、油滴挙動が異なることを指摘し、流れ場と噴霧挙動の関連性について報告している。Presserら⁽⁴⁶⁾は、スワール数0.53の60度

ホローコーン噴霧火炎についてレーザーシート法により、燃料性状の噴霧構造への影響を調べている。また、灯油噴霧火炎の場合にPDAを適用し、燃烧流と油滴との運動量交換によって、旋回火炎の安定性が影響を受けることを示している⁽⁴⁷⁾。

実際の噴霧火炎は、大小様々な粒径の油滴が存在し、大小様々なスケールの乱流渦やコヒーレント渦構造により、噴霧は空間的な不均一性（クラスター構造）を有している。さらには前述した群燃烧も同時に行われている。Edwardsら^(80,81)は、クラスター構造について、燃料油滴が流れの中に分散している状況を調べた。理想的な噴霧では、噴霧は非斉次Poisson過程となることを用いて、粒子の集合状態を表した。Hodgeら⁽⁴⁸⁾は、Edwardsらの手法をPresserらが用いてきた旋回バーナに適用し、統計的解析を行うことにより、油滴径により異なるクラスタ構造を形成していることを発表した。また、Akamatsuら⁽⁵¹⁾は、気相に対するスリップがほとんどない予混合噴霧において、OHラジカル自発光、CHバンドの火炎発光、油滴ミーム散乱光の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、Chiuらの理論解析による群燃烧パラメータの推算を行った。これにより、個々のクラスターの燃烧状態は、ほぼそのクラスターの群燃烧数に対応していることを報告した。

以上のように、噴霧火炎中での噴霧構造、クラスター構造に関する基礎的な研究は多く行われているが、保炎板などのいわゆるブラフボディにより保炎を行った噴霧構造の詳細は、その形状の複雑さと燃烧特性解明のパラメータの多さのために、ほとんど明らかにされていない。オイルバーナの開発研究と基礎的研究を結びつけるためにも、実機レベルのオイルバーナにおける噴霧構造と乱流渦により生じるクラスター構造を解明することは非常に意義がある。

1.2.2 理論的研究

噴霧燃烧方式は、燃料の蒸発、微粒化、空気（乱流）との混合、群燃烧などの様々な現象が同時に進行するものである⁽⁸²⁾。この中で噴霧燃烧においては特に燃料と空気の相互作用が非常に重要な意味を持っており、保炎器を含めたバーナ付近の流れと噴霧挙動、保炎特性が燃烧状態を左右する。そのため、オイルバーナや火炉などの燃烧装置の設計は経験のみによって行われているのが現状である。近年、CFD（Computational Fluid Dynamics：数値流体力学）は、コンピュータの進歩によりめざましい発展を遂げている。そのため噴霧燃烧研究においても燃烧器や炉の合理的、最適設計を支援する数値シミュレーション

ンによる燃焼性能の予測が活発になってきており、燃焼炉においてNO_x、SO_x等の生成予測を行っている。

噴霧燃焼現象のモデリングでは、乱流モデル、噴霧油滴に関するモデル、燃焼モデル、伝熱モデルに大きく分けられる。噴霧燃焼においては、燃料と空気との混合が非常に重要な意味を持つため、乱流場における乱れを正確に把握する必要があり、乱流モデルが重要な支配因子となる。従来、渦動粘性モデル⁽⁸³⁾、混合距離モデル⁽⁸⁴⁾、1方程式モデル⁽⁸⁵⁾、2方程式モデル⁽⁸⁶⁾、応力方程式モデル⁽⁸⁷⁾、LES (Large Eddy Simulation) モデル⁽⁸⁸⁾など様々なモデルが構築され、その適用性、適用限界が研究されている。最近の炉内燃焼解析では、計算時間、精度等の点から乱流粘性モデルで乱れを等方性としたk-ε2方程式モデルが最も用いられている。しかし、k-εモデルでは旋回流など非等方性が明らかでない場では正確に乱流場をモデル化していないことは明らかである。そのため、応力方程式モデル、LESモデルやDNSが乱流モデルとして適用されてきているが、噴霧燃焼計算においてはCPUやメモリが問題になるため、まだまだ実現には至っていない。

これらの乱流モデルと合わせて、噴霧挙動のモデル化が必要となる。噴霧挙動といっても、気相と油滴との相互作用が問題となるため、噴霧挙動と同時に気相に関する情報も必要となる。従来、噴霧の挙動を表す方法は、大きく分けてオイラー的手法とラグランジェ的手法の2つが用いられてきた。オイラー的手法は、油滴流束に注目した保存方程式によるもので、Mizutaniら⁽⁹¹⁾が缶型ガスタービン燃焼器に応用している。また、宮本ら^(92,93)は、エアアシストインジェクターに応用しているが、より精度の高い数値解析を行うには、入口条件として油滴の粒径や2次元的速度の情報が必要であると報告している。Shearerら⁽⁹⁴⁾は、LHF (Locally Homogeneous FLOW) モデルを報告しているが、LHFモデルでは、噴霧構造を定性的に把握することはできるが、気相と油滴と間にすべりがないと仮定しているため、油滴が極めて小さい場合に限定され、実際の噴霧燃焼には適用できないと報告している。

これに対し、ラグランジェ法では、両相間のすべりを許し、運動量は両相の局所時間平均速度の差のみによって交換されると仮定される。従って、前述のオイラー的手法とは異なり、比較的弱い乱れの中を大きな油滴が運動する場合に近似的に成立すると考えられる。このラグランジェ的手法の最も代表的なモデルにCroweら⁽⁹⁵⁾によって提唱されたPSI-Cellモデルがある。PSI-Cellモデルはオイラー的な支配方程式群を解いて得られる流れ場と、ラグランジェ的な油

滴の運動方程式をリンクさせ、噴霧流のシミュレーションを行っている。しかし、このモデルには、油滴の乱流拡散が考慮されていないという欠点がある⁽⁹⁶⁾。比較的乱れの弱い流れの中を大きな油滴が飛行する場合には成立するが、一般的には油滴乱流変動の影響により乱流拡散が生じるので、正確に乱流と油滴との相互作用をモデル化していない。この欠点を補うために、様々なモデルが試されている。確率的な概念を導入したO'Rourke⁽⁹⁷⁾やBukowicz⁽⁹⁸⁾のモデルがあるが、複雑で応用が効きにくい。また、Boydら⁽⁹⁹⁾は、ラグランジェ的な油滴の運動方程式を解く際に用いられる気相の速度に乱数で与えられた変動流速を対応させるというランダムウォークにより、乱流変動の影響による油滴の乱流拡散の効果を考慮した。Solomonら⁽¹⁰⁰⁾は、SSF (Stochastic Separated Flow) モデルについて報告し、LHFモデルやPSI-Cellモデルと同一の概念であるDSF (Deterministic Separated Flow) モデルに比べ、定量的な結果が得られると報告している。また、Elghobashiら⁽¹⁰¹⁾は、噴霧の数密度が流れに与える影響についてDNSを用いて詳細に検討している。Yasudaら⁽¹⁰²⁾は、油滴の速度分布を統計的な取り扱うことによってモデル化を行い、油滴の乱流中での拡散効果を考慮し、実験値との良好な一致を得ている。古畑ら⁽¹⁰³⁾は円筒炉における円筒ダクト内に噴出する流れにおいて、ラグランジェ法とオイラー法の比較を行い、粒径の小さい場合にはオイラー法、大きい場合にはラグランジェ法を適用すべきであると述べている。

次に燃焼反応過程に関するモデル化であるが、一段総括反応モデル、二段総括反応モデル⁽¹⁰⁴⁾、渦崩壊モデル⁽¹⁰⁵⁾、渦消散モデル⁽¹⁰⁶⁾など多数のモデルが提案されている。この中で、渦崩壊モデルが実験値と比較的一致したと報告しているが、燃料と濃度の変動に関するデータ不足からモデル化が不十分であり⁽¹⁰⁷⁾、乱流火炎の複雑な性質を簡単なモデルで表現することは極めて難しいと言える。

以上のような乱流モデル、噴霧滴に関するモデル、燃焼反応モデルを組み合わせることにより、噴霧燃焼シミュレーションを行うことになる⁽¹⁰⁸⁻¹¹¹⁾。

Atta-Whitelaw⁽¹⁰⁸⁾は、灯油噴霧燃焼シミュレーションにおいて、噴霧滴径、燃焼用空気予熱温度、スワール数の各影響をPSI-Cellモデルを用いて解析しているが、燃焼領域における解析値は実験値に比べ高温を示している。青木ら⁽¹⁰⁹⁾は、石油コークス・特C重油混焼ボイラの噴霧燃焼シミュレーションを行い、基礎実験によるモデルの検証および精選化が課題としている。

噴霧の挙動にはまだまだ未知の部分が多く、噴霧燃焼をモデル化すること、

特にブラフボディに保炎される噴霧火炎を正しく評価することが極めて困難である。

1.3 本研究の目的と構成

オイルバーナにおける噴霧燃焼特性は、燃料の微粒化、ガスと液滴との相互作用、燃料液滴の分散、蒸発、周囲空気との混合、群燃焼などに支配される。特に、小型オイルバーナとして多く用いられている循環流保炎方式では、乱れによる噴霧の分散状態が、火炎長さ、NO_x排出などに影響を及ぼしている。このような現状に対し、本研究室においては、実機レベルのオイルバーナを用いた火炉（0.1MW）を対象として、バーナ近傍における噴霧燃焼特性、噴霧の飛行特性と炉全体の燃焼特性の解明を目的に研究を進めてきた。まず、循環流を伴う場での燃料噴霧の飛行特性の実験（非燃焼場）⁽¹¹²⁾を行い、保炎領域における燃料液滴の特性を明らかにした。k-εモデル、PSI-Cellモデルを用いた数値解析結果との比較を行うことにより、噴霧の分散と乱流混合について報告した⁽¹¹³⁾。次に、炉内の流速測定を行い、対流フラックスを用いてバーナの保炎部と炉全体の流れ構造、そして再循環してバーナに取り込まれるCO₂などの現象を明らかにしてきた⁽¹¹⁴⁾。

そこで、本研究においては、噴霧火炎の火炎安定性やNO_x生成に最も影響のある循環流領域において、燃焼油滴挙動と噴霧燃焼特性および乱れの特徴を明らかにし、噴霧構造を解明することを目的とする。その際、従来の計測器では不可能であった噴霧火炎内の噴霧挙動および乱れ構造を計測するため、PDAシステムの燃焼場での計測誤差に留意し、システムの最適化を行うことにより、高データレートの測定を可能とした。また、実用計算に用いられる汎用的なモデルを応用して乱流燃焼場における噴霧挙動の数値シミュレーションを行う。得られた計算値と実験値とを比較することによって循環流内の乱流特性と噴霧の飛行特性、乱流混合特性、燃焼特性、用いたモデルの妥当性と適用性について検討を行う。

以下に、本論文の構成について述べる。

第2章においては、噴霧火炎内の噴霧挙動と乱れ構造解明に有力な手段であるレーザー応用計測の代表であるPDA計測システムについて述べる。燃焼場の油滴の粒径・流速計測の誤差要因を検討し、PDAシステムの最適化を行う。また、PDAおよびレーザーシート法などのレーザー計測の利点を最大限に活かせる実用オイルバーナを用いた噴霧燃焼炉を設計、製作を行う。

第3章においては、噴霧燃焼炉内の噴霧油滴の飛行特性と炉内の燃焼特性の関連性を明らかにする。バーナー近傍の乱れとガス濃度の詳細な計測を行い、循環流領域における保炎機構を探る。さらに、PDAを用いて燃料油滴の粒径および流速の同時計測を行い、油滴の空気力学的特性に着目し、噴霧油滴挙動の把握を行う。この際、いくつかの粒径ごとのグループに分けた燃焼油滴の挙動と循環流との乱流混合に着目し、大規模渦における湯的の飛行特性について検討を行う。

第4章においては、噴霧の分散過程と周囲燃焼流が形成する乱流場との関連性について述べる。PDA計測結果の時系列解析を行い、噴霧の存在する流れ場の乱流渦に着目し、その特性値である乱れのスケールから油滴の局所的な追従／貫通するクライテリアを求める。また、周囲燃焼乱流との相互作用の結果発生する噴霧油滴のクラスタ構造について検討する。クラスタ構造に関連のある群燃焼について、群燃焼パラメータを推算し、群燃焼形態を推測する。

第5章においては、燃焼器設計に寄与できる数値計算コードの開発を目指して、実用計算に用いられる汎用的なモデルを応用して燃焼乱流場における噴霧挙動の数値シミュレーションを行う。その際、得られた計算値と実験値を比較することにより、循環流領域内の乱流特性と噴霧の飛行特性、乱流混合特性、燃焼特性に着目し、用いたモデルの妥当性と適用性について検討を行う。

第6章は、本論文のまとめである。

第2章 実験装置および計測システム

2.1 緒言

従来、噴霧測定法には高速度撮影法、液浸法、レーザー回折法、ホログラフィ法、CT法などが用いられてきた。しかし、これらの計測方法では、測定の不十分さから定性的な噴霧形態が把握できるのみであり、噴霧の詳細な構造は把握することができない。1970年に入って急速な進歩を果たしてきたレーザー・ドップラ流速計（LDV）を二相流に応用する試みが、数多くなされるようになってきた。また、同時にレーザーを用いた粒径測定の方法として、散乱光強度法、ビジビリティ法、位相差法などが考えられる。これらの中で、ビジビリティ法、散乱光強度法は、被測定流の周囲環境や光学系に関連した問題や誤差を含んでおり、信頼できる油滴径の実測値を得ることは困難であった。

1975年にDurstはLDVからの散乱光に関する基礎研究をしているとき、散乱光の位相差が、被測定体の直径に比例していること、そして受光器の位置を移動すると、散乱光の周期は同じだが、位相が異なることを見いだした。この位相差法は最近のエレクトロニクスのみざましい進歩により、実際の二相流粒径分布の測定に応用することができるまでになった（位相ドップラ法；Phase Doppler Anemometer：PDA）。本研究においては、このPDAを実機レベルのオイルバーナーに適用し、噴霧火炎における噴霧挙動およびその乱流渦との相互干渉に関して検討を行った。

燃焼時においてPDA計測を行うための火炉、PDA光学系システムの概略図を図2-1に示す。本研究においては、炉内の燃焼状態を多様な面から研究できるように、通常の使用では比較的固定されている燃料流量、空気過剰率など各種パラメータも、燃焼に関係している因子として可変できる試験炉を設計、製作した。このことにより、各パラメータが炉内の燃焼状態に与える影響を個々に把握することができ、どの因子が燃焼状態に深く関与しているかを解明する手段となる。

また、PDAにおいては送光プローブと受光プローブが別々になっているため、火炉にはレーザー送光用の窓とレーザーの光軸に対してオフセット角 68° ずれた位置に散乱光受光用の窓が必要である。また、測定位置のトラバースも光学系を動かすには、送光系と受光系の2つのプローブを同じ移動量だけ動かさないと、送光系と受光系の焦点位置（すなわち測定点）がずれて測定ができなくなるため、光学系を前後、上下に高い精度でトラバースするのは困難である。そ

のため、光学系をトラバースするよりもバーナーをトラバースした方が効率的である。そこで、実際の噴霧燃焼場でのPDA計測およびレーザーシート法による可視化を試みるための火炉を設計、製作した。また、単なる噴霧燃焼炉ではなく、特にレーザー計測の利点を最大限に活かすことのできるようにレーザー入射用の窓を設ける等の考慮が必要がある。

2.2 実験装置

2.2.1 火炉

2.2.1.1 火炉仕様

本研究で設計、製作した燃焼炉の仕様を以下に述べる。

- ・円筒縦型構造である。
- ・燃焼室は $\phi 600\text{mm} \times 1232.5\text{mm}$ である。
- ・バーナーはPDA測定時、測定位置のトラバースのため軸方向300mm、半径方向 $\pm 75\text{mm}$ 移動可能である。
- ・炉壁下部にはPDA計測用測定孔1組（2個）、レーザーシート入射用測定孔1個を設置する。
- ・PDA計測用、レーザーシート入射用、炉内流動特性用測定孔はすべて同じ寸法で有効孔径 $\phi 140\text{mm}$ であり、燃焼ガス温度、ガス濃度分析にも使用できる。
- ・炉出口には、炉尻部分の燃焼ガス温度測定用熱電対プローブ投入用パイプ、およびガス濃度測定用サンプリングプローブ投入用パイプを設置する。
- ・ダクトフランジには可動式の排気弁が取り付けられており、排出ガスの流量を調節することにより、燃焼室内圧を変化させることができる。
- ・同心円二重管型の水路内に冷却水を循環させる水冷方式を採用している。
- ・冷却水水路の出入口には熱電対を取り付け、水温を測定することにより、冷却水により持ち去られた伝熱量が測定できる。
- ・圧力噴霧式のオイルバーナーとし、燃料流量、噴霧圧は可変とする。
- ・燃焼用空気のブロアはバーナーと別体とし、空気流量を可変とする。また、燃料噴霧がない場合の空気流速分布が測定できるように燃焼用空気ブロアを単独で動かすことができる。
- ・A重油使用のため、オイルヒーターを設置する。
- ・冷却水の流量は定流量弁により制御し、温度は液膨張式温調弁により制御する。

2.2.1.2 火炉の構造

火炉の全体図を図2-2に示す。図中、①はウィンドボックス、②は火炉、③は燃焼室、④はバーナー本体移動装置、⑤は測定孔、⑥は脚、⑦は本体フレーム、⑧は炉出口フランジ部、⑨はダクトフランジである。ウィンドボックス、火炉は一体となってプレートに固定されており、バーナー本体移動装置により軸方向300mm、半径方向±75mmのトラバースが可能である。測定孔は循環流領域でのPDA計測、炉内の流れのレーザ計測、燃焼ガス温度測定、燃焼ガス濃度分析用に用いるものであり、各測定時にはそれぞれに適した測定孔を装着し、炉内ガスのもれに対処する。この測定孔は、炉筒下部の1段面に3カ所設置されており、その内の1つは軸方向に3カ所設置し、全体として燃焼室の5カ所に設置した。また、燃焼室上部は炉出口フランジ部、ダクトフランジを介して煙突に接続する。この炉出口フランジ部には炉尻部分の燃焼ガス温度測定用熱電対プローブの挿入口とガス濃度測定用サンプリングプローブの挿入口が、ダクトフランジには排出ガス流量調整用の排気弁が設置されている。

2.2.1.3 燃焼室

燃焼室の概略図を図2-3に示す。燃焼室の容積は経験的な設計基準ではその燃料の発熱量から、 $20\sim 24$ 万kJ/m³hといわれている。また、重油の火炎長は石炭やCWMのような燃料に比べれば比較的短く、保炎板や噴霧角の変更に伴う火炎形状の変化にも対応できると同時に、バーナーをトラバースした際のバーナーと炉壁との距離の変化が燃焼状態にあまり影響を与えないように、内径、長さ共にやや余裕をもたせた設計とし、内径600mm、燃焼室長は1232.5mmとした。なお、内径は火炉が半径方向に最大量トラバースした際、バーナーと内壁との距離がこのバーナーに最適な値を取るよう設計した。

燃焼室には測定孔が図中①～④の5個設置されておりその大きさ、位置については、PDA、LDVを用いたレーザ計測を行う場合、2本のレーザビームを入射させ、その散乱光を受光する必要があるため、これらの妨げにならないように余裕をもたせて測定孔の大きさを決定した。この実験に使用されるPDAプローブは焦点距離 f :600mm、受光プローブのレンズ径 ϕ 100mmであり、PDA、LDVプローブを熱害から守るためにある程度火炉から離さなければならないことを考慮して、測定孔の有効径を140mmとし、測定孔に挿入するレーザ測定用ガラスホルダーを設計した。なお、測定孔①はPDA測定時レーザ送光用、測定孔②はPDA測定時散乱光受光用の測定孔である。火炉の燃料であ

るA重油の1次屈折角が 68° のため、送光レーザービームに対する受光プローブのオフセット角 68° の位置に受光用測定孔②を設置した。測定孔③はレーザーシート入射用の測定孔であり、レーザーシートによる像は測定孔①より観測できる。測定孔④は測定孔①と合わせてLDVによる火炎の下流を含めた炉内流動特性を調べるために設置した。また、①～④の測定孔は全て同寸法であり、測定孔フランジを取り付けることで、燃焼ガス温度測定用熱電対プローブおよび燃焼ガス濃度測定用サンプリングプローブを燃焼室内に挿入できる。この燃焼ガスの温度および濃度分布も軸方向の全断面で測定可能である。

この燃焼炉においては、同心円二重管構造による水冷方式を採用した。冷却水系統は燃焼室下部にある図中⑤のパイプから、上部にある⑥のパイプまで冷却水が循環する1系統とし、⑤、⑥のパイプには熱電対が取り付けられており、冷却水の出入口温度が測定可能で、冷却水に吸収される熱量を、その流量と温度上昇から算出することができる。

2.2.1.4 バーナー本体移動装置

本試験炉はPDA計測が最も効果的に行えるように設計した。そのため、送光、受光のプローブが別々のPDA光学系をトラバースするには大がかりなトラバース装置が必要であるというPDA光学系の欠点を補うため、本試験炉はバーナー自身がトラバースするように設計されており、PDA光学系をトラバースせずに測定位置を変えることができる。なお、バーナーのトラバース量（軸方向300mm、半径方向 ± 75 mm）は、非燃焼での循環流領域の大きさ、および高速ビデオで観測した燃焼時の循環流の大きさを考慮し、循環流領域の全範囲にわたってPDA計測が可能となるように決定した。

図2-4にバーナー本体移動装置を示す。図中、ボールネジ①は軸方向移動用ボールネジであり、プレート③を軸方向にトラバースする。プレート③には半径方向移動用のボールネジ②が設置されており、ボールネジ②でプレート③上のレールに取り付けているプレート④を半径方向にトラバースする。ウィンドボックスおよび火炉はプレート④に固定されており、ボールネジ①、②によりトラバースされる。

また、トラバースに用いるボールネジの移動分解能は $100\ \mu\text{m}$ 以下であり、循環流領域のような速度、温度、濃度勾配の大きな所でも良い空間分解能で測定することが可能である。

2.2.2 バーナー

図2-5に本研究で使用したガンタイプバーナーを示す。本研究で使用するバーナーは重油燃焼の標準的な形式の圧力噴霧式である。本バーナーは、ポンプによって重油に圧力を加えてノズルから噴射し、霧化燃焼させる形式で、重油は粘度が高いためオイルヒータを用いて予熱してからバーナーへ送る。また、空気との混合がうまくいくように 60° の噴霧角をもたせた。このバーナーは重油自身に加える圧力によって微粒化を行うので、装置が簡単で設備費も少なく有利であるが、その反面広範囲の流量調節が困難で流量を減少させると油圧が低下し、ある程度以下では微粒化不良となる欠点がある。使用したバーナーでは、ノズルの手前にもどり管があって噴射されない余分の油が送り返されるようになっている。

中心軸上に設けられているのが単孔ノズル（ダンフォース：H型）である。本バーナーは0.3MW級の実炉に用いられるものでA重油を燃料としている。噴霧角は 60° 、噴霧形状はSS（セミソリッド）であるが、ノズル自体の仕様を変更することによって、流量、噴霧角、噴霧形状は変更することができる。

2.3 計測システム

2.3.1 ガス流速測定装置

本研究用に光ファイバLDV（FLDV）を試作した（図2-6）。LDVを噴霧燃焼火炎へ適用する際の技術的課題とその対策は、①2本のビームが火炎面を通過する際に屈折率の変化により交わらなくなり、データレートおよびヴァリデーションが低下する。対策の一例として、ビーム交点からの散乱光強度を上げ、2本のビームが交わった際のデータレートとヴァリデーションを向上させる。また、屈折率の関係で交点が動くため、前方散乱方式より後方散乱方式が望まれる。②燃焼用空気に散乱粒子を添加し、空気の流速を計測する際、粒子濃度が濃すぎると追従性の問題や、燃料との合体が生じる。さらに、粒子が燃えるため、耐熱に優れたものを選択しなくてはならない。通常の TiO_2 、 SiO_2 、 ZnO_2 は、微小粒子が凝集した形となるため、火炎中での温度の上昇により、各々の小粒子に離れてしまう。これがフリンジ間隔に比べ小さすぎるため、バースト信号は出るがドップラ信号が小さくなりビジビリティが低下する。③火炎からのふく射や背景光はノイズとなる。そこで空間フィルターを用いて形成された測定体積よりも小さな体積を見ることにより空間分解能の向上とノイズカットを行う。ダイクロイックミラー（誘電体多層膜）と偏光板を併用するとさらに良い。

ノイズはホワイトもしくはピンクノイズが多いため、信号処理の際に留意しFFTなら2つのピーク比を高く選定し、自己相関ならポイント数とデータレートが高くなるデータをスクリーニングする。

従来、実炉内のLDV計測を行なう際には2本のビームの交差する確率低下のため、測定体積を大きくする方法が用いられてきた。しかし、この方法では大きな速度勾配のある流れ場を平均化してしまうことになる。そこで本研究で製作したFLDVは、測定体積をできるだけ小さくして($69\mu\text{m}\times 1.03\text{mm}$)、散乱光強度を上げるとともに、フリンジ間隔と使用する散乱粒子径とのマッチングさせて、ビジビリティの向上を図った。この方法では火炎面での屈折等により、2本のビームの交差する確率は低下するが、交差した際のデータの信頼性とデータレートの向上、そして高空間分解能を得ることができる。表2-1にLDVの測定体積の仕様を示す。測定体積の径と長さを小さくすることにより、散乱光強度を向上させることができる。さらに散乱光の受光立体角を広げることによりSNRの向上が図れる。この2つのパラメーターをSNRパラメータで整理した。通常よく用いられるLDVのそれらと比べると、約5倍以上のSNRの向上が図られている。このSNRパラメーターが高いとデータの信頼性、空間分解能は高くなるが、測定体積を通過する散乱粒子の数が低下するため、一概にSNRパラメーターの値のみだけでデータレートおよびデータの信頼性を議論できない。しかし本研究では、マイクロスフェリカルフェザー(MSF)を用いるため、SNRパラメーターの向上がSNRの向上となり得た。光源としてはアルゴンレーザを用い、交点での2本のビームパワー合計は約500MWであった。後方散乱方式であるにもかかわらずどの測定点においても約5kHz以上のデータレートを得ることができた。信号処理器にはBSA(DANTEC社)、散乱粒子にはMSF(リキッドガス製： $2.7\mu\text{m}$)を用いた。

2.3.2 ガス温度測定装置

今回使用した熱電対プローブを図2-7に示す。

炉内の高温場で熱電対を使用するため、R型熱電対(Pt-Pt Rh13%)を用いた。噴霧燃焼場の場合、吸収式温度計等を用いて噴霧の付着による温度低下を防ぐが、本研究では局所的な温度計測を目的としたため、やむおえず裸熱電対を使用した。そのため、素線径は $\phi 0.5\text{mm}$ 、精度はJIS0.25級、測定温度は0~1600℃、熱接点は露出型である。また触媒効果を防ぐために、熱接点を酸化ベリリウム(BeO)と塩化イットリウム($\text{YCl}_3\cdot 6\text{H}_2\text{O}$)でコーティングしたも

のを用いた。保護管は高純度アルミナ製で、この上にステンレス製のサポートチューブを取り付け、この部分でコンプレッションフィッティングを介して、測定点の位置決め、および固定を行った。

2.3.3 各種ガス濃度測定装置

試料ガスの採取には水冷式サンプリングプローブを用い、燃焼ガス組成のうち、 O_2 (磁気式：島津製作所製)、 CO 、 CO_2 (非分散赤外線吸収式：島津製作所製)、および NO (常圧式化学発光法：島津製作所製)の分析を行った。ガス採取においては、プローブの挿入による流れ場、温度場および濃度場への影響を最小にし、また採取されたガス成分の濃度がプローブから分析計へいたる間で変化しないよう、試料ガスの採取方法、採取経路に注意しなければならない。

本研究では、濃度勾配の大きな領域を計測するため、外径および吸引口径の小さな水冷式サンプリングプローブを製作した。図2-8に示すように、このサンプリングプローブは外径 ϕ 10mmで、ステンレス製二重管構造であり、先端はテーパ状となっている。燃焼ガスは内径 ϕ 1.6mmの先端口より吸引され、冷却水により急冷されて、安定化学種間の化学反応は凍結される。冷却水のサンプリングプローブ入口温度を $20^{\circ}C$ 、出口温度を $60^{\circ}C$ となるように設計されている。試料ガスはプローブに吸引された後、フィルタを通過し、吸引速度を任意に設定できるようにサンプリングボックスに一度貯められ、各ガス分析器に送られた。等速吸引を目指し、吸引速度の影響を検討した。

2.3.4 噴霧油滴の可視化計測

バーナ近傍の噴霧挙動に着目し、非燃焼と燃焼の場合について、レーザーシート法による可視化を行った。噴霧の可視化にはNd:YAGレーザー (SP社製：PIV-400) と高分解能CCDカメラ (KODAK社製：MEGAPLUAS 4.2i, NIKON社製：MICRO NIKKOR 105mm F2.8D) を用いた。これらの計測システムとバーナーの位置関係を図2-9に示す。レーザーの露光時間は6nsであり、CCDカメラのシャッター開度時間は約1msである。測定領域はバーナ近傍において 95×95 mmである。火炎内の噴霧挙動の可視化であるため、レーザーパワーは640mJにより可視化を行った。レーザーシートの厚さは、測定領域で最も薄くなるように設定し、その厚さは $400 \mu m$ であった。

輝炎の発光を除去し噴霧からの散乱光を検出するために、干渉フィルタおよび偏光板を用いた。また、得られた画像データから噴霧油滴を抽出するために、

空間微分処理による輝度情報から噴霧油滴の輪郭を抽出した。

2.3.5 噴霧油滴の速度・粒径の計測

流れの中の固定した点を通過する油滴の速度，粒径および時刻が測定できれば，それらの統計解析により噴霧の運動を支配するパラメータを特定することができる。そのため，本研究においては，炉内噴霧燃焼場に位相ドップラ法（PDA：Phase Doppler Anemometer）を用いて，燃料噴霧の速度および粒径を計測し，噴霧特性の把握を行った。

図2-10にPDAの光学配置を示す。PDAにおいては，送光系は通常のLDVの光学系と考えるもよい。レーザー光源からのビームを青色（波長：488nm）と緑色（波長：514.5nm）のそれぞれ2本ずつに分け，一方のビームに40MHzの周波数シフトをかける。マニピュレータを用いて4本のビームが高効率で光ファイバーに入射するように調整する。2次元同時計測を行うために，同色どうしで測定体積を形成させる。表2-2に形成される測定体積の仕様を示す。この測定体積を通過する油滴の散乱光を受光系により検出する。

本研究では受光系および信号処理系にはDantec製のものを用いた。PDAにおいて位相差と粒子径の関係は測定粒子の散乱角に依存している。位相差と粒子径の関係は粒子の屈折率によって変わるため，測定する粒子の屈折率に合わせた光学系の配置が重要となる。A重油の場合，屈折率は1.493（20℃）であるため，一次屈折角は68°となる。そのため送光系に対して受光系を光軸から68°ずらした位置に配置することによってよい位相差と粒子径の関係を得ることができる。受光系の中には，空間フィルターの役割を果たすスリットがあり，このスリットを通して覗いている測定体積はLDVのラグビーボール状のものを横に切り取った形をしている。これにより，通過地点の偏りにより生じる測定誤差を低減し，SN比と空間分解能の向上を行っている。

2.4 燃焼場における粒径計測の誤差要因の検討

2.4.1 燃焼場における粒径計測の問題点

PDAにおける誤差の見積もり，各ファクタの解析，計測の不確かさは実験的にもそれらの定量化が要求されている。しかし，これら従来の研究では非燃焼場にしか適用されていないのが現状である。図2-11に示すように実機レベルの噴霧燃焼器にPDAシステムを適用する場合，7つの検討すべき項目が考えられる。

- (1) 火炎面での屈折率変化による受光系における位相情報のシフトである。
このエラーは、LDVにおいては十分検討されているが、位相情報への影響は検討されていない。
- (2) 火炎面における屈折率変化による受光スリットの移動が考えられる。もし、火炎面があり、そこで屈折率の変化があるなら、受光系への光路は移動することになる。その結果、受光スリットの位置は測定体積内で移動することになる。この受光スリットの位置は、通常の実験では手動によって測定体積の中心に調整される。もし、この受光スリットが測定体積の中心に位置されないのなら、ビームのガウス分布の影響等により、計測結果は誤差を持つことになる。
- (3) 油滴の温度変化により油滴内の屈折率変化が与える誤差である。従来では、噴霧燃焼計測でも燃料の屈折率は一定として与えられていた。しかしながら、PDAは位相情報のみでしか、粒径の計測を行えない。しかし、噴霧燃焼場では、油滴自身の温度変化があるために、油滴の屈折率変化がある。これらの影響を考慮するために、油滴の屈折率計測および温度計測が行われているが、定量化されていないのが現状である。
- (4) 油滴周りの蒸気ガスの屈折率が変化することである。ガス化した燃料は、油滴周りの蒸気ガスの屈折率を変化させる。
- (5) 小さい油滴が蒸発するように油滴径が急激に変化することである。PDAは5~8個のフリンジを通過する間に油滴の速度と粒径を計測する。しかし、計測する時間よりも油滴径が変化する時間の方が早ければ、油滴径としては何を計測しているのかわからなくなり、これは誤差の要因となりうる。
- (6) 火炎面における屈折率変化により測定体積の位置が変化することである。火炎面での屈折率変化や油滴の蒸気ガスにより、測定体積の位置が移動してしまう。
- (7) 測定体積の大きさの変化である。噴霧燃焼火炎にはオイルの付着、すすや熱輻射の影響を除去するために、長焦点の送光系や受光系が必要となる。長焦点にした場合、測定体積は大きくなり、フリンジ間隔は大きくなり、散乱光強度は低下することになる。フリンジ間隔は計測する速度レンジや粒径レンジにより、最適化する必要がある。大きな測定体積は速度や粒径を平均化してしまうことになり、大きな速度勾配やせん断層では十分な計測ができているとは言えなくなる。

これらの問題点，検討項目を確認し，PDAを燃焼場に適用するためには，対象を限定した検定試験が必要である．また，計測誤差が何%含まれているかを把握した状態で現象を議論する必要がある．

2.4.2 火炎のゆらぎによる粒径計測精度への影響

2.4.2.1 光路上に火炎が存在する場合

図2-12に実験装置の概略図を示す．この実験では，光路上に火炎が存在する場合の測定点のゆらぎによるデータレートの低下，光が伝播する空間の屈折率変化の影響を調べた．スプレーガンを用いて水噴霧を形成し，送光または受光光路上にブンゼンバーナーの火炎を置いた．この時，火炎が噴霧に直接当たらないようにし，火炎により水噴霧の粒径，流速分布が変化しないように注意した．このようにして光路上に火炎がある場合と無い場合の水噴霧のPDA計測を行い，得られるそれぞれの粒径分布，流速分布を比較することにより，光路上の火炎がPDA計測に与える影響を調査した．スプレーガンは吸上式，ノズル口径1.5 (mm)，空気使用量170 (ml/min)，水噴出率220 (ml/min)，吹き付け空気圧力1 (kg/m²) で使用した．水温は10℃で一定とし，レーザー光強度を50，100，150mWと変化させた．また，火炎の位置が，測定結果に与える影響を見るために，ブンゼンバーナ位置を送光系，受光系のフロントレンズの焦点距離600mmを100mmごとに6分割した位置に置いた．

粒径，流速分布の測定結果に及ぼす火炎の影響を見るために，光路上に火炎が存在する場合の平均値を火炎の存在しない場合の平均値で割り，平均値の変化比Rを求めた (図2-13)．平均粒径の変化比を $R_{D_{10}}$ ，ザウタ平均粒径 D_{32} の変化比を $R_{D_{32}}$ ，平均流速の変化比を R_{MV} で示す．流速測定に関しては，送光，受光光路上に火炎が存在してもほとんど変化せず，その変化比 R_{MV} は約1.0を示し，流速測定は火炎の影響を受けないといえる．しかし，粒径測定の場合は大きく異なる．送光光路上に火炎が存在する場合，変化比が約1.0から1.2の間に分布し，火炎の影響を受けて，噴霧の粒径分布が明らかに変化している．また，その値も火炎の噴霧からの距離が大きくなるにつれて，つまり火炎が送光プローブのフロントレンズに近づくにつれて大きくなる傾向がある．また，レーザー光強度が変化しても同様の傾向があるため，レーザー光強度に対する依存性は大きくないと考えられる．

一方，受光光路上に火炎が存在する場合，受光器に火炎が近づくにつれて，変化比が大きくなっている．また，平均粒径の変化比の値が，送光光路上の場

合、約1.2までであったのに対し、受光光路上の場合、約1.8ぐらいまで変化している。したがって、受光光路上に火炎が存在する場合の方が粒径の測定結果に与える影響が大きいと考えられる。

測定した平均粒径が大きく見積もられる原因を検討するために、図2-14に送光光路上に火炎をおいて測定した場合の粒径および流速のヒストグラムを示す。光路上に火炎が存在する場合は、火炎が存在しない場合に比べて、同数のデータを収集するのに約2倍の時間がかかるため、単純に測定された個数の比較では、分布の変化を議論しにくい。そのため、グラフは同一測定時間のヒストグラムすなわちデータレートを縦軸に示している。また、表2-3に各分布の平均値を示す。

粒径分布の形状を見ると送光光路上に火炎が存在する場合とない場合で傾向は一致し、また測定される最大粒径はほとんど変化していないが、小粒子の検出個数が減少し、平均粒径が大きくなっている。これは表2-3の各平均値を見ても、粒径が同様に増大している。送光光路上に火炎が存在する場合は、各フォトマル間の散乱光の位相差の変化によって、平均粒径が増えるのではなく、測定される粒径分布において小さい粒子が減少した結果、大きい粒子の割合が増加することで平均粒径が増大するものと考えられる。この原因としては、火炎の揺らぎによってフリンジが揺らいで送光系と受光系の焦点位置がずれ、ガウス分布をしているレーザー光の強度分布の弱い部分で形成されたフリンジが受光系の焦点にくるとともに、粒子からの散乱光強度が粒子径に比例して強くなるため、小粒子からの散乱光強度が弱くなり、受光光学系で信号として認識されなくなることが考えられる。このことを詳細に見るために、表2-4に粒径群毎のデータレートの分布を示す。表より明らかのように、 $40\mu\text{m}$ 以上の大粒径のデータレートがあまり減少していないのに対し、 $20\mu\text{m}$ 以下の粒子のデータレートが大幅に減少している。火炎が存在しない場合に比べると20~30%の値となっている。このことから散乱光強度の弱い小粒子が測定されていないことが確認できる。これより、送光光路上に火炎が存在する場合、各々の粒径は正しいが、火炎の影響により小粒子が測定できなくなり、そのため平均粒径が増大するものと考えられる。

次に受光光路上に火炎が存在する場合の粒径、流速分布を図2-15に、その平均値を表2-5に示す。この場合は、小粒子のデータレートが減少していることは送光光路上の場合と同様である。しかし、受光光路上に火炎が存在する場合と存在しない場合とを比較すると、大粒子のデータレートが上昇している傾向

がある。このことを詳細に見るために、火炎の有無に伴う粒径群毎のデータレートの変化を表2-6に示す。これより、火炎が存在する場合、全粒子群に対してデータレートが大幅に減少しているにもかかわらず、 $50\mu\text{m}$ 以上の粒子はデータレートが約1.8倍と増大していることが分かる。したがって、受光光路上に火炎が存在する場合は、空間の屈折率つまり光路差がゆらぐために、小粒子は位相差から求めた粒径に誤差が生じ、誤差としてはじかれていると考えられる。そのため、明らかに粒径の測定値が実際の値よりも増大する傾向が見られ、平均粒径が大きくなると考えられる。

以上より、送光光路上に火炎が存在する場合は、粒径分布はほぼ一致しているが小粒子が検出しにくくなっている。これに対し、受光光路上に火炎がある場合は、火炎の局所的な屈折率変化のため、散乱光の光路差に影響が現れ、小粒子の粒径計測に誤差が生じ、粒径を大きく見積もる傾向があることがわかる。

2.4.2.2 火炎面の存在の影響

光路上に火炎が存在する場合と存在しない場合の計測結果をより詳細に比較するために、2台の受光器を同期させ、同一の油滴を検出することを試みた。

本研究で使用した実験装置の概略図を図2-16に示す。水噴霧を二つの受光系を用いて計測した。片方の受光光路（PDA2側）にブンゼンバーナーを設置し光路上に屈折率の変化している領域を作った。この際、PDA1においては直接噴霧を計測している。ブンゼンバーナーの火炎形態は拡散火炎（火炎温度約700~950度）、予混合火炎（火炎温度約1200度）の2種類の火炎形態で行った。使用したスプレーガンは前節と同様の状態で使用した。ブンゼンバーナーを測定体積から受光器側に100, 200, 300, 400, 500mm離れた位置に置いて計測を行った。

2台の信号処理器は、PDA1で検知されたドップラ信号をPDA2のトリガにして、計測を行った。この方法を用いて、2台のPDAが同一の油滴を計測し、それぞれの受光系で計測されたデータの差を見ることにより、より正確な誤差を算出しようと考えた。この時、PDA1のプロセッサからのエンベロープの信号をそのままもう一方のPDA2のトリガ信号にすることができず、PDA1のエンベロープ信号をTTLの信号に変換しPDA2に取り込まなければならない。そのため、エンベロープ信号をいったんTTL levelの信号に変換する回路を製作し、その回路の出力信号をPDA2に取り込み、この信号をトリガとして計測を行った。また、二台の受光系の測定点は、平均粒径及び平均流速がほぼ同じ数値を

示すことを確認している。

まず、2台の受光系の測定点の一致の精度を調べるために、両方の受光系の光路上に火炎が無い時のPDA1及びPDA2での計測結果を比較する。それぞれの受光系の平均流速及び平均粒径の計測結果を表2-7に、流速、粒径分布の結果を図2-17に示す。表2-7より、平均流速、平均粒径において誤差はそれぞれ1.3、1.2%であり、また、流速、粒径分布においても流速が15m/s、粒径が10 μ mあたりに多少の違いが見られるが、ほぼ同様の分布傾向を示している。このことを考慮しながら受光光路上に存在する火炎の影響について検討を行う。

PDA2側の受光光路上に火炎（拡散、予混合）をおいたときの火炎の位置による平均粒径の変化を図2-18に示す。この図より、火炎が受光光学系に近づくとつれ、火炎が存在しないときの平均粒径に比べ増加している。また、拡散火炎を受光光路においた場合と予混合火炎を受光光路においた場合では、拡散火炎をおいたときのほうが、やや平均粒径の変化が大きい。これは、予混合火炎では、火炎の温度が拡散火炎より高いにも関わらず、火炎の揺らぎに関しては拡散火炎のように大きくないためであると考えられる。実際に、熱電対で火炎温度を計測したところ、予混合火炎では1200度あたりでほぼ一定の値を示していたのに対し、拡散火炎では700度から950度ぐらいまで火炎温度が変化していた。このため、空間の温度変化が激しく、それによって空間の屈折率変化が大きくなり計測データの誤差が大きくなると考えられる。

次に、火炎の粒径分布に与える影響を見るため、拡散火炎を受光光路上においたときの粒径分布を図2-19に示す。この結果を見るとわかるように、火炎の影響は測定対象と火炎、火炎と受光光学系の位置関係によりその影響が違い、受光光学系に近いところで屈折率の空間変化があると誤差が大きいことがわかる。火炎位置が噴霧からから100mm離れたところでは平均値の誤差が約9%くらいであるのに対し、500mm離れたところでは約21%になっている。粒径分布においては、5 μ mぐらいの油滴は個数が減少していないが、粒径10 μ mあたりの粒子の個数がかなり減少し、火炎のない状態で計測したときにほとんど見られない30 μ m位の粒径の油滴の個数が増加している。両方の受光系の光路に火炎を置かなかった時の粒径分布と比べても、5~10 μ mあたりの粒径への影響が大きいと考えられる。また予混合火炎を受光光路上においたときの粒径分布を図2-20に示す。この図より、予混合火炎に関しても拡散火炎と同様のことが言え、主に屈折率の空間変化の影響を大きく受けるのは、粒径が5~10 μ mあたりのものであると言える。また、拡散、予混合どちらの火炎をおいたと

きでも、火炎が受光光学系から離れた状態では、 $15\mu\text{m}$ 以上の粒径の油滴の分布はほぼ正確な値を示しているが、火炎が受光系に近づくとつれ、粒径が $15\mu\text{m}$ 以上の油滴についても個数が増加している。しかし、拡散火炎を受光光路においた場合と予混合火炎を受光光路においた場合では、拡散火炎をおいたときのほうが、前述のように温度変動による屈折率変動が大きいため、粒径分布に及ぼす影響が大きくなっている。

油滴粒径と計測サンプル数の関係を見るために、計測データを粒径により6群に分け、粒径群毎のサンプル数の変化を図2-21に示す。図2-21では、火炎が受光光学系に近づくとつれ、 $10\mu\text{m}$ 以下の油滴のサンプル数が急激に減少していることがわかる。これに対し、比較的大きな粒径の油滴のサンプル数は、受光光学系に火炎が近づくとつれ増加している。また、火炎が噴霧に近い場所では、火炎のない時に比べ、小粒径の油滴の個数がかなり多いのに対し、比較的大きな油滴に関しては、火炎の影響が少ないと考えられる。

2.5 結言

炉内噴霧燃焼場において、その燃焼特性に大きな役割を持つ循環流領域における噴霧油滴の挙動を明らかにするために、レーザー計測が可能な噴霧燃焼炉を設計、製作した。噴霧火炎にFLDVシステム、PDA計測システム、レーザーシート法を適用するため、光学系、信号処理系について検討を行い、各々の計測システムの構築を行った。さらに、噴霧燃焼場へPDA計測システムを適用する際の問題点を検討した。本章のまとめを以下に示す。

- (1)レーザー計測用の噴霧燃焼炉を設計、製作することにより、特にバーナー近傍において噴霧油滴の特性を詳細に把握することが可能になった。
- (2)PDA計測システムにおいて、光学系、信号処理系を最適化することにより、最大 25kHz のデータレートでの計測が可能になった。
- (3)流速の測定値は火炎の影響を受けず、実際の値を示している。
- (4)送光光路上に火炎が存在する場合、火炎の影響により小粒子の検出個数が減少し、測定された平均粒径を大きく見積る。受光光路上に火炎が存在する場合は、火炎中の屈折率変化に伴い、測定値が実際の値と異なり、粒径分布は大粒子側に偏る。
- (5)PDA受光光路上に火炎が存在するとき、粒径が $10\mu\text{m}$ より小さい油滴のデータに影響が大きく、火炎がないときに比べ計測しにくくなる。

(6)火炎の位置が受光器に近づくほど粒径データに及ぼす影響が大きく、火炎が受光器から離れた点では、大きい粒子の検出にはほとんど影響がない。そのため、火炎の影響の少ない大粒径の油滴のデータが増え、平均粒径が大きくなる。

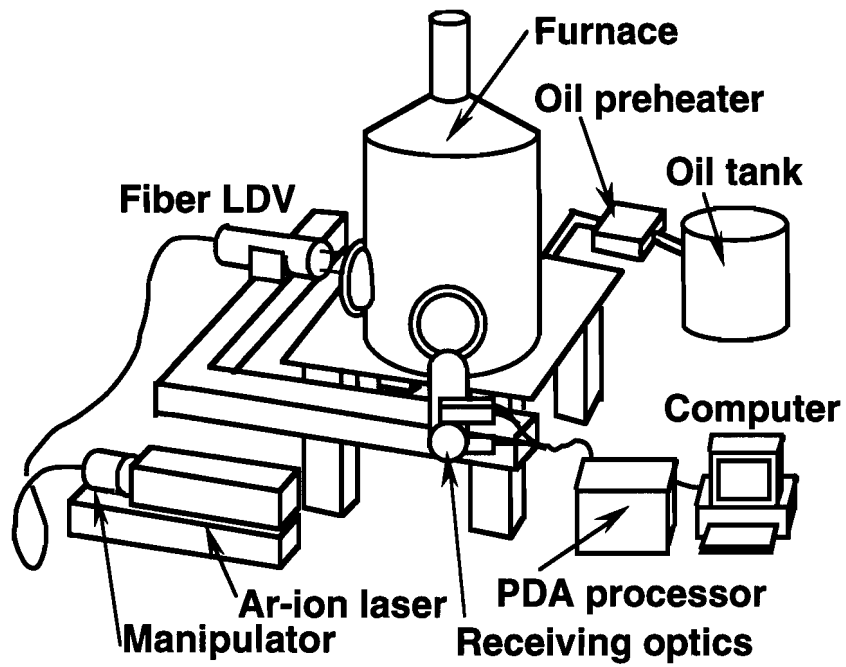


図 2-1 噴霧燃焼炉および PDA 光学系システム

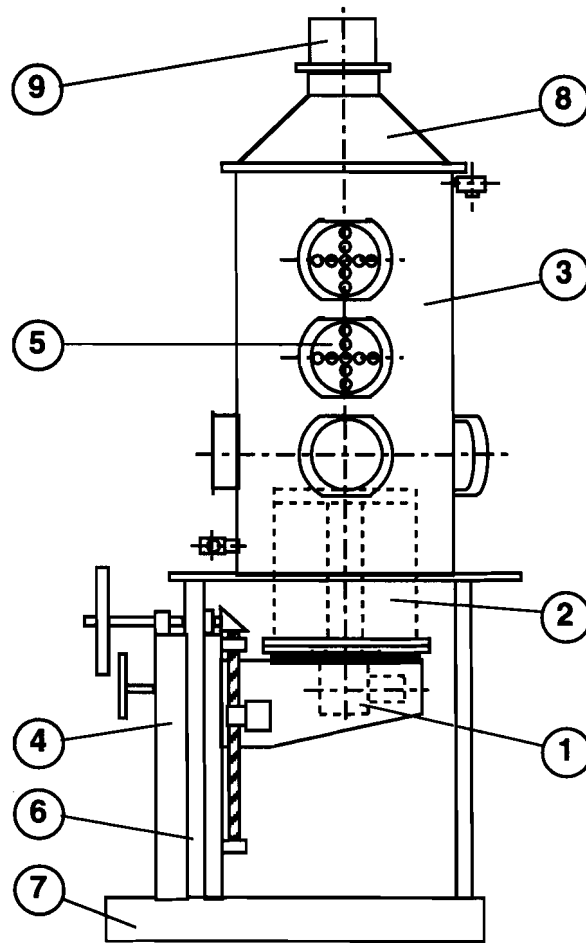


図 2-2 火炉全体図

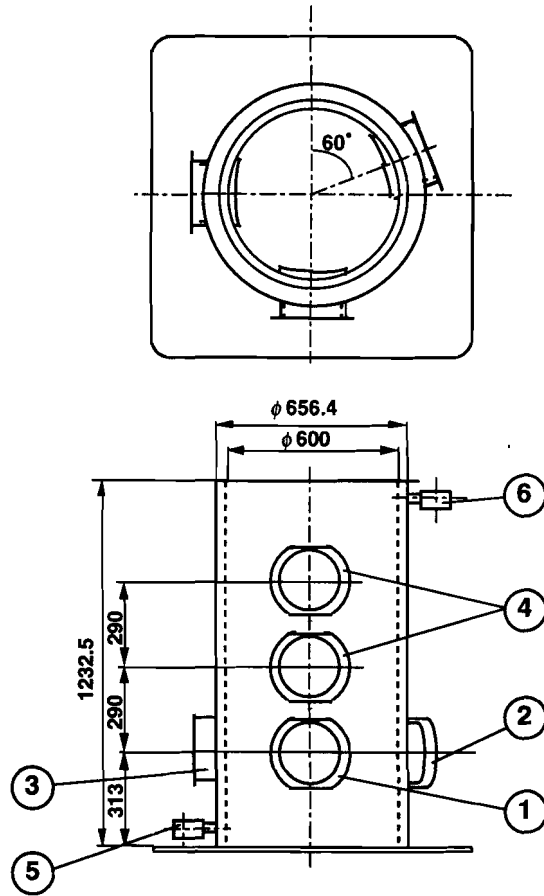


図 2-3 燃烧室概略図

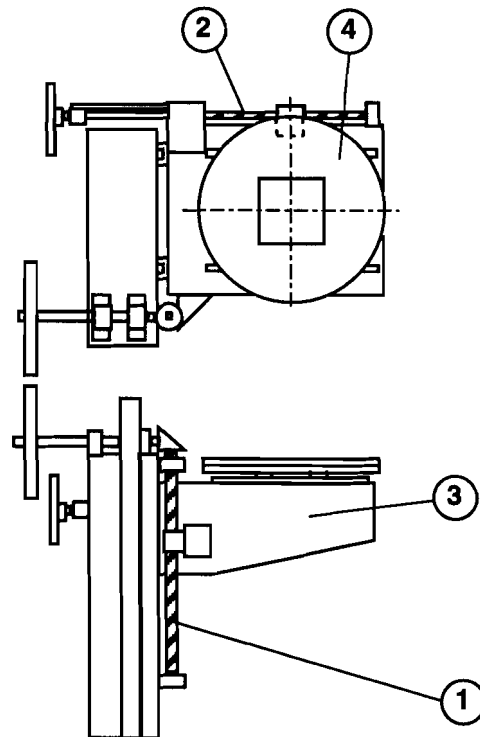


図 2-4 バーナー本体移動装置

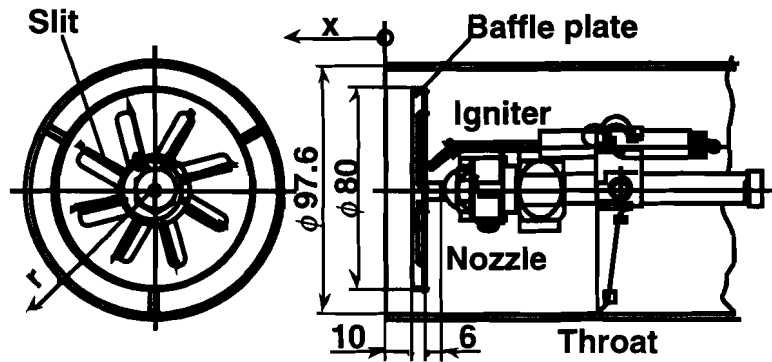


図 2-5 ガンタイプバーナー

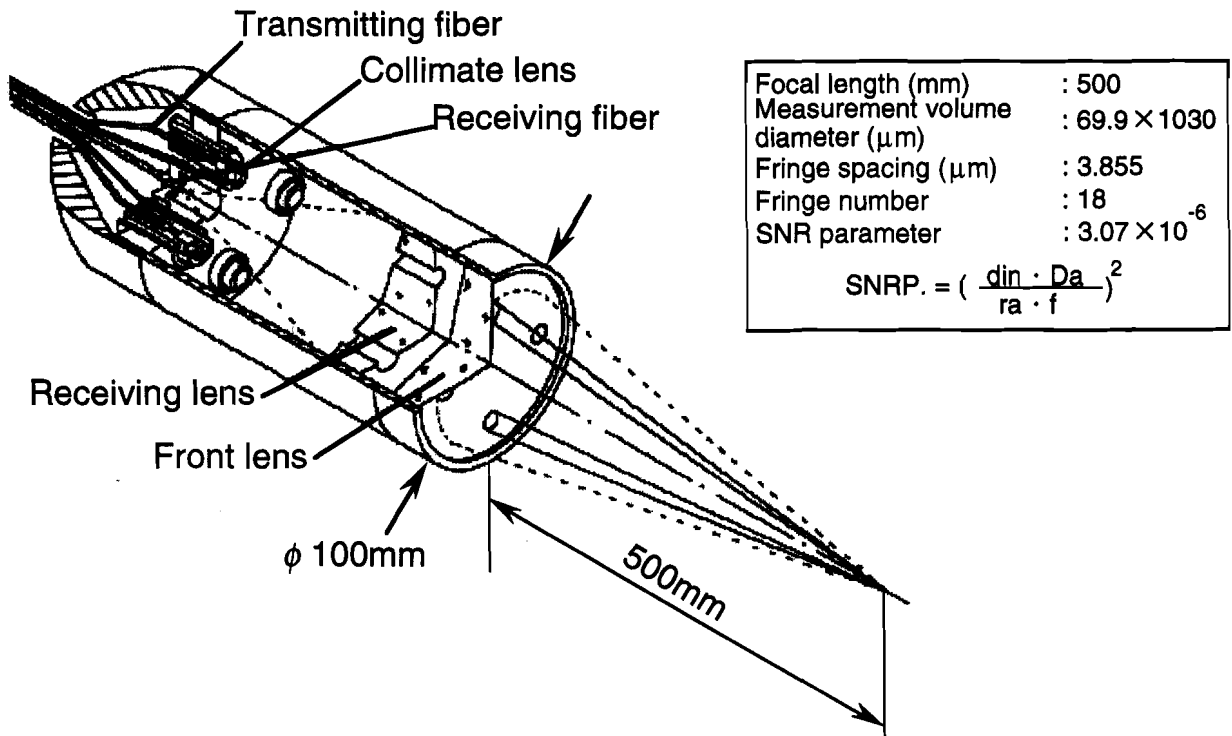


図 2-6 光ファイバLDV (FLDV)

表 2-1 FLDV 仕様

	Kobe Univ.	TSI	DANTEC		KANOMAX
Focal length (mm)	500	500	400	600	416
Probe diameter (mm)	110	83	60	60	88
Spot diameter (μm)	69.9	160	119	179	118
Spot length (mm)	1.08	3.28	2.51	5.67	1.59
Fringe spacing (μm)	3.86	5.15	5.42	7.72	3.47
Fringe number	18	31	22	22	34
SNR parameter (× 10 ⁻⁶)	3.07	0.63	0.68	0.13	1.36

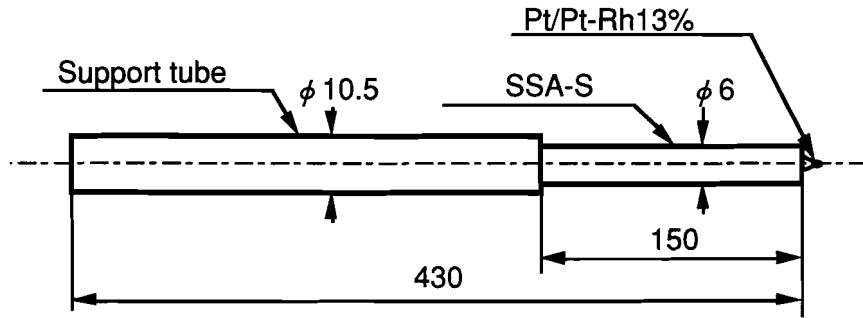


図 2-7 R 型熱電対

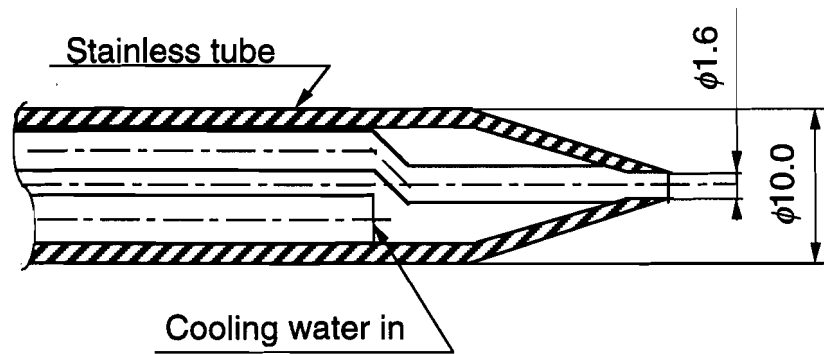


図 2-8 サンプリングプローブ

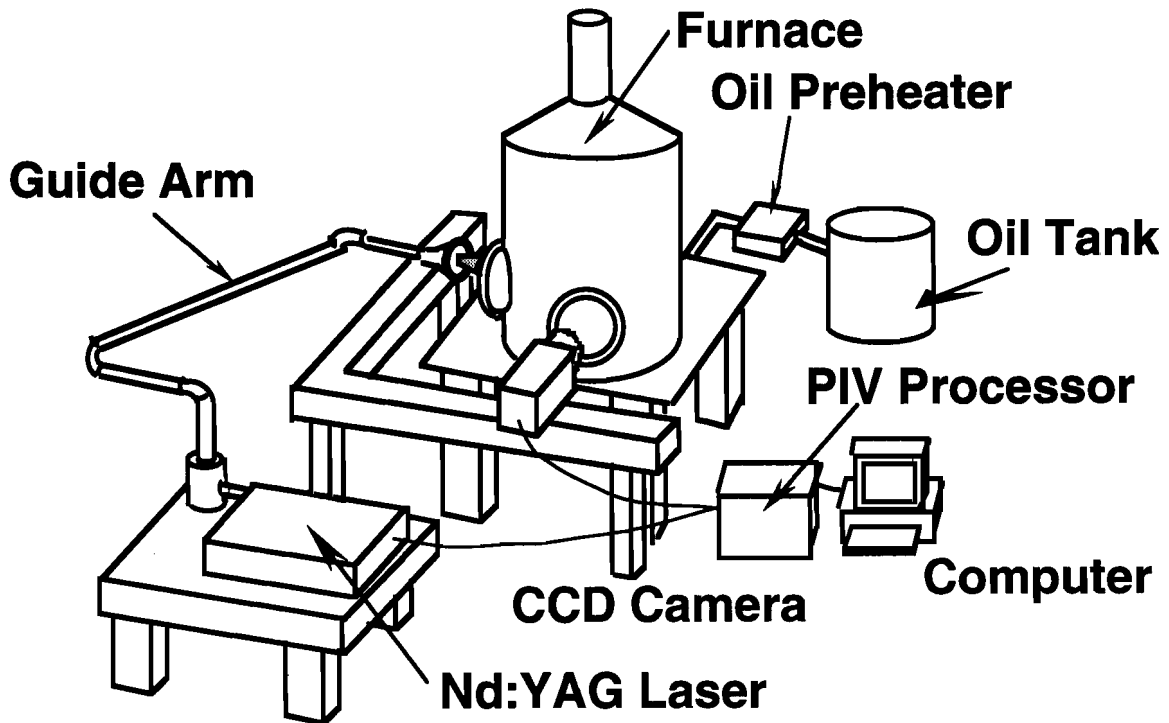


図 2-9 レーザーシート法による噴霧の可視化

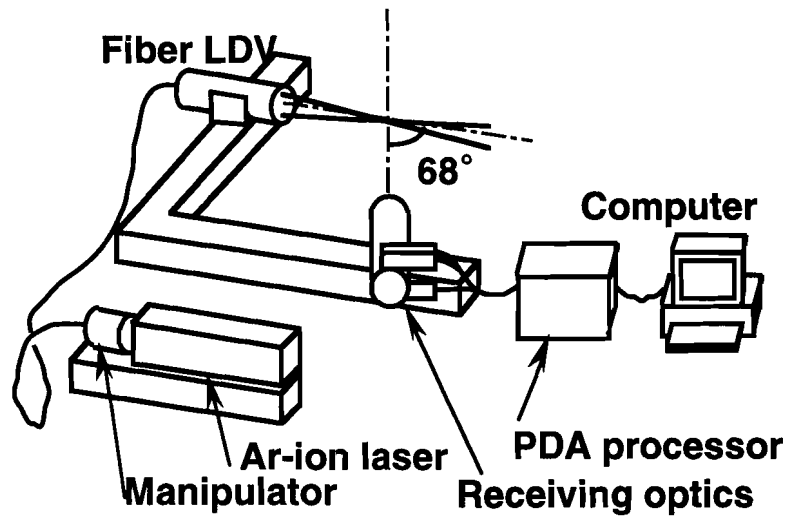


図 2-10 PDA 光学系システム

表 2-2 PDA 仕様

	Axial	Radial
Focal length (mm)	600	600
Wave length of laser beam (nm)	514.5	488
Spot diameter (μm)	291	276
Fringe spacing (μm)	8.13	8.71
Fringe number	36	36
Maximum measurable diameter (μm)	304.4	
Maximum measurable velocity (m/s)	48.7	
Minimum measurable velocity (m/s)	-48.7	

,where

Focal length of receiving optics : 600 mm
 Bandwidth of signal processor : 12 MHz
 Frequency shift : 40 MHz

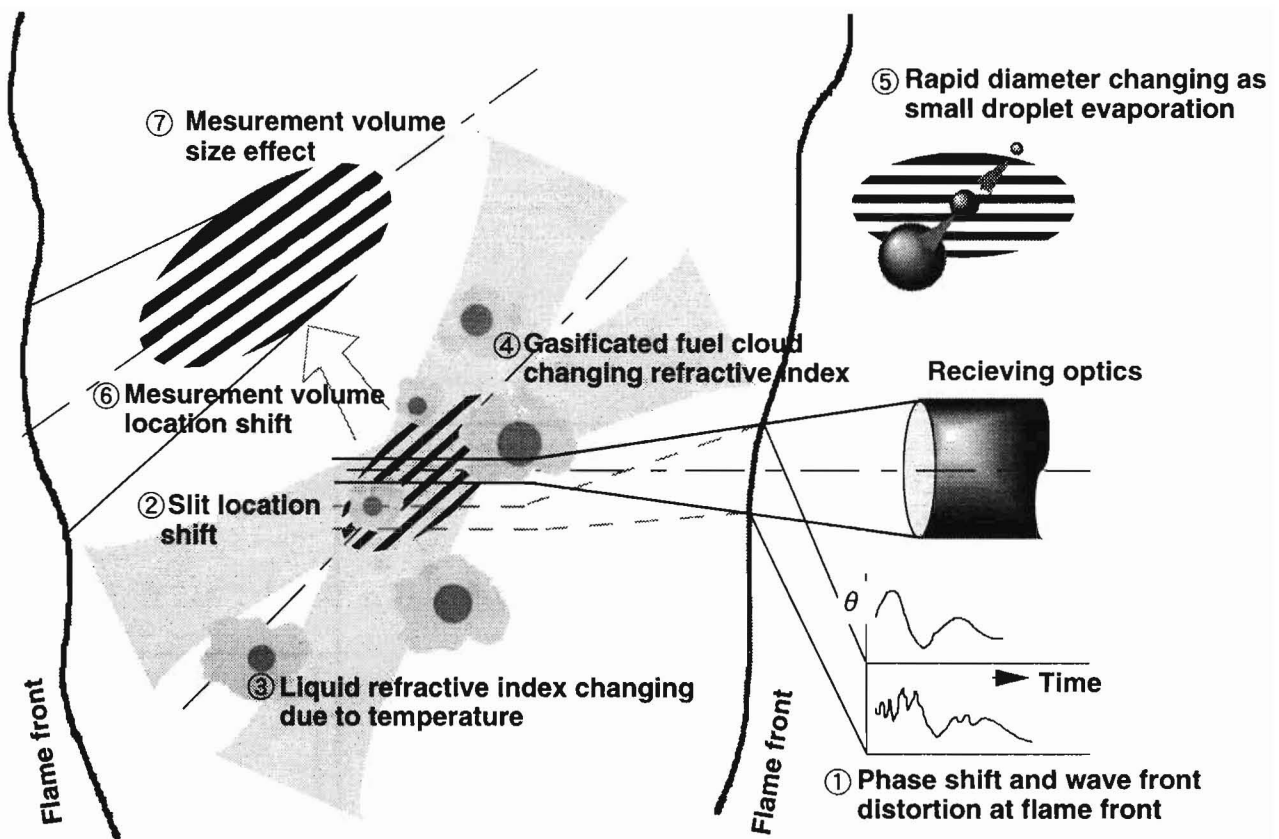


図2-11 燃焼場におけるPDA計測の問題点

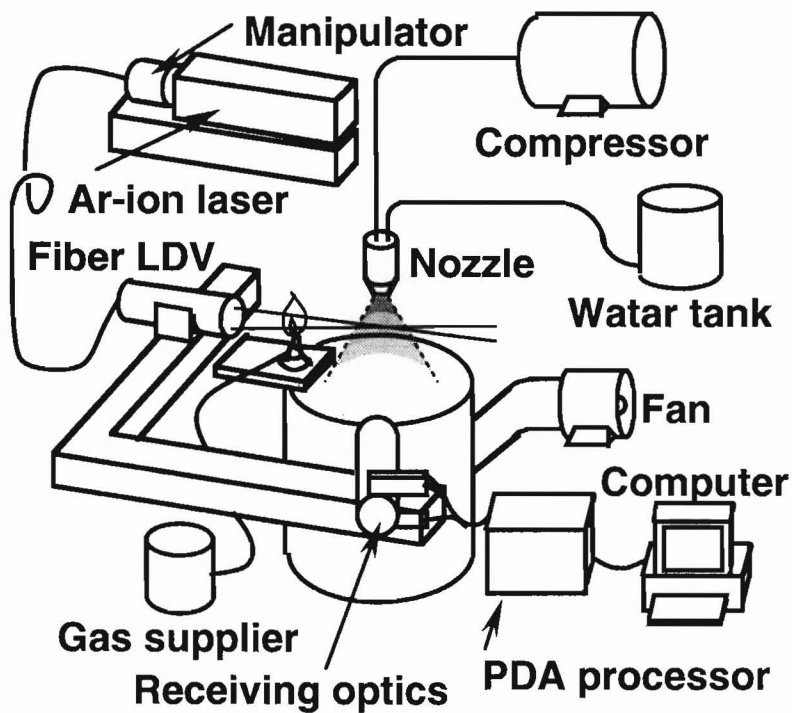


図2-12 実験装置概略図

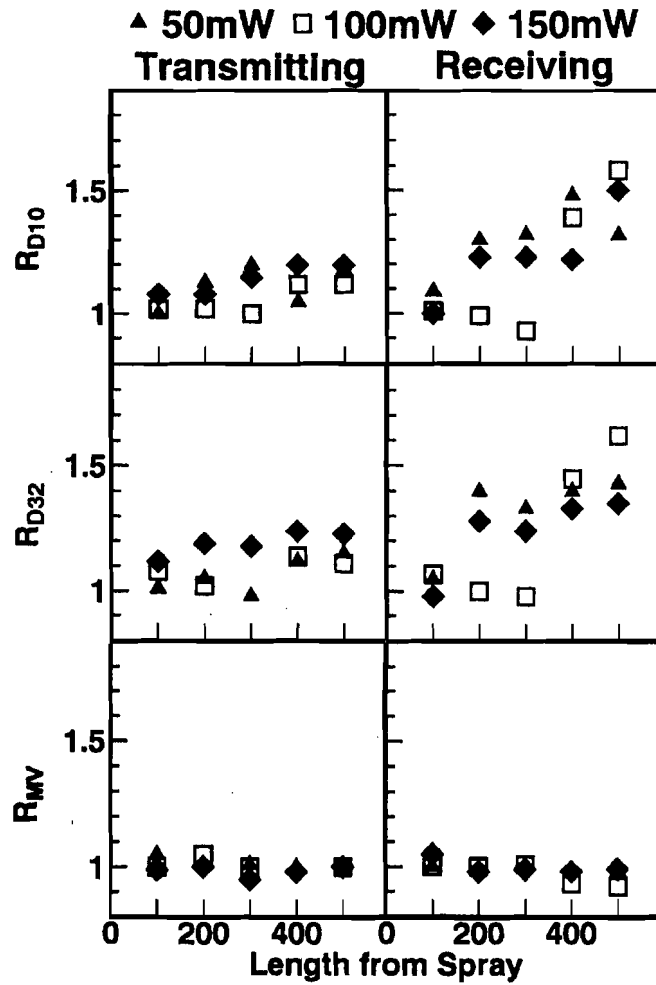


図 2-13 送光、受光光路上に火炎が存在する際の変化比

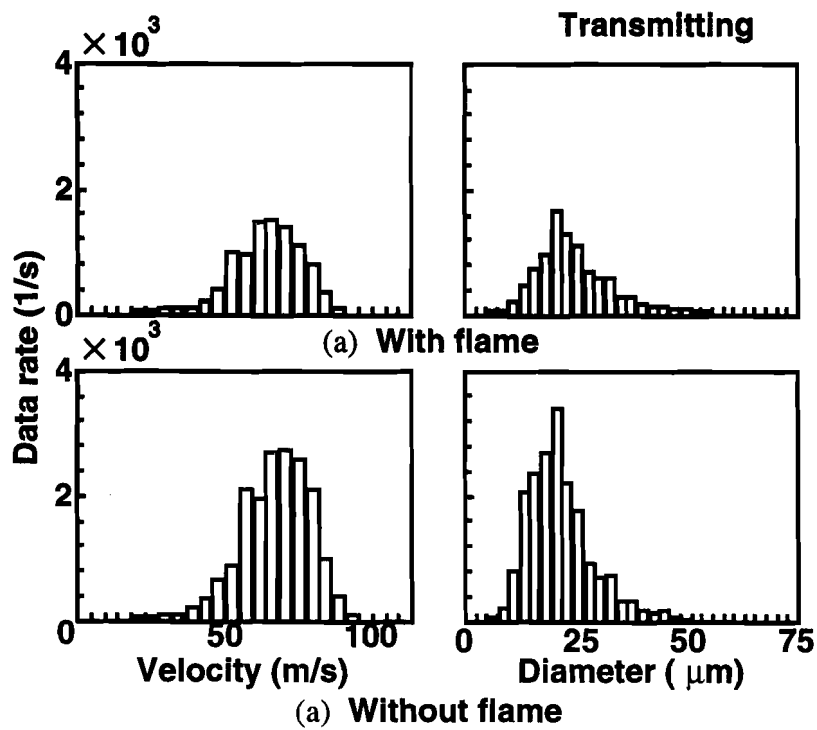


図 2-14 送光光路上の火炎が及ぼす粒径、流速への影響

表 2-3 送光光路上の火炎の有無による平均値の比較

	Without flame	With flame
Data rate (Hz)	19732	9706
D ₁₀ (μm)	19.766	23.297
D ₂₀ (μm)	21.428	25.06
D ₃₀ (μm)	23.628	27.183
D ₃₂ (μm)	21.428	31.985
Mean Vel. (m/s)	68.304	68.706
RMS Vel. (m/s)	10.804	10.175

表 2-4 火炎の有無による粒径群ごとのデータレートの変化 (送光)

Diameter (μm)	0~10	10~20	20~30	30~40	40~50	50~
Data rate without flame (Hz)	1115.3	10785	5569.3	1665.4	359.5	101.3
Data rate with flame (Hz)	237.5	3795.8	3742.8	1439.7	373.6	116.6

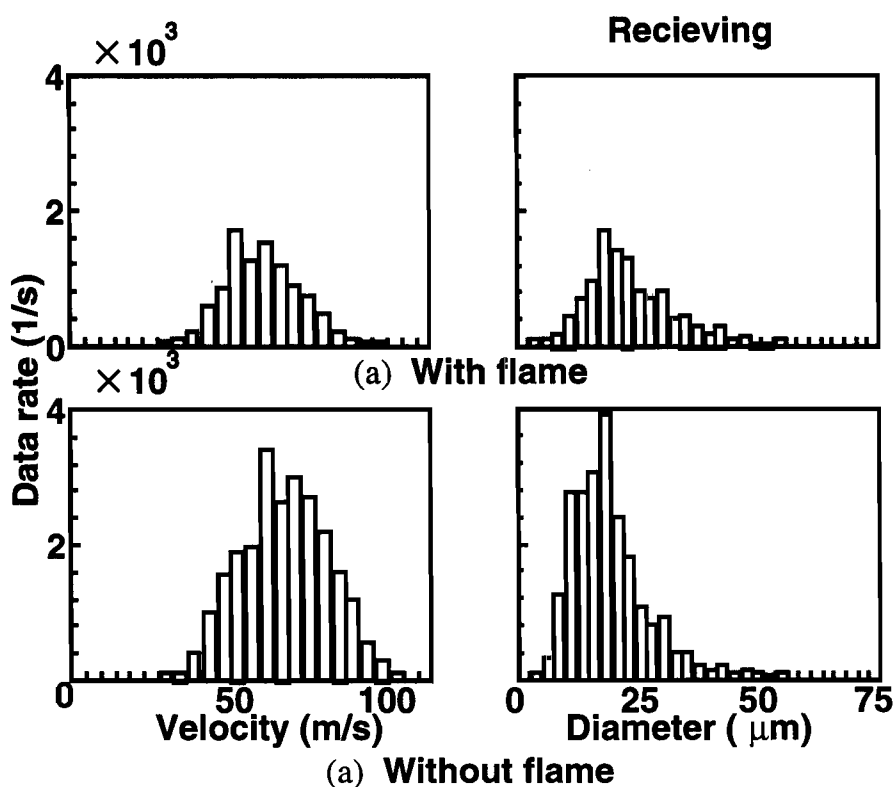


図 2-15 受光光路上の火炎が及ぼす粒径, 流速への影響

表 2-5 受光光路上の火炎の有無による平均値の比較

	Without flame	With flame
Data rate (Hz)	23429	11336
D ₁₀ (μm)	19.506	25.015
D ₂₀ (μm)	21.26	27.326
D ₃₀ (μm)	23.295	30.508
D ₃₂ (μm)	27.968	38.027
Mean Vel. (m/s)	64.371	32.844
RMS Vel. (m/s)	11.28	11.173

表 2-6 火炎の有無による粒径群ごとのデータレートの変化 (受光)

Diameter (μm)	0~10	10~20	20~30	30~40	40~50	50~
Data rate without flame (Hz)	1746.1	12819	6253.3	1988.1	470.5	151.9
Data rate with flame (Hz)	242.7	3862.9	4290.3	2034	628.8	277.3

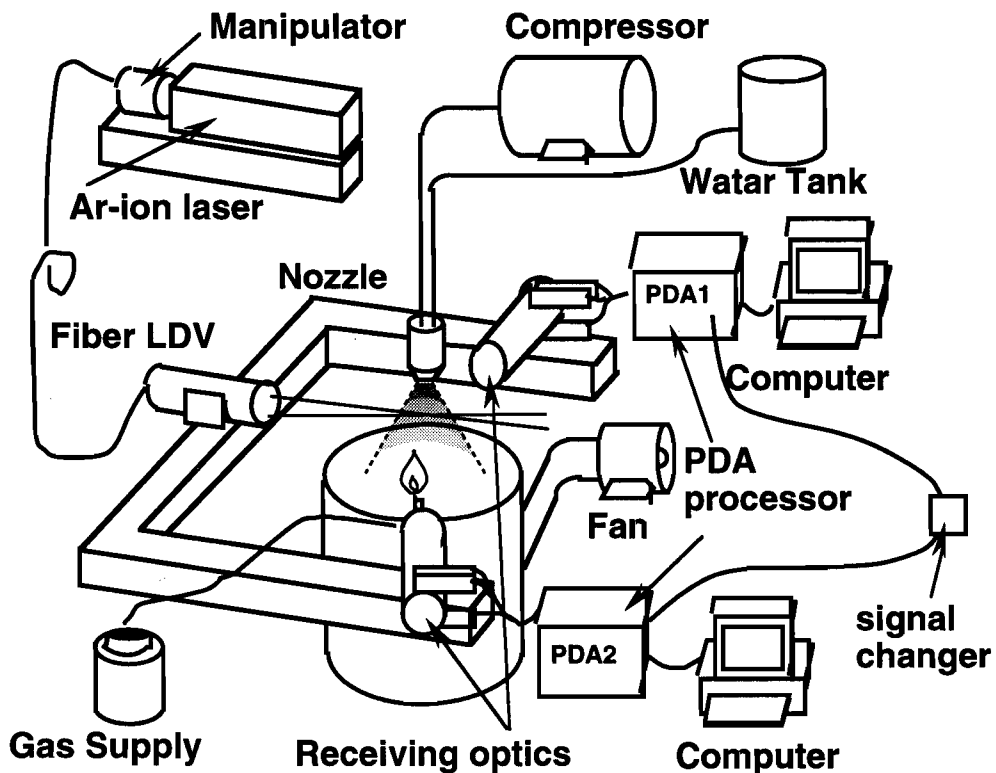


図 2-16 実験装置の概略図

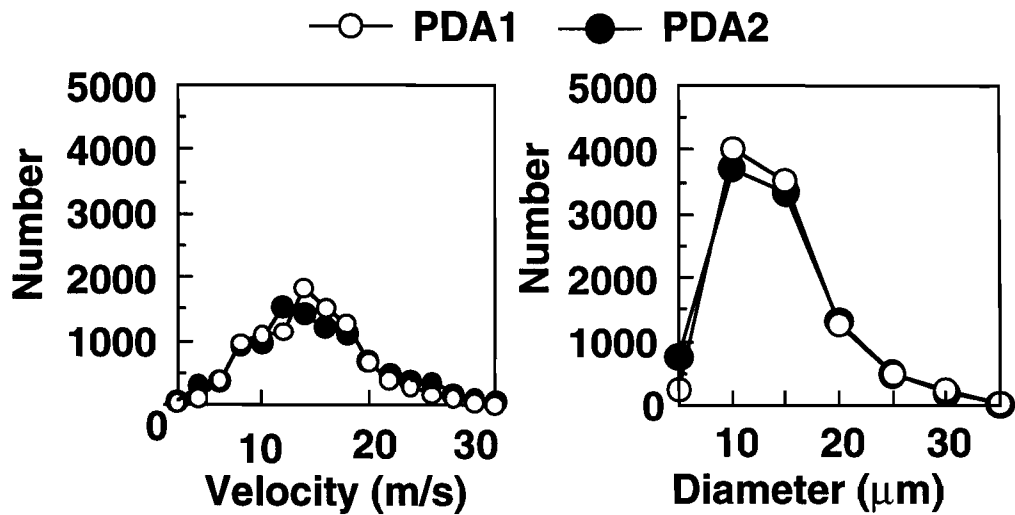


図 2-17 2 台の受光器で計測された流速および粒径分布

表 2-7 2 台の受光器で計測された平均流速および平均粒径の比較

	PDA1	PDA2
U_{mean} (m/s)	13.773	13.591
D_{10} (μm)	11.84	11.697

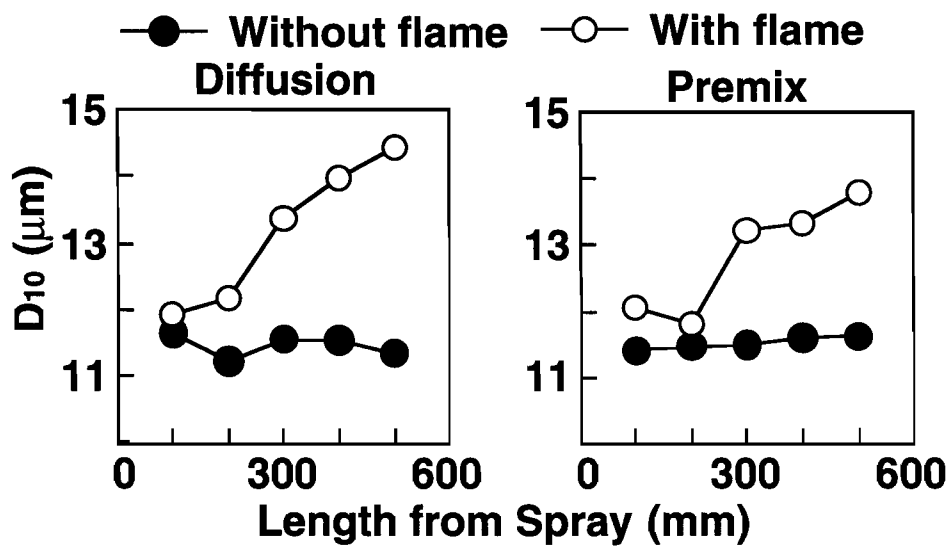


図 2-18 火炎位置による平均粒径の変化

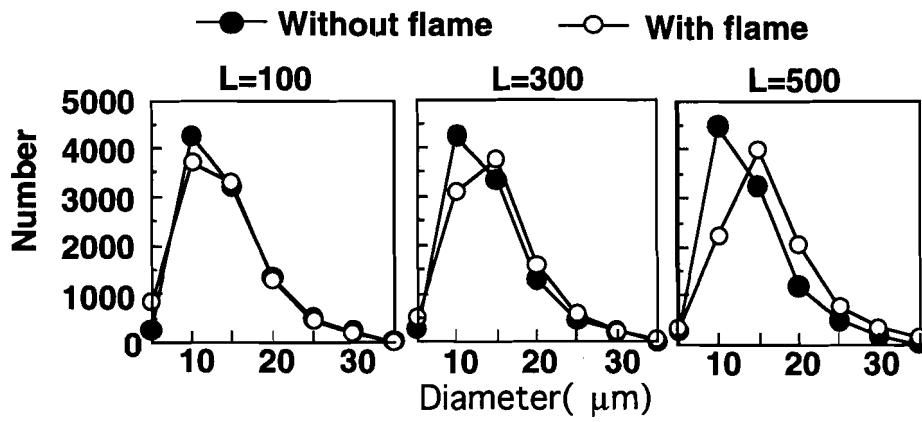


図 2-19 受光光路上においた拡散火炎の粒径分布への影響

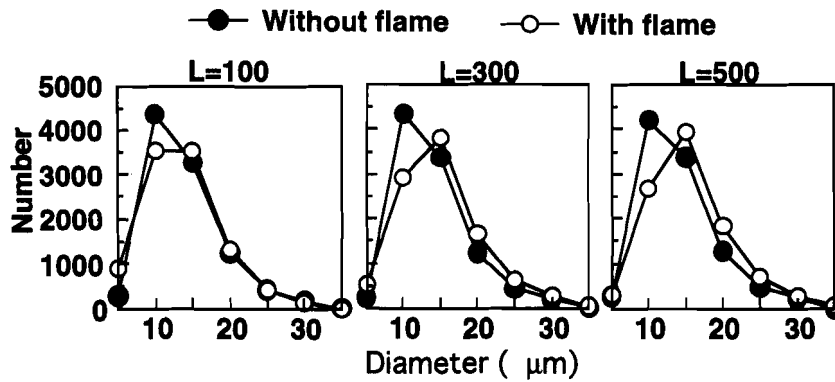


図 2-20 受光光路上においた予混合火炎の粒径分布への影響

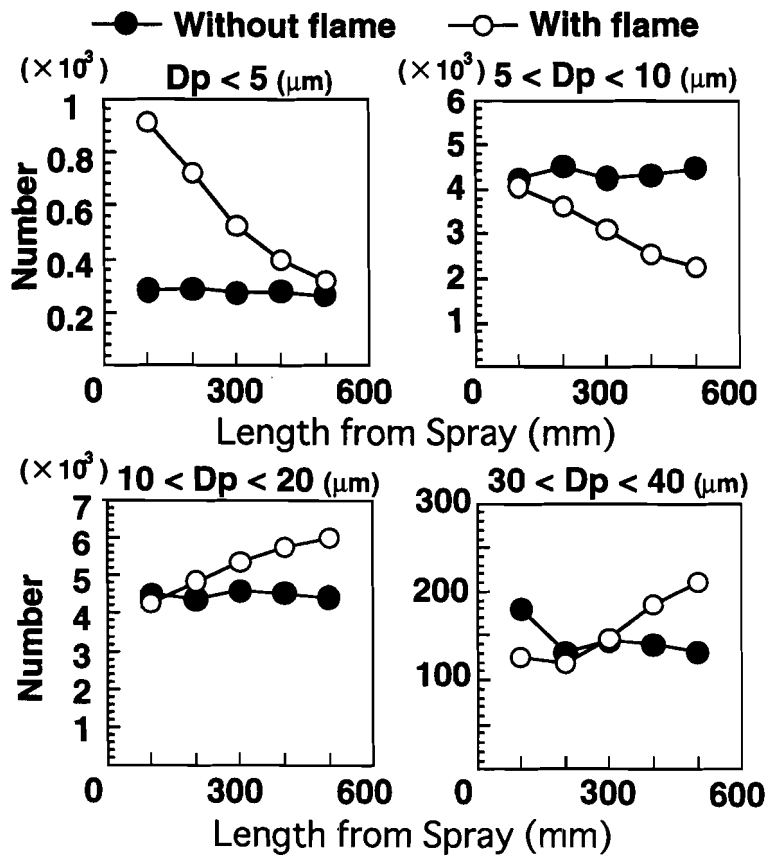


図 2-21 粒径群ごとのサンプル数変化

第3章 噴霧挙動と燃焼特性との関係

3.1 緒言

オイルバーナーにおける噴霧燃焼特性は、燃料の微粒化、ガスと油滴との相互作用、燃料油滴の分散、蒸発、周囲空気との混合などに支配される。噴霧燃焼に対する研究の大部分は、上記の問題について言及しており、様々な場における噴霧特性を定量化する試みが行われている。近年、位相ドップラ法等を用いることにより噴霧油滴の粒径分布や速度、分散の定量化が試みられており、ガスタービン燃焼器や旋回バーナーなどに適用されてきた。しかし、これらの研究はノズル近傍の噴霧特性や噴霧における乱流混合に関しては詳述されていない。噴霧の流体力学的特性をモデル化する際にも必要とされているガス相と噴霧の運動量交換や相互作用はほとんど解明されていないのが現状である。さらに、排出されるNO_xの規制が、東京都や大阪府などの大都市において施行されている。オイルバーナーにおける低NO_x化技術を向上させるためにも、オイルバーナーにおける燃焼特性を把握する必要がある。

2次元流れのガスと油滴との間の相互作用に関しては、Croweらによってモデリングが行われている。彼らはPSI-Cellモデルとして、二相間の運動量交換をモデル化している。しかし、計算時の入口条件やモデルの検討等に用いられる実験データが十分にそろっていないため、定量的な結果は得られていないのが現状である。

本章では、噴霧の飛行特性と炉内の燃焼特性の関係を明らかにすることを目的としている。まず、バーナー近傍の乱れとガス濃度の詳細な計測を行い、循環流における保炎機構を探る。次に、対流フラックス値を用いることにより、NO生成箇所の検討を行う。さらに、位相ドップラ法を用いて燃料油滴の粒径と速度の同時計測を行い、噴霧油滴挙動の把握を行う。この際、いくつかの粒径群ごとのグループに分けた燃焼油滴の挙動と循環流との乱流混合に着目し、油滴が追従／貫通するクライテリアについて検討を行う。

3.2 実験方法および条件

3.2.1 オイルバーナーおよび試験炉

本研究で使用した圧力噴霧式ガンタイプバーナーおよび実験装置の概略図を図3-1に示す。バーナー付近の詳細なデータを把握できるようにバーナー本体をトラバース（分解能：100 μ m）することができるように燃焼炉を製作した。

円管2重管方式を用いており、内壁の温度変化と熱流束の計測を可能としてある。また、燃焼用空気量、燃料圧、燃料流量、燃料温度制御が可能であり、バーナー形状の変化にも対応可能な構造となっている。

燃料（A重油、屈折率：1.493）は、0.7 MPaに加圧された後、ノズル（ダンフォス製H型）より噴射される。バーナースロート内径 $D (=2R)$ は $\phi 97.6$ で上流から燃焼用空気が送られ、その出口に外形 $\phi 80$ 、内径 $\phi 28$ のバッフルプレートが設けられている。また、このバッフルプレートには、スリットが設けられており、火炎の付着を防いでいる。

噴霧火炎中の噴霧の可視化にはNd:YAGレーザー（SP社製：PIV-400）と高分解能CCDカメラ（KODAK社製：MEGAPLUAS 4.2i、NIKON社製：MICRO NIKKOR 105mm F2.8D）を用いた。バーナー近傍の噴霧挙動に着目し、非燃焼と燃焼の場合について、レーザーシート法による可視化を行った。その際、輝炎の発光を除去し噴霧からの散乱光を検出するために、干渉フィルタおよび偏光板を用いた。

3.2.2 実験条件

実験条件は、燃料流量 $9.45 \times 10^{-3} \text{ (m}^3/\text{h)}$ (発熱量：0.1MW)、空気過剰率 1.2 とした（表3-1）。この実験条件における炉出口でのガス成分濃度は、 O_2 ：4.7 vol%、 CO_2 ：10.8 vol%、 NO ：58.4 ppm ($\text{O}_2=0\%$ 換算)、 CO ：0ppmである。 NO 排出指数を算出すると、 2.97 (g/kgFuel) となる。図3-2に、火炎全体の直接写真とバッフルプレート近傍の直接写真を示す。写真よりこの火炎は大きく分けて3つの部分からなっていることを示している。バッフルプレート後流の循環流で保炎している部分、その後流の透明部での燃料蒸発部、そして輝炎を伴う主燃焼部である。また、連続した火炎面は目視では観察できず、不連続な火炎塊の集合体のように見える。

LDVによる3方向流速 (u, v, w) は、バーナーのノズルを原点とした r/R ($R=50\text{mm}$, R ：バーナースロート半径) 方向に13点、 x/D ($D=100\text{mm}$, D ：バーナースロート直径) は13点の合計169点について行った。各点で10000個のサンプリングを行った。PDAによる燃料油滴の粒径と流速の測定は、 r/R 方向に20点、 x/D 方向に20点の合計400点について行った。各点で10000個のサンプリングを行った。

3.3 噴霧火炎の可視化

噴霧火炎中での噴霧の集合状態を調べるために、レーザーシート法による可視化を行った。図3-3にレーザーシート法により得られた火炎中の噴霧の写真を示す。得られた画像データから噴霧油滴を抽出するために、空間微分処理（Sobel filter）によって輝度情報から噴霧油滴の輪郭を抽出した。レーザーシート法により得られた画像では、噴霧油滴とすすを検出していることが分かる。また、可視化写真とSobel filterにより得られた画像を比較することにより、すす粒子と油滴との比較を行った。画像解像度は1 pixelあたり $50\mu\text{m}$ となる。

循環流においては燃料がガス化しガス燃焼が行われていると考えられるが、すすが大量に生成していることから、燃焼状態は良くないと考えられる。直接写真において、火炎が透明な領域では、すすはほとんど生成されず、下流の輝炎部でまた生成している。ここで、すす粒子は油滴に比べ小さく（数十nmオーダー）、生成し凝集するため、Sobel filterにより得られた画像において、粒子が連なって存在している部分はすす粒子と限定できる。一方、油滴は数十 μm オーダーであるため、画像中では粒が個々に写っているものを示している。この火炎中で油滴は特に保炎領域において噴霧のコーン部と中心軸付近に多く存在していることが分かる。循環流領域では油滴は存在していないことから、小粒子が循環流に取り込まれ、蒸発している。ここでは、小粒子が保炎の役割を果たし、この火炎の火種の役割をしている。噴霧のコーン部においては、油滴がコーン上を飛行し、循環流領域を貫通し、火炎の外側にまで到達している。また、バッフルプレート内側を通して下流に流れて込む空気流により、火炎が透明な部分においては中心軸付近に油滴が多く存在し、空間的に偏った集合体を形成している。これは、乱流が形成する大規模なコヒーレント渦構造に小粒子が取り込まれることにより生じるものであると考えられる。火炎の透明な部分を通過すると油滴はほぼ蒸発し、燃焼し大きな輝炎を形成している。

このようなレーザーシートを用いた噴霧の可視化は瞬時の噴霧の空間分布を把握するのに有効である。しかし、乱流渦の時間的な変動や乱流渦に取り込まれる油滴の挙動を定量的に把握することはできない。

3.4 バーナー近傍の流れ場と濃度

バーナー近傍の火炎の写真（図3-2）で見られるように、バッフルプレート後部に循環流が形成され、保炎を行っている。この循環流領域および周囲からのエンタレイメント流により、火炎は $x/D=0.02\sim 0.04$ で一旦縮流している。

ここでは、燃料油滴は分裂、衝突、蒸発という過程を経ているため、乱れ場の計測には、熱線流速計のような接触型の計測法は適していない。まず、後方散乱方式で数kHzのデータレートを取得することのできるLDVシステムを開発し、炉全体の流れ場の把握を行った。図3-4に3次元ガス速度とそのrms値の分布、および濃度分布 (O_2 , CO_2 , NO) を併記する。温度は破線で示している。図中の一点鎖線は、ノズルから 60° の角度で到達する r/R の位置を示している。また、図3-5にバーナー近傍の3方向速度 (Axial, Radial, Swirl) の等高線と軸・半径方向の2次元速度ベクトル分布、温度、濃度 (O_2 , CO_2 , NO) の分布を示す。

温度場に着目すると、噴霧の存在するコーン部では約500K程度の温度であるが、噴霧の外側や中心軸付近では、約1200Kと高温になっており、いわゆるくら型分布を示している。また、バッフルプレート後方において、約600K以上の高温領域が形成されているが、これはバッフルプレートにより形成される循環流において保炎領域が形成されていることを示している。これは図3-2に示している火炎の写真からも明らかである。しかし、噴霧のコーン部においては、熱電対の先端に燃料噴霧が衝突、付着しているため、実際より低い温度として計測されている。

次に流れ場に着目すると、バッフルプレート後方に1対の循環流が形成されている。また、半径方向速度が分布において高い値を示している領域は、噴霧が 60° の角度をなすホローコーン上であり、中心付近での燃焼反応により急激に空気が体積膨張している領域である。

O_2 , CO_2 , NO の濃度分布に着目すると、バッフルプレート後方の1対の循環流の合体部で燃焼反応が活発である。温度場と比較してみると、 $x/D=0.3$ より下流の $r/R=0.3$ 付近に主燃焼領域が形成されていることがわかる。また、1対の循環流内では燃焼反応は活発に行われていない。これより、保炎領域は火炎の安定性および保炎には大きく関わるが、燃焼反応にはそれほど寄与していないことがわかる。図3-5に示している軸、半径方向速度のベクトル線図はLDVによる計測結果であるため、計測しているのが燃焼用空気に添加した散乱粒子の速度なのか、燃料噴霧の油滴を計測しているのか判別することができない。

3.5 対流フラックス値とガス濃度の比較

本節では、軸、半径、旋回方向のフラックス値を求めて、どの方向の値が各種ガス生成に大きく寄与しているのかを示す。図3-6に O_2 , CO_2 , NO の対流フ

ラックスを示した。ここでフラックスを計算する際には、計測された温度を用いた密度補正と、10mmごとの（半径方向）グリッドにおける軸方向速度の計測値を用いた。ガス組成のフラックスには対流項と拡散項の2つが混在している。対流項と拡散項の割合（特に対流項が支配的な領域）については、第5章において詳述する。

O₂に着目してみる。x/D=0.09, r/R<0.4ではバッフルプレートの中央に空いた穴より新気が火炎内に流入しており、濃度でもフラックスでも高い値となっている。r/R>0.4となると軸方向速度が負に変わるためフラックス値は負になるとともに、その絶対値も小さくなっている。しかし、濃度表示では急激な低下は観測されない。また、r/R>0.7ではバッフルプレート外周からの新気の流入によりO₂濃度は高くなる。フラックス値では、火炎内の約1/2以下であるにも関わらず、濃度値では火炎内とほぼ同じ値にまで達していることが分かる。x/D=0.69においては、フラックス値の2つのピークはほぼ同じ高さになってくる。外周のピークは半径方向速度によるものが大きくなっていることも分かる。ここは、図3-2の写真では蒸発部が終わり、輝炎を伴う燃焼に入る地点と一致しており、図3-4の半径方向等速度分布の高い地点とも一致している。

次にCO₂について比較してみる。濃度表示ではO₂の最低値を示す地点でCO₂は最大値を示しているが、x/D=0.09のフラックス値を見るとO₂フラックスが低下するr/R=0.4（最大の勾配地点）でCO₂フラックスは最大値となっており、濃度計測結果とは異なった結果である。O₂フラックスの最低値はCO₂フラックスも最低値と一致している。O₂フラックスと大きく異なる点は、x/D=0.09～1.12の全領域にかけて、CO₂フラックスの生成には半径方向速度がかなりのレベルで寄与していることである。r/R>1.0では、CO₂濃度は火炎内よりも高い値を示しているが、フラックス値ではバーナー近傍では低く、自己再循環流により燃焼ガスが巻き込まれていく様子が分かった。

NOの分布においては、濃度の最大値は火炎の外側（r/R>1.0）であるが、フラックス値では火炎の内側に最大値が存在することが分かる。x/D=0.09, 0.26の断面では、NOフラックスの生成に半径方向速度が約40%程度寄与していることが分かる。このNOについて、濃度の等高線と対流フラックスの等高線を比較してみる（図3-7）。NO濃度分布に着目すると、燃焼反応が活発な領域（x/D=0.3, r/R=0.4）および火炎の外部（r/R>1.0）において高濃度域が存在する。濃度分布からではNOの生成領域を限定することができない。一方、フラックス分布では、燃焼反応が活発な領域（x/D=0.3, r/R=0.4）において、

軸，半径および旋回方向の値がピークを持っている．ここで，高温領域であり，また，燃料過濃な領域であるため，サーマルNOとプロンプトNOが混在していると考えられる．以上のことより，フラックス分布を把握することにより，NOの生成箇所を限定し，生成量を把握することができることが分かった．

本研究では，上記のような主燃焼領域，保炎領域を形成するバーナーにおいて，燃料油滴の飛行特性と燃焼状態との関係に着目する．そのため，位相ドップラ法を適用し，燃料噴霧の粒径と速度の同時計測を行った．

3.6 非燃焼場における噴霧挙動モデル

このバーナーを非燃焼，大気開放状態で行ったPDA計測結果より得られた油滴挙動の全体像を図3-8に示す．噴霧挙動は流れ場に対して追従，貫通およびそれらの中間という3つのパターンに分けられることが分かっており，その代表的なパターンについて，速度ベクトル，相対速度ベクトル，速度の乱れ分布を示す．

バッフルプレート後方には双子渦からなる循環流が存在する．また，外側の循環流がコーン内側の負圧により中心軸に向かって縮流している．循環流の境界において乱れ強さが高い値を示していることがわかる．すなわち，内側境界のピークは噴霧によって与えられた乱れである． $30\sim 50\mu\text{m}$ の油滴には気相を貫通するものと追従するものが混在するため，コーン外側より導入された空気の影響で分散が大きくなっている．特に流れに対してすべりが大ききところで乱れも大きくなっている． $70\mu\text{m}$ を越える油滴は，流れ場に関係なくノズルを始点とする放射線状の軌跡をたどって飛行しているため，気流との間にすべり速度を持っている． $70\mu\text{m}$ 以上の油滴の分散の値は，そのままノズルで与えられた初期速度の変動値を反映しており，上流から下流まで一様な分布となる．

図3-9に非燃焼時の噴霧挙動の概念図を示す．バッフルプレートにより遮られた流れは，中心軸側とスロート側の2つに分けられ，バッフルプレート後方に負圧によって2つの巻き込みによる循環流が形成される．また，噴霧の空力特性はこの循環流によって2つの大きなグループに分けられ，これら2つのグループの油滴の数密度のピークの位置を図中に黒い矢印で示してある．

$30\mu\text{m}$ 以下の小さい油滴は流れに追従し，中心軸近傍を下流まで流れており， $50\mu\text{m}$ 以上の大きい油滴は再循環流領域を貫通している．また，この2つの油滴グループの中間サイズの油滴の中には再循環流領域の後端の強いせん断層に到達して逆流に巻き込まれる油滴も存在する．バッフルプレート後方に形成さ

れる再循環流領域は、油滴運動量の大きい噴霧コーンの位置で大きさが決定され、油滴分散の役割を果たしている。

3.7 噴霧油滴の飛行特性

燃焼時における噴霧の油滴挙動を把握するために、代表的な8点における油滴径－速度相関図を示す（図3-10）。軸方向の断面は非燃焼計測結果での循環流の内側、後端、燃料蒸発部を示し、半径方向の断面は、中心軸、非燃焼結果での循環流の中心、および外側を示す。

中心軸上では $50\mu\text{m}$ 以下の大粒径は存在せず、粒径の大きさによる速度の違いは現れていない。これは下流である $x/D=0.34$ 断面においても同様の結果を示している。噴霧がホローコーン状に飛行しているため、中心軸付近に小粒子が多く存在し、 $50\mu\text{m}$ 以上の大粒子が存在しないのは、ノズルとバッフルプレート内側の間を通過して炉内に流入してくる空気流により、小粒子が下流に押し出されているためである。これに対し、噴霧のコーンが到達する $x/D=0.23$ の $r/R=0.41$ の点では、大きな粒子ほど速度が速い。また、 $50\mu\text{m}$ 以下の油滴の速度変動は大きいですが、 $50\mu\text{m}$ 以上の大粒子は粒径が大きいものほど速度が速く、乱れの幅も小さくなっている。その外側の点 ($x/D=0.34$, $r/R=0.82$) では同様の傾向がより顕著に現れており、小さい油滴は遅い速度で、大きい油滴は速い速度で飛行している。また、 $x/D=0.23$, $r/R=0.41$ には見られなかった 5m/s 以下の速度が $30\mu\text{m}$ 以下の油滴にみられる。小さな粒子は循環流の影響を受け、速度が減衰しているのに対し、大粒子は循環流を貫通するように飛んでいる。しかし、非燃焼時には循環流の中であった $x/D=0.11$, $r/R=0.41$ の点には負の速度を見ることはできない。

これらの様子を詳細にみるためにバーナー近傍におけるザウタ平均粒径（SMD）の分布および全ての油滴での平均速度ベクトルを図3-11に示す。この速度ベクトルより、噴霧油滴は60度のホロコーン状に飛行している。平均速度は 25m/s 程度で、バーナー近傍ではほぼ同じ速度で飛行しているように見える。また、SMDの等高線に着目すると中心軸付近に比べ、噴霧のコーン部において、SMDの値が大きくなっている。図3-9の非燃焼時の噴霧の模式図からも分かるように、小さい油滴がバッフルプレートにより形成される循環流により取り込まれ、循環流内で蒸発しており、それが保炎の役割を果たしている。これに対し、大きい油滴は循環流付近の高温部をも貫通して飛行しているため、噴霧のコーン部において大きい油滴のみ下流まで存在することができ、SMD

の値が大きくなっている。

しかし、SMD分布を把握するだけでは、バーナーにおける噴霧燃焼特性に多大な影響を与えるガスと油滴との相互作用や噴霧の分散状態を把握することは困難である。図3-10に示す速度-粒径相関図よりも明らかなように、粒子の油滴径により、その挙動を大別することができる。そこで本研究では、油滴の挙動を油滴径により分類し、その平均値および分散を噴霧の挙動を示す代表値として取り扱う。

図3-12に代表的な4断面における油滴径群ごとの軸方向速度の分布を示す。これらの断面は、図3-2の火炎の写真において循環流の内部と燃料蒸発部、およびその間の断面である。

$x/D=0.13$ において、燃焼時では噴霧油滴は空気流とほぼ同じ速度で飛行しており、粒径の違いによる速度の違いはほとんどない。しかし下流に進むにつれて、大きい油滴ほど運動量が大きいため、あまり減速せず飛行している。これに対し $x/D=0.34$ 断面においてバッフルプレート後方 ($r/R=0.7$ 付近) では、循環流の存在により、小さい油滴は速度が急激に減衰している。大きい油滴は初速度を保ったまま、噴霧コーン部を飛行している。半径方向速度に着目しても同様の傾向がみられる。 $x/D=0.13$ 断面では、噴霧油滴は空気流とほぼ同じ速度でホロコーン状に飛行している。 $x/D=0.34$ 断面において軸方向速度と同様に小さい粒子は急激に速度が減速している。バッフルプレート外側から流入してくる流れによって、小さい粒子が影響を受けているためである。循環流により、取り込まれる小さい油滴は燃焼により蒸発し、ガス化して保炎の役割を果たしている。これに対し、 $50\mu\text{m}$ 以上の大きな油滴は循環流をも貫通して飛行しており、図3-2の火炎の直接写真から分かるように燃料蒸発部より下流の主燃焼領域を形成している。

ここで燃焼による体積膨張や温度勾配の高い領域において、液滴がどのような影響を受けるのかを見るために、燃焼と非燃焼結果の比較を行う。図3-13に示しているのは、代表3断面において、粒径グループごとに流速の比較を行ったものである。 $x/D=0.13$ において、 $10\mu\text{m}$ 以下の油滴に着目すると中心軸付近において、非燃焼と燃焼とで 5m/s 程の違いが生じている。また、バッフルプレート後方において ($r/R=0.6$)、非燃焼の場合は負の速度を表しているのに対し、燃焼時には 12m/s ほどの値を示し、それより外側では油滴は蒸発して存在しないため、値を示していない。この領域では、燃料液滴が蒸発し、ガス化し保炎の役割を果たしている。また、この領域では温度も高く (約 1000K)、

体積膨張が生じているため、燃焼時では負の値を示していないと考えられる。これに対し、70 μm 以上の大きい油滴は非燃焼と燃焼とで速度差はみられない。30~50 μm の中間の大きさの油滴は、温度の低い中心軸付近ではほぼ同じ速度を表すのに対し、高温部（ $r/R=0.6$ ）では速度差が15m/sほど違いがある。この傾向は、下流に進んでも同様の傾向を示すが、各粒径グループの速度差は小さくなっている。このように燃焼によって体積が膨張することにより、小さい油滴は速度が速まっている。これに対し、大きい油滴はノズルから噴出された初速度を持って、高温部である保炎領域を貫通して飛行していることが分かる。

3.8 噴霧油滴の空気力学的特性

次に油滴の空気力学的特性に着目する。図3-12より空気と油滴との間のすべりの大きさ、すなわち相対速度がベクトル値として求められる。さらに、油滴径群内の平均油滴径 D_p を代表長さ、燃焼ガス（密度 ρ 、粘性係数 μ ）に対する油滴の相対速度 $|\overline{u_a} - \overline{u_d}|$ を代表速度とした相対レイノルズ数 Re_p が式(3-1)より求められる（図3-14）。

$$Re_p = \rho \frac{|\overline{u_a} - \overline{u_d}| D_p}{\mu} \quad (3-1)$$

Re_p は30 μm までの油滴では5.3以下の値を示し、すべり速度がほとんどないことを示している。この30 μm 以下の油滴は流れに追従する油滴であると考えられる。しかし、50 μm より油滴が大きくなると Re_p は急激に増大する。これは、30~50 μm の油滴径を境として、油滴挙動が一変することを表している。すなわち50 μm 以上の油滴は、 Re_p に反比例する空気抵抗係数 C_d 値がきわめて小さくなる結果、流れ場を貫通して飛行している。

しかし、図3-12、3-13から分かるように、5 μm 以下の油滴がガス流の流れを十分に表現できているとは考えられない。これは5 μm 以下の油滴は測定体積内で蒸発してしまっており、検出できにくくなっているためと考えられる。つまり、5 μm 以下の油滴の挙動はガス流れに完全に追従しているとは言えない。

しかし、 Re_p 分布をみると30~50 μm の油滴を境にして、噴霧の挙動が一変していることが把握できるため、空気の流れを完全に仮定しているとは言えないが、 Re_p をみることにより、噴霧の相対的な気流への追従性は把握できる。

3.9 油滴飛行速度の分散

式(5-2)より求めた粒径群ごとの速度変動の分布を図3-15に示す。

$$k = \frac{3}{4}(u'^2 + v'^2) \quad (5-2)$$

この速度変動の分布は、空気に対しては、乱流のエネルギー、油滴に対しては飛行速度の分散に対応している。

$x/D=0.13$ 断面に着目すると、噴霧のコーンの内側では大粒子の速度変動が大きく、コーンの外側では小粒子の変動が大きくなっている。この領域では旋回方向に2対の渦が存在し、この渦により、小粒子は循環流に取り込まれ、バーナーの保炎に大きく寄与している。また、噴霧のコーンと燃焼ガスとが衝突し、強いせん断層を形成している。これらの渦は $x/D=0.69$ まで残っており、噴霧は下流に進んでも、コーンの外側で小粒子がこの循環渦に取り込まれるように挙動している。このように噴霧のコーンとバッフルプレート外側から流入し、旋回方向に循環している流れとが衝突し、これにより小粒子では大きな速度の乱れが生じ、速度の急激な減衰を引き起こしていると考えられる。これに対し、大きな油滴はこの乱れが大きな領域を貫通して飛行しているため、速度の減衰は生じていない。

3.10 油滴挙動の全体像

前節までの考察より、噴霧挙動は流れ場に対して追従、貫通するクライテリアが $30\sim 50\mu\text{m}$ に存在していることが明らかになった。図3-16に、代表的な油滴のグループにおいて、速度ベクトル、すべり速度ベクトル、速度の乱れ分布を示す。また、図3-17に同じグループにおける数密度分布および渦度分布を示す。ここで数密度分布は、計測された油滴の個数と計測時間から算出した。ただし、粒子からの散乱光の検出もれおよび油滴の蒸発による数密度の低下を考慮する必要がある。また、渦度は通常、流体に適用されるがここでは油滴の速度から算出した。そのため、気流に対しては渦度を、油滴に対しては油滴が与えられる回転力の強さを示している。時計回りの渦は青の分布、反時計回りの渦は赤の分布で表した。

$70\mu\text{m}$ 以上の大きい油滴は流れ場に関係なくノズルを始点とする放射線状の軌跡をたどって飛行している。これに対し、 $50\mu\text{m}$ 以下の油滴はバッフルプレート内側から炉内に流入する流れにより、中心付近に押し出されている。また、

バッフルプレート外側から縮流してくる流れにより、強いせん断層が形成されている。小さい油滴は、コーン外側より流入してくる空気流により分散が大きくなっているが、大きい油滴はコーン部では速度の乱れはみられない。このことから大きい油滴が大きい貫通力でコーン上を飛行していることが分かる。しかし、大きい油滴においても中心軸付近では分散の値が大きくなっている。これは火炎の写真からも分かるように、ここでは燃焼により油滴が多く蒸発しており、そのため速度の分散が大きくなっているものと考えられる。これは渦度分布からも明らかで小油滴は噴霧と周囲空気流が衝突するせん断層で様々な方向に回転しており、分散が大きくなる原因である。しかし、大油滴はほとんど渦度の値を持たないため、流れ場に影響を受けず、コーン部を飛行している。

3.11 噴霧燃焼火炎のモデル

以上の噴霧油滴挙動と燃焼特性の解析から得られた知見をもとにバッフルプレート付近の油滴を伴う流れ場と燃焼反応領域の概念図を図3-18に示す。

バッフルプレートにより遮断された流れは、中心軸側とスロート側の2つに分けられ、バッフルプレート後方に負圧によって2つの巻き込みによる循環流が形成される。また、噴霧の空力特性はこの循環流によって2つの大きなグループに分けられる。これら2つのグループの油滴の数密度のピークの位置を図中に黒い矢印で示してある。50 μ m以下の小さい油滴はバッフルプレート内側を通過して炉内に流入する燃焼用空気流により、中心軸近傍を下流まで流れこみ、主燃焼領域を形成する。この領域では、燃焼反応が活発であり、NOの生成領域となっている。また、バッフルプレート直後においても空気流により1対の循環流が形成され、小粒子は巻き込まれ蒸発し、燃料蒸気は拡散燃焼し、保炎の役割を果たしている。これに対し50 μ m以上の油滴は循環流および高温領域をも貫通して飛行している。大粒子は油滴のまわりに蒸発した燃料蒸気とともに火炎高温部に向かい、拡散しながら、熱分解されて、下流の大きな輝炎の形成に寄与している。つまりバッフルプレート後方に形成される循環流領域は、油滴の運動量の大きい噴霧のコーンで大きさが決定され、油滴分散の役割を果たしている。また、バーナーから送り込まれる空気は保炎部および燃料の蒸発部で燃焼に寄与し、輝炎部では、周囲からのエントレイメント流により供給された空気が燃焼に役立っている。したがって、バッフルプレートは油滴を循環流に滞留させ蒸発を促進させると同時に、着火性を向上させ、安定な火炎を形成する役割を果たしている。

3.12 結言

循環流保炎型ガンタイプバーナーの形成する炉内噴霧燃焼場において、流れ場、温度場およびガス濃度場の把握を行い、対流フラックス値を用いることにより、NO生成領域を調べた。また、PDAを用いて噴霧油滴の流速および粒径を同時計測し、乱流燃焼場での噴霧挙動の特性と燃焼特性の関係について検討を行った。これより、以下の知見を得た。

- (1)対流フラックス分布を把握することにより、NOの生成領域を特定することができた。NOは高温部および燃料過濃領域で生成され、サーマルNOとプロンプトNOが混在して、生成されている。
- (2)燃焼による体積膨張により小さい油滴は加速されるが、大きい油滴は燃焼の影響は受けず、噴射された初速度により飛行している。
- (3)噴霧を油滴径により分類し、粒径群ごとの噴霧の空気力学的特性を把握することは、噴霧挙動を把握する上で、非常に有用である。
- (4)燃焼時においても非燃焼時の結果と同じく、30~50 μ mの油滴を境にして、それ以下の油滴はバッフルプレート外側から流入してくる空気流により循環流に取り込まれ、保炎の役割を果たしている。これに対し、50 μ m以上の油滴は、噴霧のコーンとプレート外側からの空気流と衝突している領域で蒸発し、下流の大きな輝炎を形成している。
- (5)噴霧火炎の燃焼特性は噴霧挙動に大きく依存し、特に小粒径の油滴が主燃焼領域を形成している。

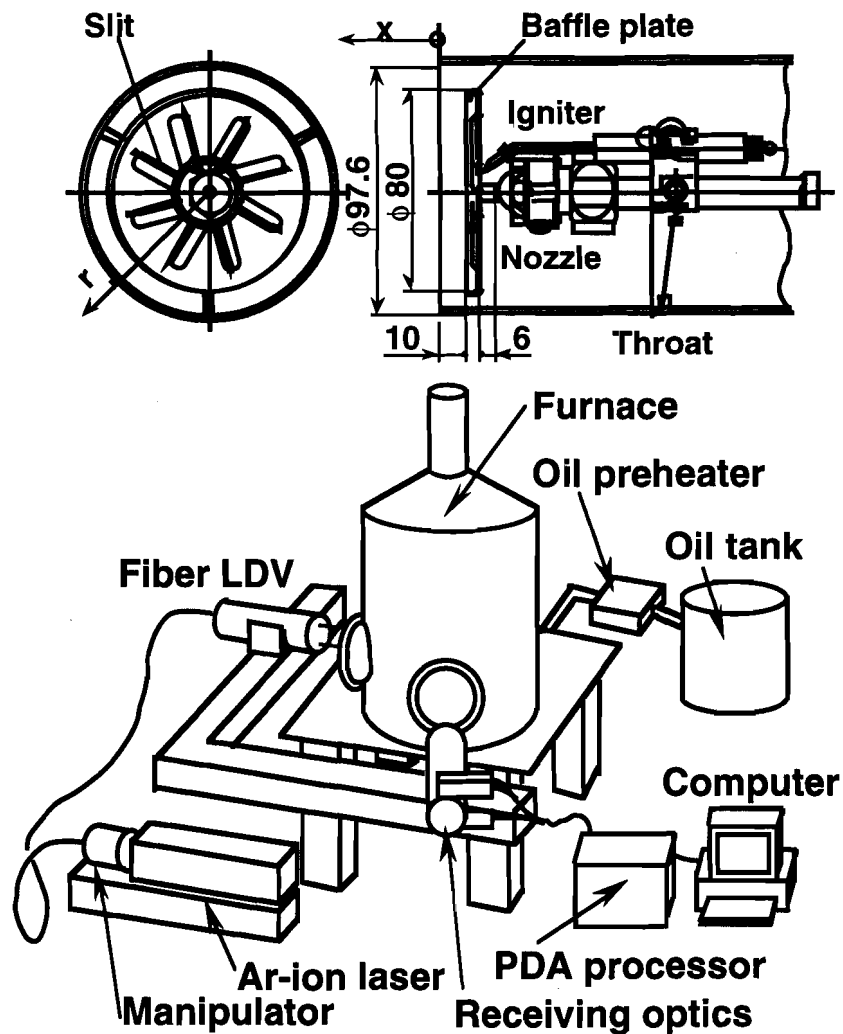


図 3-1 ガンタイプバーナーおよび噴霧燃焼炉

表 3-1 実験条件

• Fuel	: Type A fuel oil
• Fuel rate	: $9.45 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{h}$ (P=691kPa)
• Heat release	: $88.6 \times 10^4 \text{ cal/h}$ (0.103MW)
• Excess air ratio	: 1.2 ($109.2 \text{ Nm}^3/\text{h}$)
• Wall temperature	: 373.15K (100°C)
• Exit	: T : 986.7K
	O ₂ : 4.7%, CO ₂ : 10.8%
	NO : 58.4ppm, CO : 0ppm
	▼
	NOx index : 2.97 (g/kgFuel)

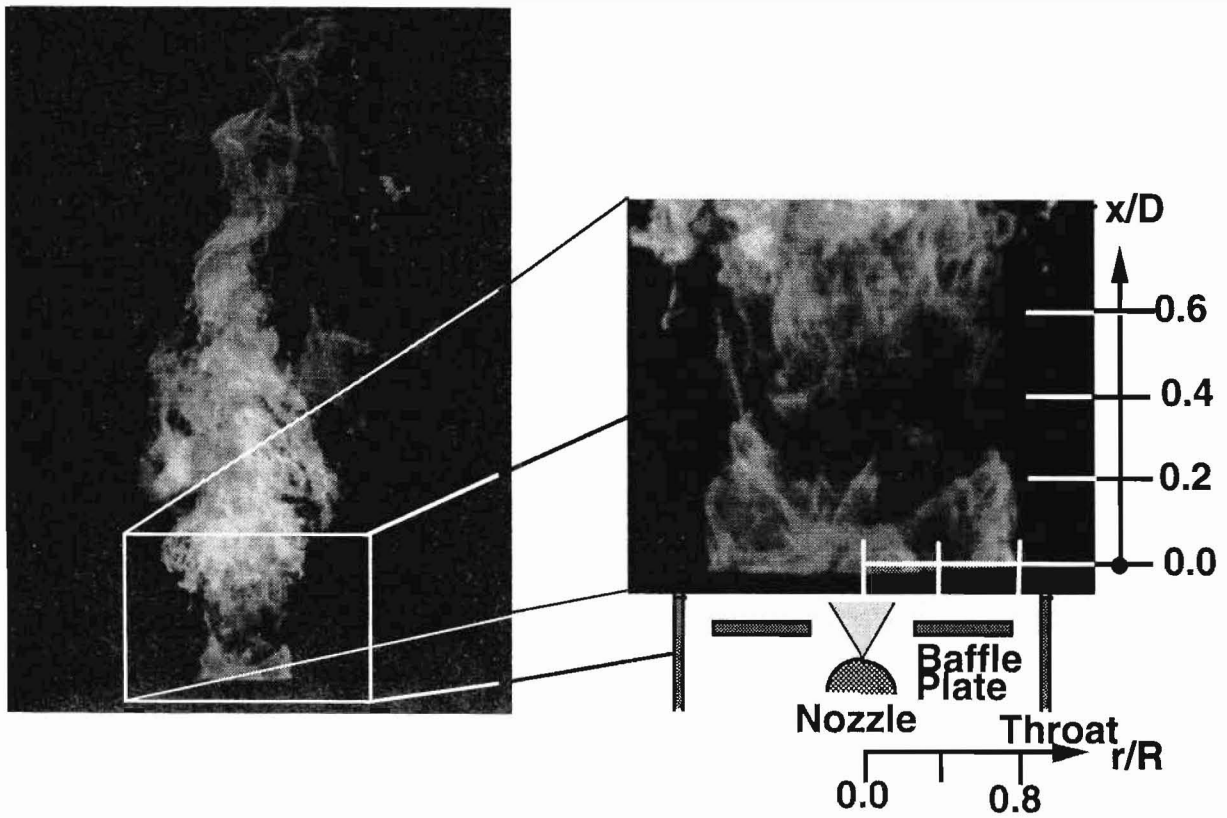
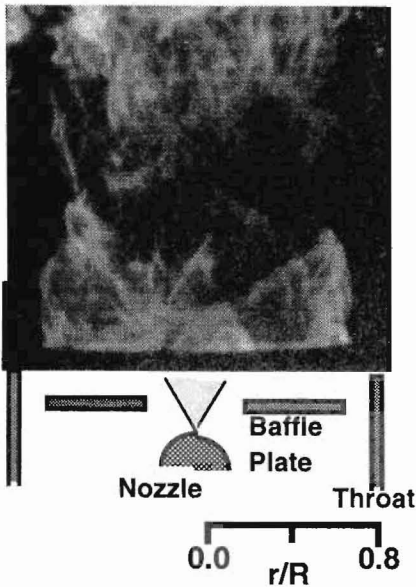


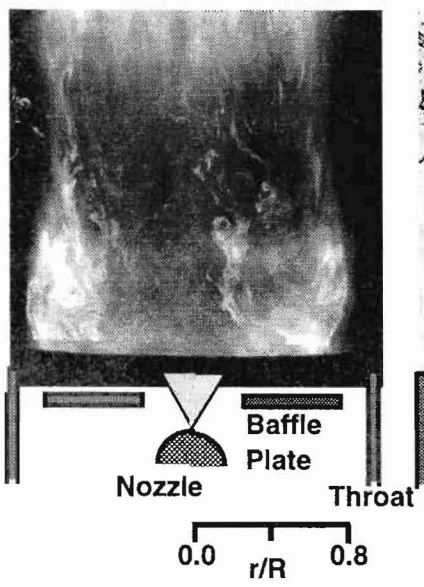
図 3-2 火炎の直接写真

Laser Power	: 640 (mJ)
Pulse duration	: 6 (ns)
Laser sheet thickness	: 400 (μm)
Area of interest	: 95 \times 95 (mm)

Direct photograph
(1/8000s)



Raw data image
by Nd:YAG laser



Sobel filtered

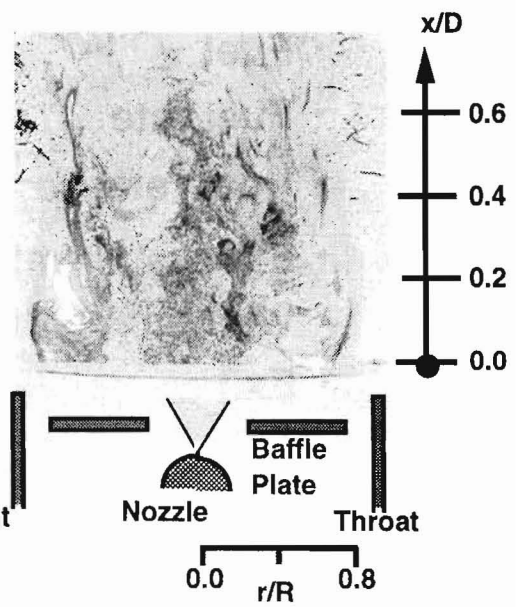


図 3-3 噴霧の可視化写真

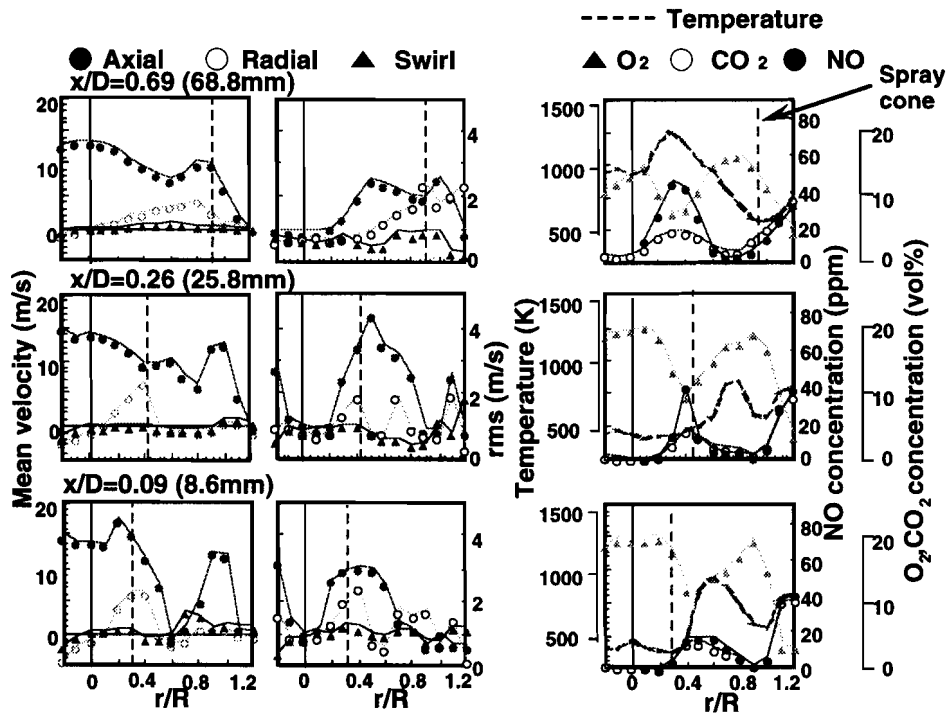


図 3-4 バーナー近傍の流速，温度とガス濃度分布

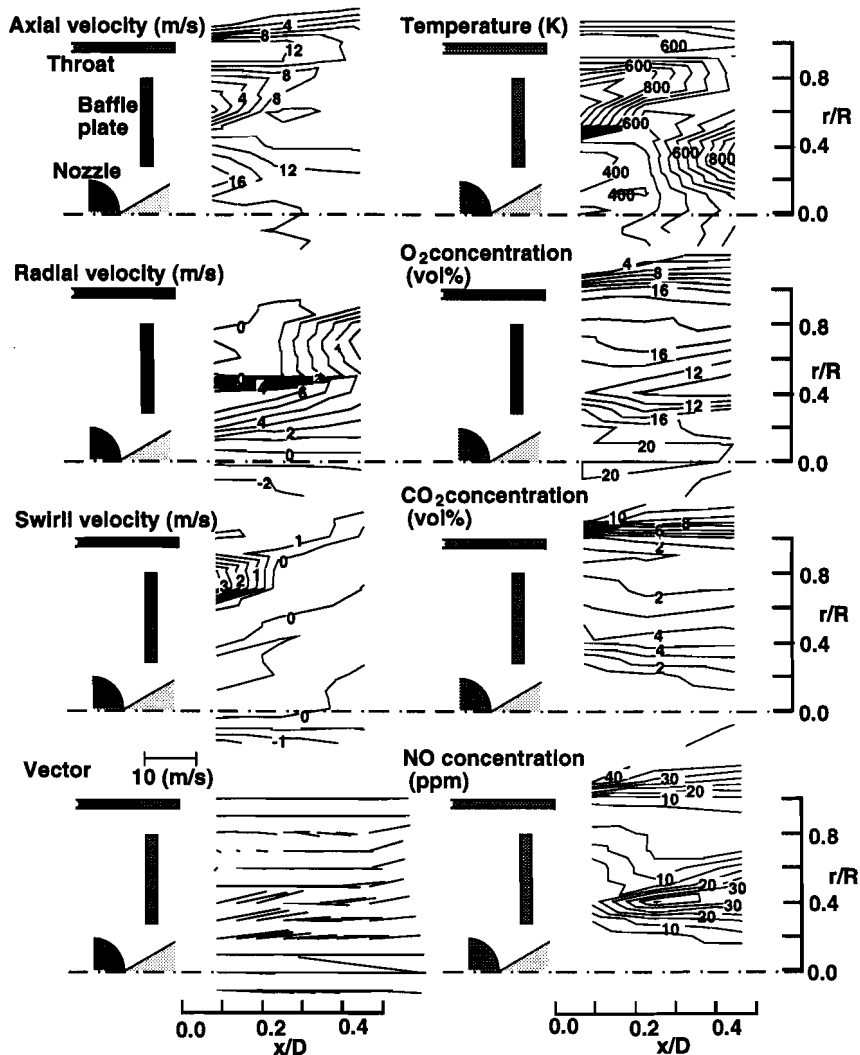


図 3-5 ガス流速，温度およびガス濃度の等高線

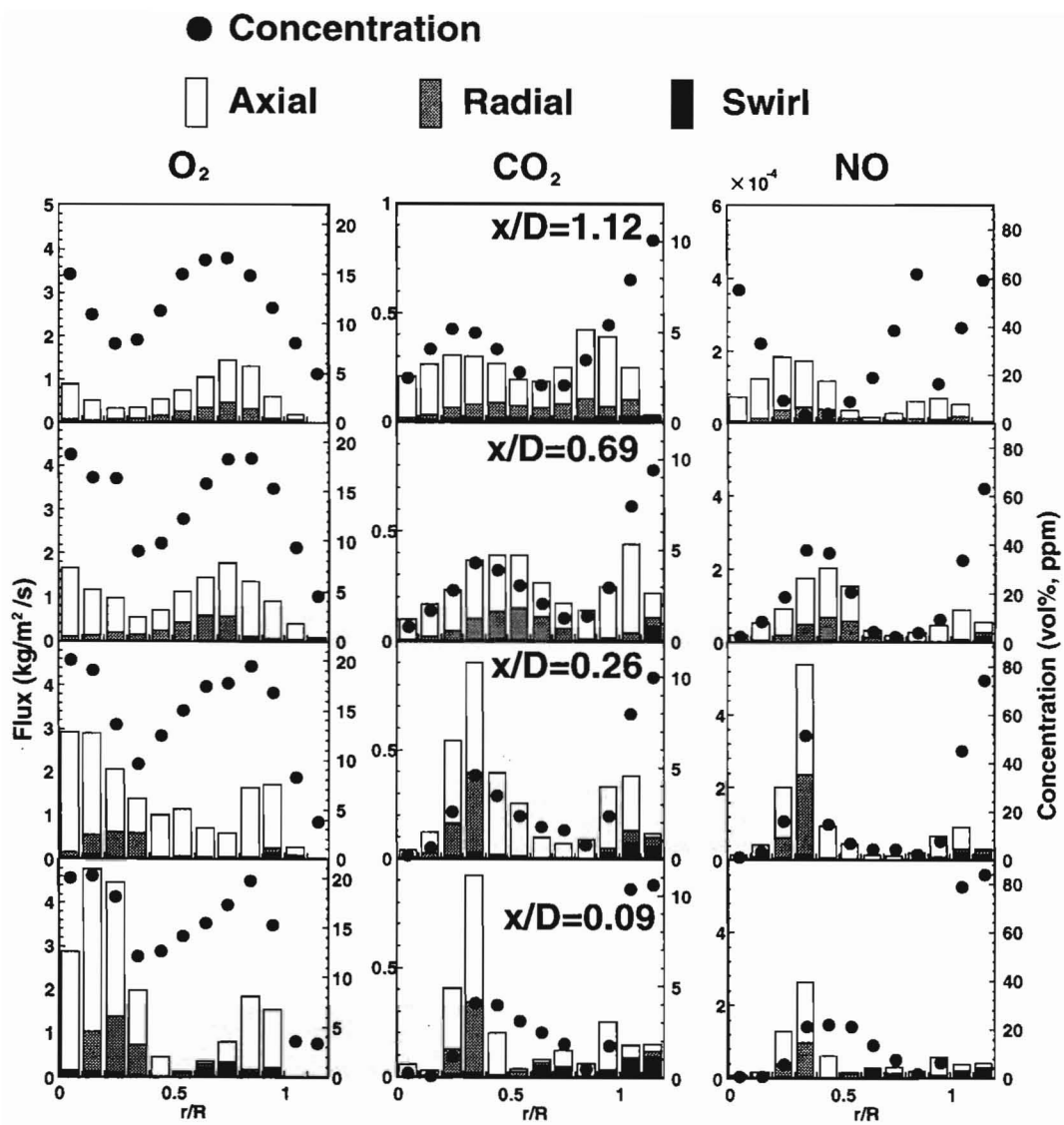


図 3-6 バーナー近傍の対流フラックス分布

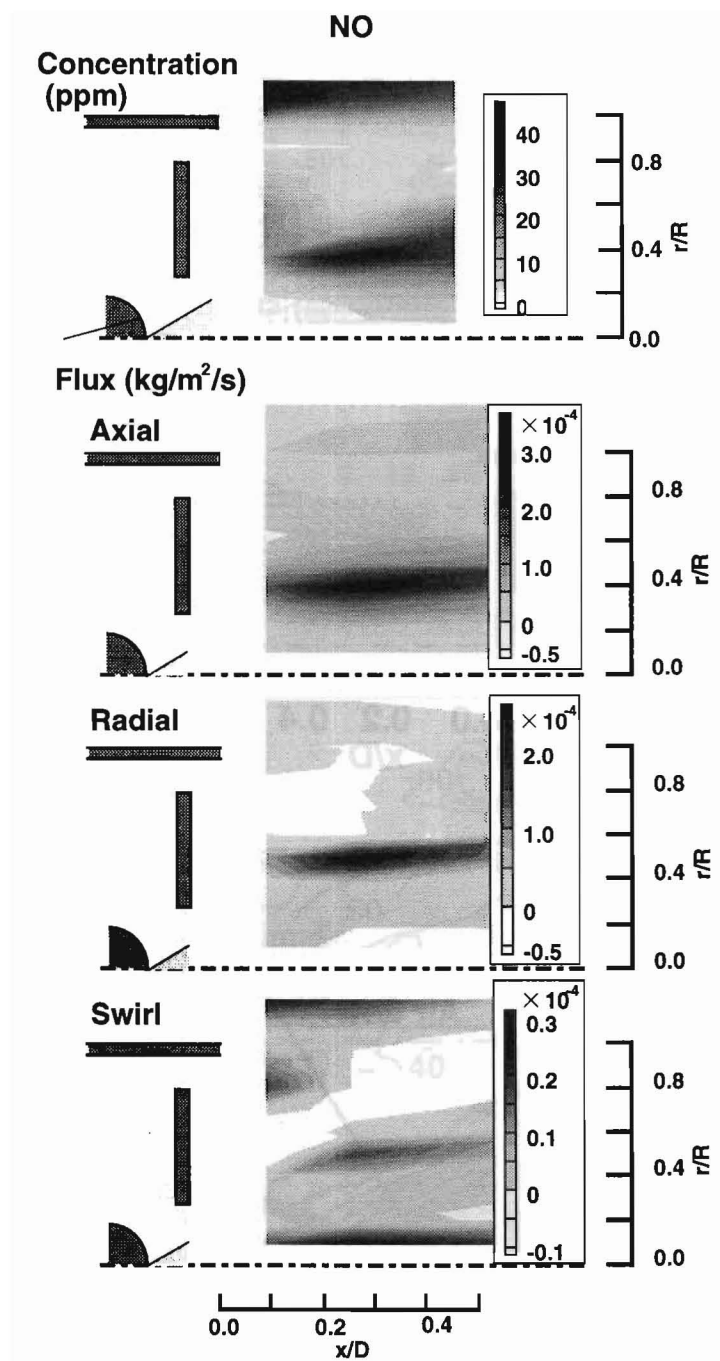


図 3-7 NO における濃度分布とフラックス分布

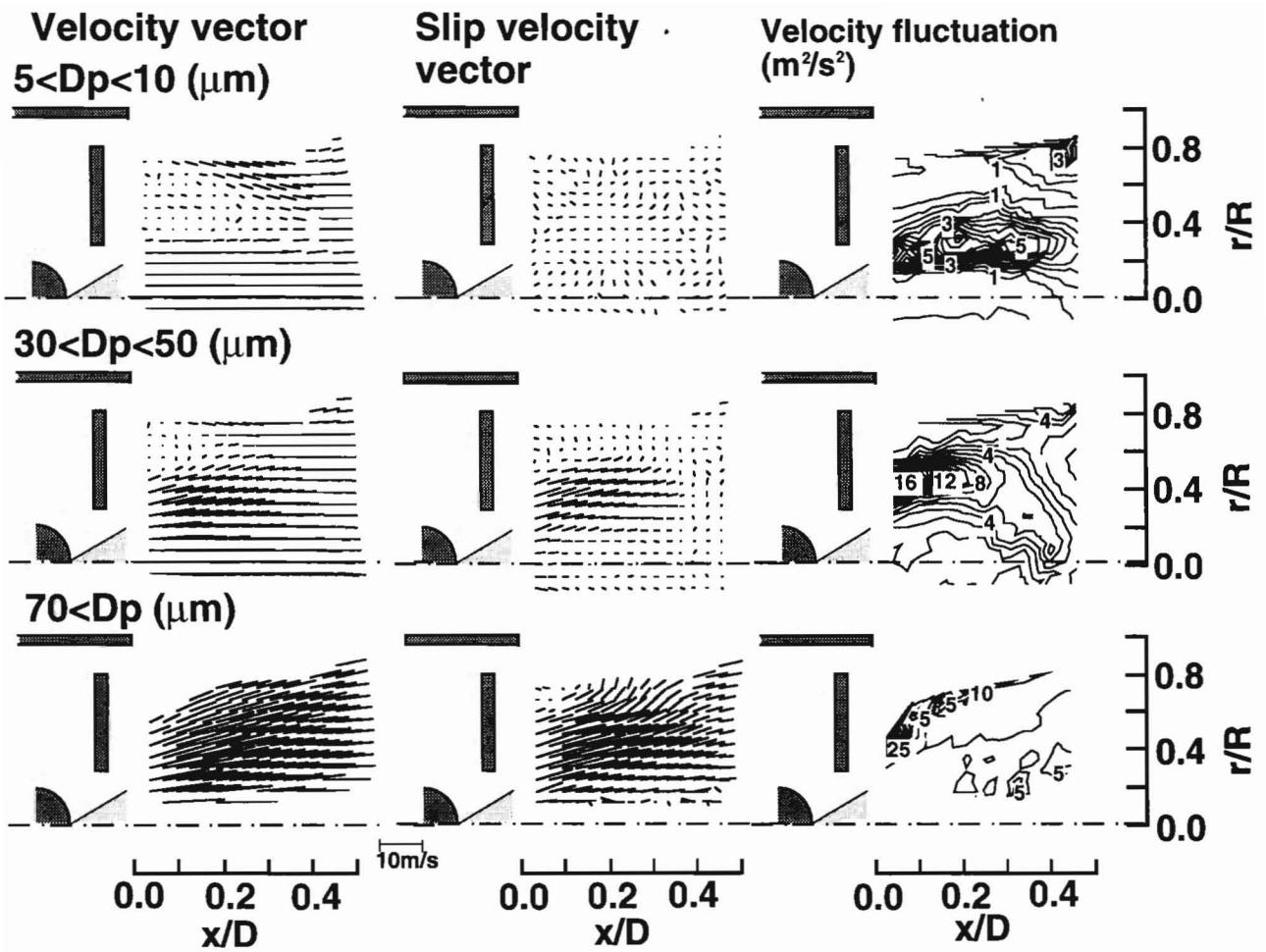


図 3-8 非燃焼時における噴霧挙動

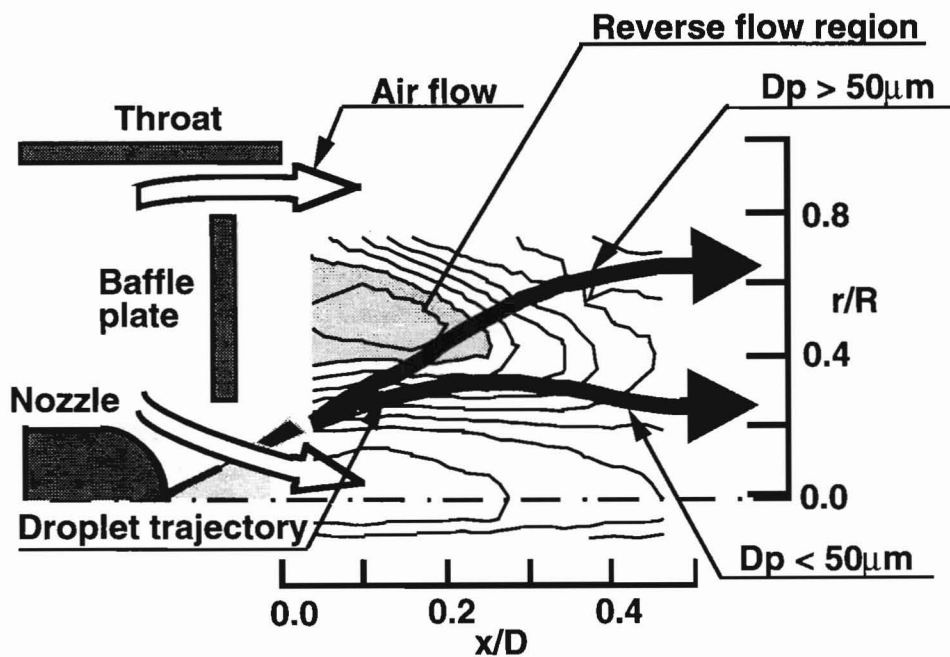


図 3-9 非燃焼時における噴霧挙動モデル

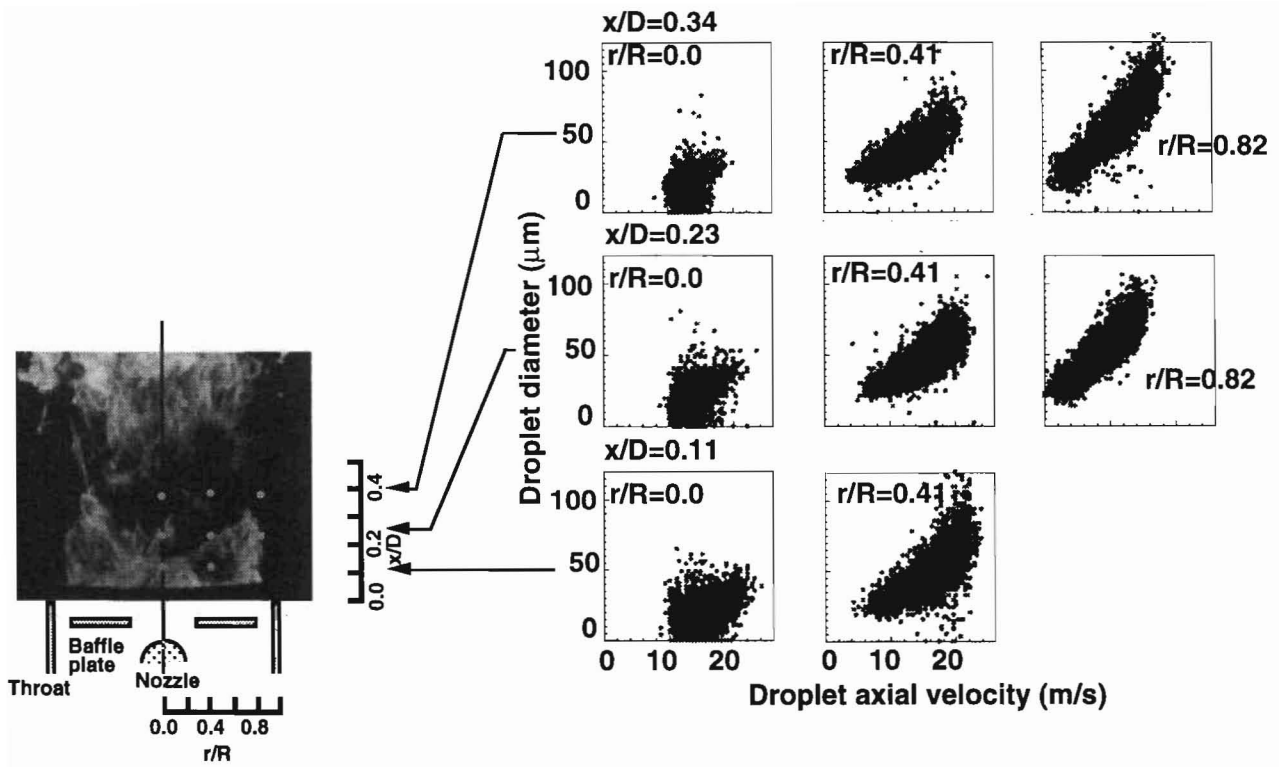


図 3-10 油滴径-速度の相関

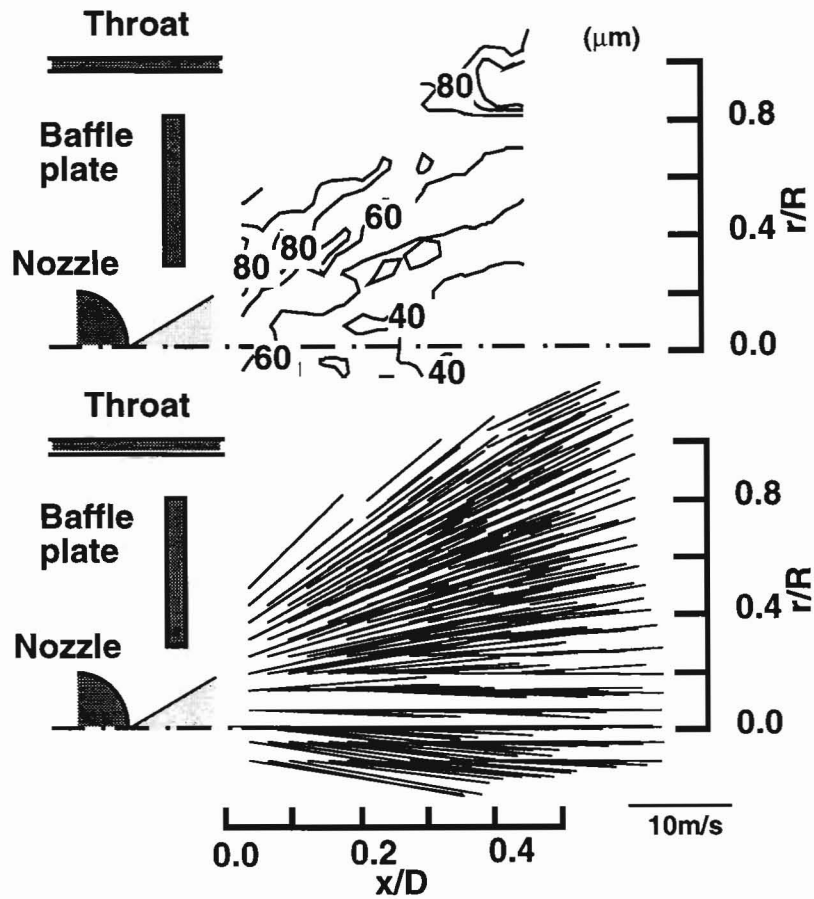


図 3-11 SMD 分布および速度ベクトル

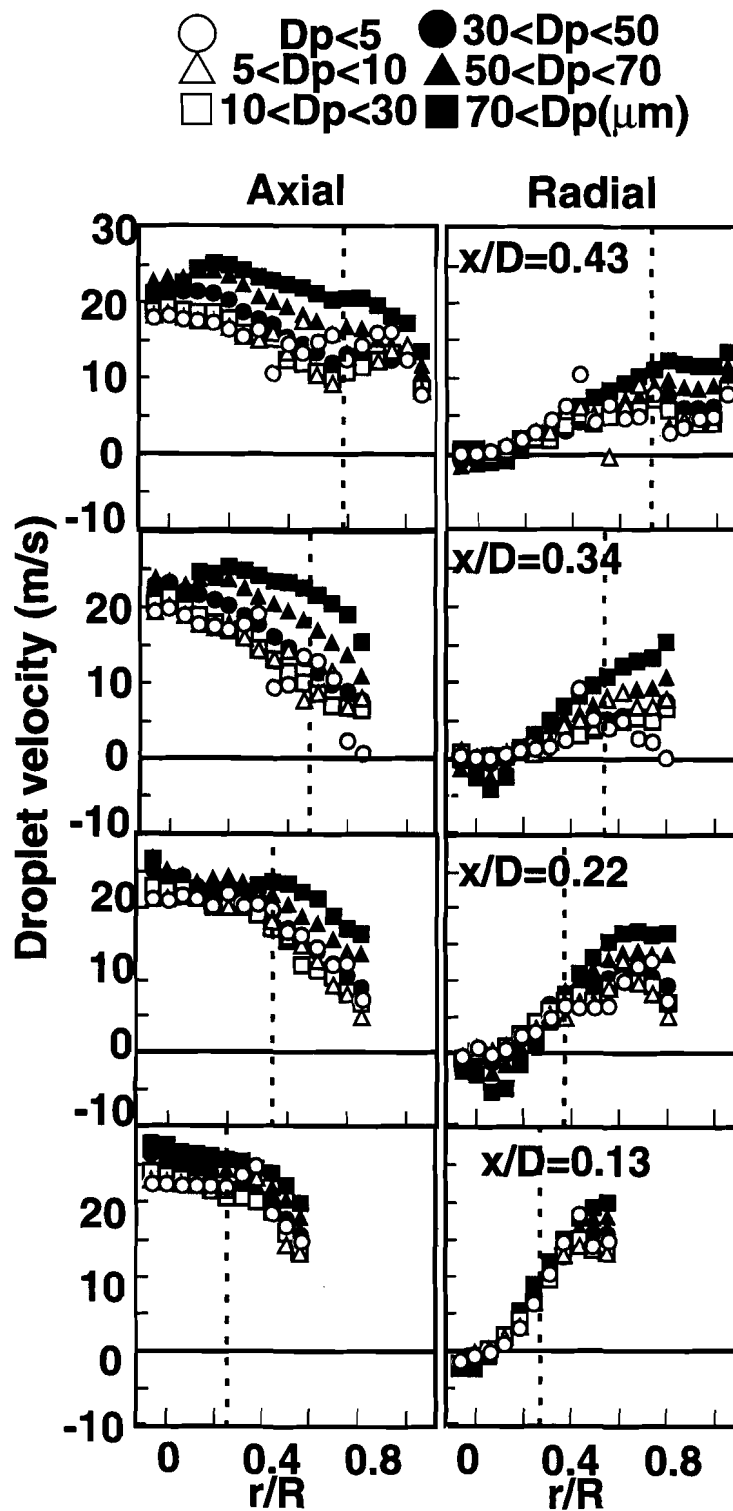


図 3-12 粒径群ごとの油滴速度分布

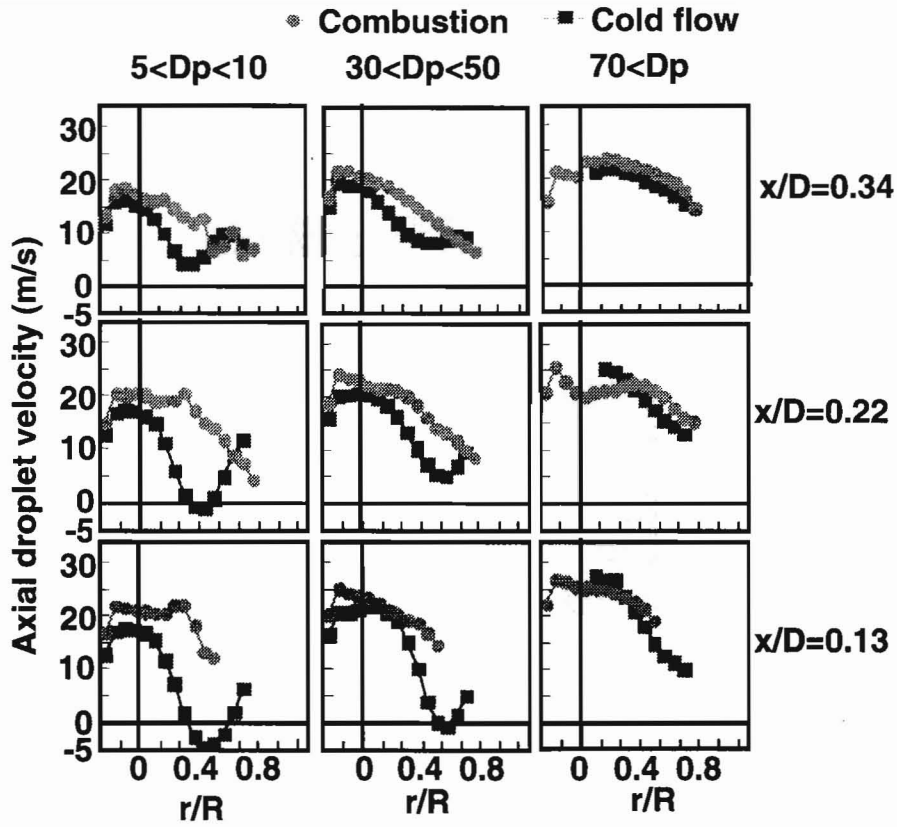


図 3-13 燃焼が油滴速度に与える影響

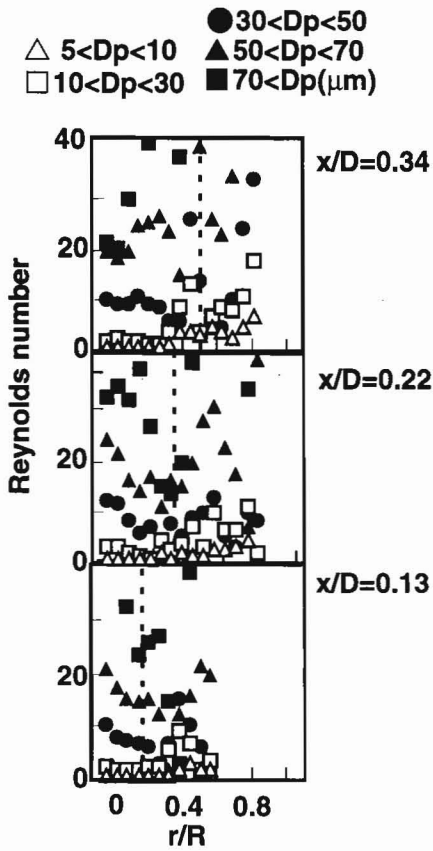


図 3-14 油滴相対レイノルズ数分布

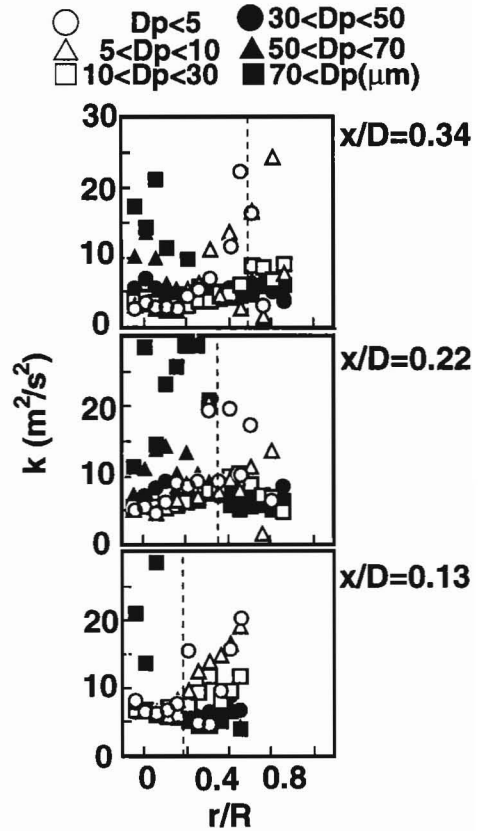


図 3-15 油滴速度の速度変動分布

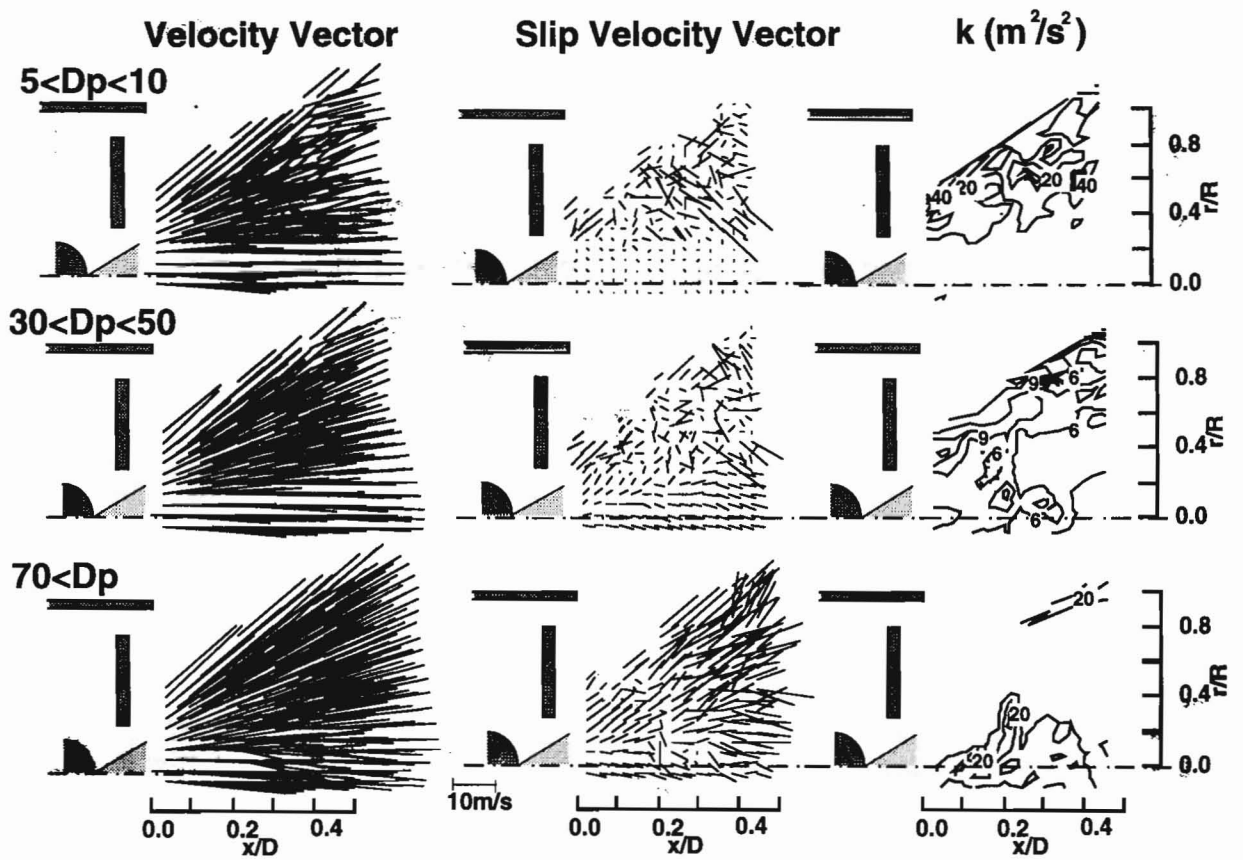


図 3-16 油滴の速度ベクトル, すべり速度分布および速度変動分布

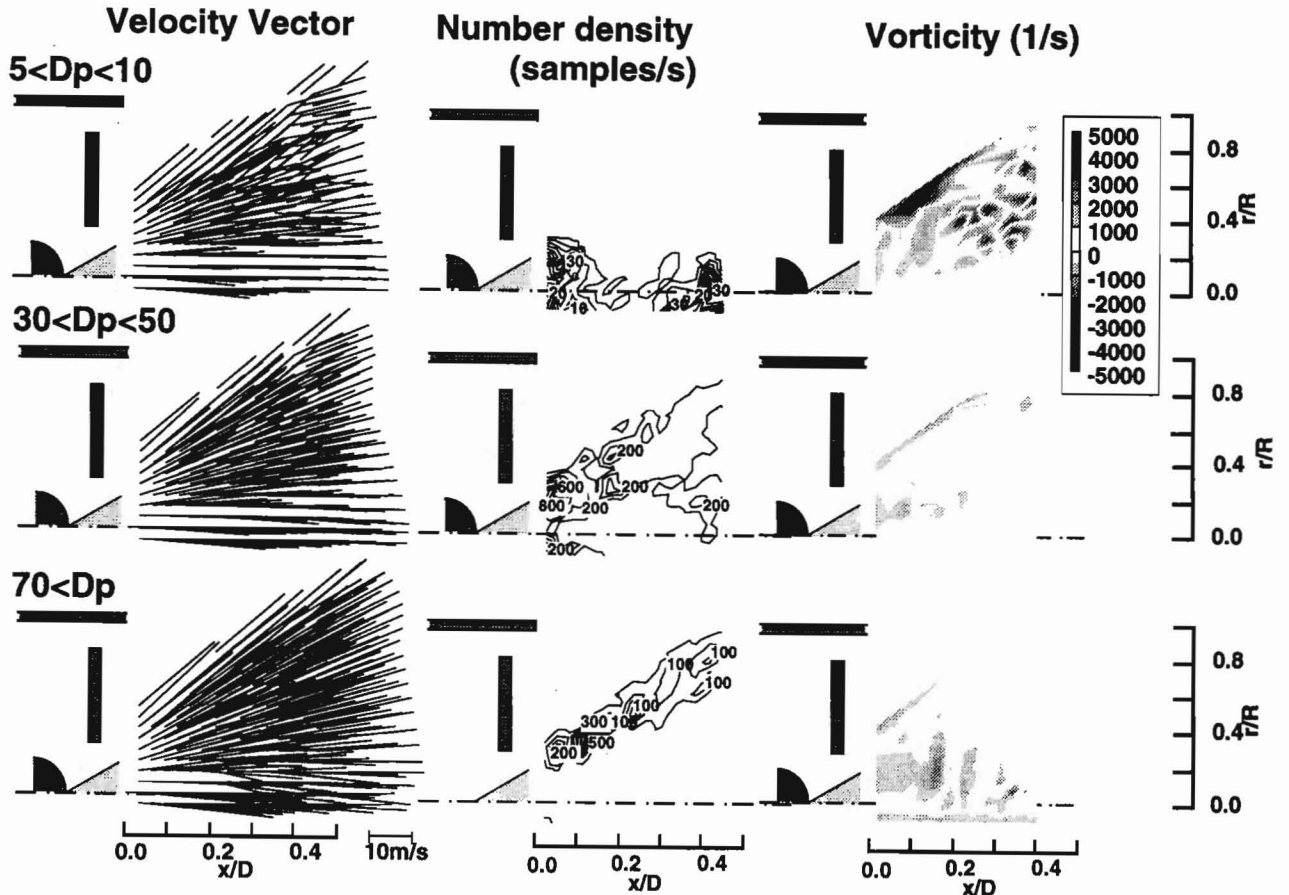


図 3-17 油滴の速度ベクトル, 数密度および渦度分布

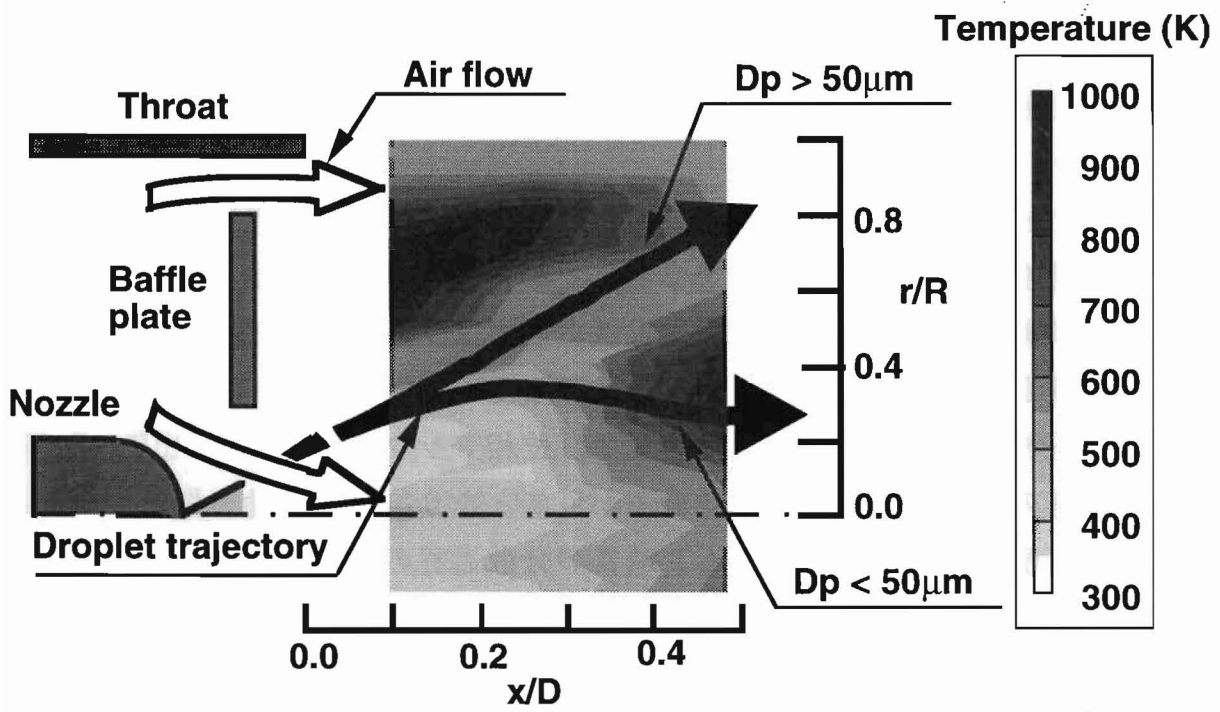


図 3-18 噴霧燃焼モデル

第4章 噴霧の分散過程と乱れ構造

4.1 緒言

オイルバーナーにおける噴霧燃焼特性は、燃料の微粒化、燃料油滴の分散、蒸発、周囲空気との混合、群燃焼などに支配される。特に、小型オイルバーナーとして多く用いられている循環流保炎方式では、乱れによる噴霧の分散状態が、火炎長さ、NO_x排出などに影響を及ぼしている^(3,4)。

近年、混相流の有効な測定手段として、位相ドップラ法 (PDA)⁽⁷⁹⁾が着目され、噴霧の油滴径と速度の同時計測が可能となり、噴霧挙動の把握に適用されている。噴霧燃焼場においても、噴霧の分散過程の機構解明が進んでいる。しかし、設計における数値解析の初期条件・境界条件として必要な保炎領域における燃料油滴の挙動は、実験的にも十分に定量化されていないのが現状である。

さらに、噴霧は離散的な存在であるため、油滴のランダムな挙動を平均像として扱う限り、噴霧における乱流混合や噴霧のクラスター構造とは結びつかない。そのため、Edwardsらは⁽⁸¹⁾、燃料油滴が流れの中に分散している状況を調べるために、理想的な噴霧における数密度を利用して、粒子の集合状態を表した。Hodgesら⁽⁴⁸⁾は、Edwardsらの手法を旋回バーナーに適用し、統計的解析を行うことによって、噴霧のクラスター構造解明に対して有益な情報を得ることができていることを示している。また、噴霧における乱流混合が噴霧のクラスター構造を促し、Chiuら^(67,68)の提唱している油滴群燃焼として噴霧が燃焼している。Akamatsuらは⁽⁵¹⁾、群燃焼の原因となる選択的炎伝ばにより、クラスター構造が形成され群燃焼をしていると報告している。しかし、実際の噴霧火炎では保炎器後流付近での強い乱れや大規模構造渦 (コヒーレント渦) により、噴霧のクラスター構造は形成され、群燃焼をしていると考えられる。

本章においては、噴霧の分散過程と周囲空気が形成する乱流場との関係について報告する。PDA計測結果の時系列解析を行い、噴霧の存在する流れ場の乱流渦に着目し、その特性値である乱れのスケールからStokes数を算出し、油滴の局所的な気流に対する追従/貫通するクライテリアを求めた。また、周囲乱流との相互作用の結果発生する噴霧のクラスター構造について検討した。さらに、Chiuらの提唱している油滴群燃焼の概念を個々の油滴クラスター群に適用し、群燃焼パラメータを推算した。

4.2 実験方法および条件

本研究においても前章までと同様のガンタイプバーナー，噴霧燃焼炉を用いて，実験を行った。

燃料油滴の粒径と流速の測定には，位相ドップラ法（PDA：DANTEC社製）を用い，軸方向および半径方向速度の2次元計測を行った。噴霧挙動と乱流渦との関連性を調べるためには，高データレートで計測を行う必要がある。そのためレーザーパワーや光学系の最適化を図った。本研究においては数組の光学系を用意し，最適化の検討を行った。測定点でのレーザーパワーは400mWとした。また，油滴の挙動を油滴径により分類して解析を行うために，100,000個の油滴をサンプリングした。

実験条件は，燃料流量 9.45×10^{-3} (m³/h)(発熱量：0.1MW)，空気過剰率 1.2とした。この実験条件における炉出口でのガス成分濃度は，O₂：4.7 vol%，CO₂：10.8 vol%，NO：58.4 ppm (O₂=0%換算)，CO：0ppmである。NO排出指数を算出すると，2.97(g/kgFuel)となる。

4.3 噴霧火炎の可視化

噴霧火炎中での噴霧の集合状態を調べるために，レーザーシート法による可視化を行った。図4-1に第3章で示したレーザーシート法により得られた噴霧火炎の写真を非燃焼時の可視化写真と合わせて示す。図中上段には燃焼時の可視化写真を，下段には同一条件における非燃焼時の結果を示す。得られた画像データから噴霧油滴を抽出するために，空間微分処理（Sobel filter）によって輝度情報から噴霧油滴の輪郭を抽出した。また，可視化画像とSobel filterにより得られた画像を比較することにより，すす粒子と油滴との比較を行った。画像解像度は1 pixelあたり50 μmとなる。

この火炎中で油滴は特に保炎領域において噴霧のコーン部と中心軸付近に多く存在していることが分かる。循環流領域では油滴は存在していないことから，小粒子が循環流に取り込まれ，蒸発し，保炎の役割を果たしている。また，バッフルプレート内側を流れて下流に流れ込む空気流により，火炎が透明な部分においては中心軸付近に油滴が多く存在し，空間的に偏った集合体を形成している。これは，乱流が形成する大規模なコヒーレント渦構造に小粒子が取り込まれることにより生じるものであると考えられる。これは，図4-1下段に示している非燃焼時の可視化画像にも同様に大規模なコヒーレントな渦構造とそれに取り込まれる油滴の挙動を把握することができる。つまり，噴霧の空間的な偏

りは燃焼によって生じているのではなく、乱流渦によって形成されている。火炎の透明な部分を通過すると油滴はほぼ蒸発し、燃焼し大きな輝炎を形成している。さらに前述しているように大粒子は循環流領域を貫通し、噴霧のコーン上を飛行している。

このようなレーザーシートを用いた噴霧の可視化は瞬時の噴霧の空間分布を把握するのに有効である。しかし、乱流渦の時間的な変動や乱流渦に取り込まれる油滴の挙動を定量的に把握することはできない。そのため、本研究においては点計測であるが、位相ドップラ法により個々の油滴の粒径と速度を高データレートで計測することにより、噴霧の分散過程と乱流渦との関係に着目する。

4.4 噴霧油滴の時間履歴

時間平均の概念からバーナー近傍の循環流領域が小粒子を巻き込むことにより、バーナーの保炎機構に大きく関与していることが分かった。しかし、高速度ビデオ（1000コマ/秒）による火炎の直接観測で、バッフルプレート後流の2対の循環流は旋回方向にゴロゴロと回転していることも分かっている。ボールがバッフルプレートの上を転がっているように観測されており、その周期は5～10msec程度であった。そこで、時間平均的な解析ではこのような大規模渦を伴う保炎機構を解明できないため、時系列処理を試みた。

油滴の大きさの違いによる噴霧の分散度合いをみるために、噴霧中心およびコーン部において、粒径群ごとの軸方向速度の時間履歴を示す（図4-2）。中心軸上においてはバッフルプレート内側から流れ込む空気流により小粒径の油滴が多く存在し、速度のばらつきは7m/sほどである。30 μ m以下の油滴はほぼ同じ数密度で存在し、粒径の違いによる速度のばらつきは見られない。また、時間履歴から時間的に不均一に油滴が存在していることが分かる。これより、30 μ m以下の油滴は何らかのクラスターを形成して飛行しているのではないかと考えられる。しかし、50 μ m以上の油滴は間欠的に存在し、30 μ m以下の油滴が形成するクラスターとは全く異なる挙動をしている。噴霧のコーン部では50 μ m以上の大油滴が循環流内の高温保炎領域を貫通して飛行している。この循環流内部では、10 μ m以下の油滴はほとんど存在していない。また、50 μ m以上の油滴は循環流を貫通して飛行しているため、噴霧のコーン部においては中心軸上に見られるようなクラスター構造は見られない。

4.5 流れ場に対する追従性

油滴の流れ場に対する追従あるいは貫通するクライテリアについて検討を行うためには、Croweらにより提案されたStokes数による解析が有効である。図4-3にStokes数の概念を示す。Croweらにより提案されたStokes数は、次式により定義されている。

$$St = \frac{\tau_s}{\tau_F} \quad (4-1)$$

ここで、 τ_s は粒子の空気力学的応答時間、 τ_F は大規模構造の流れの特性時間を示している。

粒子の空気力学的応答時間は、

$$\tau_s = \frac{\rho_p d^2}{18\mu} \quad (4-2)$$

で表される。また、流れの特性時間は、

$$\tau_F = \frac{\delta}{\Delta U} \quad (4-3)$$

で表される。ここで、 ρ_p は粒子の密度、 d は粒子径、 μ は作動流体の粘性係数を示している。また、 δ は構造の大きさ、 ΔU はせん断層をはさむ速度差を示している。以上よりStokes数は次式により定義される。

$$St = \frac{\rho_p d^2 \Delta U}{18\mu\delta} \quad (4-4)$$

Stokes数は、流れの時間的な変動に対する油滴の特性時間の比であり、 $St \ll 1$ の場合、油滴が流れに対して完全追従をしており、 $St \gg 1$ の場合完全な貫通を行うとして扱われる。本研究においては、流れの時間的な変動を流れ場の積分スケール、油滴の代表径を各粒径グループのSauter平均粒径として、粒径群ごとのStokes数を求めた。

中心軸上の粒径群ごとのStokes数分布を示す（図4-4）。 $30 \mu\text{m}$ 以下の油滴はほぼ0の値を示し、流れにほぼ完全に追従している。これにより、レーザーシート法により得られた画像と比較すると、乱流渦のコヒーレント構造に $30 \mu\text{m}$ 以下の油滴は取り込まれ、クラスター構造を形成していると考えられる。これに対し、 $50 \mu\text{m}$ 以上の大油滴は0.5～3.0という値であり、流れへの追従性

をわずかに越えている。このため、 $50\ \mu\text{m}$ 以上の大油滴は乱流渦のコヒーレント構造を貫通して飛行しており、クラスター形成には関与していない。また、Stokes数分布から油滴が流れ場に対し、追従／貫通するクライテリアは $30\sim 50\ \mu\text{m}$ にあることが分かる。

4.6 噴霧の空間的な偏り

前節までで示してきたように小粒径の油滴は乱流渦に取り込まれ、大粒径の油滴はその流れを貫通して飛行することにより、噴霧は分散していると考えられる。しかし、混相流ではクラスターという不均一性が知られており、流体と粒子との相互作用の結果、発生する。噴霧火炎の可視化写真よりも火炎の中心部においては噴霧が空間的に偏ってクラスター構造が形成されていることが分かっている。これらの噴霧の空間的な偏りに着目し、粒子の分散状態を確率的にとらえることにより、噴霧内部での粒子の集合状態の定量化を試みる。

図4-5に、噴霧中心とコーン部における噴霧測定により時系列で得た油滴間の時間 (Interarrival time) のヒストグラム、 $H(\tau_j, \Delta\tau_j)$ を示す。時系列の中の互いに隣接する2データの時間間隔 τ に関する確率密度分布を $H(\tau_j, \Delta\tau_j)$ として次式で示してある。

$$H(\tau_j, \Delta\tau_j) = \frac{1}{M\Delta\tau_j} \cdot \text{count} [\tau_j - \Delta\tau_j/2 \leq \tau \leq \tau_j + \Delta\tau_j/2] \quad (4-5)$$

ここで、 M はヒストグラムの区間数であり、 j 番目の区間における τ の代表値を τ_j 、区間幅を $\Delta\tau_j$ としている。大きな空間中に多くの粒子が互いに独立に運動しているとき、測定体積を通過する粒子の時系列データはPoisson過程となる。実際の噴霧の場合、油滴と流れ場との間に相互作用があるため、油滴が独立して運動しているのではないため、測定体積を通過する油滴の時系列は非斉次Poisson過程となる。式(4-5)で示したヒストグラムが指数的な減少関数となる場合は、油滴は非斉次Poisson過程となり、何らかの集合状態を形成していることを示している。

噴霧中心においては、 $10\ \mu\text{m}$ 以下の小さい粒子は小さい周期で飛行していることが分かる。しかし、 $50\ \mu\text{m}$ 以上の油滴はほとんど存在しないため、その周期性は見られない。 $30\ \mu\text{m}$ 以下の油滴は噴霧油滴の時間的な分布は一定であり、指数的に減少関数を示しているため、噴霧は空間的に集合状態を形成していることになり、この噴霧火炎の場合、クラスターを形成していると考えられる。しかし、 $50\ \mu\text{m}$ 以上の油滴は周期性は見られず、指数的な減少関数を示してい

ないため、クラスター構造とは異なり、油滴が個々に独立した運動をしていることを示している。これに対し、噴霧のコーン部では $30\mu\text{m}$ 以下の小さい油滴は大きなうねりを持って飛行しているのに対し、 $50\mu\text{m}$ 以上の大粒子は小さい粒子よりも小さい周期で飛行している。しかし、すべての噴霧は指数的な減少関数は示していない。ここでは大きな油滴が循環渦をも貫通して飛行しているため、油滴は個々に独立した運動を行い、クラスターは形成されず、噴霧のコーン上を飛行していると考えられる。

以上のことより、噴霧の中心付近には大規模なコヒーレント渦構造により $30\mu\text{m}$ 以下の油滴が取り込まれ、クラスター構造が形成され、群燃焼が行われていると考えられる。しかし、噴霧のコーン上では油滴は個々に独立し下流に飛行しているため、群燃焼は行われておらず、 $50\mu\text{m}$ 以上の油滴は下流の輝炎の形成に寄与していると考えられる。

4.7 乱流渦とクラスター構造

上述してきたように噴霧の中心軸付近においては、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴が空気流が形成するコヒーレントな乱流渦構造により取り込まれ、クラスター構造を形成し、群燃焼が行われていると考えられる。ここで、通常乱流解析に用いられている速度の自己相関波形を解析することにより、このコヒーレントな乱流渦構造やクラスターの大きさを把握することができると考えられる。本研究においては、 $5\mu\text{m}$ 以下の油滴は気流に完全に追従すると仮定し、 $5\mu\text{m}$ 以下の油滴の挙動は空気流とみなした。自己相関波形より自己相関係数の値が $\tau=0$ から $1/e$ に低下するまでの τ 値として油滴速度の積分時間スケールを定義した。また、Nyquist定理に従い、結果として得られた積分時間スケールが単位時間内に与えられるデータレートの逆数の2倍以上になったものだけを採用することにより、自己相関波形を計算する際の誤差要因を除去した。この積分スケールは空気流に対しては、コヒーレントな乱流渦構造の大きさを表し、噴霧油滴に対しては油滴速度が相関値を示す領域の大きさと考えられ、噴霧の空間的な偏りを持った集合（クラスター構造）の大きさを示すと考えた。

図4-6に噴霧中心部における乱流渦構造およびクラスターの大きさをみるために、軸方向および半径方向速度により算出された自己相関関数を示す。

ノズル近傍においては、燃焼流の自己相関係数より 0.16ms (2.21mm)ほどの積分スケールの乱流渦が形成されている。 $30\mu\text{m}$ 以下の粒子は燃焼流に追従しており、ほぼ同じ大きさの積分スケールを示している。これより、 $30\mu\text{m}$ 以

下の粒子が乱流渦に追従し、乱流渦とほぼ同じ大きさのクラスターを形成している。これに対し、 $30\mu\text{m}$ 以上の油滴はより大きな時間間隔で飛行し、これらのクラスターとは異なる挙動を示している。これは下流に進んでも同様の傾向を示し、 $30\mu\text{m}$ 以下の粒子により形成されたクラスターがそのまま下流に流れているものと考えられる。半径方向速度の自己相関関数においてもほぼ同じ大きさの乱流渦が見られる。また、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は速度の変動に追従しており、乱流渦と同じ大きさのクラスターを形成している。しかし、下流に進むにつれて、半径方向速度の相関係数はなだらかになり、クラスター構造は縦長の構造になっていく。つまり、これらの大規模なコヒーレント渦構造はノズル外側を通過する空気流により、半径方向速度の変動がみられ、コヒーレント渦構造が形成される。これは下流に進むにつれて、縦長の形状を示すようになるが、コヒーレントな渦構造は消滅していない。

4.8 群燃焼数の推算

前節までで噴霧中心部では $30\mu\text{m}$ 以下の油滴が乱流渦の形成するコヒーレント渦構造により、クラスターが形成され、群燃焼をしていることが分かった。ここで、Chiuらの提唱している群燃焼数 $G^{(67,68)}$ を推算することにより、噴霧火炎中心部における群燃焼形態の予測を行った。群燃焼数の算出にはAkamatsuら⁽⁵¹⁾の方法を参考にした。

Chiuら^(67,68)は、直径 d の均一粒径油滴からなる、直径 D 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、群燃焼数 G は、

$$G = 1.5 Le \left(1 + 0.276 Sc^{1/3} Re^{1/2} \right) n_T^{2/3} \left(d/L \right) \quad (4-6)$$

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

無次元油滴間距離 S を

$$S = (L/10d) / \left(1 + 0.276 Sc^{1/3} Re^{1/2} \right) \quad (4-7)$$

と定義すると、 G は S と n_T を用いて、次式のように表される。

$$G = 0.15 Le \cdot n_T^{2/3} / S \quad (4-8)$$

ここで、 $Le=1$ とすれば $n_T - S$ 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が生じる（図4-7）。

油滴クラスターの解析は噴霧全体に適用するのではなく、個々の油滴クラスターにおいて検討するべきであろう。本研究においては、実験データから個々のクラスターの群燃焼数 G の導出を試みた。まず、PDAの時系列データから積分スケールを算出し、積分スケールの値を油滴クラスターの特性長さ l_c とした。Chiuらの群燃焼数の中で定義されている単一粒径 d を油滴クラスター内の算術平均油滴粒径 D_{10} を用いた。また、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は気流に追従しているため、 $Re \doteq 0$ とした。そのため、(4-8)式中の分母を近似的に1とおいた。すると群燃焼数は(4-9)式として求められる。

$$G = 1.5 \cdot n_T^{2/3} \cdot D_{10} / L \quad (4-9)$$

図4-8に実験値より求めた噴霧火炎中心部における平均群燃焼数 G を示す。これより、噴霧火炎中心部においては、 $G \doteq 1$ の値を示し、外部群燃焼と内部群燃焼の間の遷移状態にあることが分かる。Chiuらも工業用オイルバーナーにおいては、 $G \doteq 1$ 付近の値を取る⁽⁶⁸⁾としている。また、下流に進んでも群燃焼数はほぼ同じ値を示しているのは、図4-1において噴霧火炎中心部にみられるコヒーレントな渦構造が $x/D=0.6$ あたりまで存在していることによると考えられる。

このように粒子の大きさにより、その時間的な粒子密度の粗密は異なり、循環流の乱れにより、噴霧油滴の時間的な分布は非常に偏っている。そのため、噴霧中心部において $30\mu\text{m}$ 以下の粒子がクラスターを形成しており、その大きさはコヒーレントな乱流渦とほぼ同じ大きさを示す。また、クラスターが形成されていることにより噴霧中心軸付近では外部群燃焼と内部群燃焼の間の遷移状態の群燃焼が行われている。これに対し、コーン部では大粒子が定常的に飛行し、クラスターは形成されず、油滴は個々に独立した運動をし、群燃焼は行われておらず、個々の油滴が蒸発しながら飛行している。

4.9 結言

循環流保炎型ガンタイプバーナーの形成する炉内噴霧燃焼場において、レーザーシート法により噴霧の可視化を行った。また、PDAを用いて噴霧油滴の流速および粒径を同時計測し、乱流燃焼場での噴霧挙動の特性および噴霧が形

成するクラスター構造および群燃焼について検討を行った。これより、以下の知見を得た。

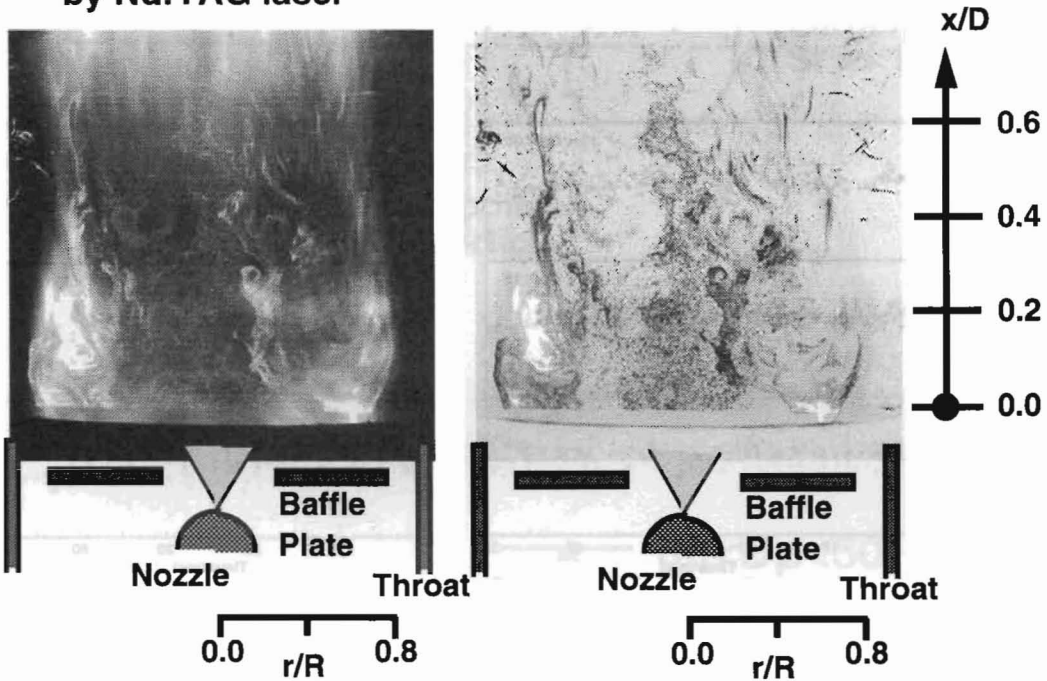
- (1)PDA計測結果を時系列処理することにより、噴霧燃焼火炎中の乱流渦、噴霧のクラスター構造および群燃焼形態を把握することができる。
- (2)噴霧中心部においては、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴がクラスターを形成し、群燃焼を行っている。そのクラスター構造の大きさは乱流渦にほぼ一致し、 $2\sim 3\text{mm}$ 程度の大きさである。また、本研究によって得られた群燃焼数はChiuらの理論解析と一致し、外部群燃焼と内部群燃焼の遷移状態にあることが分かった。
- (3)噴霧のコーン部では $50\mu\text{m}$ 以上の油滴が循環流を貫通して飛行しており、クラスター構造はみられない。

Laser Power : 640 (mJ)
 Pulse duration : 6 (ns)
 Laser sheet thickness : 400 (μm)
 Area of interest : 95×95 (mm)

Combustion

Raw data image
by Nd:YAG laser

Sobel filtered



Isothermal

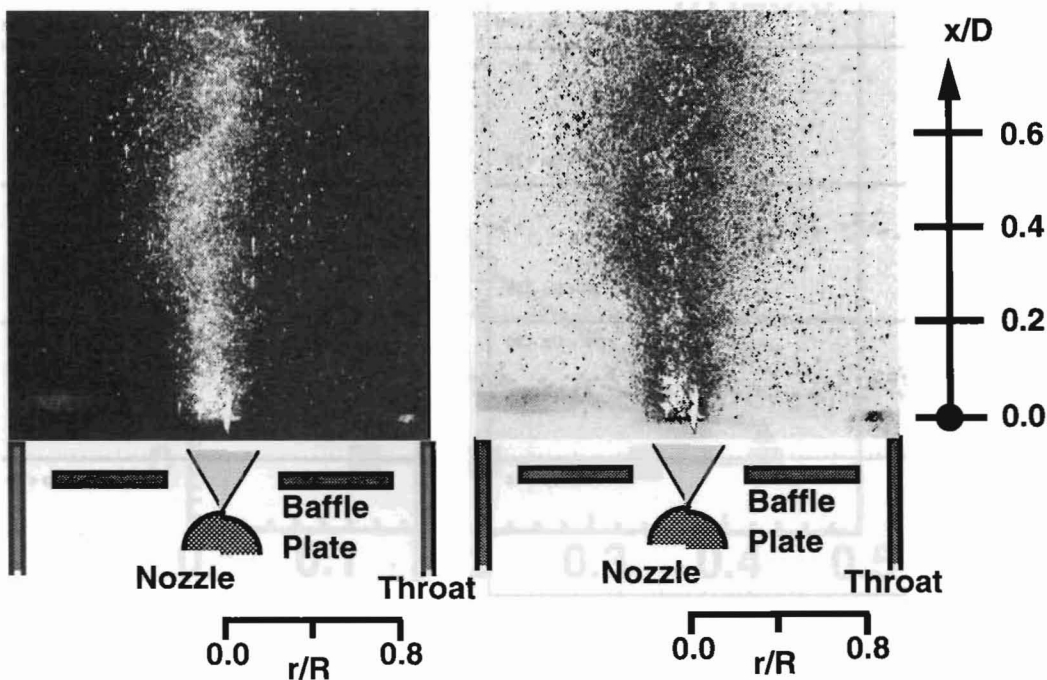
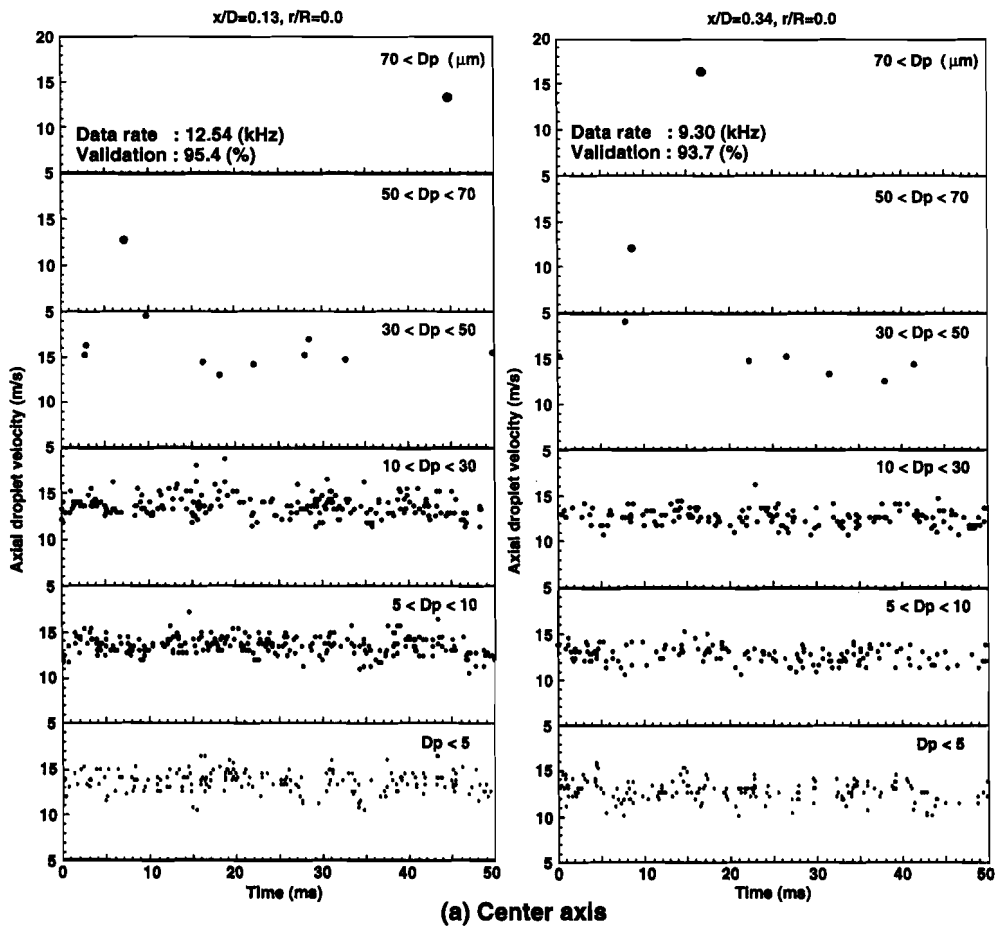
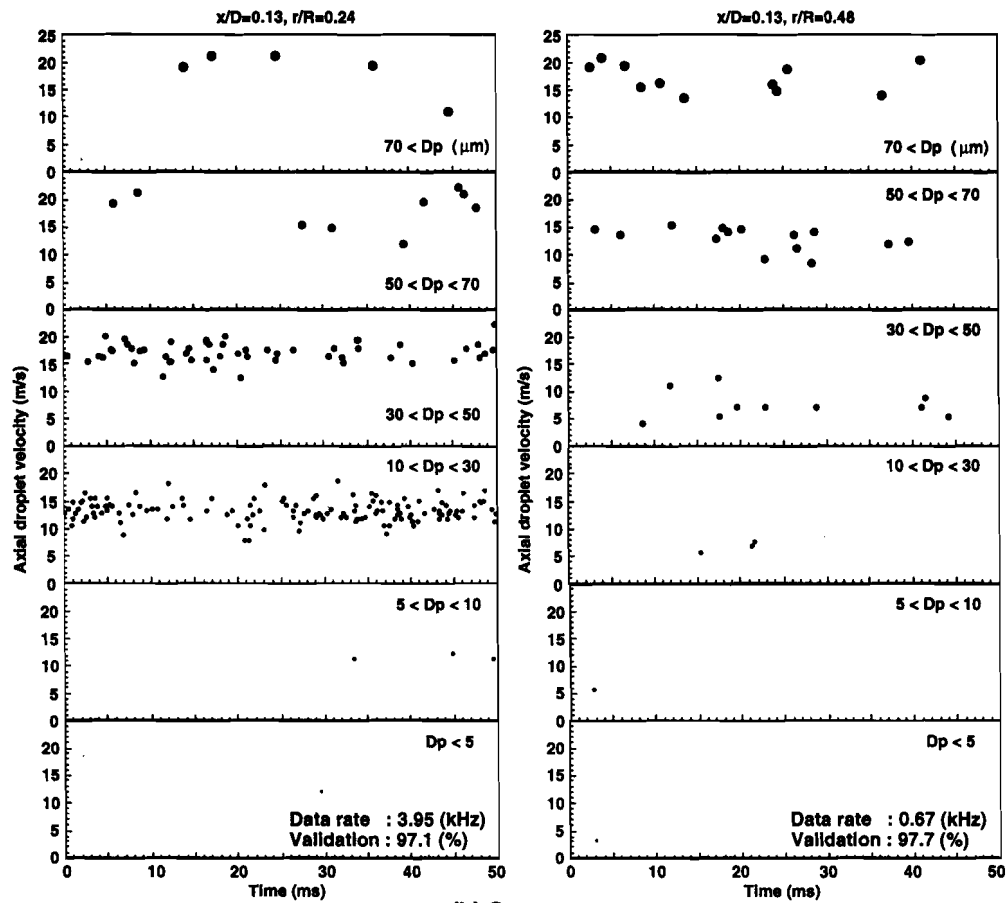


図 4-1 噴霧の可視化（燃焼時および



(a) Center axis



(b) Spray cone

図 4-2 粒径群ごとの噴霧の時間履歴

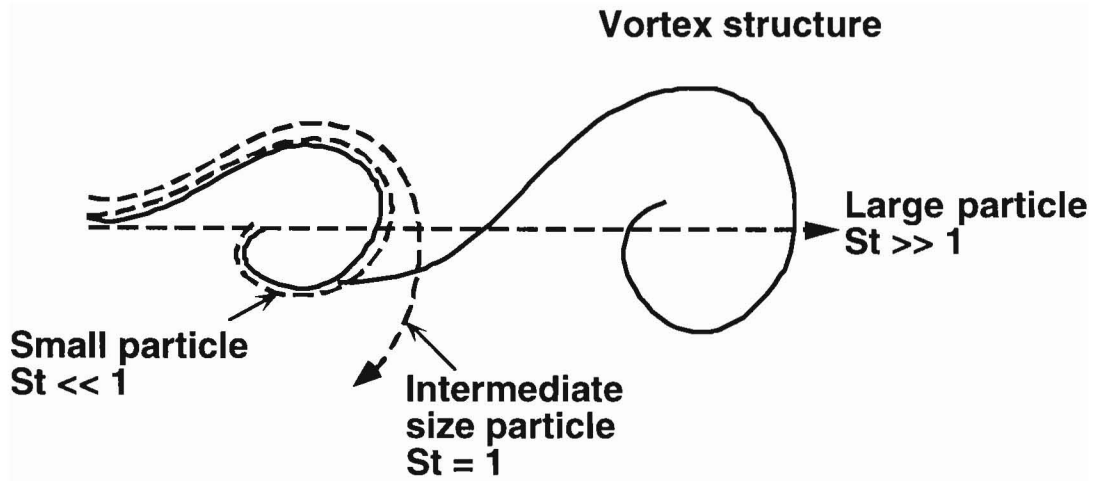


図 4-3 乱流渦構造と粒子の追従性 (Stokes 数の概念)

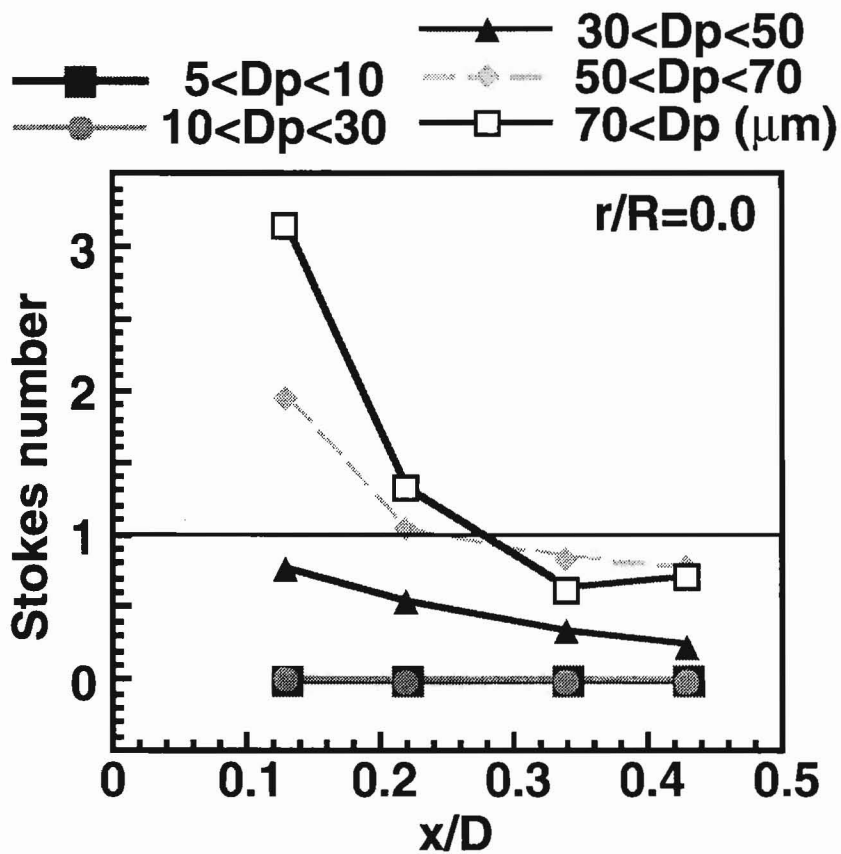


図 4-4 Stokes 数分布

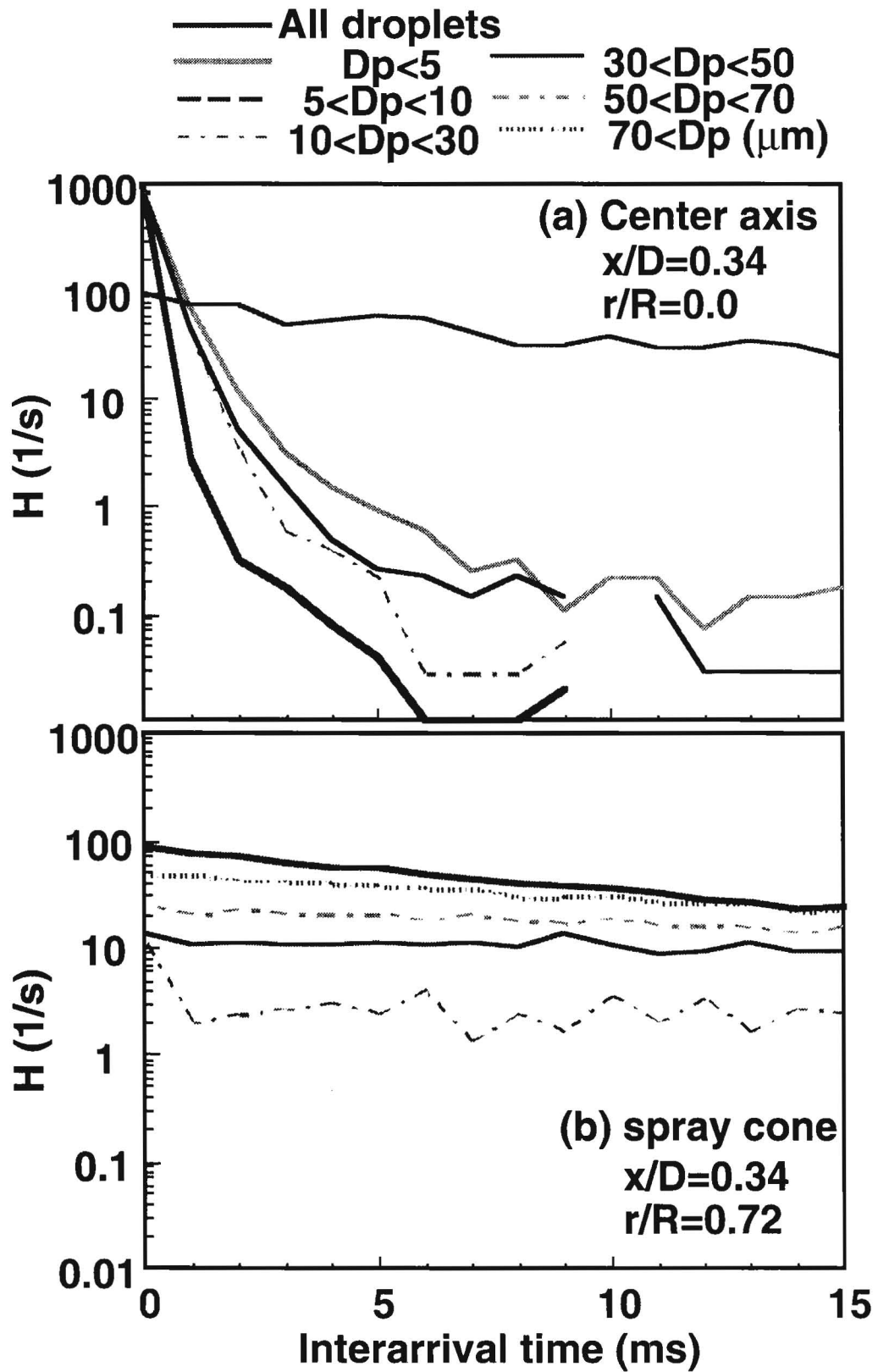


図 4-5 インターアライバルタイムのヒストグラム

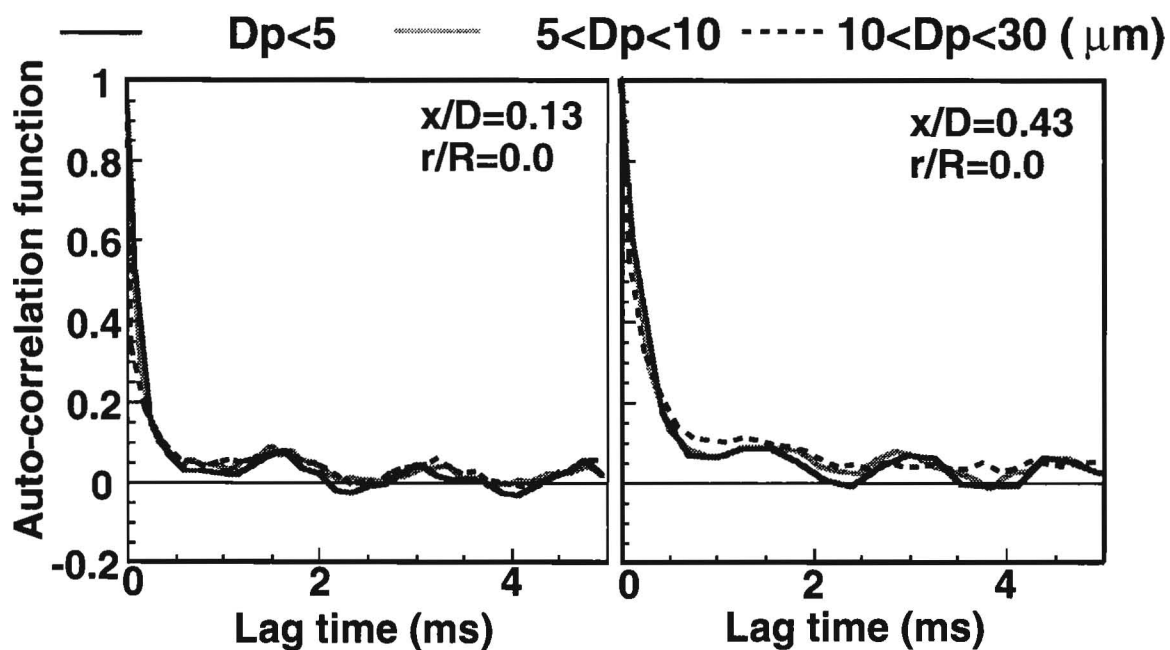


図 4-6(a) 自己相関関数 (軸方向速度)

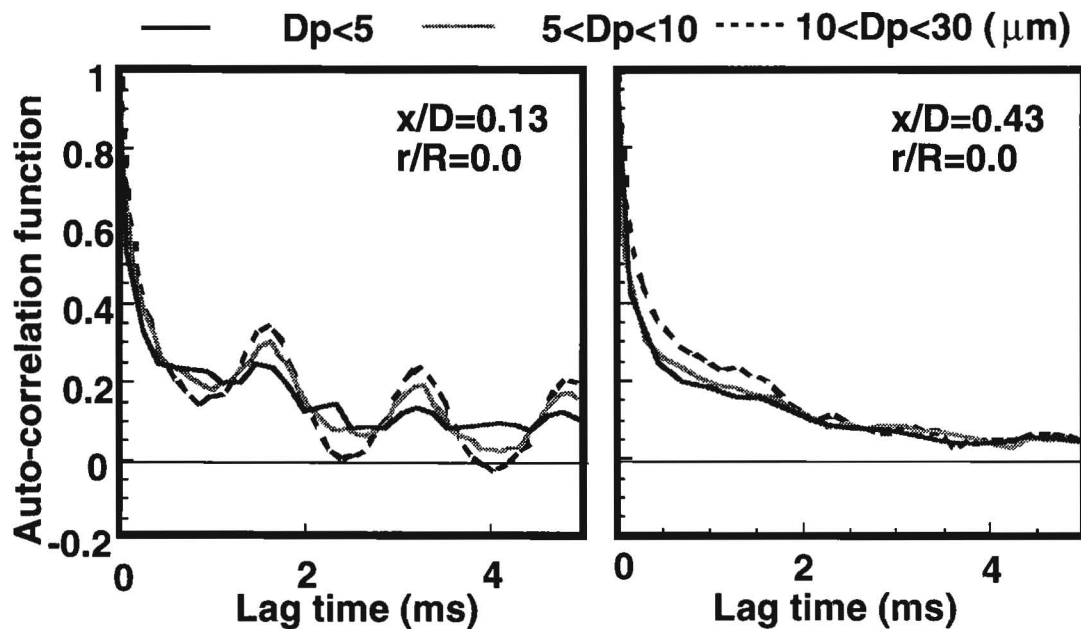


図 4-6(b) 自己相関関数 (半径方向速度)

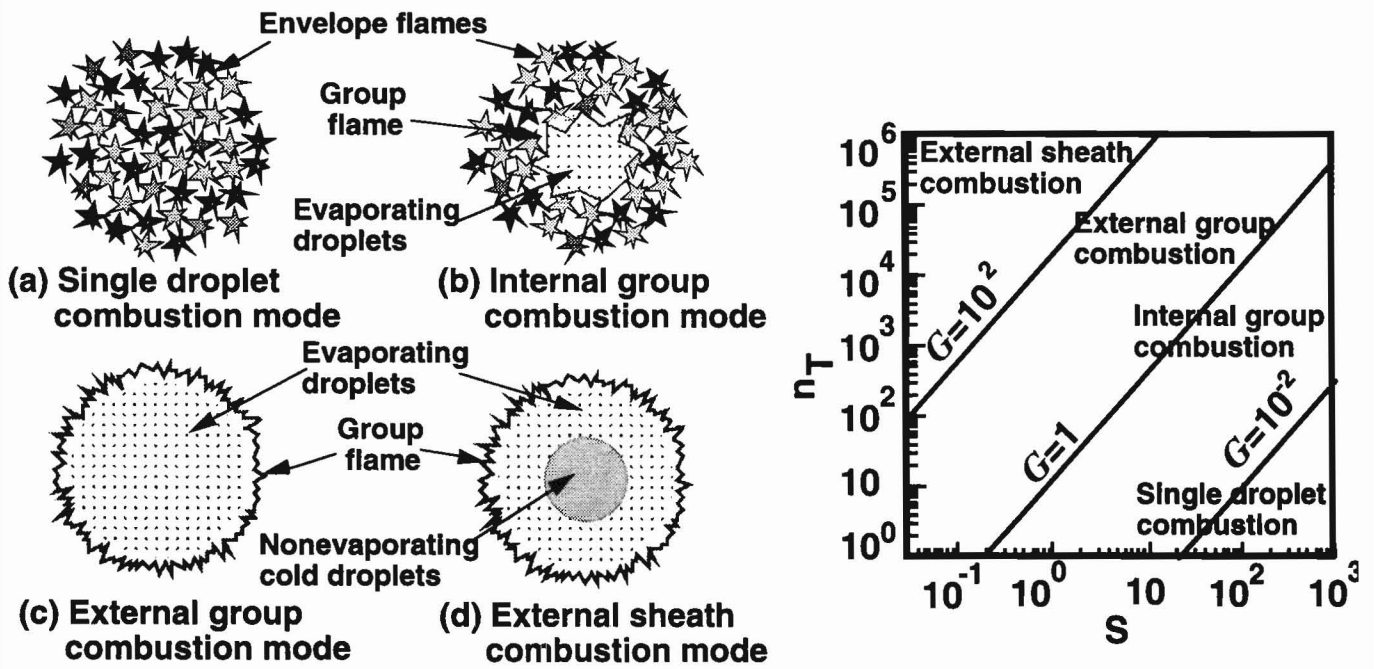


図 4-7 油滴群燃焼の形態

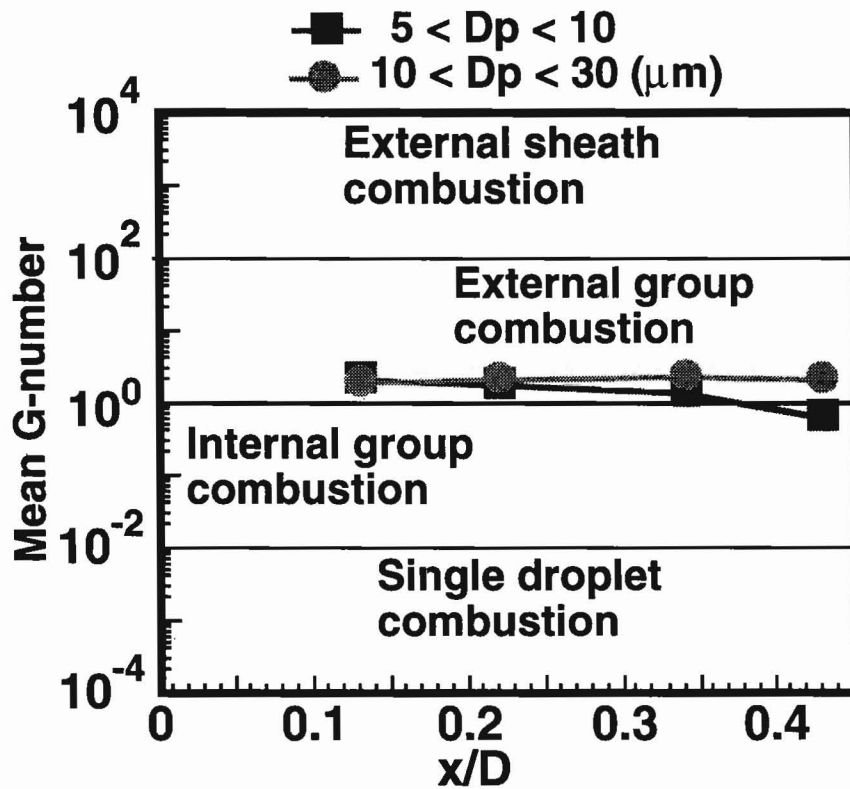


図 4-8 群燃焼数の平均値の変化 (中心軸)

第5章 噴霧燃焼炉内のシミュレーション

5.1 緒言

ボイラ等の油燃料を用いた工業用の燃焼炉においては、これに設置されるオイルバーナーが炉の性能に重要な役割を果たしている。さらに環境面より、小型ボイラにもNO_x規制が施行されるようになってきている。オイルバーナーにおける噴霧燃焼特性は、燃料の微粒化、燃料油滴の分散、蒸発、周囲空気との混合、燃焼などに支配される。また多くの場合、バーナーについている保炎器と炉体との整合によっても左右される。したがって、炉内噴霧燃焼シミュレーションを行う際には、入口条件となる（保炎器を含めた）バーナー付近の流れと噴霧挙動の詳細な把握は不可欠である。燃焼のシミュレーションには、乱流、噴霧燃焼、NO_x生成メカニズムといった基礎的な研究分野での多くの研究成果が取り込まれているものの、計算時の入口条件やモデルの検討等に用いられる実験値は十分には揃っていない。

また、PDAによる噴霧の混合過程の機構解明が進み、燃焼場への応用も試みられており、計算コード開発への支援が高まっている。炉内噴霧燃焼において、設計にも、またシミュレーションにも必要とされている保炎領域における燃料油滴の飛行、空気力学的特性、特に循環流内における乱流混合特性等は実験的にも十分に定量化されていない現状にある。

そこで、本章では実用計算に用いられる汎用的なモデルを応用して乱流燃焼場における噴霧挙動の数値シミュレーションを行う。得られた計算値と実験値とを比較することによって循環流内の乱流特性と噴霧の飛行特性、乱流混合特性、燃焼特性、用いたモデルの検討を行う。

計算対象は前章と同一のバーナーとし、2次元乱流場をk- ϵ モデルを用いて計算した。噴霧に対しては、個々の油滴について飛行計算を行い、ガスと油滴との相互作用にPSI-Cellモデルを用いて評価した。ここでは、入口条件としてPDAによる油滴径、粒子速度、分散の測定結果を与え、バッフルプレート後方の循環流における解析結果を得た。さらに、PDAによる実験結果と数値シミュレーション結果との比較より、モデルの妥当性について検討を行った。数値解析結果と実験結果との比較により幾つかの油滴径群ごとのグループに分けた燃料油滴の挙動と、循環流との乱流混合に着目し、循環流を伴う乱流場への噴霧の貫通と巻き込みを詳細に検討した。最後に、炉内全体におけるガス流動と燃焼特性（O₂、CO₂）の定量的な把握を行うために、実験的に有用性が示された

対流フラックスを用いてバーナー近傍と炉全体の燃焼特性を調べた。

5.2 解析手法

5.2.1 バーナーおよび噴霧燃焼炉

本解析で対象とした試験炉を図5-1に、その火炉に用いられたオイルバーナー(0.1MW)を図5-2に示す。使用したバーナーは、ウインドウボックス、バーナースロート、ノズル、および保炎のためのバッフルプレートから構成されており、すすの付着、プレート熔融防止のため、8本のスリットが設けてある。バーナーへの空気供給は、シロッコファンを用い、空気量をバルブ制御してホットフィルム式流量計で測定した。燃料油の供給はギアポンプによって行い、0.7MPaまで加圧した後、60°のホローコーンノズルにより微粒化している。使用したノズルの定格流量は 9.45×10^{-3} (m³/h) (0.103MW)であり、実験は空気過剰率1.2で行った。

本解析では、バーナースロート部からの流れを2次元軸対称定常流と仮定し、円筒座標を用いた。バッフルプレートの形状は中空円盤、ノズルの先端を球面の円柱とし、図5-2のようにモデル化した。スロートからの流れの解析は、2次元、軸対称、定常流を仮定し、k- ϵ 2方程式モデルを用いた。解析では、SIMPLER法とハイブリット法による有限差分法を用いた。ガスと噴霧滴の相互作用には、CroweらのPSI-Cellモデルを用いた。噴霧はラグランジェ法で油滴(3000個)を飛行させ、その軌跡を計算した。ノズルの特性を計算に反映させるため、PDAによる噴霧流の粒度分布、速度、分散の定量的な測定を行い、軌跡計算の初期条件を図5-3に示すように設定した。ここで半径方向の油滴の分散を考慮するため、ノズルにおける射出位置 r_j を一様乱数によって与え、噴射速度 u_{p_j} と噴射角度 β は実測値に対応させて粒子が滑らかに分散するように与えた。初期粒度分布は、実験値よりRosin-Rammler分布関数で表し、各測定点における質量分率と代表油滴径の質量分率とから数密度を算出した。本解析では、滴径を20組、噴射角度を9組に分割して計算を行った。また、飛行軌跡計算においては、気流の乱流変動による油滴のランダムウォークを考慮するため、乱れに対して統計的な計算を行った。燃焼反応モデルには、Magnussenらの渦消散モデルを用いて燃料の反応速度を評価し、燃料の質量分率に関する保存式の生成項として燃焼反応を考慮した。放射伝熱量の計算には放射熱線法を用いた。

5.2.2 乱流場の基礎式

燃焼炉内での乱流場の解析は、2次元軸対称定常流と仮定すると、円筒座標系における基礎式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} f) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\rho \bar{v} f) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_f + S_d \quad (5-1)$$

燃焼流においては、質量保存式 ($\phi = 1$)，軸・半径方向の運動量保存式 ($\phi = u, v$)，乱流生成エネルギーおよびその消散率 ($\phi = k, \epsilon$) に加え、化学種 i の保存式 ($\phi = m_i$)，エネルギー保存式 ($\phi = h$, h : エンタルピ) が加わる。質量保存式は、燃料の蒸発に伴う質量発生項 S_{dm} が加わり、次式のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\rho \bar{v}) = S_{dm} \quad (5-2)$$

k - ϵ モデルにおいては m_i, h についてそれぞれ次式を仮定する。

$$-\rho \overline{m_i'v'} = \Gamma_{t,m} \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial r} \quad (5-3a)$$

$$-\rho \overline{h'v'} = \Gamma_{t,h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial r} \quad (5-3b)$$

Γ_t は乱流拡散係数であり、乱流シュミット数 σ_m ，および乱流プラントル数 σ_h を用いて表した。ここで、乱流拡散係数とは、流体粒子のもつ速度の平均値からのずれと流体粒子の変位（乱れの影響範囲を表す長さ）の積の集合平均を表す。乱流シュミット数は動粘度と拡散係数の比を表す。また、乱流プラントル数とは、渦動粘性係数と熱の渦拡散係数の比を表す。もし速度場と渦動粘性係数が既知であれば、乱流プラントル数を与えることにより温度場を計算したり、個体壁との乱流熱伝達を求めることが可能となる。

したがって化学種 i の保存式、エネルギー保存式は次式のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} m_i) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\rho \bar{v} m_i) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m_{eff}}{s_m} \frac{\partial m_i}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{m_{eff}}{s_m} \frac{\partial h}{\partial r} \right) = R_i \quad (5-4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\rho \bar{v} h) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m_{eff}}{s_h} \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{m_{eff}}{s_h} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\ = Q_r - R_{fu} \cdot H_{ufu} + S_{dh} \end{aligned} \quad (5-5)$$

質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式中に現れる項 S_{dh} は、噴霧流における油滴と気流との相互作用を表す生成項である。以上の式中に用いられる

経験定数は参考文献から引用した（表5-1）。また、以上の各保存式における乱流拡散係数と生成項を表5-2に示す。境界条件（表5-3）は、対称軸上では半径方向速度をゼロ、他の変数については半径方向勾配がゼロであるとした。壁面では、質量分率において法線方向勾配がゼロ、他の変数には壁関数を用いた。流出面では $v=0$ とし、各変数の軸方向に対する勾配をゼロとした。

5.2.3 噴霧滴に関する基礎式

噴霧火炎を解析していく上では、噴霧油滴群の挙動を調べる必要があり、そのためには周囲空気流が微粒化過程に及ぼす影響を考慮しながら分散状態を解析する必要がある。本解析では、ラグランジェ法により乱流場において粒径分布をもつ油滴群の挙動を計算した。

噴霧の挙動に関しては、噴霧火炎特有の複雑な現象を厳密にモデル化し解析することが出来ないため、次のような仮定をおくことにより、問題を単純化した。

- (1) ノズル先端部における微粒化過程は無視できる。
- (2) 油滴は、すべて内部が一様な球とする。
- (3) 油滴どうしの相互作用は無視できるものとする。
- (4) 噴霧は空気の流れと同様、軸対称であるものとする。
- (5) 油滴の占める体積は無視できるものとする。
- (6) 油滴は、ある有限の大きさのセルを通過する間に、セルに属する気流と平均的に質量、運動量、エネルギーの交換を行う。

炉内で鉛直上向きに噴射された燃料油滴の運動は、次式で表されている。

$$\frac{d\bar{v}_p}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\mu}{\rho_p D_p^2} (\bar{v} - \bar{v}_p) Re_p + \bar{g} \quad (5-6)$$

ここで、 \bar{v}_p ：油滴の速度ベクトル、 C_D ：油滴の抵抗係数、 ρ_p ：油滴の密度、 D_p ：油滴の粒径、 Re_p ：油滴のレイノルズ数、 \bar{g} ：重力加速度ベクトルを示している。また、ここではストークスの抵抗則のみを考慮し、粒子が非定常運動をしている場合の付加的な抵抗力、つまり、仮想質量とバセット項は無視している。油滴の抵抗係数は、蒸発を伴う場合には油滴表面からの質量流束による慣性力が加わるため、Baileyらの提唱している補正を行う必要がある。

油滴の熱平衡方程式は、油滴内の温度分布が半径方向に一様であると仮定し、

油滴への伝熱量と油滴の温度上昇との熱収支より次式が導いた。

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \dot{q} + L \left(\frac{dm_p}{dt} \right) \quad (5-7)$$

ここで、 T_p ：油滴の絶対温度、 m_p ：油滴の質量分率を示す。また、 \dot{q} は強制対流による油滴への熱輸送量である。また、油滴の質量蒸発速度式については、Spaldingの研究⁽¹⁶⁾によると、静止した周囲流体中で単一滴の燃焼が行われるものとし、Ranz-Marshallらの研究⁽¹⁷⁾により次式が導かれる。

$$\frac{dm_p}{dt} = \frac{2\pi D_p \lambda}{c_p} \cdot \ln(1 + B) \quad (5-8)$$

ここでBはトランスファ数と呼ばれる無次元数である。

以上の運動方程式、温度変化式、蒸発速度式については各タイムステップに対し積分することにより各タイムステップごとの値を求めた。また、壁面に到達した油滴に関してはその場で蒸発し、燃料蒸気になるものとした。

5.2.4 二相間の相互干渉モデル

本解析では気流中に液体燃料を噴射するため、気相と油滴の相互干渉モデルが必要となる。ここでは、Croweらによって提唱されたPSI-Cell(Particle-Source-In cell)モデル⁽⁹⁵⁾を用いる。

図5-4に示すように、流れ場の解析の際には対象とする領域を格子分割し気相の諸量を求めるが、このモデルの概念は、噴霧の影響を導入するために、この格子点を囲むセル(コントロール・ボリューム)を単位として両相間での相互作用が行われるものとする。すなわち、このセルを横切って油滴が飛行する際、そのセルの入口と出口における油滴の状態の変化分だけセル内の気体に影響を与えるものとする。非燃焼時には、油滴の減速が気体の運動量の増加に相当する。

以上のような概念から、同一のセルを複数の油滴が通過する場合にはそれら全てのグループに関する和を求めるとすると、運動量保存式(5-9.a),(5-9.b)における生成項 S_{du} 、 S_{dv} は次式で表される。

$$S_{du} = \sum_{cell} \sum_i \sum_j \rho_p \frac{\pi}{6} (D_{pi,in}^3 u_{pi,in} - D_{pi,out}^3 u_{pi,out}) n_{i,j} \quad (5-9.a)$$

$$S_{dv} = \sum_{cell} \sum_i \sum_j \rho_p \frac{\pi}{6} (D_{pi,in}^3 v_{pi,in} - D_{pi,out}^3 v_{pi,out}) n_{i,j} \quad (5-9.b)$$

5.2.5 油滴の乱流拡散モデル

乱流モデルにおける速度は時間平均速度であり，油滴の運動方程式にもこの値が用いられている．したがって，同じ条件で射出された油滴は全く同じ軌跡を描くことになる．しかしながら，実際には乱れによる速度変動があり，ノズル近傍や保炎器付近などの乱れが大きい領域ではこの変動速度の影響が無視できなくなり，飛行計算において気流の乱れの影響を考慮する必要がある．

本解析では，乱流変動による油滴のランダムな分散を考慮するため，個々の油滴について統計的な計算をラグランジェの運動方程式に組み込むことにする．各々の変動速度は，その確率密度関数から乱数計算を行う．ここでは，流れ場の乱れエネルギー k より標準偏差を，

$$\sigma_d = \left(\frac{2}{3} k\right)^{0.5} \quad (5-10)$$

とするGauss分布を想定する．この変動速度を組み込むことにより，運動方程式を積分することによって得られた式は，乱流による渦の生成時間と油滴が渦を通過する時間より小さいタイムステップで表される．これらの時間は，渦の代表長さが消散スケールとなった場合と想定し，その長さは，

$$L_e = C_D^{0.75} \frac{k^{1.5}}{\varepsilon} \quad (5-11)$$

で表される．タイムステップは，気相の乱流変動の特性をふまえて気相と油滴との干渉時間と関係づけなければならない．気相の乱流変動については乱流渦を単位とするものであるので，タイムステップは油滴と乱流渦の干渉時間 Δt に基づいて定められることになる．この Δt について考えてみると，もし油滴と渦の速度差が小さく，渦のスケールが大きければ，渦が持続する寿命時間 t_e の間ずっと油滴は渦に乗っていることもあり得る．この干渉時間は渦の寿命時間 t_e に等しい．一方，速度差が大きい場合，わずかな通過時間 t_t の後には油滴は別の渦に含まれているであろう．このとき干渉時間は通過時間 t_t に等しくなる．これにより渦を通過する時間 t_t と渦の寿命時間 t_e はそれぞれ次式で表される．

$$t_t = \frac{L_e}{|v_p|} \quad (5-12)$$

$$t_e = \frac{L_e}{k^{0.5}} \quad (5-13)$$

よって、運動方程式のタイムステップは、

$$\Delta t = \min(t_t, t_e) \quad (5-14)$$

となる。このタイムステップにより、油滴の運動方程式を積分することによって各ステップごとの値を求めた。油滴の軌跡については、次式によって求められる。

$$x_p = x_{p,0} + (u_p + u_{p,0}) \frac{\Delta t}{2} \quad (5-15.a)$$

$$r_p = r_{p,0} + (v_p + v_{p,0}) \frac{\Delta t}{2} \quad (5-15.b)$$

5.2.6 燃焼反応モデル

本解析では、Magnussenらの渦消散モデル⁽¹⁰⁶⁾を用いて、燃焼反応を考慮した。このモデルでは、次式で定義される混合比 f の支配方程式が k - ϵ 2方程式モデルに加わり、変動強さ g ($g=f-\bar{f}$) を燃料の質量分率の時間平均値で置き換えることにより、 g の輸送方程式を解かずに計算の簡略化が行える。

$$f = \frac{\phi - \phi_{air}}{\phi_{fu} - \phi_{air}} \quad (5-16)$$

$$\phi = m_{fu} - \frac{m_{ox}}{s} \quad (5-17)$$

ここで s は燃料と酸素の量論混合比であり、 air 、 fu はそれぞれ空気流、燃料流を表す。燃焼反応速度 R は、 f を用いて次式で評価され、燃料の質量分率に関する保存式の生成項として用いられている。

$$R_{fu} = C_R \cdot \left(\frac{\rho \epsilon}{k}\right) \cdot \frac{m_{ox}}{s} \quad f > f_{st} \quad (5-18)$$

$$R_{fu} = C_R \cdot \left(\frac{\rho \epsilon}{k}\right) \cdot m_{fu} \quad f > f_{st} \quad (5-19)$$

ここで、 m_{ox} 、 m_{fu} は酸化剤、燃料の質量分率、 f_{st} は量論混合比を表す。 C_R は経験定数であり、本解析では4.0とした。

5.2.7 放射伝熱モデル

放射伝熱は熱伝導や対流と並び、燃焼装置における重要な熱移動の形態の一つである。これまで、工業用火炉内の温度と熱流束の分布を求めるための解析手法として、ゾーンメソッド法、モンテカルロ法、流束法がよく用いられてきた。しかしながらこれらの手法には解析精度や計算時間などに問題点がある。そこで本解析では、炉内放射伝熱量の計算を、計算時間と精度を考慮して放射熱線法を用いた。

放射の現象は3次元的な空間を考慮しなければならないため、本解析では点放射源を燃焼室内に軸方向に30点、半径方向に20点分布させた。

この点放射源から、初期放射強度 I_0 の放射熱線が N^2 本等方的に放射しているものとする。本計算では放射熱線によって放射伝熱量を十分に表わせる熱線数として $N=20$ 本とした。この熱線を、初期放射熱線量に対して1/1000に減衰するまで追跡した。また、炉壁面は壁面放射率が0.9の灰色体とし、熱線は壁面で規則反射するものとした。

以上の方法によりある要素(I,J)から射出された熱線が要素(i,j)に吸収される熱量が算出される。この吸収熱量を全放射熱量で無次元化すると、要素(I,J)の形態係数に相当する放射熱線吸収率分布、READ(Radiative Energy Absorption Rate Distribution)が求められる。

ガス相の吸収係数は、Hottel⁽¹¹⁸⁾、Beer⁽¹¹⁹⁾、Johnson⁽¹²⁰⁾らの重油火炎の研究から、火炎で1.15、燃焼ガスで0.35とした。

5.2.8 数値解法

円筒縦型燃焼炉解析における計算領域を図5-5に示す。計算領域は軸方向に燃焼室入口断面上流120mmから燃焼炉後端部までとし、計算メッシュをx方向に102分割、r方向に60分割して行った。メッシュは、流れが複雑なバツフルプレート、ノズル付近について細かくとっている。

流れ場の保存式の解法は、各支配方程式をスタッガードグリッド系により差分化し、Patankarらの方法によりTDMA法を用いて解いた。また、圧力場の評価にはSIMPLER法を用いた。油滴を含めたシミュレーションは、最初、流れ場の計算は油滴が存在しない状態で行い、油滴の生成項はすべて0とする。次に、得られた流れ場における油滴の軌跡の計算より油滴の生成項を求め、各々の保存式の生成項を考え、再び流れ場を解く。この手順を繰り返し、新しく得られた流れ場が前回に得られた結果と規定の精度内で一致するまで繰り返し計

算を行った。油滴の飛行計算における温度場の初期値は実験によって得られた中心軸温度分布を与えた。また炉壁面の温度は壁面熱流束の測定に用いている熱電対が示す温度から推算した。また、バッフルプレート表面の温度は実測値より473(K)とし、スロート壁面については入口空気温度同様293(K)とした。

5.3 バーナー近傍の流れと噴霧挙動の数値解析

5.3.1 バーナー近傍のガス流動

燃焼による循環流挙動への影響をみるために、非燃焼時と燃焼時の速度ベクトルを示す(図5-6)。バッフルプレートの内側および外側からの流れにより、プレート後方に圧力の低い領域が生じ、循環流が形成されている様子が分かる。しかし、燃焼、非燃焼によって循環流の形状が異なる。非燃焼時における循環流は、プレート外側からの流れにより形成されているのに対し、燃焼時には、プレート内側からの流れによって強い逆流が存在している。また、循環流の後端は非燃焼時は $x/D=0.28$ まで存在するのに対し、燃焼時では $x/D=0.17$ となり、短くなっていることが分かる。これらは燃焼による急激な体積膨張の影響と考えられる。

ここで、循環流の強さを調べるために、循環流における逆流量(体積流量)を求め、図5-7に示す。最大逆流量および循環流の長さは燃焼時の方が非燃焼時に比べ小さくなっている。燃焼時にはベクトル図では逆流速は速くなっているが、これは体積膨張によるものであり、逆流量としては減少していることが分かる。しかし、乱流モデルに $k-\epsilon$ モデルを用いているため、等方性の仮定は燃焼により成り立たなくなっていることも考慮しなくてはならない。

5.3.2 噴霧の入口条件

油滴の飛行計算の初期条件を得るために実施したPDAによる噴霧測定の結果を図5-8に示す。測定点はノズル先端から下流4mmの断面で半径方向0.5mm間隔である。図は横軸に半径方向位置、縦軸にザウタ平均粒径(SMD)、平均速度、質量分率を表している。質量分率は断面液流量に対する各測定点を中心とする環状領域の液流量割合を示している。各値とも、ホロコーン噴霧の特性をよく表しており、コーン角付近でそれぞれのピークを有している。また、ザウタ平均粒径分布、速度分布から噴霧の対称性を確認できる。

さらに、ホロコーン噴霧の微粒化状態を確認するため、中心軸上の $r=0\text{mm}$ とコーン部に位置する $r=2\text{mm}$ の測定点における油滴径分布、速度分布のヒス

トグラム、油滴径－速度の相関を図5-9に示す。

2点の結果を比較してみると、中心軸では小粒径の油滴が大きな割合を示しているのに対して、コーン部で中心軸では観られなかった $100\mu\text{m}$ 以上の油滴が観測されている。中心軸付近では、噴霧のコーン内部で浮遊する油滴が多く、油滴速度の乱れも大きくなっている。また、相関図より各油滴径ごとに油滴の乱れ強さは異なるものの、平均速度は油滴径ごとにほぼ一定であり、この断面では噴霧の貫通力が強く、周囲空気流の影響は無視でき、この断面における測定は飛行計算の初期条件として十分妥当であると判断した。

5.3.3 蒸発油滴の飛行特性

前節で示した循環流を伴う保炎部に燃料油滴がいかに行っているか、つまり循環流内の強いせん断流を貫通する油滴と循環流内の流れに追従する油滴の特性を調べる。計算では、噴霧はラグランジェ的に取り扱っており、オイラ的な実験値とは異なった扱いをしている。そこで、油滴径により分類した軸、半径方向速度を実験値と比較する（図5-10）。数値解析においては、油滴の飛行軌跡計算を行っているため、各断面において通過する油滴径により分類し、平均速度を求めた。図5-10で示した断面は、保炎領域（ $\sim x/D=0.2$ ）、燃料蒸発部（ $x/D=0.4\sim$ ：火炎が透明な領域）とその間の断面（ $x/D=0.2\sim 0.4$ ）である。また、図5-10における油滴の粒径は各点において得られた粒径を示す。

まず、 $5\mu\text{m}$ 以下の液滴の挙動と計算によるガス流とを比較する。図より、解析結果では存在するバップルプレート後流の逆流領域が実験値では見られていない。これは、実験ではPDAの燃焼場における計測誤差より、 $5\mu\text{m}$ 以下の油滴は計測しにくいこと、また、 $5\mu\text{m}$ 以下の油滴は蒸発しやすくなっているため正確なサンプルが行えないことによる。逆流領域がなくなる断面（ $x/D=0.43$ ）では、実験値と計算値の軸方向速度が 10m/s ほど異なっている。

実験値と計算値を比較すると中心軸上においては、計算ではコーン部よりも遅い速度で飛行しているのに対し、実験値ではコーン部と同等の流速値を示している。これに対し、噴霧のコーン部においては、実験値と計算値は良好な一致を見せている。噴霧は実験値の方が外側に広がっており、半径方向速度も速くなっている。これは $k-\epsilon$ モデルが等方性を仮定しているため、急激な体積膨張を起こす領域の非等方性を表現しきれないことと、燃焼反応モデルに総括反応モデルを用いているためである。しかし、実験値、計算値ともに循環流後端の乱れが強い領域において、 $50\mu\text{m}$ 以下の油滴がプレート外側から形成さ

れる循環流の影響を受け、速度が急激に減速していることを示している。次に粒径グループごとの液滴の挙動の違いを見るために、図5-11に粒径グループごとの油滴の速度を実験値と計算値ともに示す。

$x/D=0.13$ 断面において、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴はガス流とほぼ同じ速度を示している。循環流の後端部である $x/D=0.22$ 断面においても $30\mu\text{m}$ 以下の小さい油滴は循環流の影響により、速度が減衰していることがわかる。しかし、 $50\mu\text{m}$ 以上の油滴は下流に進むにつれて速い速度を示し、循環流が存在する断面においても強い貫通力をもって飛行していることが分かる。半径方向分布よりも、噴霧のコーン部において、バッフルプレート外側から流入してくる流れによって、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は減速され、循環流に取り込まれていることがわかる。このように、実験値でも見られた気流への追従／貫通のクライテリアは $30\sim 50\mu\text{m}$ であり、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は循環流により取り込まれ、蒸発し、ガス化し保炎の役割を果たしている。また、燃焼による体積膨張により小さい油滴は影響を受け、速度が速められているが、大きい油滴は体積膨張の影響は受けず、噴射された初速度のまま噴霧のコーン上を飛行している。

5.3.4 噴霧の空気力学的特性

油滴の大きさにより、油滴とガス相との間で相互作用に違いが生じ、これが油滴の分散に重要な役割を果たしている。この相互作用を示すパラメータの一つとして、次式で示される油滴の相対レイノルズ数を図5-12に示す。この図においては、小粒子のレイノルズ数を詳細に表現するために値は40までのところを拡大して示している。

$$Re_p = \rho \frac{|\bar{u}_a - \bar{u}_d| D_p}{\mu} \quad (5-20)$$

液滴のレイノルズ数はガスと油滴との相対速度と粒径によって決定されるため、各粒径グループにおいて相対速度の分布を表している。この相対速度は燃焼時には蒸発速度を変化させ、噴霧火炎の燃焼状態に影響をおよぼす重要な値である。これより、ノズル近傍の断面 ($x/D=0.13$) においては、実験値、計算値ともに大粒子は $r/R=0.2$ 付近にピークをもっているのに対し、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は平坦な分布を示している。小さい油滴はガス流に追従しており、相対速度が小さいためにこのような分布を示す。循環流後端の乱れの大きい領域において、大粒子の速度も減速し、値が小さくなっているが、半径方向にピークをもつ

た分布をしている。そのピークの位置は噴霧のコーン部に位置している。このことは、大粒径の油滴が乱流による影響をほとんど受けず、循環流を貫通して噴霧のコーン上を飛行していることを示している。大きな油滴ほど計算によるレイノルズ数が実験値よりも大きな値を示しているが、これは計算で予測された循環流領域が短いために、循環流領域での油滴の減速割合が小さく見積もられたためである。また、前章で示した火炎の直接写真において燃料蒸発部（図5-12では $x/D=0.22$ 断面）においては、体積膨張が大きく、特に噴霧のコーンより中心軸側で $30\mu\text{m}$ 以下の小粒子が加速されている。しかし、 $x/D=0.34$ においては、 $30\mu\text{m}$ 以下の小粒子の相対レイノルズ数の値も小さくなる。したがって、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴は燃料蒸発部までに気流との運動量交換を終了させていることが分かる。これに対し $50\mu\text{m}$ 以上の油滴は噴霧のコーン上にピークを持つ部分分布を示しており、燃焼流や循環流の影響を受けず、貫通して飛行していることが分かる。

5.3.5 噴霧火炎における油滴の軌跡

次に、燃焼場での噴霧の飛行軌跡を図5-13に示す。この図における粒径は噴霧の初期粒径を表す。また、図5-14に噴霧によって形成された燃料蒸気の分布を温度分布と合わせて示す。 $40\mu\text{m}$ の油滴はノズルから $x/D=0.15$ （70mm）付近までにはほとんど蒸発している。また、流れ場の強いせん断層によって乱されており、循環流内に巻き込まれていることも分かる。 $70\mu\text{m}$ のものは $x/D=0.2$ まで存在しており、バッフルプレート外周からの空気に押されて内側に向くものが出てきている。 $100\mu\text{m}$ のものは、循環流を直線的に貫通しており、バッフルプレート外周からの空気の影響も受けていない。これらの噴霧挙動と燃料蒸気の分布を合わせてみると、小さい油滴の蒸発はノズル近傍の低温領域でも蒸発がほとんど完了している。一方、大きい油滴の蒸発はノズル近傍ではほとんど行われず、特にコーン上付近の油滴がスロートとバッフルプレートから流れ込む流れと合流する領域で蒸発し、この領域では温度が低下するが、この下流領域で大油滴の蒸発分による燃焼反応が進み、 $r/R=0.2$ 、 $x/D=0.4$ 以降における高温領域を形成している。

以上のことより、循環流は $30\mu\text{m}$ 以下の液滴を取り込み、滞留させるとともに、着火領域に低速域を形成し、噴霧のコーンを安定化させながら、ホットスポットを形成することにより着火可能な雰囲気形成し、保炎を行っている。これに対し、 $50\mu\text{m}$ 以上の油滴は循環流後端の乱れが大きい領域を貫通して飛

行し、噴霧のコーン上をガス化しながら飛行し、その蒸発ガスが写真で見られるような火炎の透明な領域を形成している。大きな油滴はこの蒸発領域より下流まで到達し、大油滴の蒸発分は火炎の蒸発部より下流の輝炎部を形成するのに寄与していると考えられる。

5.4 火炉内のシミュレーション

5.4.1 バーナー近傍の対流フラックス

つぎに循環流領域内の乱流混合および燃焼反応特性に着目し、議論を進める。まず、LDVにより計測したバーナー近傍の3次元速度の結果を用い、今回の数値解析結果との比較により、循環流内の乱流混合特性を調べる。まず、循環流とその後部の3次元の速度を比較してみる(図5-15)。ここで、軸方向断面は、火炎の直接写真(図3-2)において保炎部($x/D=0.09$)、燃料蒸発部($x/D=0.26$)、および輝炎部($x/D=0.69, 1.12$)を示している。

計算は2次元の軸対称を仮定しているため、旋回方向の速度の比較は十分に行うことができない。前章によりバッフルプレート後流の2対の循環流が旋回方向に回転しており、スリットの効果が有効であることを実験的に明らかにしたが、計算ではこの効果を見ることができない。バーナー近傍の $x/D=0.09$ (8.6mm)は計測できる上流限界であった。この $x/D=0.09$ においては、循環流後端に当たるため、 $r/R=0.6$ で実験値では -0.67m/s となっている。計算では、循環流が小さく上流に形成しており、この循環流の後端では、 0.055m/s となっている。この軸方向速度の差は、 0.73m/s である。この地点での半径方向速度も -1.2m/s と両者ともほとんど同じ値となっている。軸方向速度においては、バッフルプレートの内、外輪からの流入速度は実験値の方が高くなっている。また、このことは半径方向速度にも言える。実験値での最大の軸・半径方向速度($r/R=0.25$)は、計算値のほぼ2倍となっている。このことにより、形成されている循環流は計算では小さく見積もられている。ところが、循環流の蒸発部($x/D=0.26$)では、軸方向速度の最大値の差は、30%程度となっており、循環流内よりもその差が小さくなっている。計算結果では $x/D=0.69, 1.12$ の輝炎を伴う燃焼領域の軸、半径方向速度とも平坦な分布になっており、特に半径方向速度はほぼゼロになっている。この循環流後部で流れが一旦縮流するのを十分に予測できないので、後述する高温領域の位置がずれてくる。

次に、この $x/D=0.09$ から 1.12 における温度、および O_2 、 CO_2 の濃度分布を図5-16に示す。温度分布は後流に行くに従い、実験ではピーク位置が外側から内

側に移っているが、計算では逆に内側から外側に移動している。これは、上述の半径方向速度による火炎の縮流を十分に予測できないためと考えられる。また、温度の値もバッフルプレート後流では、実験値が高いが、 $x/D=0.26$ では計算値が高くなっている。温度計測での熱電対の補正を行っていないので、絶対値の比較は難しいものの、 $x/D=0.69$ における温度分布のピークとその位置の差異は顕著である。

O_2 濃度分布では、 $x/D=0.09$ では、火炎内側ではほとんど一致しているが、 $r/R=0.2$ では、計算値が大きくなっている。これは、図5-15において軸方向速度の流入速度が実験より約4m/s低く見積もっているためである。しかし $x/D=0.69$ では、両者は全く異なった結果となっている。実験では、火炎内側で O_2 濃度は低く、燃焼反応が進行していることを示している。直接写真からもこの領域は、透明な部分である。計算では $x/D=0.26\sim 0.69$ で火炎内側に1000Kを越える高温領域を形成しており、それにより計算ではすぐに燃焼反応が進んだことになっている。

CO_2 の分布においても同様であり、 $x/D=0.26$ 、 $r/R=0.5$ で CO_2 の濃度ピークを示している。ところが、実験値では CO_2 の濃度は計算値の1/3以下の値である。 $x/D=0.26$ においては、計算ではほとんど燃焼が終わったと予想されるため、 CO_2 は高く、平坦な分布となっている。

ここで注意すべき事は、濃度の実験値では等速吸引が十分に達成されているとは言えない事、さらに、温度は熱電対を用いている関係で、輻射、油滴の付着、蒸発等の影響を十分に予測できない事がある。また、速度に関してもLDVでは、ガスの流速なのか、小油滴の速度を計測しているのか分からない。計算では、2次元であることと $k-\epsilon$ により循環流の予測が十分でないこと等があり、この計算結果と実験結果の各々のパラメータを比較して、詳細な現象を議論するには限界がある。そこで、対流フラックスを用いて、速度、濃度、温度の値に含まれる誤差を一つの値で比較してみる。そこで、ここではこのバーナー近傍に適用してみる。

まず図5-17に対流フラックスの拡散項に対する対流項の割合を示す。これよりバッフルプレート後方の循環流領域において、対流項よりも拡散項の方が支配的であることが分かる。循環流領域以外では対流項が支配的であることが分かり、対流フラックスを見ることにより、燃焼ガスの生成、および供給が把握できるものと考えられる。しかし、循環流領域においては対流項と拡散項の比率は1であり、対流項のみでの把握は十分とは言えないことを把握しておく必

要がある。

図5-18に計算で求めた O_2 、 CO_2 の対流フラックスを示す。まず、 O_2 に着目する。 $x/D=0.09$ の $r/R=0.5$ 付近では、 O_2 濃度で谷を示すが、その値はバーナー外周よりはるかに大きいものであったことが計算値からも分かる。しかし、フラックス値ではほぼゼロになっている。 $r/R=1.0$ では燃焼用の新気の流入があり、それにより O_2 は大きな値を示している。実験では火炎内の方が大きい値を示しているが、計算では内、外ともほぼ同じ高さとなっている。これは、図5-16で述べたように軸方向流速の差が火炎内部で約2倍になっているためである。しかし、フラックス値では速度差程の大きな違いは生じていない。

$x/D=0.26$ においても、実験で見られた半径方向の2つのピークは計算においても見られる。傾向としては、計算された濃度とフラックスはよく似ている。やはり、 $r/R=1.0$ で流入する新気 (O_2 :21%) のために、 $r/R=1.0$ でのフラックス値は実験より大きく出ている。

次に CO_2 に着目してみる。顕著にフラックスの有用性を示すことができるのは、火炎内・外での差である。実験、計算の両方において、 $r/R < 1.2$ (火炎内) では、フラックスも濃度もほぼ同じ傾向を示しているが、 $r/R > 1.2$ では、その傾向が全く異なってくる。濃度値では自己再循環で戻ってくる燃焼既燃ガスの濃度を高く見積もってしまうが、フラックスはかなり低く見積もることが分かった。

5.4.2 炉内のガス流動

実験結果と計算結果を比較するとバーナー近傍では流れ場に差異があるが、噴霧の飛行特性に大きな差がないことを示してきた。そこで、これらの条件で炉内のガス流動を比較してみる。図5-19、5-20に非燃焼、燃焼時の炉内の軸方向速度の分布を示す。実験値はFLDVによって計測された値である。

非燃焼時では、燃焼室内には大きな自己再循環流領域が形成され、その長さは $x/D=0.22$ 付近まで到達している。この自己再循環流の位置と大きさは実験値と計算値でほぼ一致しており、負の速度も定量的に予測している。また、軸方向速度が2m/s、6m/sの等高線も一致している。火炎の内部に相当する $x/D < 0.2$ 、 $r/R < 0.3$ では多少の差異はあるものの、炉内のガス流動の計算結果は十分に設計に役立つことが分かる。燃焼時 (図5-20) においても、自己再循環の位置と大きさに大差はない。この領域を円周方向に積分して体積を求めたところ、計算では35%、実験では31%であった。これは、非燃焼時では39%と34%

であった。これは燃焼による体積膨張のために自己再循環流が壁面側へ狭められていることによる。また、火炎内部に相当する $x/D < 0.2$ 、 $r/R < 0.3$ の領域では、実験値が大きく示している。また、自己再循環流の逆流の強さは非燃焼時に比べ強くなっており、火炎の安定化が図られている。炉全体を見た場合、計算では乱れも含め、速度を低く見積もっているが、炉内のガス流動としては、十分に一致している範囲と考えられる。次に、この炉内における O_2 、 CO_2 の濃度とフラックスを比較し、燃焼特性の比較を行う。

5.4.3 炉内の O_2 、 CO_2 分布

O_2 、 CO_2 の濃度と軸方向速度を用いて求めた対流フラックス値を実験、計算両方について図5-21に示す。下段は保炎部の後端であり、中段は火炎の後端近傍であり、上段は炉の後部に相当する。

バーナー近傍（保炎部の後端）である $x/D=0.174$ に着目してみる。 $r/R < 0.1$ における O_2 濃度は、実験では10%以上の部分があるが、計算では数%以下となっている。 CO_2 は実験値が低く、計算値が高くなっている。これは、流れ場の計算時に循環流を小さく見積もっているため、保炎の役割となる高温の循環流が実験値より上流に位置し（非燃焼計算では実験値より約5mm上流に循環流の後端が形成されている）、その高温領域で O_2 が消費され、 CO_2 が生成されているためである。フラックスにおいても、やはり $r/R < 0.1$ の火炎内部においては、計算値の方が実験値より大きくなっている。しかし、 $r/R > 0.35$ の火炎の外で自己再循環流の存在する部分においては、フラックスを用いると、流速がかなり小さいため、 O_2 、 CO_2 のフラックス値がほとんどゼロになっている。ところが O_2 、 CO_2 の濃度表示ではこの $r/R > 0.35$ においてもかなり高い値となっており、濃度表示だけでは、火炎内・外の判定や自己再循環の特性をみることはできない。

O_2 の濃度表示では、 $r/R > 0.35$ において実験と計算とでほぼ同じ約6%もの値を示している。しかし、フラックス値では実験、計算ともほぼゼロを示している。 CO_2 の濃度表示では、計算値（約15%）は実験値（約12%）より2、3割高くなっているが、フラックスを用いると実験、計算値とも $0.1 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ 内の大差ない値を示しており、自己排ガス再循環による排ガス再循環および火炎基部への酸化剤の供給を見るにはフラックスの方が有用であることがわかった。

$x/D=0.593$ の火炎の後端部では、上流の影響が大きく出ており、火炎内部に相当する $r/R < 0.3$ においては、実験値は O_2 濃度が高く、 CO_2 濃度が低くなって

いる。 $r/R < 0.2$ の CO_2 は計算値が実験値の約2倍も大きくなっているが、フラックスでは、40%程度大きい値を示している。また、上流と同じく $r/R > 0.6$ での自己排ガス再循環流ではフラックスの有用性は評価し得ると考えられる。

炉尻の $x/D = 1.861$ における CO_2 に着目すると、濃度表示で実験と計算値は3割程度の差が生じているが、フラックスを用いると、かなり差が小さく見積もられる。

今後、炉の NO_x 低減等の対策を考える上で、この自己再循環流の特性を定量化することは重要であると考えられる。

5.5 結言

オイルバーナーを用いた炉内の燃焼シミュレーションを行った。バーナー近傍と炉全体のガス流動、燃料噴霧の挙動と飛行特性、そして燃焼特性について実験と数値解析を行った。得られた知見を以下に示す。

- (1) 燃焼時のバーナー近傍の2次元ガス流動ベクトルを実験と計算で求め、循環流内の乱流混合特性を比較した。計算ではバッフルプレート外周からの循環流内への巻き込みを低く見積もってしまうため、後流での縮流が十分に予測できなかった。
- (2) ノズル下流約4mmでは燃料の微粒化はほぼ終了しており、かつ周囲空気の影響による液滴径と速度の相関はほとんどない。この断面での液滴径と速度の実測値は噴霧挙動に関する数値計算の入口条件としての妥当性が十分にある。
- (3) バーナー近傍、特に循環流内での油滴径群に分けた噴霧の飛行特性の計算結果は、実験結果とよく一致した。循環流に巻き込まれる油滴と貫通するものとの境界は、実験値と同じくほぼ30~50 μm であることが分かった。
- (4) バッフルプレートにより形成される循環流は、油滴の空力特性を大きく2つに分けており、油滴分散の役割を果たしていると同時に、火炎を安定化させ、着火性向上の役割を果たしている。
- (5) バーナー近傍での O_2 、 CO_2 濃度は、実験と計算では一致しない。特に火炎中心部では高温部の位置の違いにより、その差は顕著である。しかし、対流フラックス値を用いると、火炎内の流れと自己再循環流による流れと区別でき、火炎の安定化に影響のある自己排ガス再循環流による熱や酸化剤の供給を把

握することができる。

- (6) 炉内全体のガス流動は、燃焼、非燃焼とも実験と計算はよく一致している。自己再循環流の体積割合も燃焼時34%（実験）：31%（計算）、非燃焼時39%（実験）：35%（計算）であった。

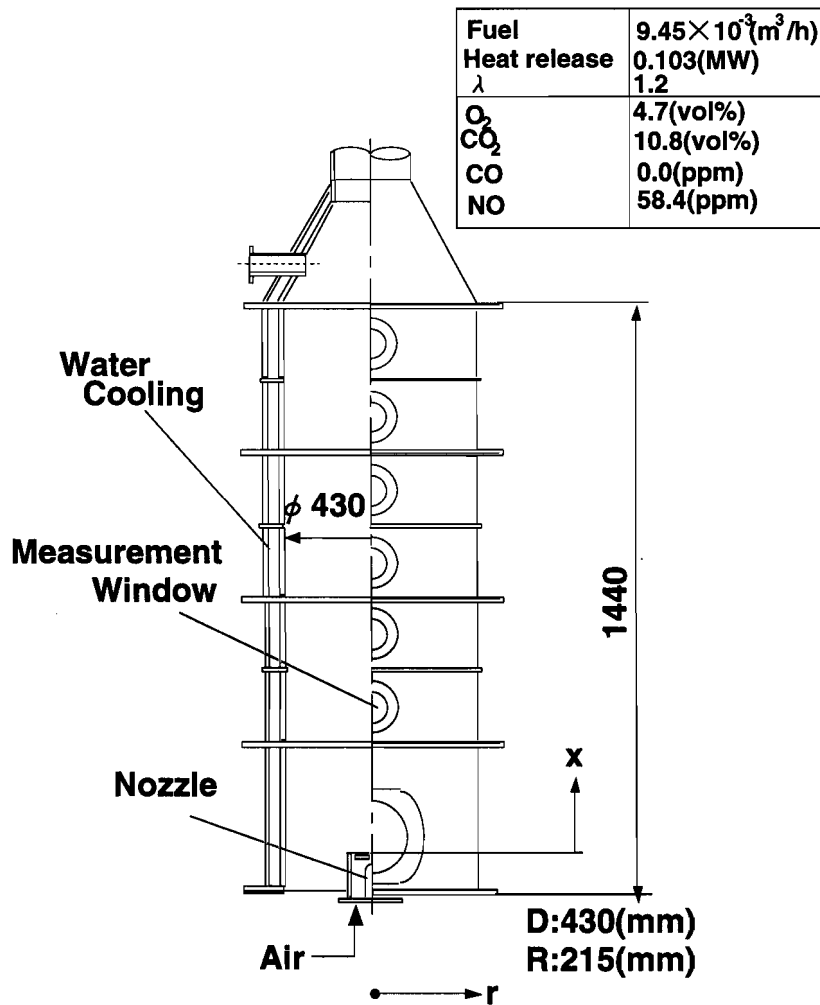


図 5-1 噴霧燃焼試験炉

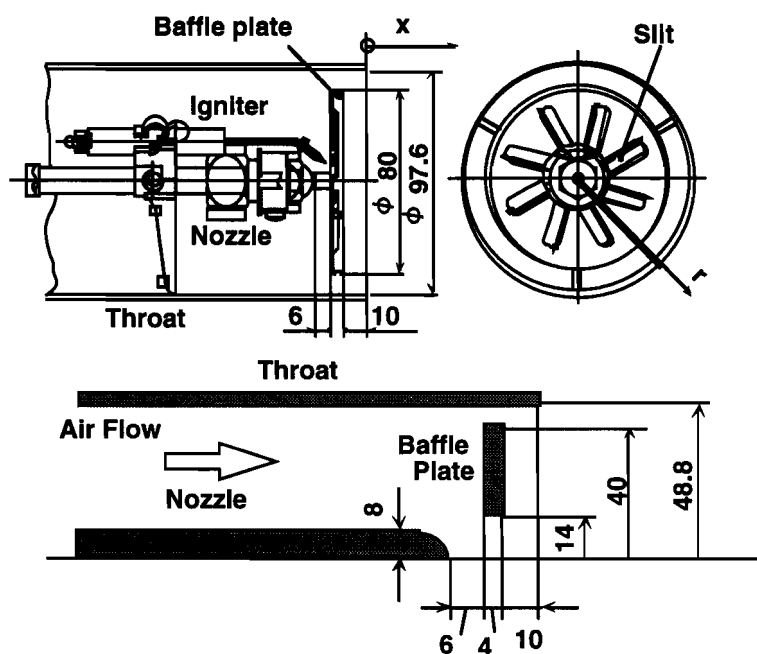


図 5-2 ガンタイプバーナーおよびバーナー部のモデル図

表 5-1 経験定数

C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ	σ_m	σ_h
0.09	1.44	1.92	1	1.3	0.9	0.9

表 5-2 各保存式における拡散係数と生成項

$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\rho \bar{v} \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_\phi + S_d$			
ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ	S_d
1	0	0	S_{dm}
u	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial P}{\partial x}$	S_{du}
v	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - 2\mu_{eff} \frac{v}{r^2} - \frac{\partial P}{\partial r}$	S_{dv}
k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G - \rho \epsilon$	0
ϵ	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \epsilon)$	0
h	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_h}$	$Q_r - R_{fu} H_{fu}$	S_{dh}
mi	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_m}$	R_i	0

表 5-3 境界条件

ϕ	Boundary			
	inlet	wall	symmetry axis	outlet
u	u_0	wall function	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$
v	0		0	
k	k_{in}		$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	
ϵ	ϵ_{in}			
h	experiment			
mi	experiment	$\frac{\partial m_i}{\partial r} = 0$		

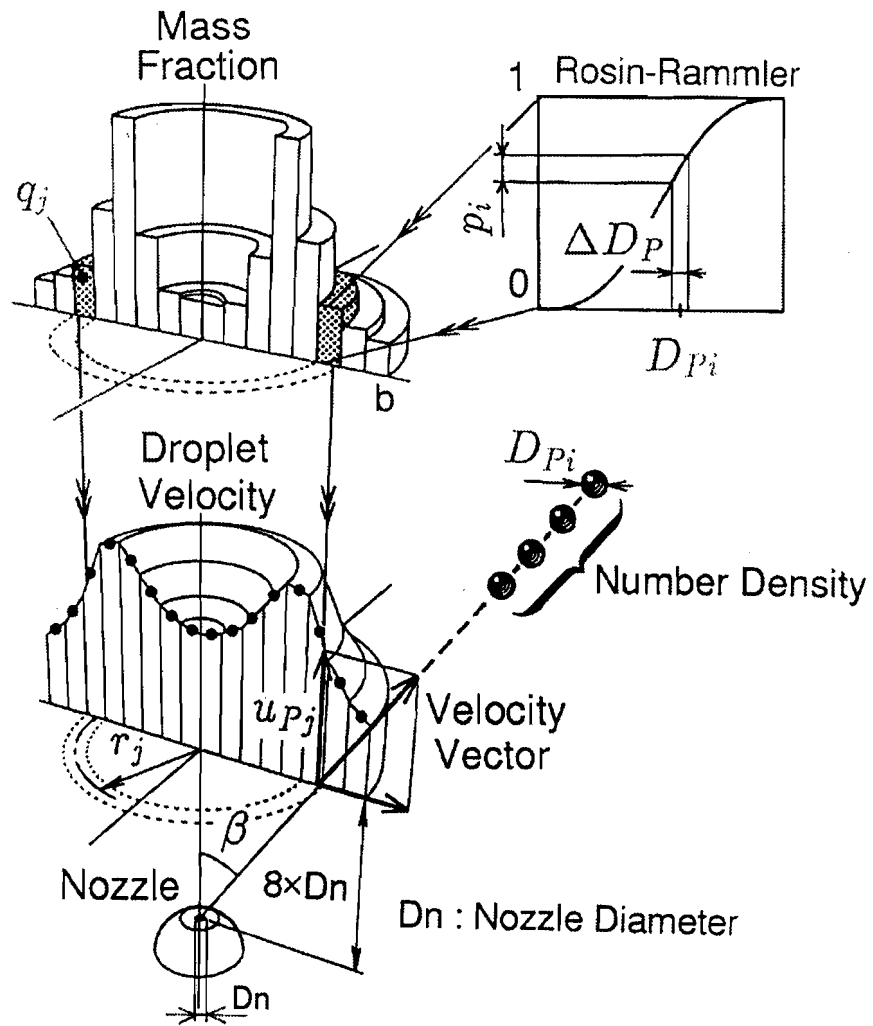


図 5-3 噴霧の初期条件

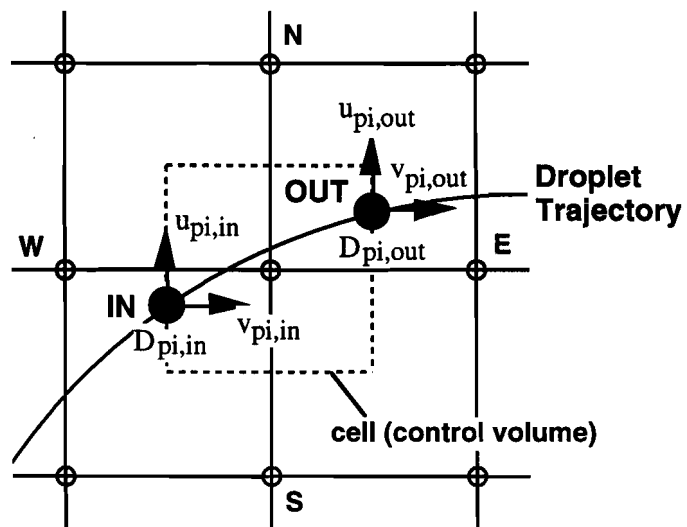


図 5-4 PSI-Cell モデルの概略

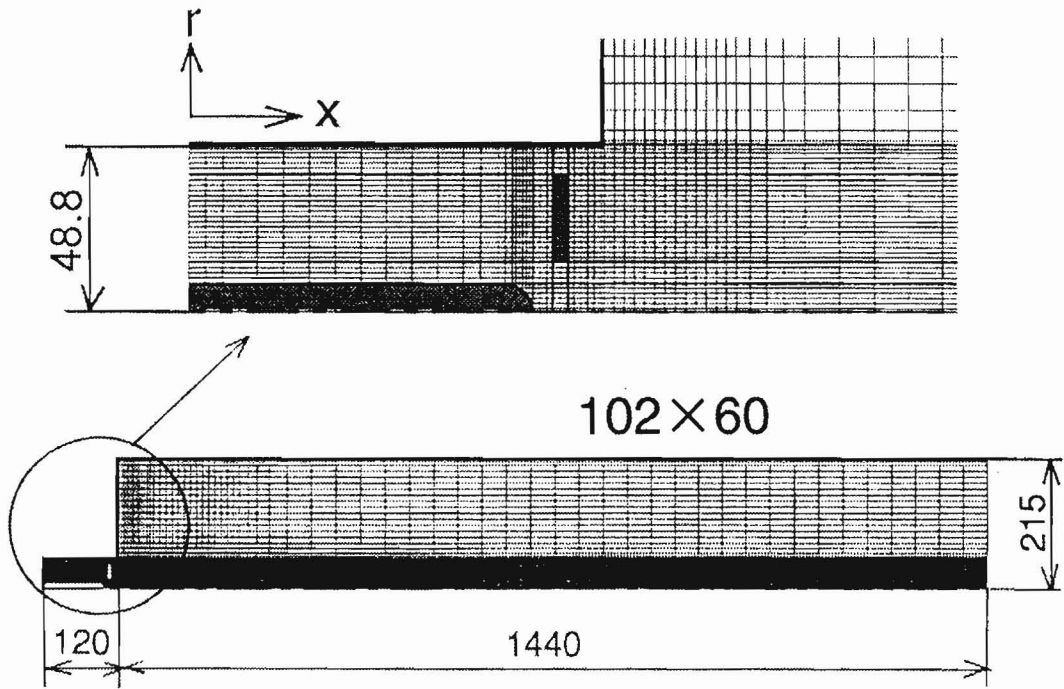


図 5-5 解析領域

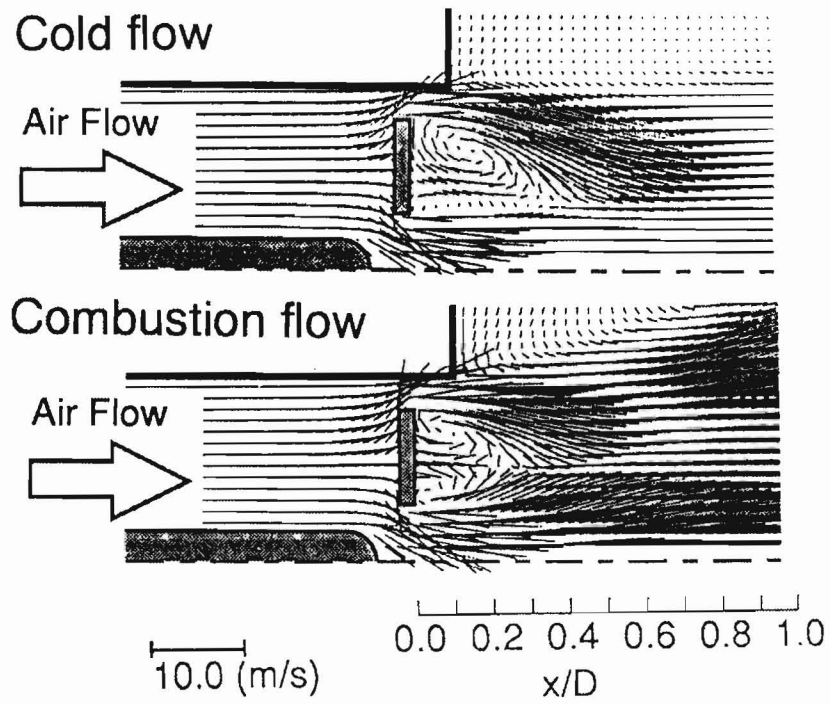


図 5-6 燃焼時における循環流の挙動

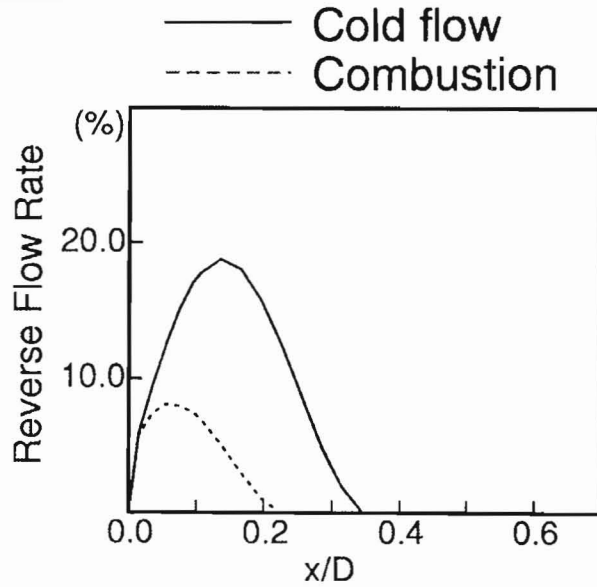


図 5-7 逆流量の割合

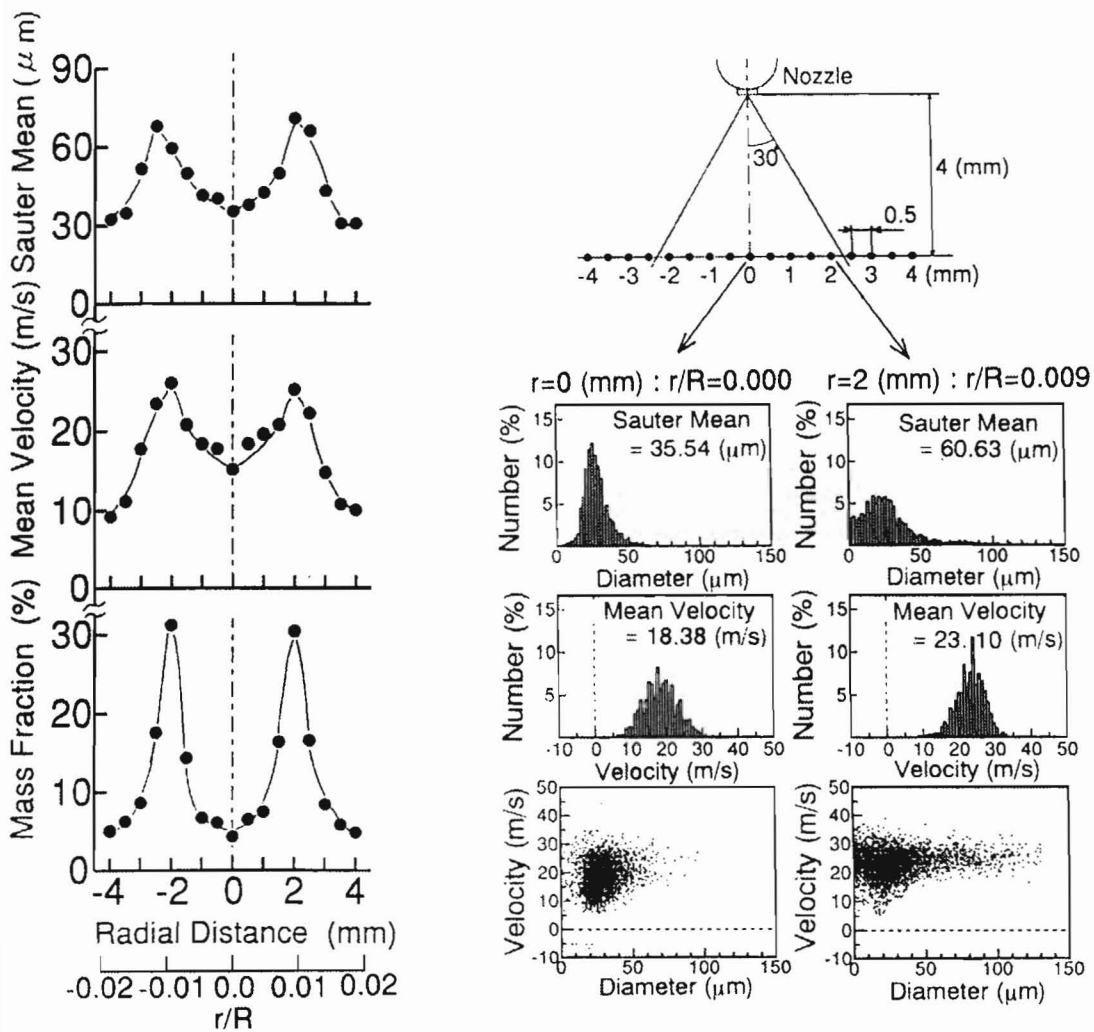


図 5-9 ノズル近傍の油滴径-速度の相関

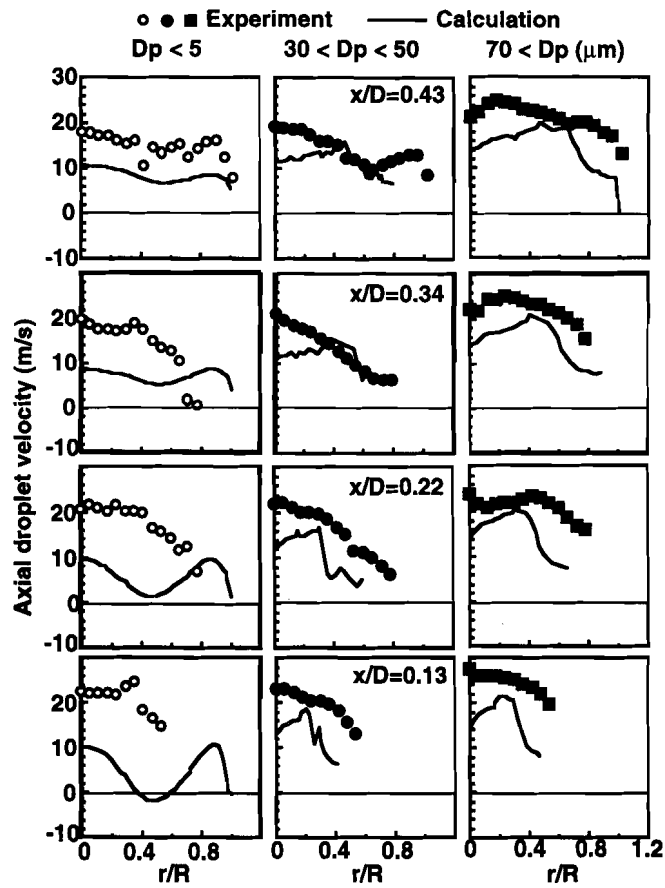


図 5-10(a) バーナー近傍の油滴速度（軸方向）の比較

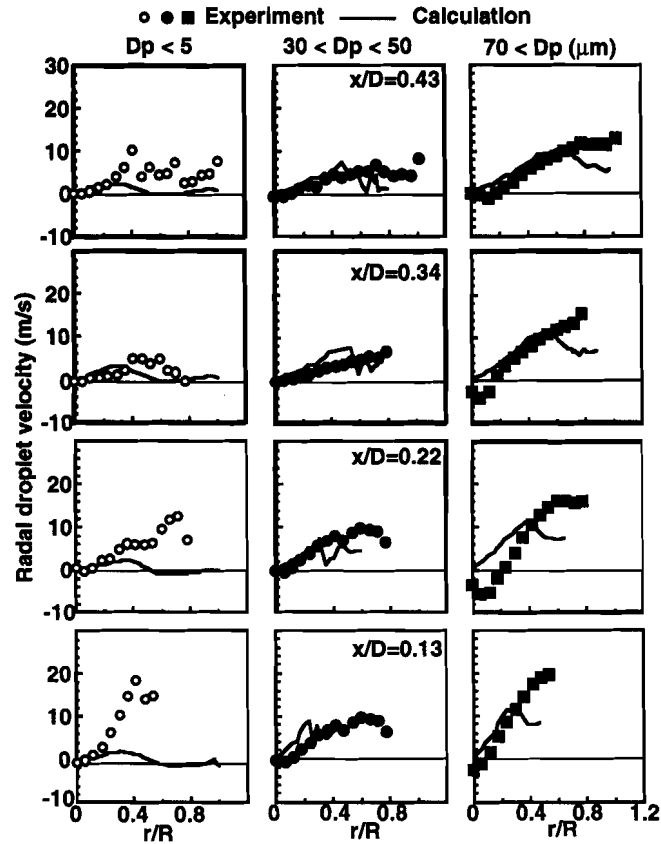


図 5-10(b) バーナー近傍の油滴速度（半径方向）の比較

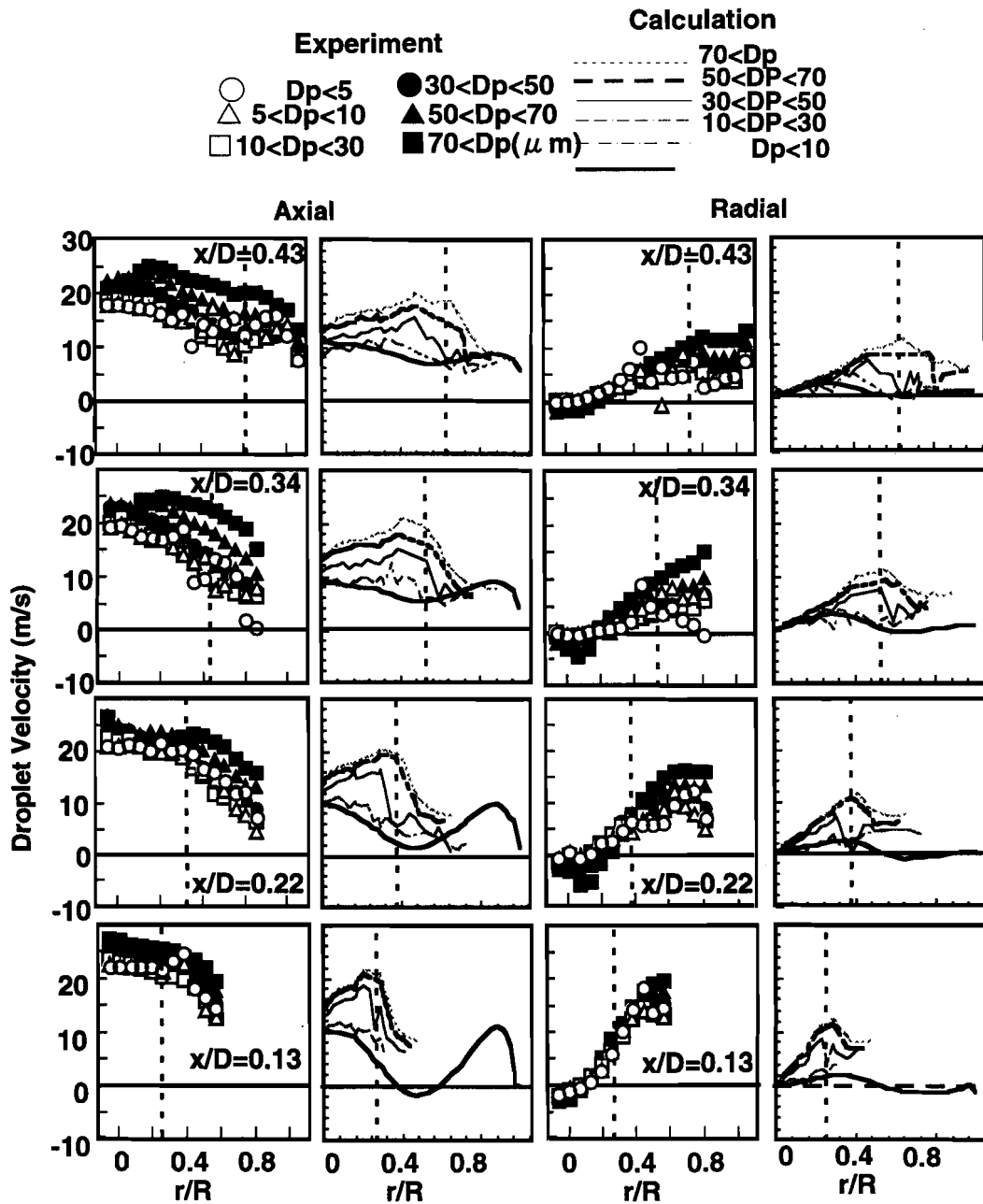


図 5-11 バーナー近傍の油滴速度の比較

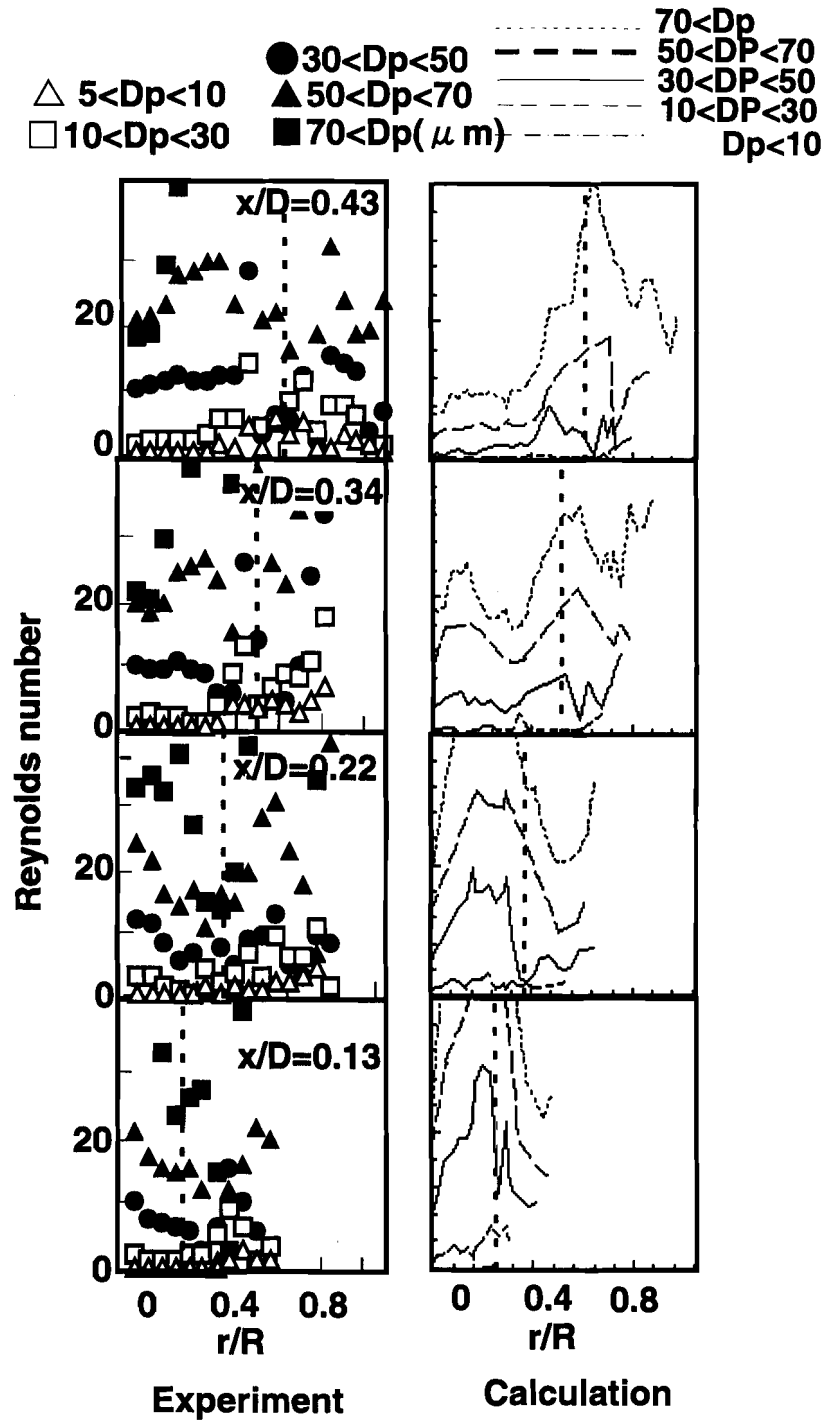


図 5-12 油滴の相対レイノルズ数

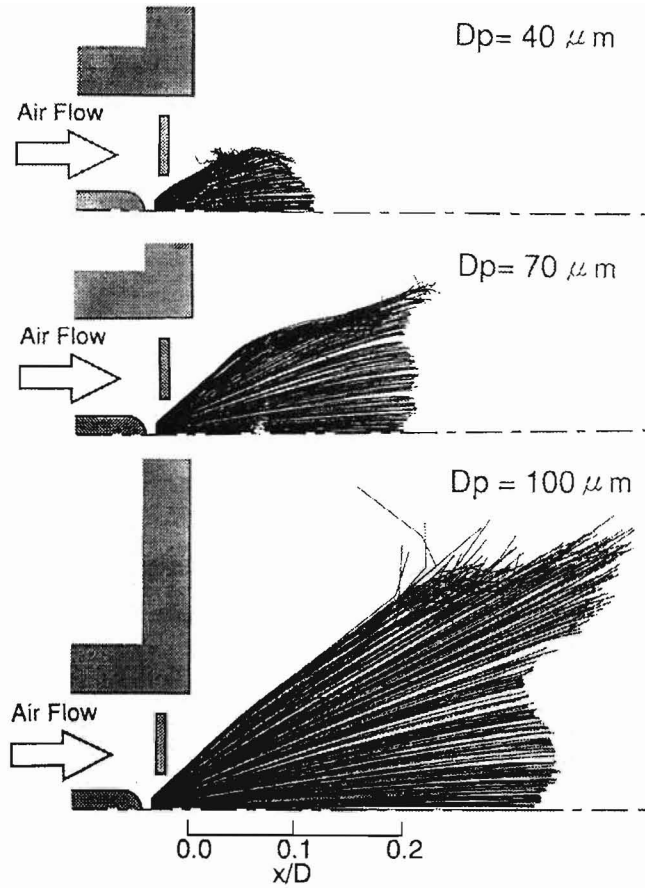


図 5-13 蒸発油滴の飛行軌跡

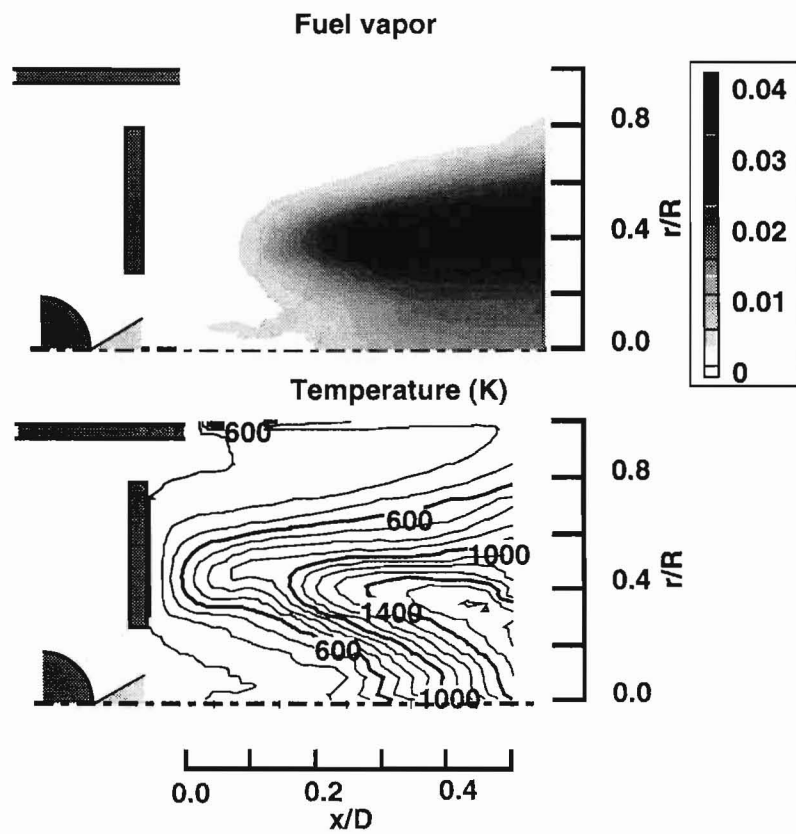


図 5-14 燃料蒸気濃度分布および燃焼ガス温度分布

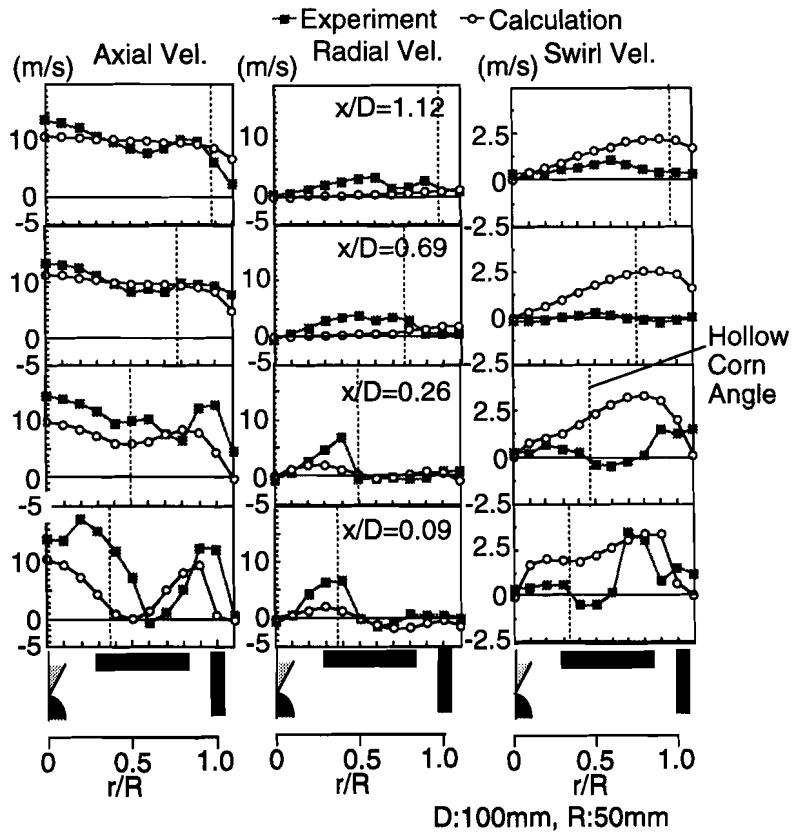


図 5-15 バーナー近傍のガス流動

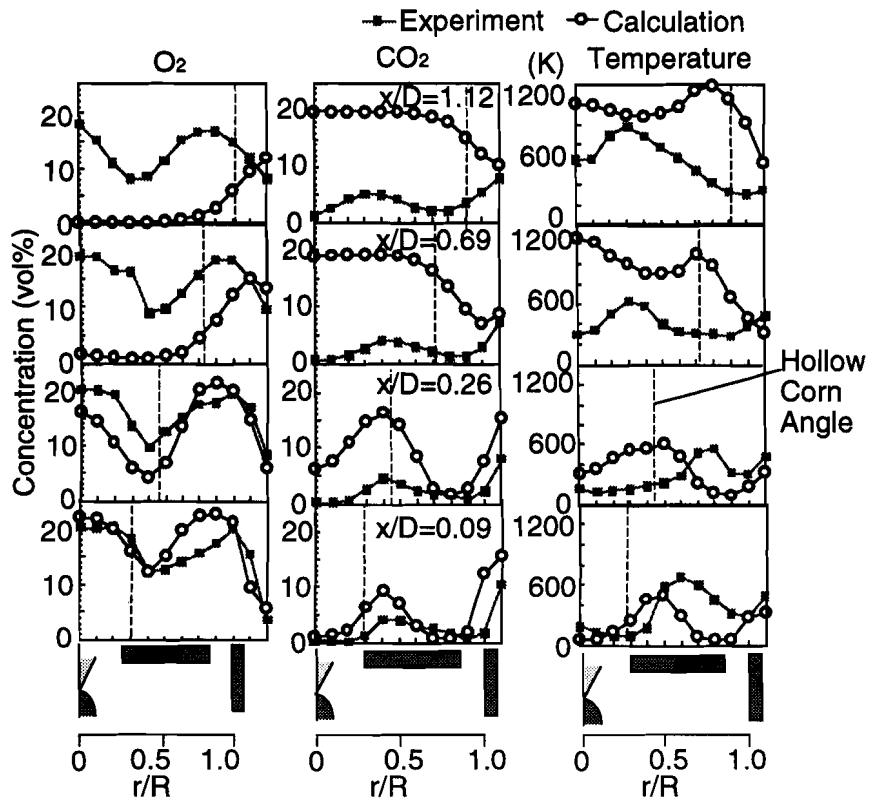


図 5-16 バーナー近傍のガス濃度分布

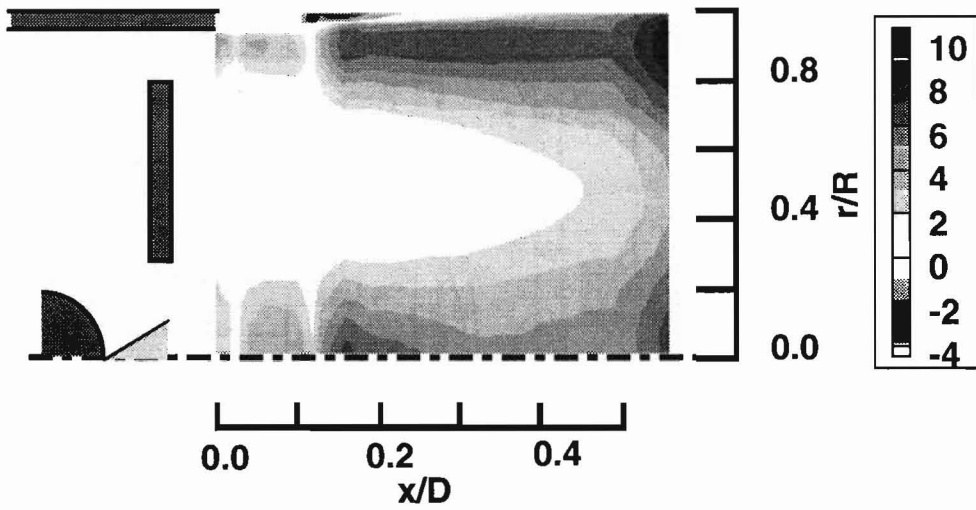


図 5-17 ガスフラックスにおける拡散項に対する対流項の割合

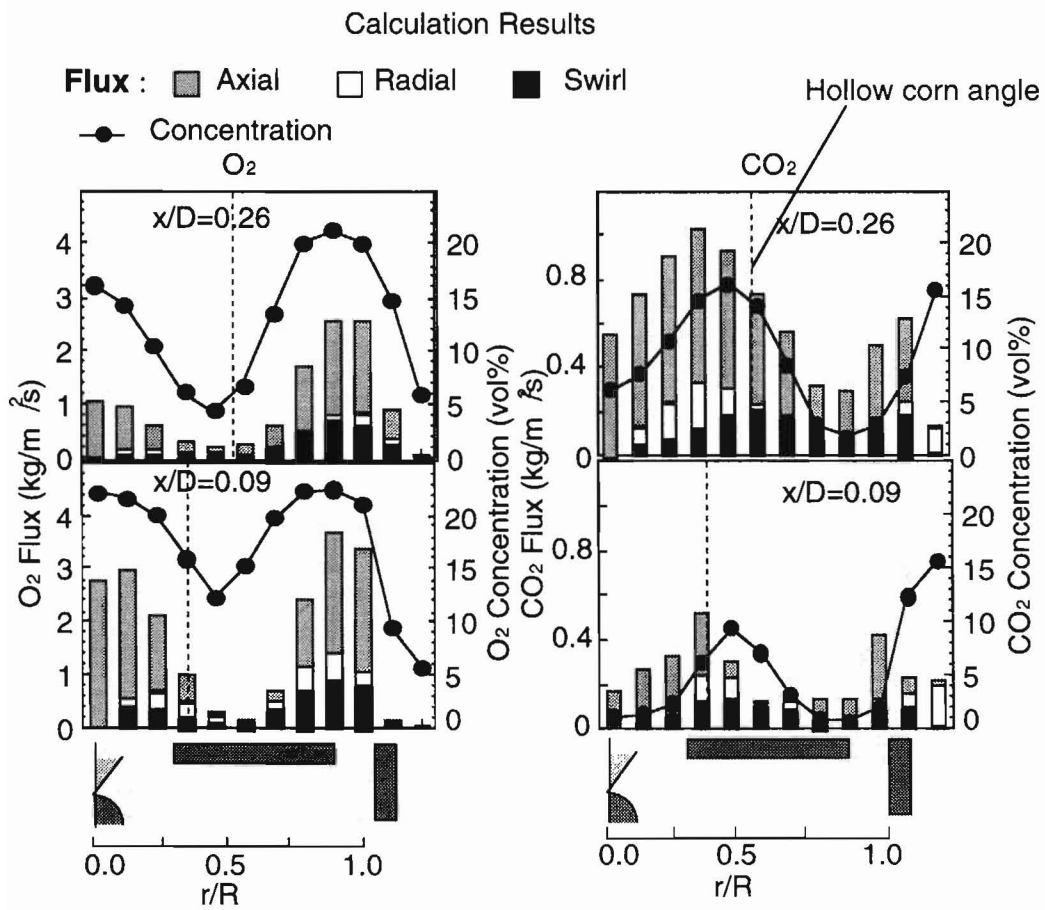


図 5-18 バーナー近傍の対流フラックス分布

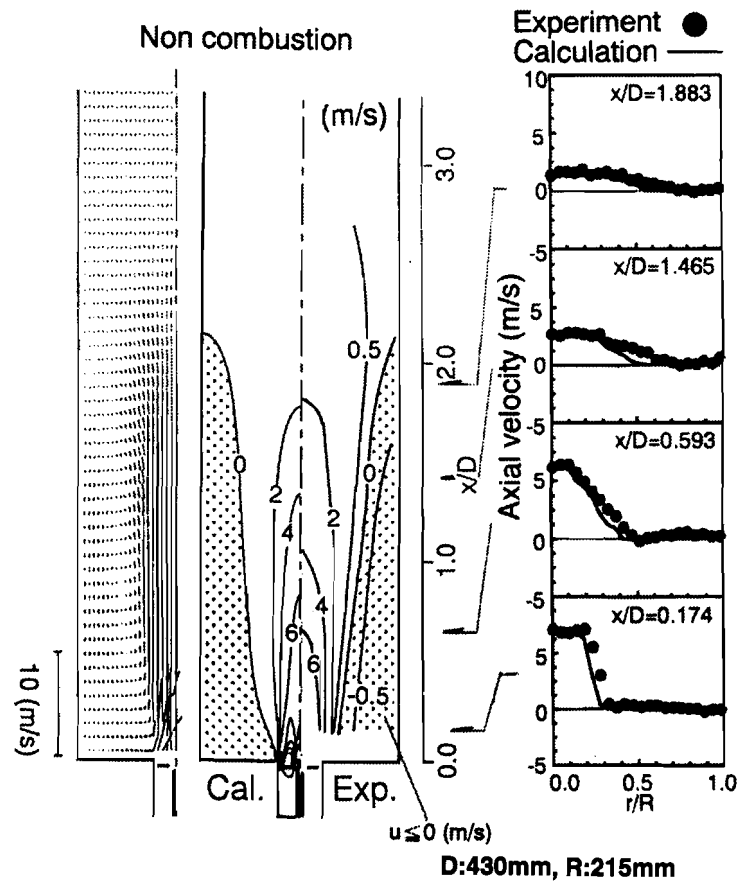


図 5-19 非燃焼時の炉内ガス流動

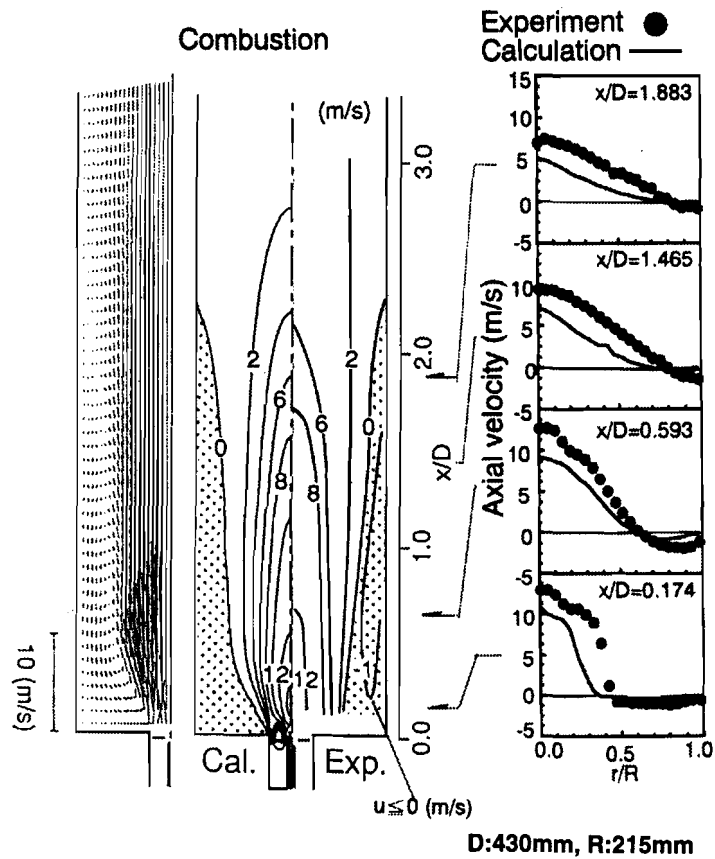


図 5-20

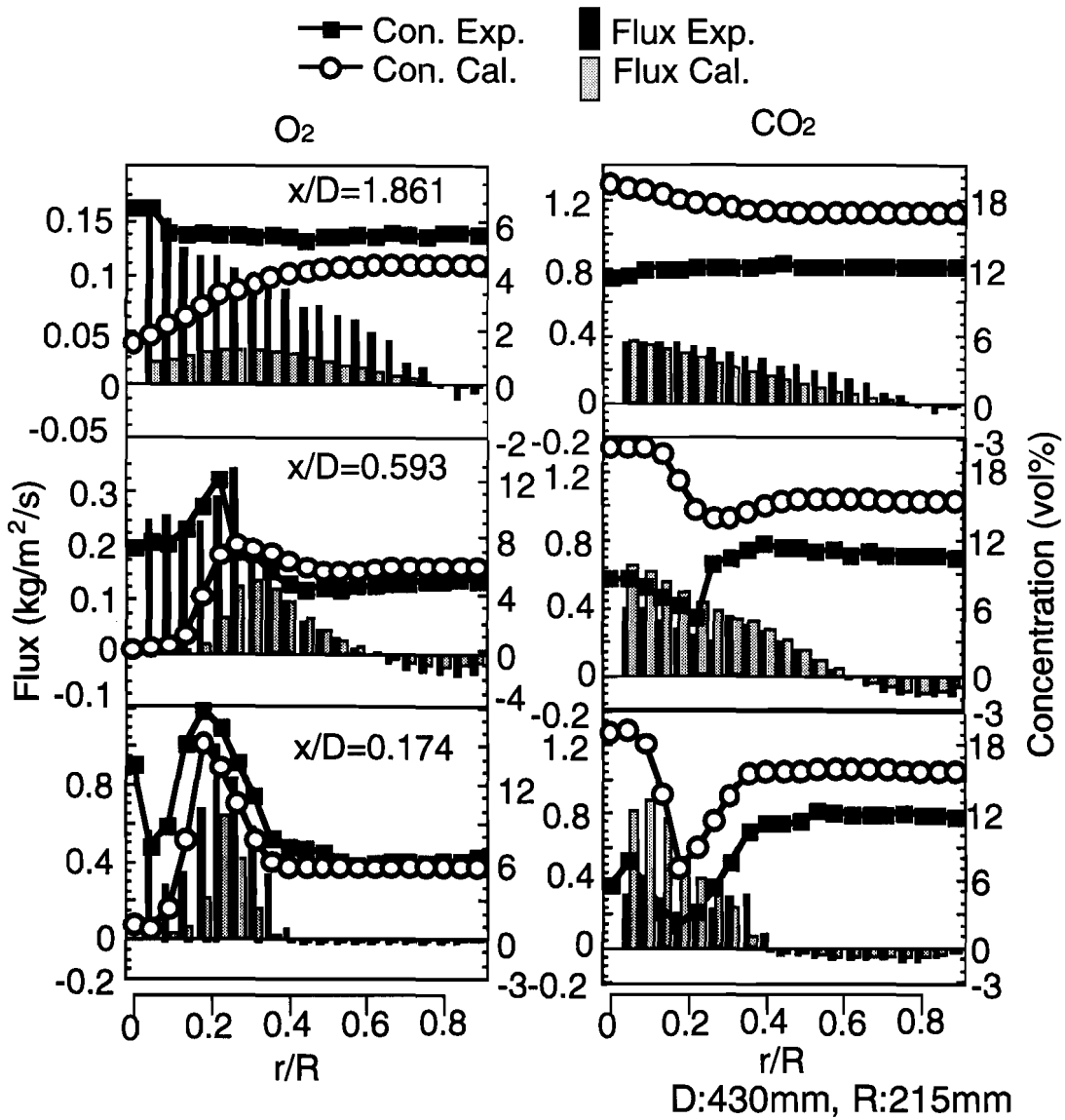


図 5-21 炉内対流ガスフラックス分布

第6章 総括

噴霧火炎の火炎安定性やNO_x生成に最も影響のある循環流領域において、噴霧構造および噴霧の乱流混合を明らかにするために、まず、噴霧油滴の飛行特性と炉内の燃焼特性の関係を解明した。次に、噴霧の分散過程と乱流場との関係に着目し、噴霧油滴のクラスタ構造によって生じる群燃焼形態を推測した。その際、位相ドップラ法（PDA）を用いた計測システムの最適化および燃焼場へ適用する際の問題点を言及した。また、数値解析において、乱流燃焼場における噴霧挙動に関して得られた計算結果と実験結果とを比較することにより、モデルの妥当性と適用性について検討を行った。本研究により得られた結果を以下に要約する。

7.1 計測システムの構築

噴霧火炎内の噴霧挙動と乱れ構造解明に有力な手段であるレーザー応用計測（FLDVシステム、PDA計測システム、レーザーシート法）について、光学系・信号処理系について検討を行い、各々の計測システムの構築を行った。特に、燃焼場での油滴の粒径・流速計測の誤差要因を検討し、PDAシステムの最適化を行った。また、PDAおよびレーザーシート法などのレーザー計測に適した実用規模のオイルバーナーを用いた噴霧燃焼炉の設計ならびに製作を行った。このシステムを用いることにより、燃焼状態において最大25kHzの高データレートの状態での計測が可能になり、噴霧燃焼火炎中の乱流渦、噴霧のクラスタ構造および群燃焼形態を把握することができた。また、PDA計測を燃焼場に適用した場合、流速の測定値は火炎の影響を受けず、実際の値を示しているが、粒径測定では誤差が生じるので、誤差要因を絞った実験的および理論的研究による誤差評価が必要である。

7.2 噴霧挙動と燃焼特性との関係

工業的に汎用性のあるガンタイプバーナーが形成する噴霧火炎を対象として、噴霧火炎内の基礎的な噴霧挙動を把握するために、油滴の飛行特性と炉内の燃焼特性の関係を明らかにした。このバーナーにおいては、バッフルプレートが形成する循環流により保炎を行う形式が使用されている。炉内の燃焼特性と油滴の飛行特性の関係を、PDAによる燃焼場での噴霧計測から実験的に検討した。燃焼による体積膨張により油滴が受ける影響は粒径の大きさにより異なり、小

さい油滴は加速されるが、大きな油滴は噴射された初速度を保って飛行している。噴霧を油滴径により分類し、粒径群ごとの噴霧の空気力学的特性を把握することは、噴霧挙動を把握する上で、非常に有用であることが分かった。また、非燃焼時と同じく、 $30\sim 50\mu\text{m}$ の油滴を境にして噴霧油滴挙動は異なり、 $30\mu\text{m}$ 以下の油滴はバッフルプレート後方の循環流に取り込まれ、保炎に寄与し、 $50\mu\text{m}$ 以上の油滴は噴霧のコーンとプレート外側からの空気流と衝突している領域で蒸発し、下流の大きな輝炎を形成するのに寄与していることが分かった。

7.3 噴霧の分散過程と乱れ構造

噴霧の分散過程と周囲燃焼流が形成する乱流場との関係に着目し、PDA計測結果の時系列解析を行った。噴霧の存在する流れ場の乱流渦に着目し、その特性値である積分スケールからStokes数を算出し、油滴の局所的な追従／貫通するクライテリアを求めた。周囲燃焼乱流との相互作用の結果発生する噴霧油滴のクラスター構造を把握し、噴霧中心部においては $30\mu\text{m}$ 以下の油滴がコヒーレントな乱流渦に取り込まれることにより、クラスター構造を形成していることが明らかになった。また、クラスターの大きさはコヒーレントな乱流渦構造により決定される。しかし、噴霧のコーン部においては油滴はクラスターを形成せず、個々に独立した運動をしていることが分かった。また、噴霧のクラスター構造の結果生じる群燃焼について、PDA計測結果を用いてChiuらの提唱している群燃焼数を推算し、乱流渦構造によって形成される群燃焼形態を推測した。本研究で得られた群燃焼数はChiuらの理論解析結果と同様の結果を示し、噴霧中心部においては、燃焼形態が単滴燃焼や外殻燃焼ではなく、外部群燃焼と内部群燃焼の遷移状態にあることを明らかにした。

7.4 噴霧燃焼シミュレーション

燃焼器設計に寄与できる数値計算コードの開発を目指して、実用計算に用いられる汎用的なモデルを応用して燃焼乱流場における噴霧挙動の数値シミュレーションを行った。2次元乱流場には $k-\epsilon$ モデル、噴霧に対しては、個々の油滴について飛行計算を行い、ガスと油滴との相互作用にPSI-Cellモデル、乱流燃焼モデルには総括反応による渦消散モデル、輻射伝熱には放射熱線法を用いている。その際、得られた計算値と実験値を比較することにより、循環流領域内の乱流特性と噴霧の飛行特性、乱流混合特性、燃焼特性に着目し、用いたモデルの妥当性と適用性について検討を行った。その結果、燃料噴射については

PDAによる実験結果を数値解析の初期条件に用いることにより、噴霧火炎内で定量的な噴霧油滴挙動を把握することが可能になった。バッフルプレートにより形成される循環流は油滴の空力特性を大きく2つに分けており、油滴分散の役割を果たしていると同時に、火炎を安定化させ、着火性向上の役割を果たしていることが明らかになった。また、炉内の燃焼特性を把握するために、対流フラックス値を用いると、火炎内の流れと自己再循環流による流れと区別でき、火炎の安定化に影響のある自己排ガス再循環流による熱や酸化剤供給のメカニズムを把握することができた。

謝辞

本研究を始める機縁をあたえられ、終始御懇篤なる御指導、御鞭撻を賜り、さらに本論文の執筆に際しても綿密な御校閲を頂いた神戸大学 中島 健 教授に対して、謹んで感謝の意を表します。

また本論文をまとめるにあたり、御校閲、御指導賜りました神戸大学 神吉博 教授、濱口 八朗 教授、藤井 照重 教授に深く感謝致します。

本研究の遂行にあたり常日頃御懇篤な御指導を賜り、また研究の遂行および方向性さらに公私にわたり激励を頂きました神戸大学 池田 裕二 助教授に謹んで感謝の意を表します。

本研究を遂行するにあたり、御指導、御助言を頂いた神戸大学 能登 勝久 助教授に心から感謝致します。

本研究を遂行するにあたり、実験設備の建造ならびに整備を支援して頂き、御尽力賜った株式会社タクマ 野村 稔郎 氏、土本 信孝 氏、松井 孝一 氏に衷心より感謝致します。

さらに、長期間にわたり、徹夜作業、深夜作業を繰り返し、過酷な実験、計算、整理に情熱を燃やし、惜しみない努力を傾注し、多大な御尽力を賜った徳田 昌史 (住友電気(株))、池本 修一 (三菱重工(株)) 木戸 秀樹 ((株)ホンダ)、関原 深、廣畑 俊明 (神戸大学大学院)、志茂 大輔 (神戸大学 工学部)の各氏に衷心より感謝申し上げます。また、数々の御協力、御助言を賜った細川 茂雄 助手 (神戸大学工学部)、栗原 昇 氏 (通商産業省工業技術院)、西垣 雅司 氏 (大阪ガス(株))、大平 哲也 氏 (スズキ(株))をはじめとする方々に衷心より感謝申し上げます。

3年間を通じて、ここには書けないぐらいの多くの人にお世話になりました。誠に有り難うございました。

最後に、自分勝手な私を長い間、見守り続け、常に激励してくれた両親に対し、無形であるが故にここに記し感謝の意を表します。

参考文献

- (1)技術資料「燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制方法」,日本機械学会,1980.
- (2)東京都業務用小型ボイラ等低NO_x燃焼機器認定要綱,(1989).
- (3)水谷,燃焼工学,森北出版(1977).
- (4)William,F.A.,Combustion Theory Second Edition,The Benjamin/Cummings Publishing Company,Inc.(1985).
- (5) Frasser, R.P. et al., AIChE J., 85, (1962), 672.
- (6) R. Bazile and D. Stepowski, "2D Laser Diagnostics of Liquid Methanol for Investigation of Atomization and Vaporization Dynamics in a Burning Spray Jet, 25th Symp. (Int.) on Comb., (1994), pp.363-370.
- (7) J. Domnick, et al, " Liquid Sheet Disintegration in Fan-Spray Pressure Atomizer, ICLASS-94, (1994), pp.358-365.
- (8) N.A.Chiger, " The Physics of Atomization", ICLASS-91, (1991), pp.1-15.
- (9) A. Tarnogrodzki, " Theoretical Prediction of the Critical Weber Number", Int. J. Multiphase Flow, vol.19, Np.2, (1993), pp.329-336.
- (10) 小田・他3名,"高速気流中における液体噴流の微粒化特性",機論B編, 58-552, (1992),pp.2595-2601
- (11)稲村・他2名,機論, 59-557,(1992),pp.296-305
- (12) N.A.Chiger and R.D.Reitze,"Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechaniques",Recent Advances in Spray Combustion, (1996), pp109-135.AIAA
- (13)抜山, 棚沢, 機論 (第2部) , 6-12,7(1940).
- (14) A.A.Rizkalla, A.H.Lefebvre,"The Influence of Air and Liquid Properties on Airblast Atomization", Trans. ASME, (1975), PP.316-320
- (15) 新井隆景, 橋本弘之,"並行気流中で崩壊する薄い液膜噴流の挙動",機論51-470, (1985), pp.3326-3343.
- (16)橋本, 鈴木,"平面液膜噴流界面における微細しま状波の実験観察",機論56-523, (1990), pp.712-719
- (17) H.Hara, S.Kumagai," The Effect of Initial Diameter on Free Droplet Combustion with Spherical Flame", 25th Symp. (Int.) on Comb., (1994), pp.423-430
- (18) K.C. Hsieh, et al, "Droplet Vaporization In High-Pressure Environments",Combust. Sci. and Tech., Vol. 76, (1991), pp.111-132.
- (19) A.Williams,"Combustion of Droplets of Liquid Fuels : A Review", Comb. and Flame, 21,

- (1973), pp.1-31.
- (20) 西田・他2名,"超臨界霧団気中における単一燃料液滴の蒸発と燃焼",機論59-564,
(1993), pp.215-219
- (21) J.P.Hartfield, P.V.Farrell,"Droplet Vaporization in a High-Pressure Gas", J. of Heat
Transfer, vol. 115, (1993), pp.699-707
- (22) C.K.Law,"Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion", Prog. Energy
Combust. Sci., vol.8, (1982), pp.171-201.
- (23) Nizami, A.A., and Cerransky, N.P, 17th Symp. (Int.) on Comb., (1979), 475.
- (24) H.A. Dwyer, et al., " Heat, Mass, and Momentum Transfer about Arbitrary Groups of
Particles", 25th Symp. (Int.) on Comb., (1994), pp.389-395.
- (25) K.Annamalai, et al., "Evaporation of Multicomponent Drop Arrays", J. of Heat Transfer,
vol. 115, (1993), pp.707-717
- (26) R.H.Rangel and W.A.Sirignano,"Combustion of Parallel Fuel Droplet Streams", Comb.
and Flame, 75, (1989), pp.241-254.
- (27)梅村, 機論, B, 51-469, (1985), 2973.
- (28) W.A.Sirignano, et al, "Generation, Vaporization, and Combustion of Droplet Arrays and
Streams", Recent Advances in Spray Combustion, (1996), pp.327-380
- (29)稲村・他3名,"空気吸入管内での噴霧生成と噴霧流動",機論
59-557,(1993)pp.282-288.
- (30) C.H.Liu, et al.,"Particle Velocities in a Swirling, Confined Flow", Combust. Sci. and
Tech., vol.68, (1989), pp.131-145.
- (31) 岡本, 機論B, 59-567(1993).
- (32) 隆・他2名,"レーザードップラ法によるディーゼル機関用傘状噴霧流の特性解析",
機論B,60-576, (1994), pp.2917-2923.
- (33) W.D.Bachalo, et al," Behaviour of Sprays Produced by Pressure Atomizers as Measured
Using a Phase/Doppler Instrument", Atomization and Spray Tech., 3, (1987), pp.53-72.
- (34) A. Brena de la Rosa, et al.," Spray Characterization and Turbulence Properties in an
Isothermal Spray with Swirl", Trans. ASME, vol.112, (1990), pp.60-66.
- (35) Y.Hardalupas and J.H.Whitelaw,"Characteristics of Sprays Produced by Coaxial Airblast
Atomizers", J. of Propulsion and Power, vol. 10, No.4, (1994), pp.453-460
- (36) X.F. Dai and A.H.Lefebvre,"Spray Characteristics of a Spill-Return Airblast Atomizer", J.
of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.111, (1989), 63-69.
- (37) V.G.McDonell, et al.,"Effect of Semi-Confinement on Spray Behaviour in the Flow Field

- Downstream of an Aero-Engine Combustor Dome", ICLASS-94, (1994), pp.726-733
- (38) 栗原・ほか2名,機論,60-570,B(1994).
- (39) Ikeda, Y., et al., "Spray Formation and Dispersion of Size-Classified Fuel Droplet of Air-Assist Injector", 8th Int. Symp. on Appl. of Laser Meas. on Fluid Mech., Vol.1, pp13.6.1-13.6.8, 1996.
- (40) N.Kawahara, Y.Ikeda, T.Nakajima and N.Kurihara, " Droplet Followability and Slip Velocity Analysis of Evaporating Spray on Gun-Type Oil Burner", 4th International Congress Optical Particle Sizing, vol.4, pp593-602,1995.
- (41) 中部・他5名,"油滴群中を伝ばする火炎火花点火球形火炎の構造観察",機論 B,58-548, (1992),pp.355-361.
- (42) K.Nakabe, et al., "Burning Characteristics of Premixed Sprays and Gas-Liquid Combusting Mixtures", Comb. and Flame, 74, (1988), pp.39-51.
- (43) 水谷,"乱れのある噴霧流の火炎速度 (理論解析)",機論 (第2部) 38-315(1973), pp.2935-2944.
- (44) Queiroz, M., and Yao, S.C., Comb. and Flame, 76, (1989), 351.
- (45) Liu, C.H., and Whitelaw, J.H., "Two-Phase Flow Combustion", Proc. of the Int. Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba", (1991), pp.11-23.
- (46) Presser, C., et al., "Fuel Property Effects on the Structure of Spray Flames", 23rd Symp. (Int.) on Comb., (1990), pp.1361-1367.
- (47) Presser, C., et al., "Aerodynamic Characteristics of Swirling Spray Flame : Pressure-Jet Atomizer", Comb. and Flame, 92, (1993), pp.25-44.
- (48) Hodges, J.H., et al., "Analysis of Droplet Arrival Statistics in a Pressure-Atomized Spray Flame", 25th Symp. (Int.) on Comb., (1994), pp.353-361.
- (49) Edwards, C.F., and Rudoff, R.C., "Structure of A Swirl-Stabilized Spray Flame by Imaging, Laser Doppler Velocimetry, and Phase Doppler Anemometry", 23rd Symp. (Int.) on Comb., (1990), pp.1353-1359.
- (50) McDonnell, V.G., et al., "A Comparison of Spatially-Resolved Droplet Size and Drop Velocity Measurements in an Isothermal chamber and Swirl-Stabilized Combustor", 21st Symp. (Int.) on Comb., (1986), pp.685-694.
- (51) Akamatsu, F., et al, 26th Symp. (Int.) on Comb., (1996).
- (52) Onuma, Y., et al, 16th Symp. (Int.) on Comb., (1977), 561.
- (53) Komiyama, K., et al, 16th Symp. (Int.) on Comb., (1977), 549.
- (54) McCreath, C.G., 14th Symp. (Int.) on Comb., (1973), 1355

- (55) 平井ら,機論B編,52-481(1986),3388.
- (56) 齊藤ら,航技研資料,TM-350(1978).
- (57) J.H.Koo,"Review of Principles of Optical Techniques for Particle Size Measurements",
Recent Advances in Spray Combustion, (1996), pp.3-32.
- (58) Mizutani, Y., et al., Comb. and Flame, 44, (1982), 85.
- (59) 前田・他2名, 機論52-474B(1986),564
- (60) N.Chiger,"Optical IMaging of Sprays", Prog. Energy Combust. Sci., vol.17.,(1991),
pp.211-262.
- (61) Lee G. Dodge,"Drop-Size Measurement Techniques for Spray", Applied Optics, vol.26,
No.11, (1987), pp.2144-2154.
- (62) 中山, 機論B53-490,(1987), pp.1828-1831.
- (63) N.A.Chiger, et al, "Particle Size and Velocity Measurement in Flames by Laser
Anemometer", 17th Symp. (Int.) on Comb.(1978),pp.315-322.
- (64) 小笠原・水谷, 日本機械学会論文集, 31-226, (1965), 1002.
- (65) 小笠原・水谷, 日本機械学会論文集, 31-226, (1965), 1008.
- (66) 小笠原・水谷, 日本機械学会論文集, 31-226, (1965), 1019.
- (67) H.H.Chiu, T.T.Liu," Group Combustion of Liquid Droplets", Combust. Sci. and Tech.,
vol.17, (1977), pp.127-142.
- (68) H.H.Chiu, et al," Internal Group Combustion of Liquid Droplets", 19th Symp. (Int.) on
Comb., (1982), pp.971-980.
- (69) 水谷, "噴霧燃焼の諸問題(1)", 内燃機関誌, 29-369., (1990), pp.9-20.
- (70) 水谷, "噴霧燃焼の諸問題(2)", 内燃機関誌, 29-370., (1990), pp.31-39.
- (71) 棚沢, 熱機関体系6, ディーゼル機関1, 山海堂, 1956, 62.
- (72) 上滝・茂利, 日本機械学会論文集B編, 33-254, (1967), 1617.
- (73) Swithenback, J.M., et al., AIAA Paper, (1976), 76-79.
- (74) 村上, 燃焼のレーザー計測とモデリング, (1987), pp.147-150.
- (75) 中山・荒木, 日本機械学会論文集B編, 54-501, (1988), 183.
- (76) Durst, F., et al., "Principle and Practice of Laser-Doppler Anemometry", Academic Press,
(1976).
- (77) 前田・他3名, 日本機械学会論文集B編, 48-425, (1982), 69.
- (78) Farmer, W.M., Applied Optics, 11-11, (1972), 2603.
- (79) Durst, F., and Zare, M., Proc. of the LDA-Symposium Copenhagen 1975, (1975),
pp.403-429.

- (80) Edwards, C.F., ASME Paper HTD-Vol. 104, pp.99-110, 1988.
- (81) Edwards, C.F., and Marx, K.D., "Application of Poisson Statistics to the Problem of Size and Volume Flux Measurement by Phase-Doppler Anemometry", Fifth International Conference on Liquid Atomization and Spray system, ICLASS, 1991.
- (82) H.Lefebvre, "Atomization and Sprays", Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- (83) Reynolds, O., Phil. Trans. R. Soc. London, A186, (1895), 123.
- (84) Prandtl, L., Angew. Math. Mech., vol.5, (1925), 136.
- (85) ロデイ, W.ら, 生産研究, 41-8, (1989), 633.
- (86) ロデイ, W.ら, 生産研究, 41-9, (1989), 685.
- (87) Rodi, W., "Turbulence Models and Their Application in Hydraulics A State of the Art Review", (1984).
- (88) 宮内ら, 日本機械学会論文集B編, 56-530, (1982), 2879.
- (89) Miyauchi, T., Tanahashi, M., Gao, F., Combust. Sci. Tech., 96, (1994) 135.
- (90) 香月正司, "噴霧火炎について",
- (91) Katsuki, M., et al., Technol. Rep. Osaka Univ. 29-1482, (1979), 205.
- (92) 宮本・他2名, 日本機械学会論文集B編, 61-591, (1995), pp.4163-4170.
- (93) 宮本・他2名, 日本機械学会論文集B編, 62-593, (1996), pp.319-324.
- (94) Shearer, A.J., et al., J. of Energy, 3, (1979), 271.
- (95) Crowe, C.T., et al., Trans. ASME, Ser.I, 99-2, (1977), 325.
- (96) Boysan, F., et al., J. of Energy, 6-6, (1982), 368.
- (97) O'Rourke, P. J. and Bracco, F. V. IME, C404180, (1980).
- (98) Dukowicz, J. K., J. Comp. Phys. (1989), 229.
- (99) Boyd, R. K., and J. H. Kent., 21th Symp. (Int.) on Comb., (1986), 265.
- (100) Solomon, A.S.P., et al., AIAA Journal, 23-10, (1985), pp.1548-1555.
- (101) Elghobashi, S.E., Applied Scientific Research, vol.48, (1991), pp.301-314.
- (102) Yasuda, T., et al., Proc. of Int. Gas-turbine Conf., (1995)
- (103) 古畑・他2名, 化学工学論文集, 20-1, (1994), pp.81-88.
- (104) 水谷ら, ガスタービン学会誌, 13-50(1985), 10.
- (105) Spalding D.B., 16th Symp. (Int.) on Comb., (1976), 1657.
- (106) Magnussen, B.F., et al., 16th Symp. (Int.) on Comb., (1976), 719.
- (107) Spalding, D. B., 13th Symp. on Comb., (1971) 649.
- (108) Atta, A. M. and J. H. Whitew., Comb. Sci. Tech., (1984), 193.
- (109) 青木ほか, 機論(B編), 57-538, (1988), 272.

- (110) 三浦ほか, 化学工学論文集, 14-3 (1988), 272.
- (111) Banhawy, Y.E., and J.H. Whitelaw, AIAA J., 18, (1980), 1503.
- (112) 栗原・ほか2名, 機論, 60-570, B, (1994).
- (113) 中島・ほか2名, 機論, 62-598, B, (1995).
- (114) 池田・ほか2名, 機論, 61-581, B, (1995), 332.
- (115) 池田・ほか2名, 機論, 62-598, B, (1996),.
- (116) Spalding, D.B., Some Fundamentals of Combustion, vol.2 (1955).
- (117) Ranz, W. E., Marshall, W. R., Chem. Engr. Progr., 48, (1952), 141.
- (118) Hottel, H.C., Heat Transmission, (1954), 89. McGraw-Hill.
- (119) Beer, J.M., Heat Transfer in Flames, (1974), 30. John Wiley & Sons.
- (120) Johnson, R.W., Numerical Heat Transfer, vol 3., (1980), 189-207.