HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	雰囲気LIF法による間欠ガス噴流の画像計測と特性解明に関する研究
Author(s)	城戸, 章宏
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5623号
Issue Date	2000-03-24
DOI	https://doi.org/10.11501/3168850
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51667
Type	doctoral thesis
File Information	000000354042.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

雰囲気LIF法による間欠ガス噴流の画像計測と特性解明に関する研究

城戸章宏

雰囲気 LIF 法による間欠ガス噴流の画像計測と特性解明に関する研究

2000 年 3 月

城戸　章宏

目 次

第1章 序 論 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 1

1.1 本研究の目的と背景 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 2
1.2 本論文の概要 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 4
1.3 間欠噴流に関する研究動向 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 7
1.3.1 濃度・温度計測法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 7
1.3.2 噴流特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 12

第2章 実験装置および方法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 15

2.1 供試光源 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・16
2.1.1 Nd:YAG レーザ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・16
2.1.2 キセノン分光器用光源 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・17
2.2 蛍光物質の蛍光特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・18
2.2.1 ヨウ素の諸特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・18
2.2.2 ヨウ素の蛍光特性計測装置 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・19
2.2.3 ヨウ素ガス発生装置 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・22
2.3 間欠ガス噴流観測装置 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 25
2.3.1 噴流観測容器 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・25
2.3.2 噴流衝突壁面 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・25
2.3.3 噴流噴射装置 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・26
2.3.4 噴射ノズル形状 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・26
2.4 供試噴射ガスおよび雰囲気ガス ・・・・・・・・・・・・・・・・・・29
2.5 雰囲気 LIF 法による噴流画像計測装置 ・・・・・・・・・・・・・・・30

2.5.1 雰囲気LIF法光学系・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・30
2.5.2 画像処理装置・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・37
2.6 熱線流速計による噴流速度計測・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・38
2.6.1 計測装置・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・38
2.6.2 乱れ強さの算出・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・38
2.7 熱電対による噴流温度計測・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・39
2.7.1 温度測定装置・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・39
2.7.2 熱電対の応答遅れ補正・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・39

第3章 雰囲気LIF法によるガス濃度と温度の計測理論・・・・・41

3.1 LIF法の基本理論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・42
3.1.1 パルスレーザ励起による蛍光強度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・42
3.1.2 観測位置での蛍光強度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・44
3.2 噴流濃度測定法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・46
3.2.1 雰囲気LIF法と通常のLIF法との比較・・・・・・・・・・・・・・・・・46
3.2.2 噴流中の蛍光物質濃度算出・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・46
3.2.3 噴流濃度の算出・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・50
3.2.4 画像処理法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・54
3.2.5 噴流濃度のスペクトル解析・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・55
3.3 噴流温度測定法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・59
3.3.1 基本式・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・59
3.3.2 画像処理法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・60

第4章 ヨウ素の蛍光特性解析・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・63

4.1 吸光係数・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・64

4.1.1　吸光係数の算出・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・64
4.1.2　温度特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・64
4.1.3　圧力特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・66
4.2　量子収率・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・67
4.2.1　量子収率の算出・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・67
4.2.2　理論式・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・68
4.2.3　蛍光物質濃度特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・71
4.2.4　雰囲気ガス依存性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・72
4.2.5　温度特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・74
4.2.6　圧力特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・76
4.3　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・78

第**5**章　雰囲気**LIF**法による計測の条件設定と精度・・・・・・・・・79

5.1　計測条件の設定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・80
5.2　蛍光強度計測精度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・82
5.3　温度計測精度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・83
5.3.1　温度検定方法と計測精度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・83
5.3.2　熱電対法との比較・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・84
5.4　濃度計測精度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5.4.1　集光効率の画像補正による噴流濃度算出・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5.4.2　蛍光物質による励起蛍光減衰と蛍光物質濃度の算出誤差・・・・・・・・・87
5.4.3　蛍光物質濃度の算出精度・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・87
5.4.4　噴流体積濃度の算出誤差・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・88
5.4.5　当量比の算出誤差・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・89
5.4.6　濃度計測に及ぼす温度影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・90
5.5　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・92

第6章　間欠ガス噴流の濃度分布特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・94

6.1　噴流濃度分布特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・95
6.1.1　噴流形状・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・95
6.1.2　定常噴流との比較・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・96
6.1.3　噴流濃度のスペクトル解析・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・98
6.2　噴流の噴射速度特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・101
6.2.1　計測条件の設定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・101
6.2.2　各種ガス噴流の噴射速度と乱れ強さ・・・・・・・・・・・・・・・・・103
6.3　噴流濃度分布特性と噴射条件・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・110
6.3.1　噴射速度の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・110
6.3.2　噴射ガス・雰囲気ガス性状の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・112
6.3.3　噴射ノズル形状の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・117
6.3.4　雰囲気圧力の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・120
6.3.5　噴流噴射率の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・122
6.4　各種噴射条件下での噴流濃度記述と予測・・・・・・・・・・・・・・・124
6.5　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・127

第7章　間欠噴流の濃度・温度同時計測と特性・・・・・・・・・・・・・・・129

7.1　自由噴流の温度・濃度分布特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・130
7.1.1　濃度・温度分布の時間推移・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・130
7.1.2　雰囲気温度の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・131
7.2　壁面衝突噴流の温度・濃度分布特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・133
7.2.1　噴流形状・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・133
7.2.2　雰囲気温度の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・134
7.2.3　壁面温度の影響・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・135

7.3　まとめ　・・・

第１章　序　論

1.1 本研究の目的と背景

近年，地球環境問題として各種の汚染ならびに地球温暖化が世界的に注目されており，特に後者では温室効果ガスの一つであるCO_2の排出量の低減が叫ばれている．その中で，日本では排出CO_2の20%が運輸部門からであって，その80～90%が自動車からの排出である．従って，内燃機関では燃焼改善技術をはじめとして，天然ガスなどのCO_2排出量が少ない燃料への転換技術等の開発が急がれている．

今日の，特に燃料噴射式内燃機関等における燃焼・排気性能の向上は，例えば，ガソリン機関における燃料の直噴化，ディーゼル機関における燃料噴射圧力の高圧化などに見られる様に，その混合気形成の改善に負うところが極めて大きい．この混合気形成過程に関しては数多くの貴重な研究がなされているが，中でも燃料濃度の定量計測に関わる研究は混合気形成の評価を行う上で非常に重要である．

間欠ガス噴流に関する研究は，ガス燃焼機器，ガスエンジン等における燃料混合特性の解明だけに留まらず，液体燃料噴霧を単純化して考える際の基礎としても重要である．特に最近の液体燃料噴射が高圧化する機運の中で，噴霧の微粒化促進ならびに減圧沸騰効果などによって，液体噴流と気体噴流との差異が縮小しつつあることから，ガス噴流研究の適用範囲が拡大するものと考えられる．

しかしながら，近年の燃料噴射ノズルはその噴孔径，ノズル管長径比，ノズル内のデッドボリューム等の設計因子の他に，噴射圧力などの噴射条件も多様化することに伴い，各種の開発が急速に進められている中にあって，これらの因子が間欠噴流の混合拡散に及ぼす影響を系統的に解明した例は非常に少ないのが現状である．

この様な状況の中で注目されているのが非接触法であるレーザ誘起蛍光法（Laser Induced Fluorescence)，すなわちLIF法と，それによる噴流濃度の定量・可視化計測である．LIF法では基本的に，蛍光物質の濃度と蛍光強度との関係がある程度解明されているため，蛍光物質をトレーサとして用いることによって噴流濃度の計測が可能とされて来た．しかし，定量計測を行う際には，励起光強度の厳密計測，蛍光物質の吸光・発光特性の把握，濃度検量線の測定等が必要であって，計測が非常に煩雑となると同

時に検討すべき点も多い.

通常のLIFによる噴流計測では噴流中に蛍光物質を添加する場合が多く，また，ほとんどの蛍光物質は質量が大きいため，特に低質量噴流では，噴流中に添加した蛍光物質が噴流に追従しない等の点からも，計測精度の問題あるいは欠点があった.

これらの計測上の欠点を解消するため，本研究では，噴流周囲の雰囲気中に蛍光物質を添加し，これに蛍光物質を含まないガスを噴射する新しい手法，すなわち雰囲気LIF法の開発を試みた. この手法は，雰囲気ならびに噴流領域からの励起蛍光によって噴流濃度を定量する手法であり，通常のLIF法およびPLIF法が有している計測上の利点に加えて，次のような利点を有す.

①噴流で希釈されていない雰囲気の蛍光からの励起レーザ光強度が間接的に得られるので，計測対象からの励起レーザ光強度の直接測定を要しない.

②つまり，上記の蛍光をリファレンスとして濃度の定量計測が可能であるため，濃度検定曲線を要しない.

③蛍光物質濃度の一定保持が容易なので，特に間欠噴流等の非定常現象に対する定量計測に適する.

④温度・濃度の同時画像計測が可能であり，温度変動場においても濃度の計測を高精度で行い得る.

本論文は，上述のような背景の基で，蛍光物質として特に蛍光強度の高いヨウ素を用いた雰囲気LIF法による，間欠ガス噴流の濃度・温度の画像計測法を構築すると共に，この手法の適用によって，間欠噴流の混合場あるいは濃度・温度場の推移特性を解明した結果について論述したものである.

1.2 本論文の概要

近年，各種燃焼機器からの排出ガス，あるいはそれに起因する環境問題に対して社会的関心が極めて高くなっており，例えばエンジン等においても燃料の混合気形成ならびに燃焼過程の解明が更に強く求められている．

本論文は，特に間欠ガス噴流の混合過程を定量的に解明することを目的として，レーザ誘起蛍光法をベースとする噴流濃度・温度同時定量計測手法，すなわち雰囲気LIF法を構築し，更にこの手法の適用によって間欠ガス噴流の混合推移特性，特にそれと各種噴射条件，雰囲気ガス温度，および噴流衝突壁面温度との関連を解明した結果について論述したものであり，全８章から構成されている．

第１章は序論であり，本研究の目的および得られた結果の概要について述べると共に，研究の背景，ならびに間欠噴流の濃度・温度計測法および噴流特性に関する研究動向について記述した．

第２章においては，本研究の供試蛍光物質であるヨウ素の蛍光特性解明のための装置，噴流の噴射系と観測容器，濃度・温度画像計測光学系，および画像処理装置等について記述した．また，実験に用いた噴流の流速計測法，ならびに温度計測法についても触れた．

第３章では，本研究で開発した雰囲気LIF法による噴流濃度・温度の画像計測理論について論述した．本手法による噴流濃度計測では濃度を蛍光物質の蛍光強度から解析的に決定し得るため，濃度の絶対校正が不要になること，温度計測については，蛍光物質の発光特性に対する波長および温度依存性を応用することによって，温度の瞬時画像計測が可能となること等に対して理論背景を提示した．

第４章では，供試蛍光物質であるヨウ素の吸光係数および量子収率に関わる結果を記述した．ヨウ素は可視域に吸光バンドを有しており，かつモル吸光係数が常温でおよそ180m^2/molと非常に高く発光強度も高いため，可視域レーザを用いたLIF計測に適している．ヨウ素の吸光係数は，525nm付近で最大値となる波長特性を示すこと，温度の上昇あるいは圧力の減少に伴って全般に減少する特性を示すものの，580nmよ

りも長波長では温度によってほとんど変化しないこと，また共存ガスの種類にはほとんど依存しないこと等を示した．

一方，ヨウ素の量子収率は温度，圧力，共存ガス，および蛍光波長の関数として与えられ，理論的にはアインシュタインのA定数，クエンチングQ，および無輻射速度定数k_{nr}に支配されるが，なかでも支配的因子はクエンチング，すなわち励起ヨウ素分子への共存分子の衝突による失活であって，共存分子の巨大化に伴って低下することを明らかにした．従って，共存ガスがヘリウムの場合における量子収率は極めて大きくなるが，その反面ヨウ素濃度増加に伴う消光現象，すなわち濃度消光が顕著となることを示した．

量子収率の温度特性に関して，特にアルゴン雰囲気における特定の2波長での量子収率比には温度依存性が存在することを見出した．すなわち，雰囲気LIF法において特にアルゴンガスを雰囲気とした場合，2つの異なる波長での蛍光画像強度比から温度の画像計測が可能となることを示唆した．

第5章においては，雰囲気LIF法を噴流濃度計測に適用する際の実験条件の設定方法，ならびに各種計測精度について論述した．すなわち本研究で使用した雰囲気蛍光法では，観測容器中で蛍光が減衰するため，供試観測容器のサイズおよび蛍光物質の吸光係数に応じた蛍光物質濃度を特定することによって濃度計測の精度向上が可能になること，またその特定によって本手法による蛍光強度の計測精度は95％以上になること等を示した．

一方，雰囲気LIF法による温度計測では，蛍光観測レンズ系の集光効率を位置毎に補正することが計測精度上非常に重要であることを明らかにすると共に，この補正による温度計測の妥当性をも示した．

また，雰囲気LIF法による質量噴流濃度の計測においても，温度計測の場合と同様に，集光効率の補正が必要不可欠であること．また噴流濃度の計測精度は，希薄域で悪化するものの，蛍光物質濃度および温度の計測精度の向上によって改善し得ること等を示した．

第6章では，雰囲気LIF画像から得られた噴流中心軸断面での噴流濃度分布を基に

解析される，間欠噴流の形状および濃度場の推移特性について論述した．間欠ガス噴流の構造はその先端部分が傘状に半径方向に拡がること，雰囲気ガスの取り込みは傘状構造の上流側で著しくなること等を示した．

噴流中心軸上における噴流濃度のスペクトル解析から，噴流の混合は，波数の大きな濃度成分のパワースペクトルの増加，つまり小規模渦の増加によって顕著となることを明らかにした．

更に，各種噴射条件および噴射ノズルの設計諸元と噴流濃度との相関について，噴流全体を平均した濃度，すなわち平均噴流濃度は，噴射ガスおよび雰囲気ガスの密度ρ_jおよびρ_a，噴孔径D，噴流の動粘性係数および渦動粘性係数νおよびν_t，噴射後の経過時間Δtから構成されるパラメータ，つまり$(\rho_j/\rho_a)(D^2/((\nu+\nu_t)\Delta t)$によって一義的に記述し得ること，またこのパラメータの減少に伴って平均噴流濃度は単調に減少すること等を提示した．

第７章においては，雰囲気LIF法による噴流温度・濃度同時計測手法を用いて間欠自由噴流および壁面衝突噴流の特性を解明した結果について論述した．まず，本研究で用いた手法によって噴流の温度・濃度の同時計測が可能であることを実証すると同時に，噴流内部では温度と濃度とは単純な相関関係にあること，すなわち単純な物質のエンタルピー混合によって温度場が概ね決定されることを示した．

一方，壁面衝突噴流においては，自由噴流に比べて壁面衝突噴流での雰囲気巻き込みが著しいこと，衝突壁面の温度によって壁面衝突後の噴流の混合過程が著しく影響を受け，特に壁面上の噴流先端部では壁面温度が高いほど混合が促進されること等を明らかにした．

第８章は本研究の結論であって，得られた結果を総括した．

1.3 間欠噴流に関する研究動向

1.3.1 濃度・温度計測法

近年の流体計測では，対象とする流動場が多様化・複雑化すると同時に，コンピュータシミュレーションとの併用などを目的として，より詳細な流れ情報が要求されて来ている．そのため，実際の現象をより詳細かつ正確に測定・可視化するための計測技術の確立が待たれている．

これまで用いられてきた流体計測手法は，プローブ法，トレーサ法，光学的計測法に大別される．中でも光学的計測法は近年のレーザ技術の発展によってめざましく進歩を遂げている．この計測法には屈折法，干渉法，散乱法，吸収法，放射法，および蛍光法などが挙げられる．表1.1は，既に確立されている古典的な手法も含めた計測手法を分類したものである．以下に，表に基づいて各種手法に関わる研究動向を述べる．

プローブによる流体計測は，点計測ではあるが温度・濃度などの絶対計測が可能で

表 1.1 各種流体計測法

分類		計測法
プローブ法		圧力プローブ，熱線プローブ等による
トレーサ法		マイクロバルーン，シリコンオイル等による
光学的計測法	屈折法	シャドウ，シュリーレン
	干渉法	マッハツェンダ，ホログラフィ，スペックル
	散乱法	ミー散乱，レーリ散乱，ラマン散乱，CARS，LDV 等
	吸収法	赤外・紫外吸収法等
	放射法	二色法等
	蛍光法	エキサイプレックス蛍光法
		LIF 法（単波長励起 LIF，多波長励起 LIF，LIPF，雰囲気 LIF）

ある．圧力プローブを用いた例では，田辺らによる非定常噴流の濃度・流速の計測が挙げられる[1]．また，ホットワイヤによる熱線濃度プローブを用いた例では，飯田らによる非定常壁面衝突噴流の濃度測定[2]，田辺らによる非定常噴流濃度の確率密度測定が報告されている[3],[4]．しかしプローブを用いた計測では非定常噴流に対する応答が十分とは言い難い．

トレーサ法による計測例では，マイクロバルーンを非定常噴流噴射雰囲気中に添加して，噴流の雰囲気巻き込みを可視化・定量化した富田らの研究[5],[6]，沸点の高いシリコンオイルをディーゼル噴霧中に添加することによって，シリコン粒子密度から蒸発領域の濃度を計測した研究[7]などが報告されている．これらの計測の問題点は添加した粒子の流れ場への追従性であろう．

近年，光学的手法が濃度・温度の計測手法の主流となっているが，工学計測の古典的手法は屈折法，すなわちシャドウグラフ法およびシュリーレングラフ法である．前者では，非蒸発噴霧のシャドウグラフ計測を行い，得られた噴霧粒画像に対して透過光減衰法[8]による解析を施すことによって濃度分布を計測した例[9]が挙げられる．後者では，非定常ガス噴流に対してシュリーレン写真を撮影し，画像解析によって濃度分布を求めた例[10]，シュリーレン計測にコンピュータトモグラフィ(CT)法を適用して非蒸発噴霧の濃度分布を計測した例[11]などが挙げられる．これら屈折法では，その基本原理が透過光減衰法であるため断面の正確な情報が得られにくい現状である．

干渉法では，観測光路と被観測光路とにおける光の干渉縞から濃度あるいは温度を解析する手法であるマッハツェンダ法，光が粗面で散乱反射または透過した時に生ずる明暗の斑点模様から物体の変形あるいは移動速度などを計測する手法，すなわちスペックル法，および参照光と被観測光路における回折光との干渉像であるホログラフィによる計測法などがあるが，噴霧流の計測には主としてホログラフィ法が用いられている[12],[13],[14]．しかしこの手法も透過光による計測であるため，断面情報を得るには至らない．

散乱法は主としてレーザシート光を光源として，その散乱光から濃度・温度を解析する手法であって，断面の情報が得られるのが特徴である．散乱のパターンは入射光

の波長と散乱粒子の大きさとによって決定される．入射波長に近い大きさの粒子からの散乱はミー散乱であり，気体などの単一分子による散乱はレイリ散乱である．一方，分子の振動モードに起因した散乱がラマン散乱であり，励起光の振動数をν，ラマンシフトをν_0とすると，$\nu - \nu_0$がストークス光，$\nu + \nu_0$が反ストークス光と呼ばれる．また，２種類の波長のレーザ光によって得られた反ストークス光を用いて被測定場の温度・濃度を計測する手法がCARS法（Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy）である．

これらによる計測例として，定常噴流中に砂糖の粒を散乱粒子として添加し，レーザ光の照射によって得られたミー散乱光強度からガス濃度を計測した例[15]，レイリ散乱による火花点火機関燃焼室内燃料濃度分布[16]あるいは温度分布[17]の計測例，および非定常気体噴流の濃度計測例[18]，ラマン散乱法によるバーナ火炎の温度・反応化学種の濃度計測例[19],[20]，CARS法による乱流予混合火炎中の温度分布測定例[21]などが報告されている．これらの手法のうち，ミー散乱以外は散乱光強度が極めて低いため，高出力レーザが必要である．また，被測定場に塵などの粒子が存在するとミー散乱が発生するため，これが大きなノイズとなる．また，ガス噴流の解析にミー散乱を用いる場合では粒径の比較的大きなトレーサ粒子の添加が必要となる．

一方，LDV法（Laser Doppler Verocimeter）は被観測場中に添加した散乱粒子からの散乱光が，ドップラ効果によって周波数シフトする量を検出して粒子の移動速度を求める手法であり，点計測ながら，細谷らによる高速噴霧流と周囲流の流動計測[22]，非定常ディーゼル噴霧への空気導入の計測[23]が行われている．

分子は特定波長の光を吸収する性質があり，この特性を基に物質の濃度を計測する手法が吸収法である．吸収法を用いた例では，水蒸気が赤外線を吸収する特性に着目し，半導体赤外レーザを水蒸気測定に応用した研究例[24]，α - メチルナフタレンの蒸気が280nmの紫外光を吸収する特性に着目し，これを燃料としてディーゼル噴射を行った際の蒸気濃度を色素レーザを用いて計測した研究例[25]などが報告されている．

燃焼場における熱放射の画像計測から温度を測定する手法である放射計測法では，黒体放射理論に基づいて，特にディーゼル燃焼場で生成する黒煙粒子からの放射を解

析することによってその温度を求める手法，すなわち二色法が広く知られている．可視化ディーゼル機関による燃焼室内の高速度撮影結果に対して二色法を適用して，燃焼室内の温度分布を解析した例が報告されている[26],[27]．

以上述べてきた様に，燃料噴霧あるいはガス噴流などの計測に対して多くの手法の適用が試みられてきたが，プローブ法は点計測である上，流動場を乱してしまう懸念があること，トレーサ法はトレーサ粒子の気流への追従性の問題，光学的手法のうち，屈折法，干渉法，および吸収法は断面情報が得られない等の難点が表面化している．一方，ミー散乱以外の散乱法はガス濃度・温度の計測が可能ではあるが，散乱光強度が弱いこと，光学系のセッティングが煩雑であること，被測定場の塵などによるミー散乱が大きなノイズとなること等がこの手法の普及を阻んでいるようである．

これに対して蛍光法は分子のレーザ励起によって発生する蛍光からその濃度を特定する手法であり，蛍光分子の濃度と蛍光強度との関係が比較的明確に理論化されていること，発光強度が比較的高いことなどから近年飛躍的に発展を遂げつつある．

蛍光法を燃料噴流の可視化・定量化に適用した最初の例はMeltonらによるエキサイプレックス蛍光法であろう[28],[29]．この手法は燃料中に２種類の蛍光物質，すなわちナフタレンおよびテトラメチレン・パラフェニレン・ジアミン(TMPD)を添加し，燃料噴射した際の気相におけるTMPDの蛍光と，液相におけるレーザ励起されたTMPDとナフタレンとの励起錯体からの蛍光とを観測することによって，燃料の蒸発および液体領域を可視化・定量化するものである．

千田らはエキサイプレックス法を壁面衝突燃料噴流へ適用し，衝突噴流の混合気形成過程の可視化を行っている[30]．角田らは，燃料液滴中における各種エキサイマの形成過程が温度によって異なることに着目し，燃料液滴の温度計測を行っている[31],[32]．

一方，レーザ誘起蛍光法（Laser Induced Fluorescence），すなわちLIF法は定常バーナ等における燃焼ラジカルの計測において早くから用いられてきた．なかでもOHの計測は盛んであり，定常バーナあるいは燃焼器におけるOHの可視化および相対濃度の計測例[33],[34],[35]，OHの遷移レート方程式を解くこと，あるいはレイリ散乱法とを組み合わせることによってOHの温度・濃度を定量化した例[36],[37]などが報告されている．

また，定常バーナにおけるCNの計測[38]，バーナあるいはSIエンジンにおけるNOの計測[39],[40],[41]，NOの吸収および蛍光特性についての研究例[42]なども報告されている．

蛍光物質をトレーサとして用いる例では，NO_2の流動場への混入による燃焼室内の流動可視化[43],[44]，TMPD混合燃料による燃料蒸気濃度の測定[45]，SIエンジンにおけるトルエンあるいはアセトン混合燃料の濃度分布計測[46],[47]，ジアセチル混合の非定常噴流濃度分布の計測[48]などが試みられている．

以上述べたLIF計測例では，励起光波長がいずれも紫外もしくは近紫外であり，蛍光強度は高いとは言い難い．これに対してヨウ素は可視域に吸収バンドを有するため，可視レーザによる計測が可能である上発光強度が比較的高い．従って，ヨウ素を蛍光トレーサとした計測例，およびヨウ素の蛍光特性に関する研究例が報告されている．ヨウ素の蛍光特性については，ヨウ素の特性全般に関するレビュ[49],[50]，吸収特性についての研究[51]，励起蛍光分子の発光割合を表す量子収率を構成するクエンチングについての研究[52]～[57]などが一部報告されている．

ヨウ素LIFによる計測例では，定常噴流中にヨウ素を添加して圧力・温度を計測したMcDanielらの研究がある[58]～[63]．国内でも，長谷川らによって噴射流速50m/s以下の定常噴流の濃度計測が行われている[64],[65]．また，ヨウ素の蛍光強度が励起される基底電子状態の回転順位に依存する分子の割合に比例し，この割合が温度に依存することに着目して，波長の異なる２つのレーザ光の照射によるそれぞれの蛍光強度の比から温度計測を行った例も報告されている[66],[67]．

しかしながらこれら研究の多くは減圧下あるいは定常状態によるものであり，特に大気圧・室温以上の状態におけるヨウ素の蛍光特性の研究例は皆無である．また，非定常現象および高温高圧域への適用例も見当たらないのが現状である．

1.3.2 噴流特性

筒内燃料直接噴射型の内燃機関において，燃料と空気との混合過程はその後の燃焼形態および排気特性に大きく影響することから，その系統的な解明は非常に重要である．一方，ディーゼル噴霧においても，蒸発噴霧の特性はガス噴流に近似し得ること[68]，また，ガス燃料のエンジンへの適用が行われつつあることから[69]，ガス噴流の混合特性の解明が重要視されている．

定常ガス噴流に関しては多くの研究例がある．中でも江良らはガスクロマトグラフおよび熱線流速計を用いて，水素，二酸化炭素，アルゴン，ヘリウム，および空気噴流の乱流拡散について系統的な研究を行っている[70]．すなわち，噴流密度の低下に伴ってエントレインメントは増加すること，噴流の空気導入率はRicouの実験式[71]と良く一致することなどを報告している．

非定常ガス噴流の形状に関しては，高橋がマッハツェンダおよびシュリーレンによるヘリウムガス噴流の計測を行っており，非定常噴流の先端領域以外では噴射直後から定常噴流に移行することを報告している[72]．この点に関して，Witzeも熱線流速計による非定常噴流の噴射速度の解析からほぼ同様の結果を得ている[73]．また，高橋らは噴流先端到達距離について噴射質量の保存式を基にした実験式を得ており，到達距離を噴孔径，ポテンシャルコアの長さ，噴射ガス密度，噴射速度，噴流の拡がり角度，および噴射後の経過時間の関数として与えている．

浜本らも，非定常噴流の到達距離の実験式を求めているが，高橋らのパラメータのうちポテンシャルコアの長さに代えて雰囲気密度を加えている[74]．これらの式は本質的に和栗の運動量理論に基づくディーゼル噴霧の到達距離に関する理論式[75]にほぼ一致している．

噴流の内部構造について，津江らは，レイリ散乱による解析から，噴流先端部に高濃度領域が存在することを可視化計測している[18]．これに関して田辺らは，噴流中の圧力計測によって，噴流先端部では噴流内部の静圧が周囲気体の圧力より高く，周囲気体を押しのけることを指摘している[1]．

噴流の空気導入について，マイクロバルーンによる富田らの研究[5]，ならびにシミュ

レーションによる山根らの研究[76]から，非定常噴流では噴流先端からの空気導入はほとんど行われないことを明らかにしている．これらの結果はディーゼル噴霧の先端領域ですすが多量に生成することを報告した小酒らの研究結果[77]とも一致している．

また，高圧ガス噴射弁によって8MPaでガスを噴射し，ノズル形状と混合特性との関連について調べた塩路らの研究では，噴流混合はノズル管長によってほとんど影響されないことを報告している[78]．

一方，噴射ノズル形状あるいは噴射条件と噴流混合とに関しては，主としてディーゼル噴霧を対象に比較的多くの研究が報告されている．中でも，ノズル管長径比L/Dについての研究は多く，清水ら[79]，柄沢ら[80]は噴霧のザウタ平均粒径，分裂長さ，および噴霧角とL/Dとの関係を求めている．また，Ruizらは噴孔出口におけるレイノルズ数とウェーバ数との比の減少に伴って噴霧の微粒化が改善されることを報告している[81]．その他，噴射速度とザウタ平均粒径との関係[82]，噴孔径，噴射圧力，および雰囲気密度が濃度分布に及ぼす影響[83]等についての研究も報告されている．

非定常壁面衝突ガス噴流に関わる研究はあまり多くないが，田辺らは，壁面に衝突する噴流がその先端で渦状にまくれ上がる様子を計測しおり，この領域を非定常領域，他をウォールジェット領域に分類している[4]．玄らは，アセチレンジェットのLIF計測および渦離散法によるシミュレーションによって，衝突噴流の先端領域にボルテックスコアが形成されることを報告している[84]．

衝突噴霧については，広安らが，非蒸発噴霧に対するホログラフィ計測から，壁面衝突点における濃度が高いこと，斜め衝突の場合，衝突角度が大きい側の先端濃度が高くなること等を報告している[85]．中山らは，非蒸発噴霧に対するフランフォーファ回折計測から，衝突後の噴流のザウタ平均粒径は斜め衝突の衝突角度の減少に伴って小さくなるとしている[86]．また，千田らは，エキサイプレックス蛍光法あるいはシミュレーションによって，壁面衝突後の噴霧特性はガス噴流の特性に類似していること，衝突後の噴霧の外縁に高濃度領域が形成されること等を指摘している[30],[87]．

以上述べてきたように，噴流の形状あるいは混合特性については多くの研究がなされてきたが，特に非定常ガス噴流の混合に及ぼす噴射条件および雰囲気条件などの影

響，また壁面衝突噴流における衝突壁面および雰囲気条件が，噴流の濃度・温度場に及ぼす影響等については不明な点が極めて多い現状である．

第２章　実験装置および方法

本章では，本研究の供試蛍光物質であるヨウ素の蛍光特性解明装置，噴流の噴射系と観測容器，濃度・温度画像計測光学系，および画像処理装置等について述べると共に，実験に用いた流速計測法ならびに温度計測法等についても触れる．

2.1　供試光源

2.1.1　Nd:YAGレーザ

雰囲気LIF法ではヨウ素を蛍光トレーサとして使用した．その励起光源としてNd:YAGレーザ（LUMONICS HY750）の第二高調波（中心波長532nm）を用いた．供試レーザの外観および主要諸元を図2.1および表2.1にそれぞれ示す．

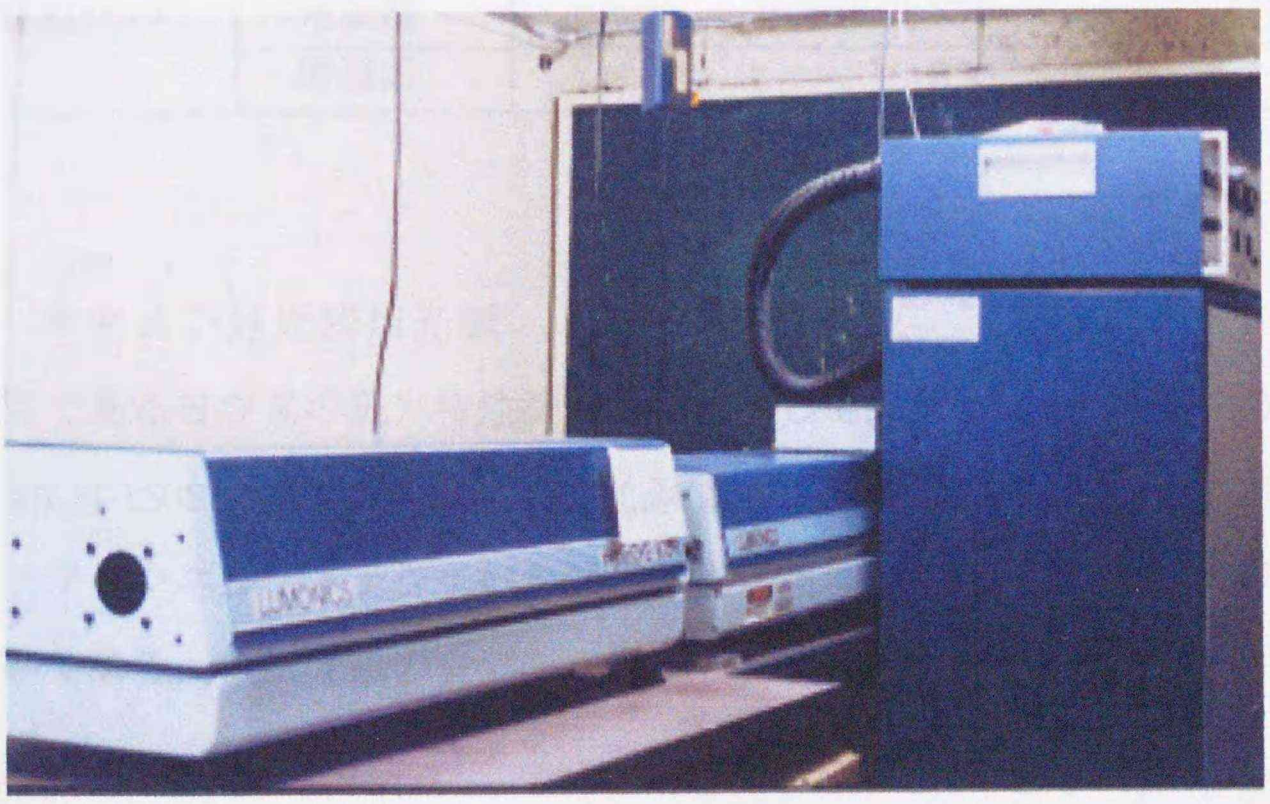


図2.1　供試レーザシステムの外観

表2.1　供試レーザの主要諸元

		基本高調波	第二高調波	第三高調波
発振波長 (nm)		1064	532	355
発光パルス幅 (ns)		8		
ビーム径 (mm)		8		
ビーム発散角 (mrad)		0.8		
スペクトル線幅 (cm^{-1})		約 0.7		
発振周波数 (Hz)		～30		
最大パルスエネルギ (mJ)		800	350	170
エネルギ安定度		平均値の1%以内		
偏光方向		Horizontal	Vertical	Horizontal
H.S.A. マイクロメータ (mm)		-	7.32	4.32
Int. B.E.T.		-	5.2	
Ext. B.E.T.		-	3.5	3.8
許容電圧 (V)	発振器	830		
	増幅器	850		

2.1.2　キセノン分光器用光源

蛍光物質であるヨウ素の吸光特性測定用光源として，キセノン分光器用光源（シグマ光機 MLH-150S）を使用した．供試光源は200nm 以上の波長の白色光源であって，マルチチャンネルディテクタ付き分光器等を用いれば，吸光スペクトルの瞬時計測が可能である．供試光源の主要諸元を表2.2 に示す．

表2.2　キセノン分光器用光源の主要諸元

出　力	150W
出射波長範囲	200nm 以上
集光角（Fナンバ）	F4
集光位置	65 mm
出力電流安定度	± 0.3% 以内

2.2 蛍光物質の蛍光特性

2.2.1 ヨウ素の諸特性

ヨウ素は分子量254のハロゲン元素で，常温・大気圧下で金属光沢の黒紫色の昇華性の固体であり，加熱すると紫色の蒸気となり，大気圧下では600℃付近から解離し，800℃で10.5%，1200℃で74%，1500℃で100%それぞれ分解する[88][89]．

ヨウ素ガスは可視域に多くの吸収線を有し，かつ蛍光強度が非常に高いためLIF計測に適した蛍光物質である．図2.2に，可視域付近に吸収バンドを持ち，かつ室温でガス状である各種蛍光物質の吸光係数[90]を示す．可視域で吸収を示す蛍光物質はさほど多くはないが，中でもヨウ素は520nm付近に吸収バンドを有し，吸光係数は187m²/molと高い値を示す．従って，YAGレーザ第二高調波あるいはArレーザ等の光を良く吸収し，比較的高強度の蛍光を発する．ヨウ素以外の蛍光物質として，VCl_4，CF_3NO等が

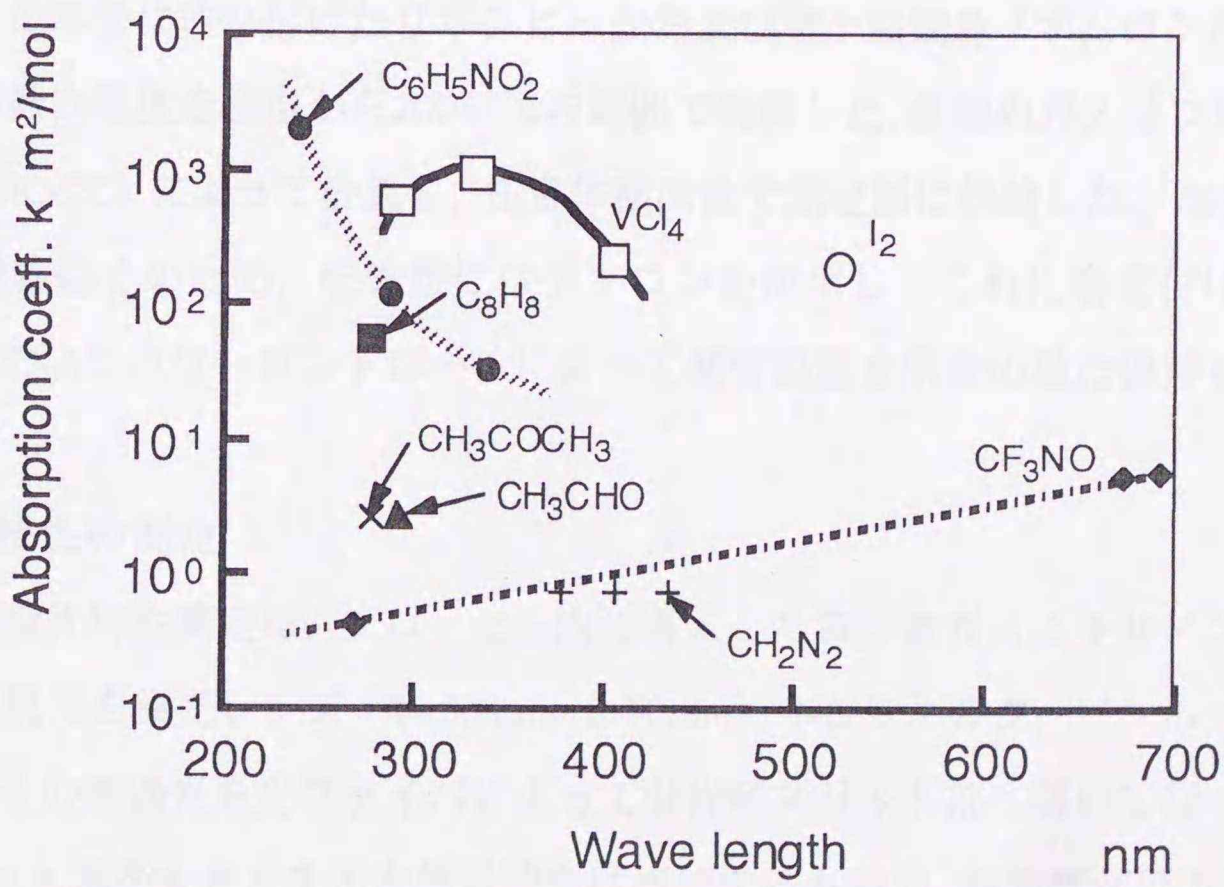


図2.2 各種蛍光物質の吸光係数

挙げられるが，特に後者の吸光係数は10m²/mol以下であり，ヨウ素での値に比べて極めて低い．

一方，ヨウ素は反応活性が高く，アルミ，銅はもとよりSUS材も腐食させる[91]．更に，ヨウ素蒸気は粘膜に対する浸食作用もあり，呼吸器道を侵すので取り扱いには注意を要する．

本研究では，高蛍光強度を得るためヨウ素を使用したが，実験装置の耐食措置，室内への漏出防止対策等を十分に行って実験に供した．

2.2.2　ヨウ素の蛍光特性計測装置

(a)観測容器

図2.3にヨウ素の吸光・蛍光特性測定装置の模式図を示す．試作蛍光物性測定容器として，容積3ccを有する無蛍光石英ガラス製の3面透過式フローセル（GLサイエンスFLF20-SQF）を用い，それを内包するよう設計した恒温セルによって任意温度に設定した．

フローセルの温度は，ガス流出部と恒温セル内に設けたK型熱電対によってモニタし，恒温セル外壁に取り付けたリボンヒータおよび電子温調器（オムロンE5CS-RKJ）によって容器内温度を室温から200℃迄の範囲で制御した．各種のガスはフローメータ（シナガワDC-2C）によって計量し，任意体積流量で測定部に供給した．なお，壁面でのヨウ素凝縮防止のため，配管類にはテフロンを使用し，これに巻き付けたリボンヒータおよびACパワーコントローラによって配管温度を所定の値に保持した．

(b)吸収特性の測定

ヨウ素の吸光特性測定は，フローセル内に導入したヨウ素ガスにキセノン光源からの広帯域連続光を集光レンズ（Φ=50mm，f=70mm），NDフィルタ，ピンホールを介して照射し，その透過光を光ファイバによって分光器スリット部へ導いて行った．この場合，スリット幅を大きくすると信号強度は増加するものの，解像度が低下するため，本研究ではこれを50μmと小さく設定した．

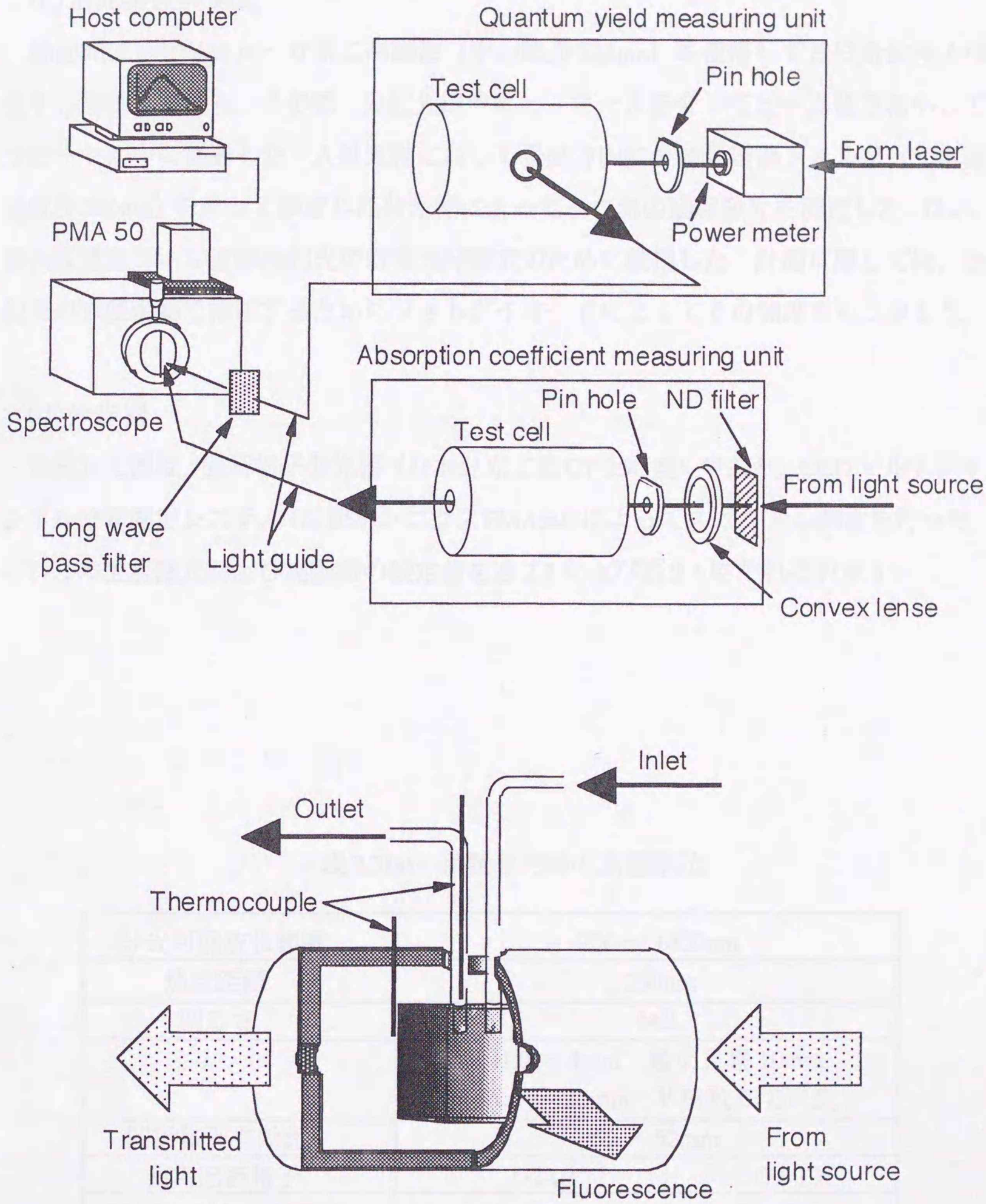


図2.3　ヨウ素の吸光・蛍光特性測定装置の模式図

(c)蛍光特性の測定

励起光にNd:YAGレーザ第二高調波（中心波長532nm）を使用してヨウ素蛍光スペクトル解析を行った．その際，励起光路中にピンホールを介してビーム径を縮小してフローセル中に照射した．入射光軸に対して垂直方向に長波長透過フィルタ（50%透過波長560nm）を介して設置した分光器によってヨウ素の励起蛍光を測定した．なお，長波長透過フィルタは励起光の散乱成分除去のために使用した．計測に際しては，励起光の強度変動を補正するためにフォトダイオードによってその強度をモニタした．

(d)分光器

供試分光器は，回折格子分光器（日本分光工業CT-25C型）であり，CCDマルチチャンネル分光測定システム(浜松ホトニクスPMA50)によってスペクトル測定を行った．これらの主要諸元および実験時の設定値を表2.3および表2.4にそれぞれ示す．

表2.3(a)　供試分光器の主要諸元

分光可能波長範囲	200 ～ 1400nm	
焦点距離	250nm	
明るさ	f4.3	
スリット	H:0 ～ 4mm　最小目盛10mm V:1 ～ 20mm　V型絞りで可変	
回折格子有効面	52 × 52mm	
使用回折格子	G2-03	G2-19
刻線数 / ブレーズ波長	1200(l)/500(nm)	300(l)/500(nm)
適用波長域	可視域	
分解能（半値幅）	0.1nm	
波長精度	± 0.1nm	± 0.4nm
波長再現性	± 0.1nm	± 0.4nm

表2.3(b)　供試マルチチャンネル分光測定システムの主要諸元

CCD検出器ヘッド	M6296
コントロール部	C5967
有効感度波長域	220-1000nm
画素数	H:1024　V:128(Pixel)
有効感度領域	H:24.57　V:3.07(mm)
露出時間設定範囲	0.02-32(s)

表2.4　各種実験時の分光器諸設定値

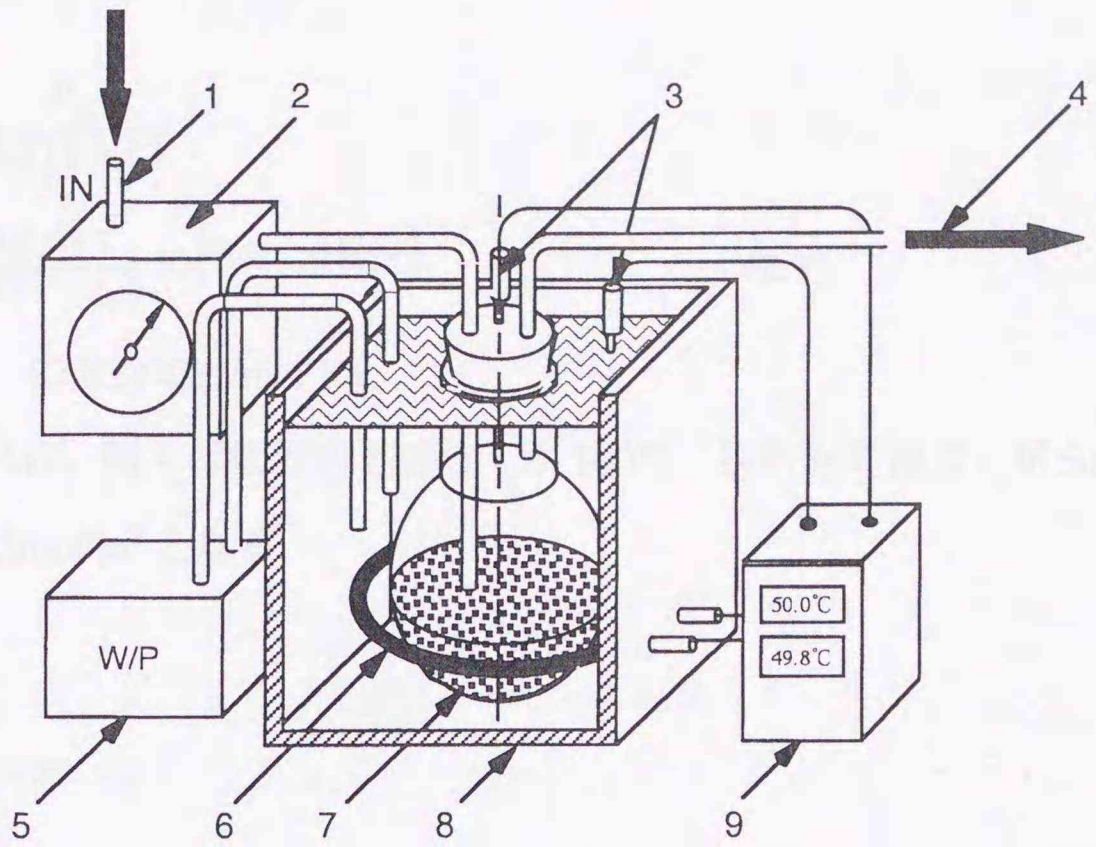
	吸光計測	蛍光計測
入射側スリット幅	10mm	200 mm
波長分解能	0.312nm/ch　(300(l)/500(nm) 使用時)	
露光時間	20ms	3050ms

2.2.3　ヨウ素ガス発生装置

ヨウ素は昇華性の固体であるため，任意濃度のヨウ素ガスを供給するには，厳密な温度管理が可能なヨウ素ガス発生装置が必要である．本研究では，図2.4に示す装置を試作し，任意濃度のヨウ素ガス供給を実現した．

供試ヨウ素ガス発生装置はヨウ素結晶を封入した容器部と，その温度を均一かつ一定に保持し得るように設計したウォーターバス部とで構成した．容器本体は，ヨウ素の金属腐食性を考慮してガラス製ナス型フラスコを用い，その上面に測温抵抗体およびテフロン製の吸・排気パイプを配したテフロン栓を取り付けた．その容器中にヨウ素結晶を封入した後，全体をウォーターバスに水没させた．ウォーターバスの温度はウォーターポンプあるいは撹拌モータで撹拌しながら電子温度調節器(オムロンE5CS-RP）で任意温度に制御した温水によって容器全体を一定温度に保持した．

ヨウ素濃度はヨウ素ガス供給用の飽和セル内の温度によって設定できる．ヨウ素の



1. Carrier gas inlet
2. Flow meter
3. Pt resistance thermometer
4. Mixture outlet
5. Water pump
6. Heater
7. Iodine sublimating cell
8. Water bath
9. Temperature controller

図2.4　ヨウ素ガス発生装置の概略

飽和蒸気圧 P_{I_2}(mmHg) は Antoine によって式（2.1）の様に与えられる[92].

$$\log_{10} P_{I_2} = a - \frac{b}{c + t_a} \qquad (2.1)$$

a=9.8109, b=2901.0, c=256.00

ここで，t_a(℃) は飽和セル内の設定温度である.

従って，飽和蒸気圧 P_{I2}(Pa) は次式となる.

$$P_{I_2} = 133.322 \times 10^{\left(a - \frac{b}{c + t_a}\right)} \qquad (2.2)$$

発生したヨウ素蒸気を温度t_b(℃)に設定した観測容器中に供給する場合，ヨウ素のモル濃度 C_{I2} (mol/m³) は，式（2.2）を気体の状態方程式に適用して，次式の様に与えら

れる．

$$C_b = \frac{P_{I_2}}{R(273 + t_b)}$$

$$= \frac{16.035}{(273 + t_b)} \, 10^{\left(9.8109 - \frac{2901.0}{256.00 + t_a}\right)} \qquad (2.3)$$

R=8.3143(J/mol·K)

この式によれば，例えば観測容器温度t_bが100℃，飽和セル温度t_aが50℃の場合，ヨウ素濃度は0.15mol/m³となる．

2.3 間欠ガス噴流観測装置

2.3.1 噴流観測容器

噴流観測容器は，厚さ5mmのステンレス鋼板(SUS316)によって作られており，そのレーザ光入射側および蛍光観測側には耐熱性に優れ，かつ光学的に歪みのない石英ガラスを，入射光の透過側にはレーザ光の再反射防止のためのビームトラップを，蛍光観測面の対面には噴流衝突壁面の取り付け部を，頂面には各種ガス噴射ノズル取り付け用のノズルホルダを各々有している．また，容器内部には，ヨウ素による腐食防止策としてテフロンスプレによるコーティングを施した．

容器内部に取り付けたK型熱電対，容器外壁に取り付けたリボンヒータ，および電子温度調節器（オムロン　E5CS-RKJ）によって，容器内温度を室温から200℃迄の範囲で制御した．

2.3.2 噴流衝突壁面

本研究では，雰囲気LIF法による壁面衝突噴流の温度・濃度特性の解明も行った．その実験を行う際の衝突壁には，ステンレス鋼(SUS316)を用いた加熱式と冷却式の2種類を使用した．壁本体は，幅10mm，長さ70mm，高さ10mmであり，それぞれ噴流衝突面中央部の直下0.2mmの位置にK型熱電対を埋め込み，噴流衝突面温度をモニタした．

加熱式壁は，内部に埋め込んだカートリッジヒータ（外径6mm，発熱部長さ70mm）によって，また冷却式壁は，噴流観測容器外部から壁内部に任意温度の冷却水を供給することによって，それぞれ噴流観測容器と独立に温度を設定した．また，これらには噴流観測容器と同様にテフロンコーティングを施した．

これらの衝突壁面を，噴孔出口直下から10mmの位置に，また噴流中心軸に対して垂直に取り付けて各種の実験を行った．

2.3.3　噴流噴射装置

噴流噴射には，市販ガソリンエンジン用電磁式インジェクタ（日本電装製）付き噴射ノズルを使用した．ガス噴射タイミングの制御は，パソコンタイミングジェネレータ（ASCOM TIME98-50MHz）によって10Hzで発振させたNd:YAGレーザの発光と同期させて行った．実験では噴射期間を10msに設定した．ガス噴射とレーザ発光のタイミングについては2.5.1項で詳述する．

2.3.4　噴射ノズル形状

本研究では，噴射ノズルの各種形状が変わった際の噴流挙動についても検討した．噴射ノズル形状のうち，ノズル径および管長，ノズルの出口形状，ノズル内部のデッドボリュームを形成する内径および長さ，デッドボリュームからノズル管までの連絡部形状等を変えた．

また，本研究では，水冷式ノズルによる低温噴流の噴射も行った．このノズルは，ウォータジャケットを有する強制冷却式ノズルで，これによって約200℃の高温雰囲気中でも約60℃の低温噴流の噴射が可能になった．

各種ノズルチップの形状およびその寸法諸元を図2.5および表2.5に，水冷式ノズルの概略を図2.6にそれぞれ示す．

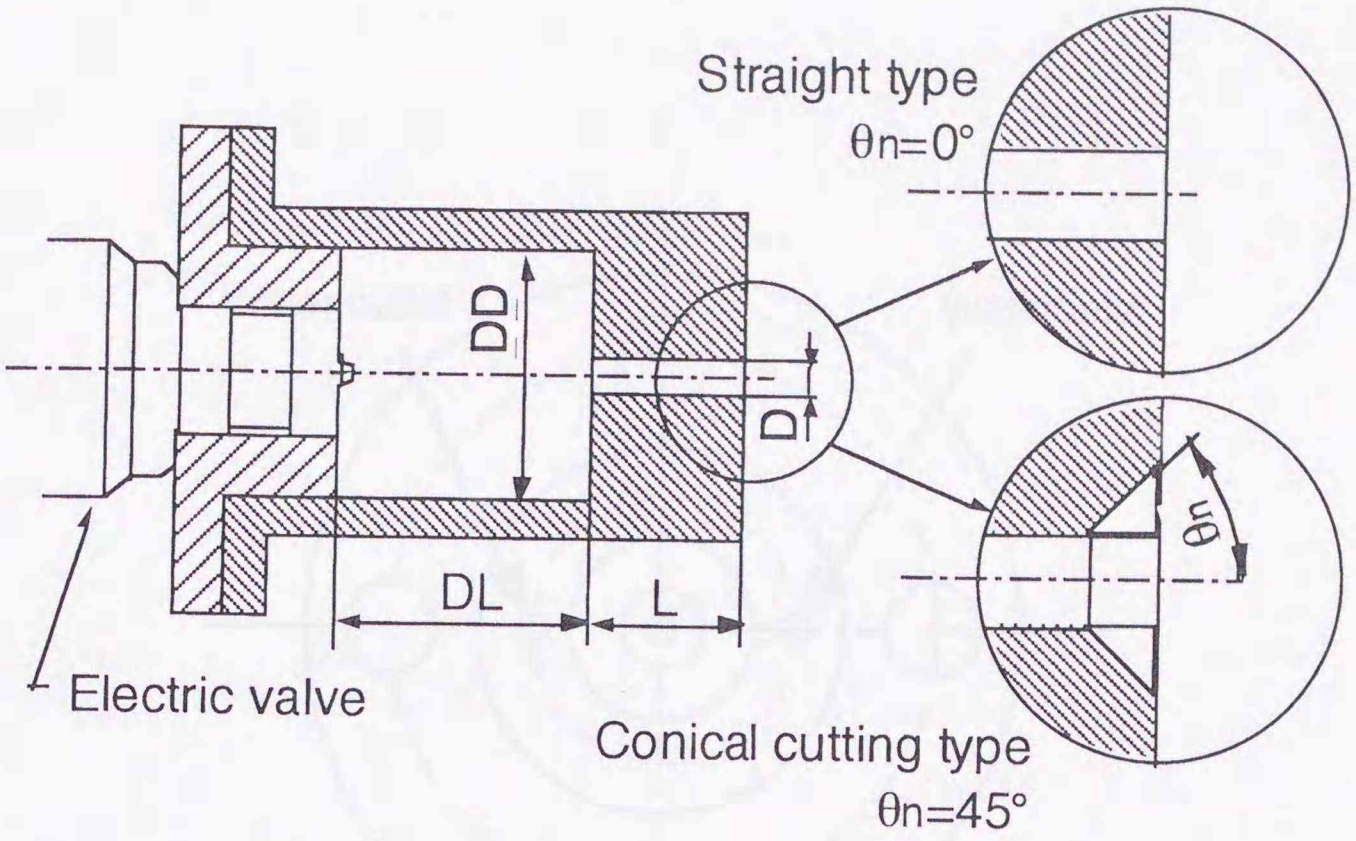


図2.5　供試ノズルチップの形状

表2.5　供試ノズルの諸元

形式	D(mm)	L(mm)	L/D	θn(deg)	DD(mm)	DL(mm)
標準	1	1	1	0	15	20
		20	20			5
					7	
				45	15	20
		5	5	0	8	5
		1	1			
	0.6	6	10			
水冷	3	20	6.67			15
	1	5	5			

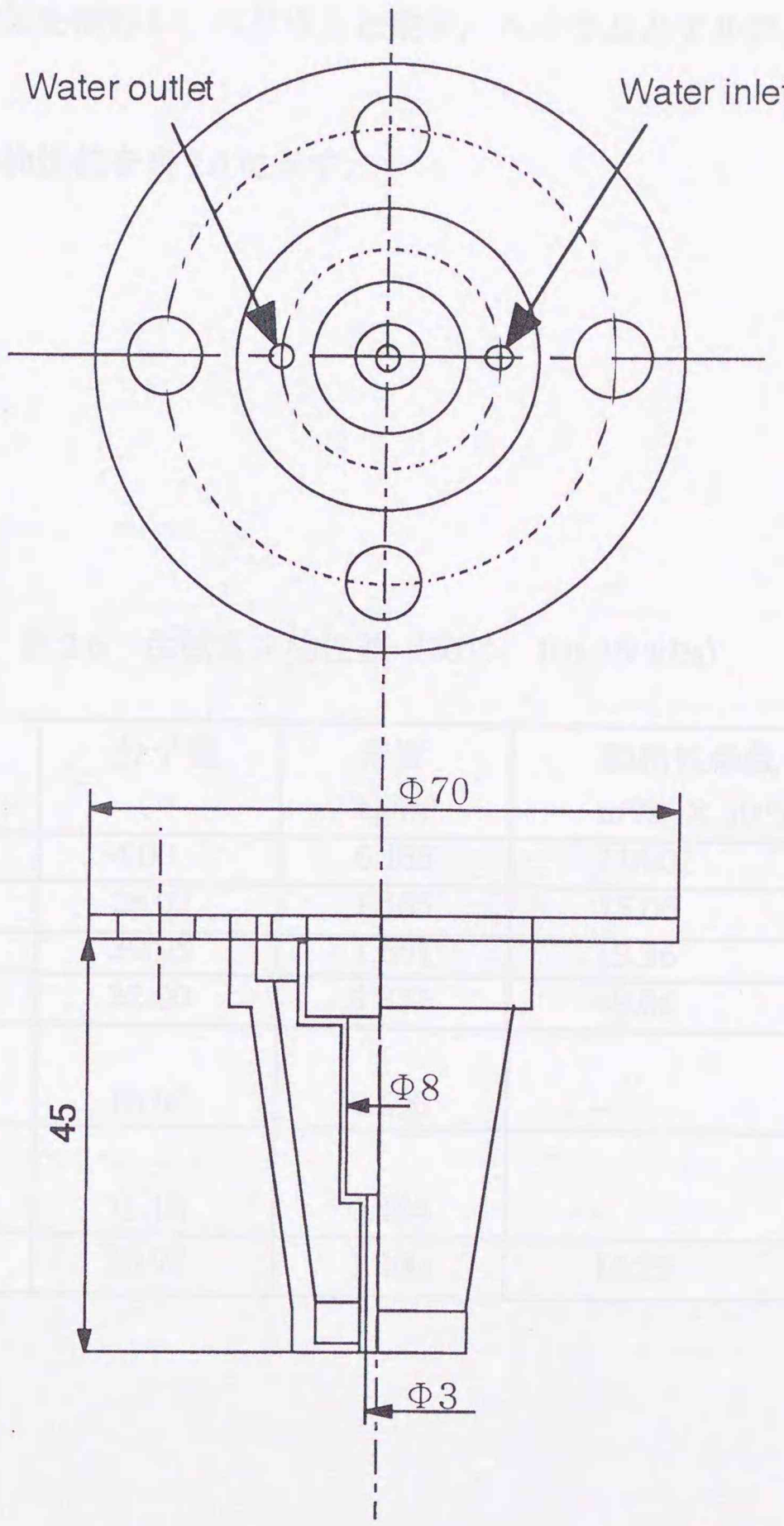


図2.6　水冷式噴射ノズルの概略

2.4　供試噴射ガスおよび雰囲気ガス

本研究では，分子量や動粘性などの性状の異なるガスとして，ヘリウム，窒素，アルゴン，酸素，空気を使用し，ヘリウムと酸素，ヘリウムとアルゴンの混合ガスも使用した．

供試ガスの主な物性値を表2.6に示す．

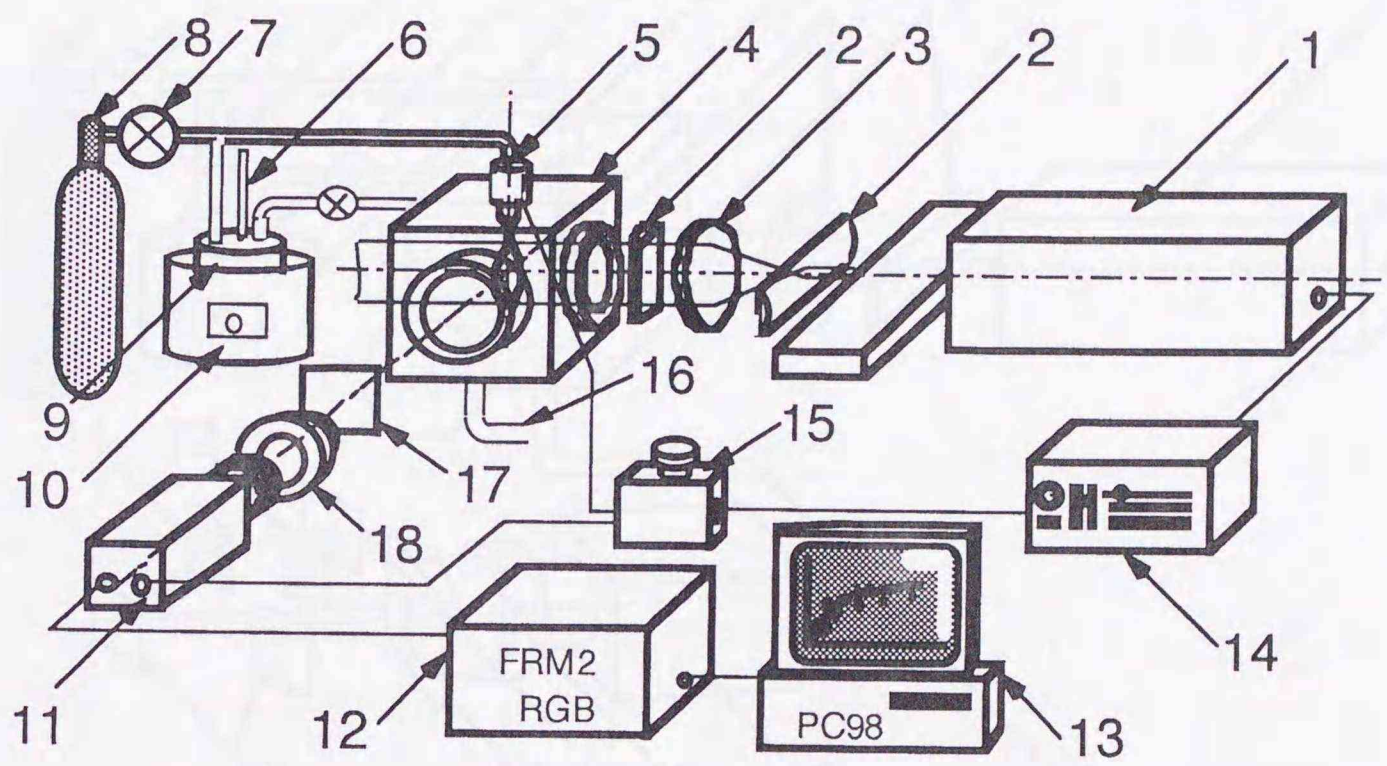
表2.6　供試ガス物性値（20℃，101.350kPa）

供試ガス	分子量	密度 kg/m³	動粘性係数 m²/s(× 10⁻⁶)	定圧比熱 J/mol·K
He	4.00	0.165	118.02	20.79
N_2	28.02	1.165	15.06	29.12
Ar	39.95	1.661	13.36	20.79
O_2	32.00	1.331	49.06	29.36
He:O_2 55:45	16.60	0.690	-	-
He:Ar 80:20	11.18	0.464	-	-
Air	28.97	1.200	14.25	-

2.5　雰囲気LIF法による噴流画像計測装置

2.5.1　雰囲気LIF法光学系

図2.7(a)に本光学系の模式図の一例を示す．本光学系は，噴流観測容器中に予混合した蛍光物質を励起するためのレーザ光入射光部，励起蛍光観測のための受光部，およびレーザ発振と噴流噴射および蛍光受光の各種装置との同期を行うための制御信号部とから構成されている．以下にそれぞれの部分について詳述する．

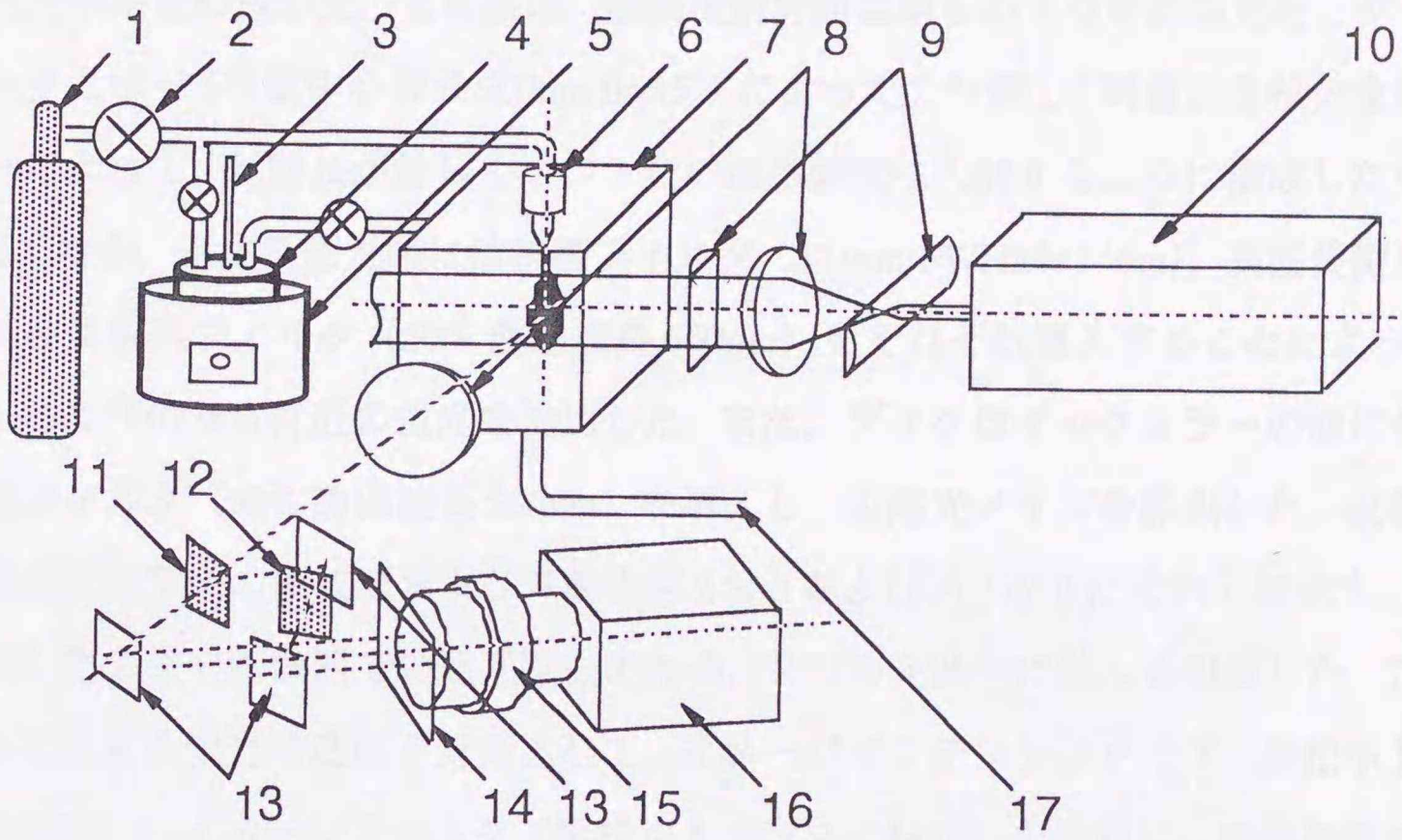


1. Nd:YAG laser
2. Cylindrical lens
3. Convex lens
4. Test cell
5. Injection nozzle
6. Pt resistance thermometer
7. Pressure regulator
8. Gas bomb
9. Iodine sublimating cell
10. Water bath
11. CCD camera
12. Image digitizer
13. Host computer
14. Delay generator
15. Injection control box
16. Iodine exhaust
17. Long wave pass filter
18. Image intensifier

図2.7(a)　雰囲気LIF法実験装置の模式図

(a) 入射光部

励起光源にはNd:YAGレーザ第２高調波をシート光にして使用した．温度・濃度の同時計測時には，高い励起光強度が要求されるため，４枚のシリンドリカルレンズによって，シート幅および厚さをコンパクトにした高強度のシート光を得た．そのサイズは幅15mm，厚さ0.3mmである．一方濃度のみの測定の場合，２枚のシリンドリカルレンズおよび１枚のコンベックスレンズによって，幅を大きくし広い観測視野を確



1. Gas bomb
2. Pressure regulator
3. Pt resistance thermometer
4. Iodine sublimating cell
5. Water bath
6. Water cooled injection nozzle
7. Test cell with heater
8. Convex lenses
9. Cylindrical lenses
10. Nd:YAG laser
11. Dichroic mirror
12. Cyan filter
13. Full flat mirror
14. Long wave pass filter
15. Image intensifier
16. CCD camera
17. Exhaust

図2.7(b)　温度・濃度同時計測時の実験装置模式図

保した．そのサイズは幅70mm，厚さ0.3mmである．各種入射光部の模式図を図2.7(a)および図2.7(b)にそれぞれ示す．

(b) 受光部

図2.7(a)および図2.7(b)に示したように，温度・濃度同時計測，および濃度のみの計測においてそれぞれ異なる受光光学系を使用した．

雰囲気LIF法による温度計測には，波長の異なる2枚の蛍光画像を要する．本研究では，2枚の画像を同時に1系統の撮影装置で記録することを目的として反射型2画像受光光学系を作成した．この系は，噴流噴射雰囲気からのヨウ素の蛍光を，ダイクロイックミラー（分離中心波長600nm:θ=35°）によって2分割し，両者を3枚の全反射ミラーによって，光路長が等しくかつ1台の撮影装置に入射するように構成したものである．なお，短波長側光路には狭帯フィルタ（581nm:FWHM=14nm），長波長側光路には長波長透過フィルタ（50%透過波長660nm）をそれぞれ導入することによって，580nmおよび675nm付近の蛍光を抽出した．また，ダイクロイックミラーの前に長波長透過フィルタ（50%透過波長560nm）を導入し，励起光ノイズを除去した．反射型2画像受光光学系の模式図および外観を図2.8(a)および図2.8(b)にそれぞれ示す．

分割した2枚の画像間での迷光除去のため，2つの光路中に絞りを設置した．これによって生ずる蛍光強度低下対策として，イメージインテンシファイア（浜松ホトニクスC4273）にイメージブースタ（浜松ホトニクスC4412）を接続し，画像強度の増強を行った．

濃度計測のみの場合の受光光学系では，集光レンズ，励起光除去のための長波長透過フィルタ，蛍光強度増幅のためのイメージインテンシファイア，CCDカメラを一直線上に配置している．いずれの光学系においても，増幅した蛍光画像は，CCDカメラ（SONY XC-75）で撮影した後画像処理装置で解析した．各種フィルタの透過特性を図2.9に，入射・受光光学系の各種諸元を表2.6にそれぞれ示す．

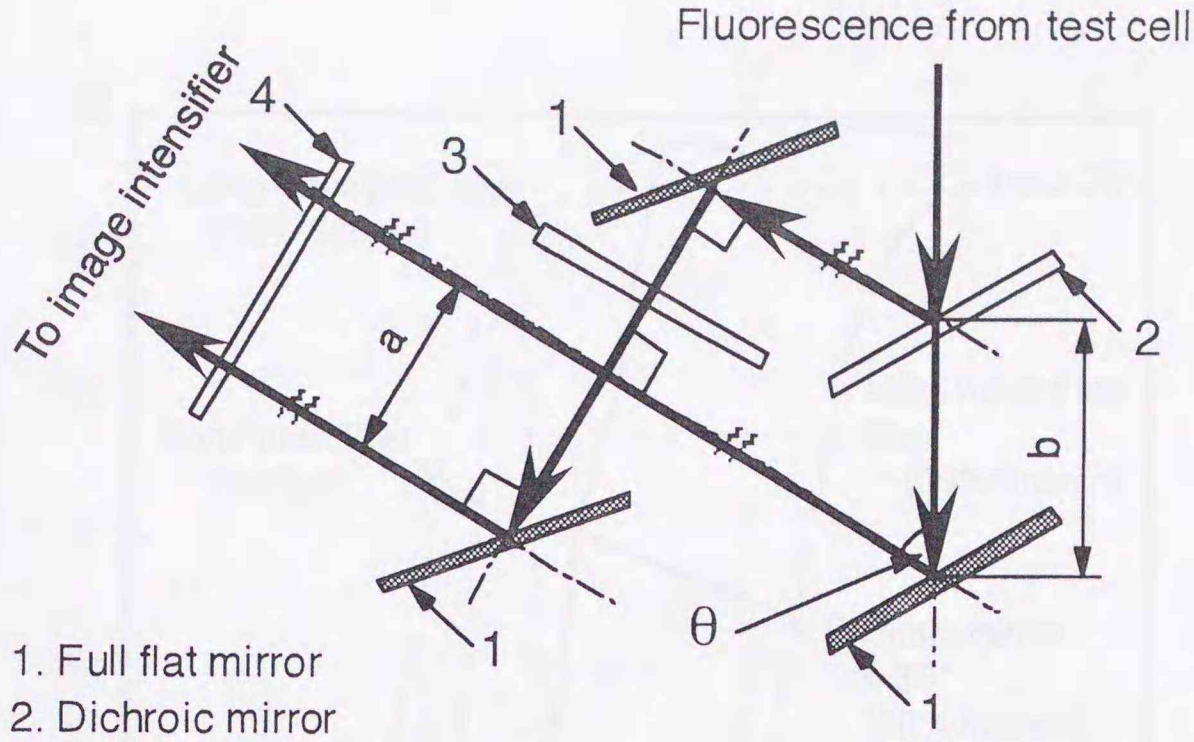


図2.8(a)　反射型２画像受光光学系模式図

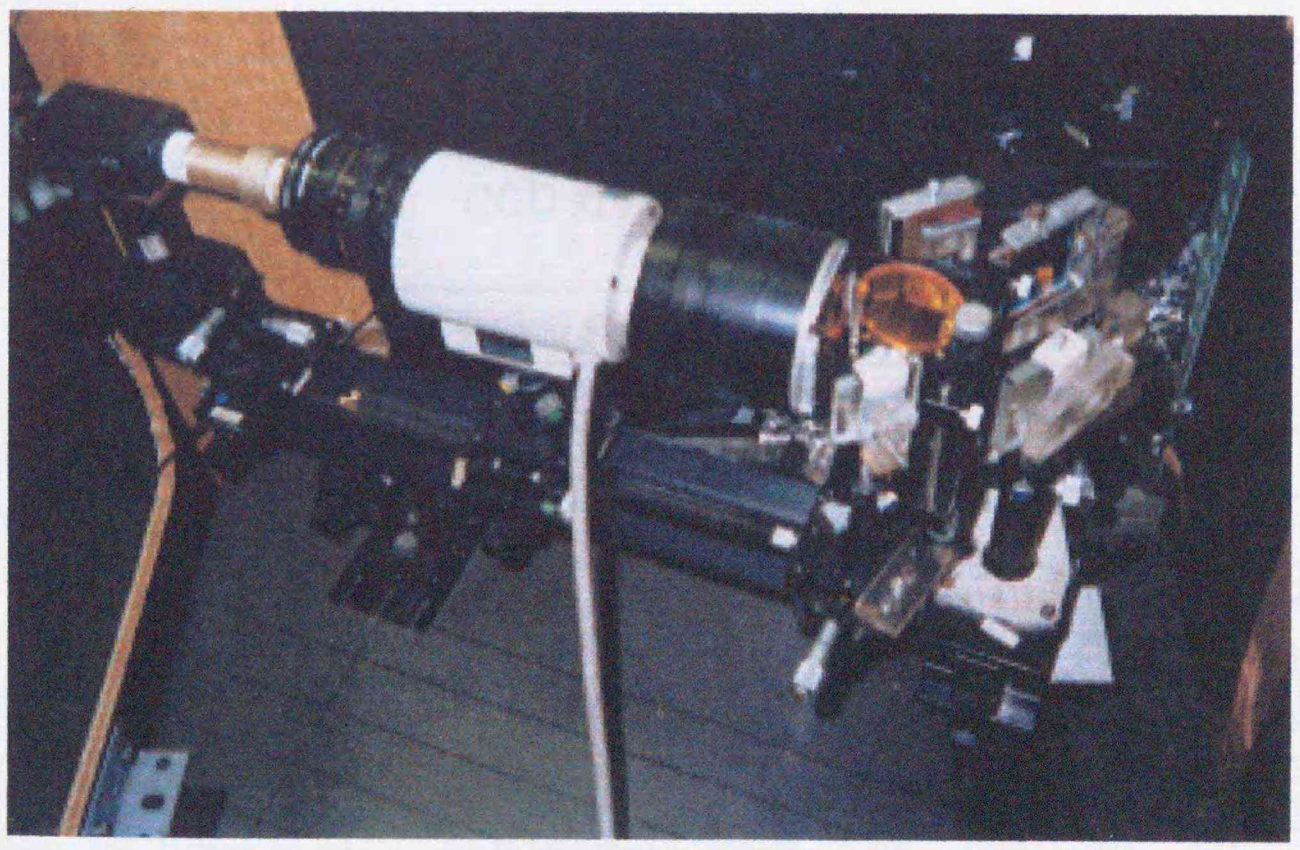


図2.8(b)　反射型２画像受光光学系の外観

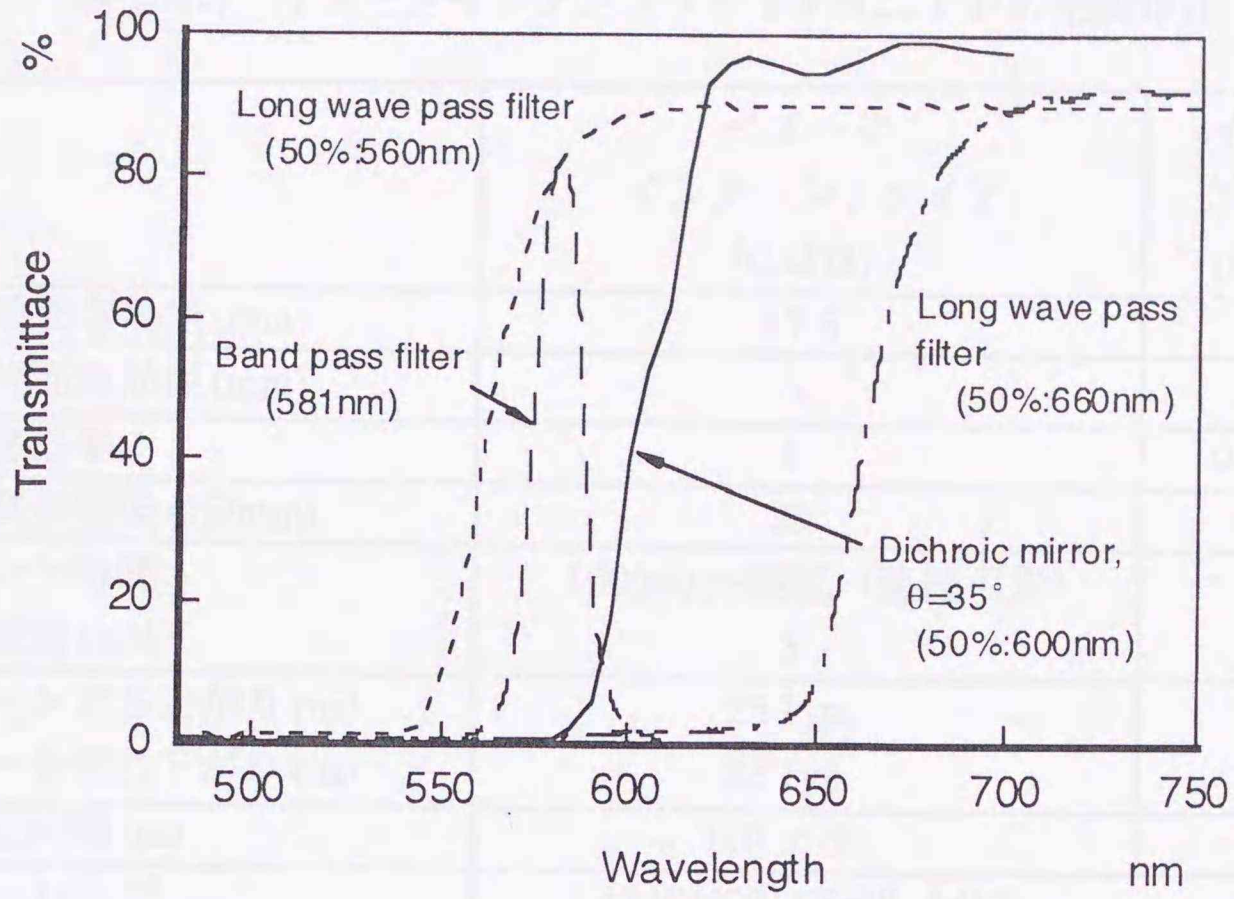


図2.9　各種フィルタの透過特性

表2.6(a)　CCDカメラユニットの主要諸元

カメラ本体 (SONY XC-75)	有効画素数	H:768 × V:498
	撮像面積	1/2 inch
	露光時間 (ms)	10-0.1
	設定値 (ms)	10
	レンズ	Tokina 16mm TV LENZ 1:1.4 Cannon FD50mm 1:1.8
コントロール部 (C-TEC TKIF-89)	画像メモリ	768(H) × 493(V) × 8bit
	露光時間	2(ms)-125(s)
	設定値 (ms)	10
	応答時間精度	± 0.1(ms) 以内

表2.6(b)　イメージインテンシファイアユニットの主要諸元

	イメージ インテンシファイア (C4273)	イメージ ブースタ (C4412)
光電面有効径(mm)	17.5	20
蛍光面有効径(mm)	-	13.0
映像倍率	1	0.67 Typ.
空間分解能(1p/mm)	23	48 Typ.
ゲート時間 設定値(ms)	100(ns)～連続（連続可変） 5	 -
ゲート立ち上がり(ns) ゲート立ち下がり(ns)	25 Typ. 25 Typ.	- -
遅延時間(ns)	110 ± 5	-
レンズ	FUJINON CF50L 1:0.7	

表2.6(c)　入射光・受光光学系供試レンズ主要諸元

	使用位置	名称	サイズ(mm)	焦点距離(mm)
濃度計測 光学系	入射光部	Cylindrical Convex Cylindrical	20 × 20 φ50 10 × 70	40 200 15
	受光部	Convex	φ100	200
温度・濃度 同時計測 光学系	入射光部	Cylindrical	20 × 20 50 × 40 10 × 70 10 × 70	40 20 20 15
	受光部	Achromatic	φ50	300

(c) 制御信号部

噴流画像の撮影は，ヨウ素予混合雰囲気ガスを充填した観測容器中に，Nd:YAGレーザ第２高調波のシート光を10Hzで連続発振させて入射し，任意のスタート信号を与えた直後のNd:YAGレーザの発光パルスをトリガとして，噴流噴射用電磁式インジェクタ，イメージインテンシファイアのゲート，およびCCDカメラのシャッタを制御することによって行った．

これらの制御信号は，パソコンタイミングジェネレータ（タイム98-50MHzアスコム製）で設定した．このジェネレータは，パソコンを利用したマルチチャンネルロジック信号発生器であり，モニタ上で任意の波形を編集し，任意の同期方法で最大16チャンネルの信号を出力することが可能である．これによって，トリガから100ms後のレーザ発光に，噴射系および撮影系を同期させた．その際，CCDカメラおよびイメージインテンシファイアの露光時間はそれぞれ10msおよび5msとした．レーザを連続発振させるこの手法は，噴流噴射をトリガとしてレーザを現象に同期させ，単発発光させる場合と比較して，レーザ出力の安定性が極めて高いため，高精度の画像計測が可能となる．

図2.10に制御信号のチャートを示す．

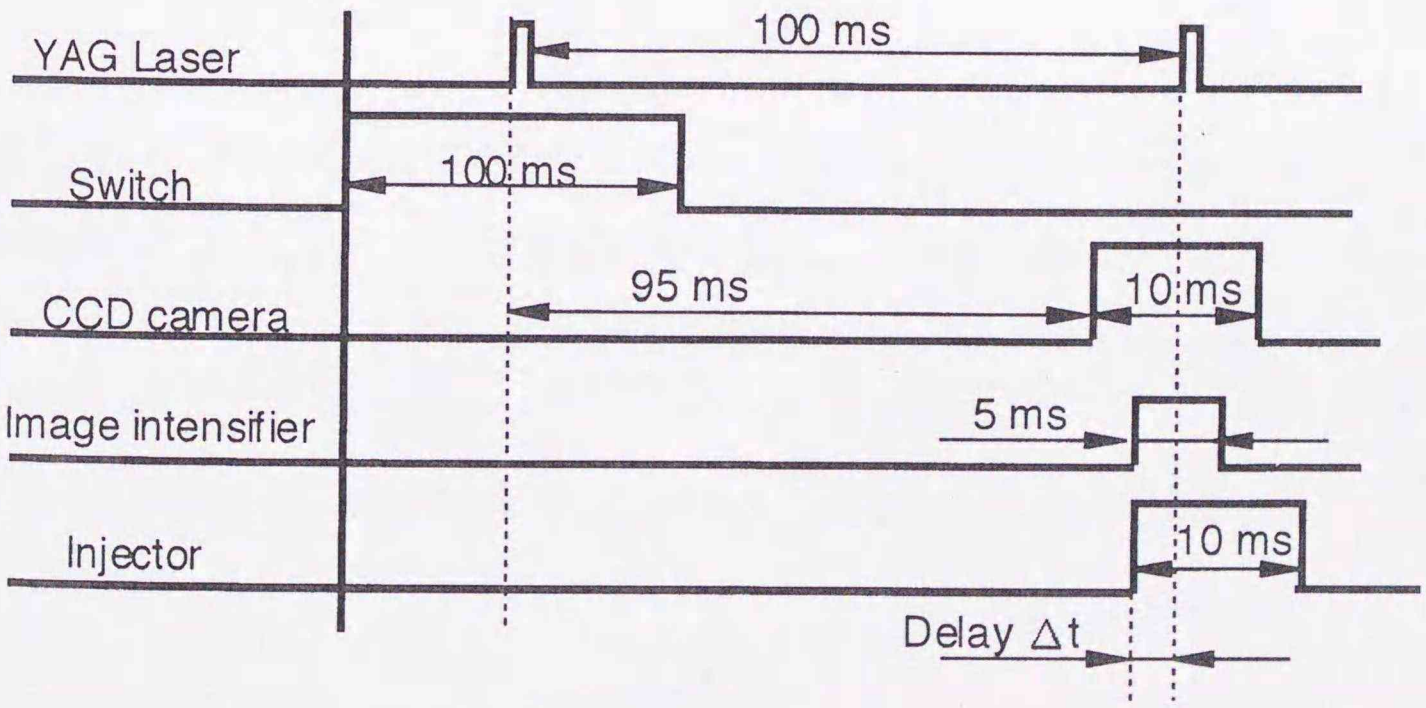


図2.10　制御信号のチャート

2.5.2　画像処理装置

本研究では，CCDカメラで撮影した噴流画像の解析に際し，カラービデオ画像処理ユニット(PHOTORON FRM2-RGB)を中心とした画像処理システムを用いた．本ユニットは，1.5M byte の画像メモリ (512 × 512 × 8bit × 3(R,G,B) × 2 image) を有しており，画素数は512×512，濃度ステップは256階調であり，対象となる画像データをR(Red)，G(Green)，B(Brue) の３成分に分割して処理できる．

本研究では，単色の画像データのみで定量化処理が可能であるため，画像データメモリの節約および処理の簡略化のため，G成分のみを用いて画像入力ならびに処理を行った．

2.6 熱線流速計による噴流速度計測

2.6.1 計測装置

本研究では，噴射ガス速度を噴射圧力によって調整した．その際の噴射圧力と噴射速度との関係を熱線流速計（KANOMAX SYSTEM 7000シリーズ）によって計測した．

熱線プローブには，線径5μmのタングステン製I型（MANOMAX 00251R-T5）を用い，これを噴射ノズル出口中心軸上に設置し，ガスを間欠噴射した際の熱線流速計からの出力をデジタルオシロスコープ（Pnasonic VP-5710A）で記録し，そのGP-IB出力からコンピュータにデータ転送して噴射速度の時間推移を算出した．

各種噴射ガスにおける噴出速度のキャリブレーションには乾式ガス流量計を使用した．すなわち，設定噴射圧力で定常噴射を行った際のガスを，乾式ガス流量計に導入して計測した体積流量をノズル断面積で除算して得た平均流速をキャリブレーションデータとした．

データサンプリングの間隔は，デジタルオシロスコープのサンプリングタイミングによって決定される．本実験では，供試熱線流速計の周波数応答を考慮して，2.5μs間隔，すなわち4000データのサンプリングを10msで行うこととした．なお，本計測に使用した熱線プローブの有効計測長さは1mmであるので，算出した流速は噴孔半径方向1mm区間の平均速度である．

2.6.2 乱れ強さの算出

前項の手法によって計測した噴射速度の変動成分を二乗平均して平方根をとった値(R.M.S.:Root Mean Square)を噴流の乱れ強さ u_1 と定義して，噴流噴射特性値の一つとした．

噴射速度の平均値は，噴射速度の時間推移の任意時間に対して前後0.125ms（データ点数にして100）の間を時間平均した値とした．

2.7　熱電対による噴流温度計測

2.7.1　温度測定装置

雰囲気LIF法による温度計測時の温度キャリブレーションおよび噴流噴射後の断熱膨張による噴射ガス温度低下の有無を調べるため，熱電対法による噴流温度の瞬時測定を行った.

線径0.1mmのK型熱電対を噴流観測容器内の噴流噴射ノズル出口からその中心軸上に配し，ガスを噴射した際の出力をデジタルオシロスコープ（Panasonic VP-5710A）で記録し，そのGP-IB出力からコンピュータにデータを転送して解析を行った.

2.7.2　熱電対の応答遅れの補正手法

高速非定常現象に対して，熱電対法による温度計測を行う際には，熱電対の応答遅れを考慮する必要がある[93]．環境温度をT_x，そこに挿入した熱電対の温度をT_sとすれば，次式が成り立つ.

$$\frac{dT_s}{dt}=\frac{1}{\tau}[T_x-T_s] \tag{2.4}$$

従って，上式からT_xは次式で与えられる．なお，τは時定数である.

$$T_x=T_s+\tau\frac{dT_s}{dt} \tag{2.5}$$

本研究では，噴孔直下における熱電対の信号から，無駄時間と1次遅れの時定数τを算出し，式(2.5)を用いることによって，その応答遅れによる指示値の補正を行った.

高温雰囲気中への低温噴流噴射の場合，噴流噴射期間および測定時間は噴流噴射による容器内の雰囲気温度低下を生じない範囲で設定した.

実験条件の一例を表2.7に，その際の応答特性を図2.11にそれぞれ示す.

表2.7　実験条件の一例

噴射ガス	アルゴン
噴孔径 (mm)	3
噴孔管長径比 L/D	6.7
噴射速度 u_0 (m/s)	18.8
噴射期間 (s)	1
データサンプルタイミング	噴射開始から 0.1s 後

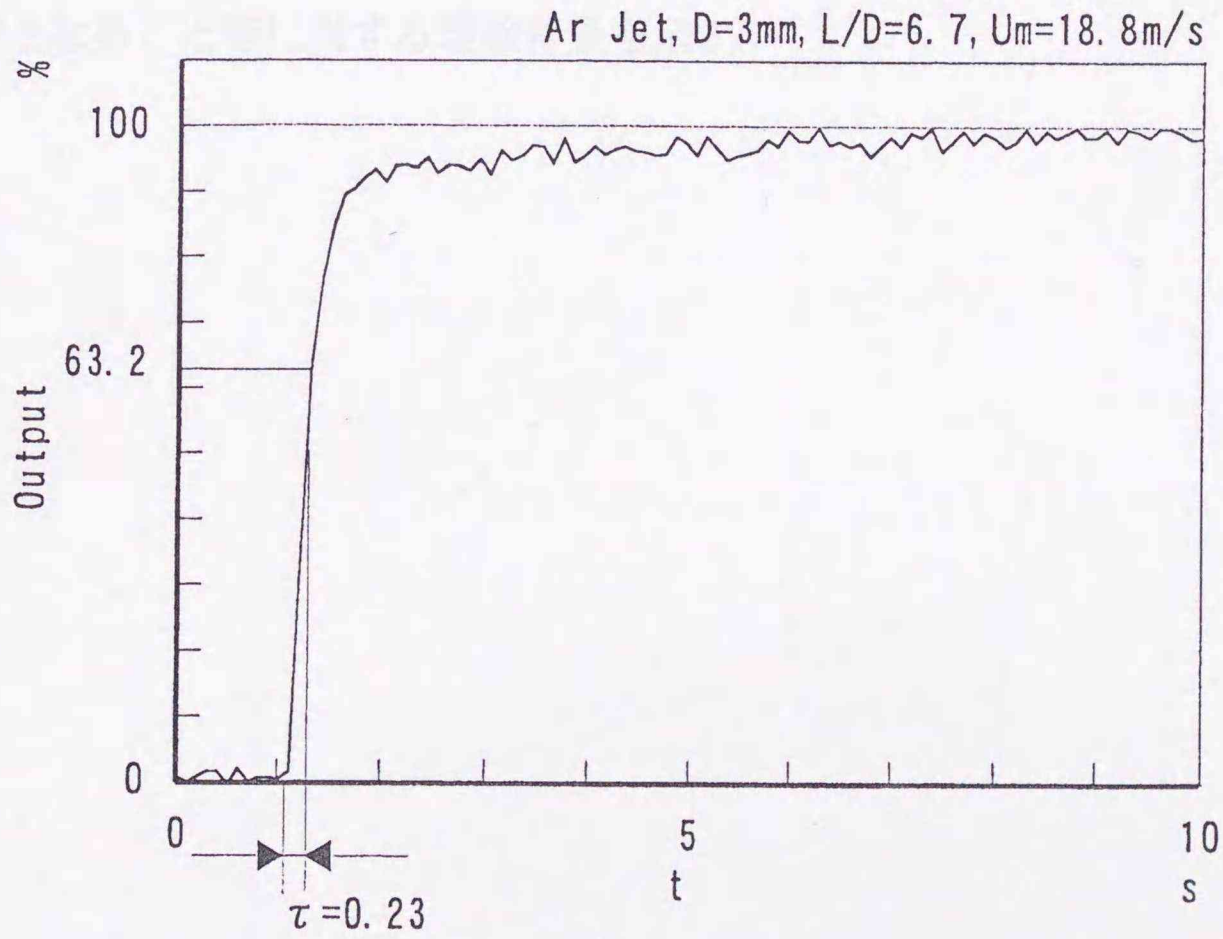


図2.11　供試熱電対の応答特性と時定数 τ

第３章　雰囲気LIF法によるガス濃度と温度の計測理論

本章では，本研究で開発した雰囲気LIF法による噴流濃度・温度の画像計測理論について論述する．特に本手法による濃度計測では蛍光物質の蛍光強度から解析的に決定し得るため，濃度の絶対校正が不要になること，温度計測については，蛍光物質の発光特性に対する波長および温度依存性を応用することによって，温度の瞬時画像計測が可能となること等に対する理論背景を示す．

3.1　LIF 法の基本理論 (94)

3.1.1　パルスレーザ励起による蛍光強度

図3.1に示すように，単位面積，単位時間当りの光子数J_sなるシート光が蛍光物質中に入射する場合，光軸上の位置 x における単位面積･単位時間当りの入射光子数 J(x)，およびその微小変化量 dJ(x) は Lambert-Beer の法則 (95) により次式で与えられる．

$$dJ(x) = -k_{\lambda_0}(x)C(x)J(x)dx \tag{3.1}$$

ここで，　$k_{\lambda_0}(x)$　：入射光波長 λ_0 における吸光係数 (m^2/mol)

C(x)　：蛍光物質のモル濃度 (mol/m^3)

これを積分すると次式が得られる．

$$J(x) = J_s \exp\left(-\int_0^x k_{\lambda_0}(x)C(x)dx\right) \tag{3.2}$$

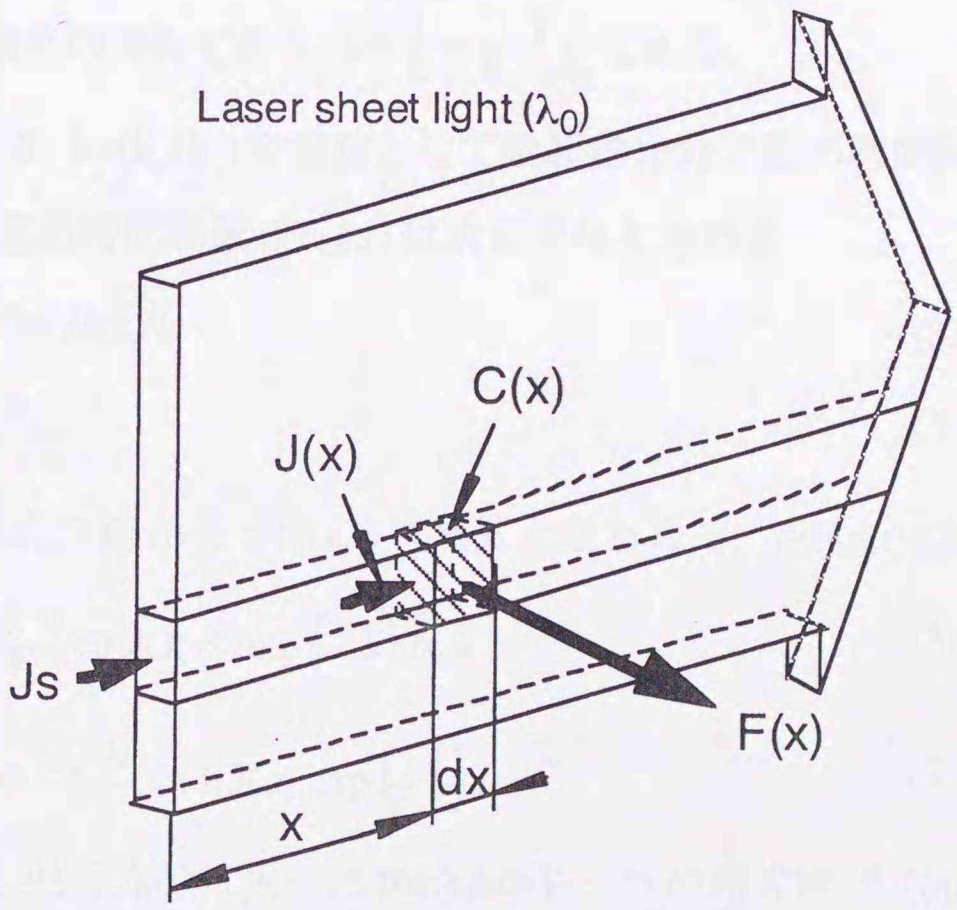


図3.1　蛍光物質の吸光・発光模式図

アインシュタインの法則によれば，励起直後の蛍光分子の数は，吸収された光子数に相当する．ここで，励起開始からの時間tにおける蛍光分子数をN(x,t)とすると，位置xにおける微小距離dx中の励起蛍光分子数dN(x,0)は以下の様になる．

$$dN(x,0) = -dJ(x)$$
$$= k_{\lambda_0}(x)C(x)J(x)dx \qquad (3.3)$$

励起された蛍光分子には，発光遷移するものと，無輻射遷移するものとがあり，それぞれの速度定数をk_1およびk_2とすれば，Arrhenius形反応速度式の基本形からdN(x,t)は以下のように与えられる．

$$dN(x,t) = -N(x,t)kdt \qquad (3.4)$$

ただし，$k=k_1+k_2$

従って，N(x,t)は次式となる．

$$N(x,t) = N(x,0)\exp(-kt) \qquad (3.5)$$

これを式(3.4)に代入して，xについて微分すると次式が得られる．

$$d^2N(x,t) = \frac{dN(x,0)}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)dt \qquad (3.6)$$

ただし，τは蛍光の寿命であり，$\tau = \frac{1}{k} = \frac{1}{k_1+k_2}$である．

一方蛍光強度は，$k_1/(k_1+k_2)$を定数として励起蛍光分子数の時間関数と比例関係にあるため，蛍光強度の時間関数$d^2F(x,t)$は次式で与えられる．

$$d^2F(x,t) = -\Phi d^2N(x,t) \qquad (3.7)$$

ただし，$\Phi = \frac{k_1}{k_1+k_2}$ (3.8)

式(3.3)および式(3.6)から$d^2N(x,t)$は次式となるので，$d^2F(x,t)$は式(3.10)となる．

$$d^2N(x,t) = \frac{k_{\lambda_0}(x)}{\tau}C(x)J(x)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)dxdt \qquad (3.9)$$

$$d^2F(x,t) = -\Phi\frac{k_{\lambda_0}(x)}{\tau}C(x)J(x)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)dxdt \qquad (3.10)$$

本研究の場合，励起光源に用いたNd:YAGレーザの発光時間（8nsec）ならびに蛍光寿命τは，蛍光観測光学系ゲートの開いている時間に比べて極めて小さいため，時間関数式(3.10)の全時間積分値dF(x)を観察しているものと考えてよい．すなわち，

$$dF(x) = \int_0^{\infty} \Phi \frac{k_{\lambda_0}(x)}{\tau} C(x) J(x) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt dx$$

$$= \Phi k_{\lambda_0}(x) C(x) J(x) dx \qquad (3.11)$$

この式に式(3.2)を代入するとパルスレーザ励起の場合の微小蛍光強度dF(x)が次式のように求められる.

$$dF(x) = \Phi k_{\lambda_0}(x) C(x) J_s \exp\left(-\int_0^x k_{\lambda_0}(x) C(x) dx\right) \qquad (3.12)$$

3.1.2 観測位置での蛍光強度

dF(x)はシート光入射断面におけるものであり,実際に測定される蛍光強度はシート光に沿ったx軸断面と容器ガラス面との間(y軸上の距離L_y)に存在する蛍光物質(濃度C(y) mol/m^3)によって減衰し,さらに光学系の集光効率などの装置定数を乗じた値となる.観測光路中の位置をy,測定する蛍光波長の吸光係数を$k_{\lambda F}(y)$,装置定数をβ_xとすると,蛍光観測位置L_yにおける蛍光強度$F(x,L_y)$は,式(3.1)および式(3.2)の場合と同様に次式となる.

$$F(x,L_y) = \beta_x F(x) \exp\left(-\int_0^{L_y} k_{\lambda_F}(y) C(y) dy\right) \qquad (3.13)$$

これをxについて微分し,式(3.12)を代入すると次式が得られる.

$$dF(x,L_y) = \beta_x dF(x) \exp\left(-\int_0^{L_y} k_{\lambda_F}(y) C(y) dy\right)$$

$$= \beta_x \Phi \alpha_y k_{\lambda_0}(x) C(x) J_s \exp\left(-\int_0^x k_{\lambda_0}(x) C(x) dx\right) \qquad (3.14)$$

ただし, $\alpha_y = \exp\left(-\int_0^{L_y} k_{\lambda_F}(y) C(y) dy\right)$ (3.15)

式(3.14)において,C(x)以外の変数あるいは定数は測定等によって与えられるため,

この式を用いることによって，任意位置の蛍光強度測定からその位置 x における蛍光物質の濃度 C(x) が算出可能となる．なお，α_x は蛍光観測方向である y 軸上の区間 L_y に存在する蛍光物質を透過した蛍光の程度，すなわち蛍光透過率を表す．

一例として，C(x) および C(y) が一定値 C_0，$k_{\lambda o}(x)$ および α_x も一定値 $k_{\lambda o}$，α である場合，励起光入射軸上の位置 L_x における微小空間 Δ からの蛍光強度 $\Delta F(L_x)$ は次式のように算出される．

$$\Delta F(L_x) = \int_{L_x}^{L_{x+\Delta}} dF(x)dx$$

$$= \beta_x \Phi \alpha_y J_s \exp\left(k_{\lambda_0} C_0 L_x\right)\left[1 - \exp\left(k_{\lambda_0} C_0 \Delta\right)\right] \qquad (3.16)$$

3.2 噴流濃度測定法

3.2.1 雰囲気LIF法と通常のLIF法との比較

LIF法については，蛍光物質の濃度と蛍光強度との関係が比較的明確に理論化されているため，蛍光物質をトレーサとして使用した噴流濃度計測例がいくつか報告されている[43]~[48]．これによる通常の噴流計測では噴流中に蛍光物質を添加する場合が多いが，本研究で提案する雰囲気LIF法は，噴流周囲の雰囲気中に蛍光物質を添加し，これに蛍光物質を含まないガスを噴射した際の，雰囲気ならびに噴流領域からの励起蛍光によって噴流濃度を定量する手法であり，通常のLIF法およびPLIF法が有している計測上の利点に加えて，次のような利点が挙げられる．

①噴流で希釈されていない雰囲気の蛍光から励起レーザ光強度が間接的に得られため，その直接測定を要しない．

②つまり，上記の蛍光をリファレンスとして濃度の定量計測が可能であるため，濃度検定曲線を要しない．

③蛍光物質濃度の一定保持が容易なので，特に間欠噴流等の非定常現象に対する定量計測に適する．

以下，蛍光物質として特に蛍光強度の高いヨウ素を用いた雰囲気LIF法による，間欠噴流の濃度画像計測法について述べる．

3.2.2 噴流中の蛍光物質濃度算出

図3.2は，蛍光物質濃度C_0の雰囲気中に噴出する間欠噴流に対して，任意のタイミングで発光させた強度J_sのレーザシート光が入射した場合を模擬している．ここで，Lxは濃度画像処理開始位置，Δは画像処理メッシュ，Fはレーザシート光断面で発生した励起蛍光を断面に垂直方向（y方向）で観測した際の蛍光強度，Φは量子収率をそれぞれ示す．なお，添字のnは入射光側からn番目のメッシュを表す．

各メッシュにおける蛍光強度の観測値は集光効率を含む装置定数をβとすると，式(3.2)および(3.14)から次式で与えられる．

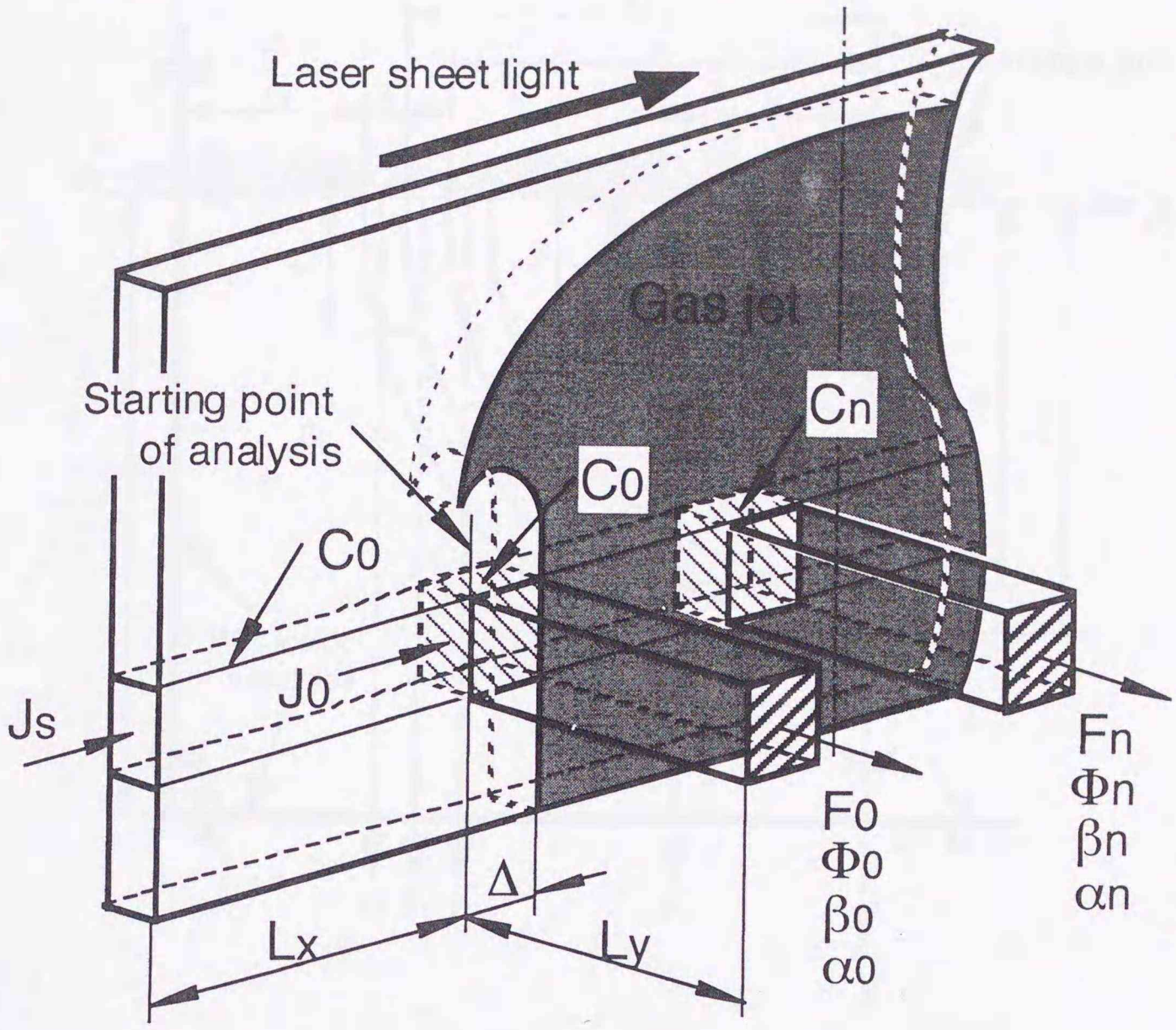


図3.2　噴流雰囲気における雰囲気LIF模式図

$$F_0 = \beta_0 \Phi_0 \alpha_0 (J_0 - J_1)$$

$$F_1 = \beta_1 \Phi_1 \alpha_1 (J_1 - J_2)$$

$$F_2 = \beta_2 \Phi_2 \alpha_2 (J_2 - J_3)$$

$$\vdots$$

$$F_n = \beta_n \Phi_n \alpha_n (J_n - J_{n+1})$$

$$= \beta_n \Phi_n \alpha_n J_0 \exp\left\{-\Delta \sum_{m=1}^{n} k_{\lambda_0 m-1} C_{m-1}\right\}\left[1 - \exp\left\{-k_{\lambda_0 0} C_n \Delta\right\}\right] \qquad (3.17)$$

ここで，噴流形状を軸対称と仮定すれば，図3.3に示すように，y軸方向の蛍光物質

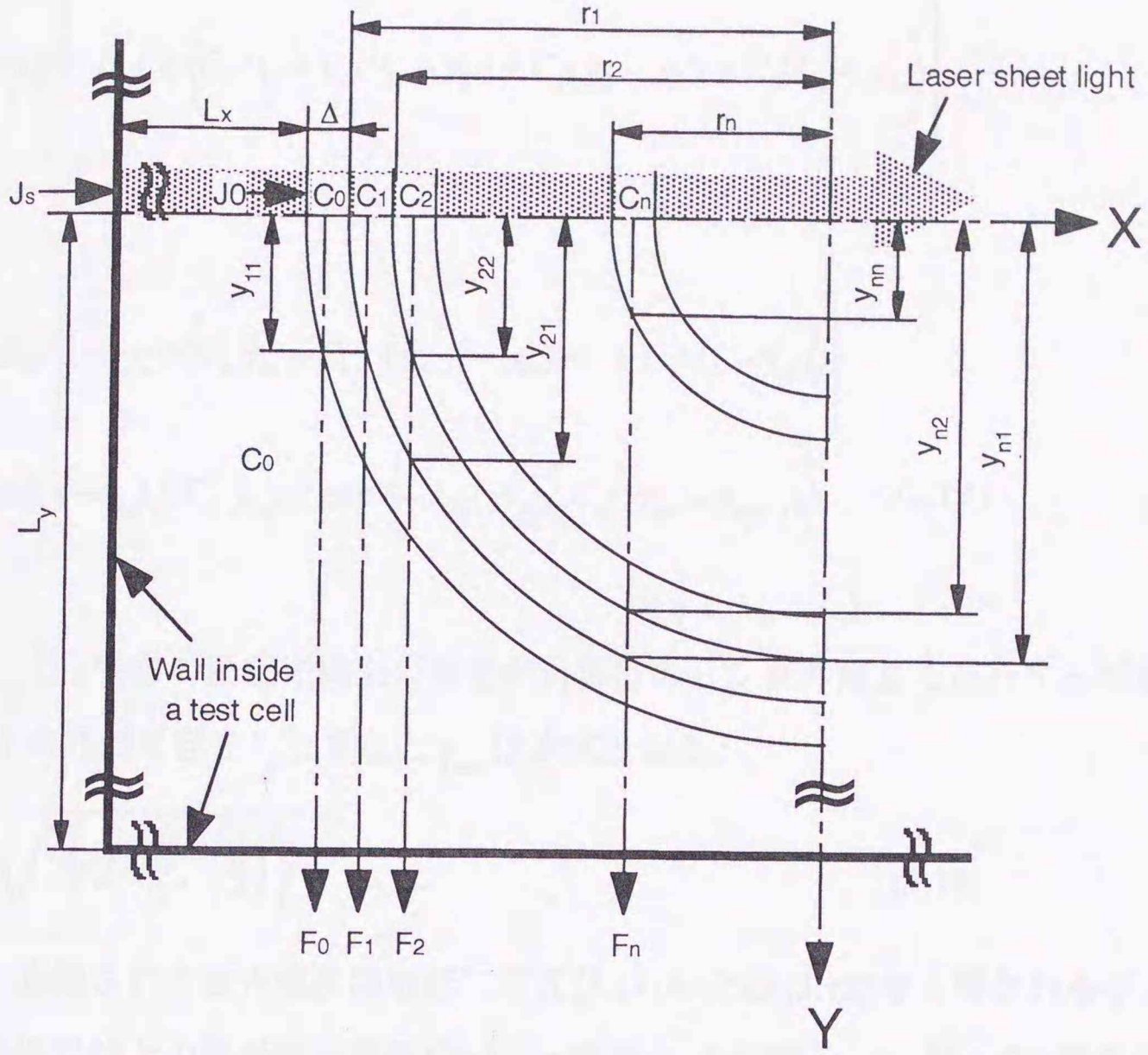


図3.3　噴流雰囲気からの蛍光の減衰モデル

濃度は噴流軸を中心とした同心円状に等濃度分布しているものと扱うことが出来る．従って，蛍光透過率を表すαは式(3.15)から次式で与えられる．

$$\alpha_0 = \exp\left[-k_{\lambda_F}(y) C_0 L_y\right]$$

$$\alpha_1 = \exp\left[-k_{\lambda_F}(y)\left\{C_1\, y_{11} + C_0(L_y - y_{11})\right\}\right]$$

$$\alpha_2 = \exp\left[-k_{\lambda_F}(y)\left\{C_2\, y_{22} + C_1(y_{21} - y_{22}) + C_0(L_y - y_{21})\right\}\right]$$

$$\alpha_3 = \exp\left[-k_{\lambda_F}(y)\left\{C_3\ y_{33} + C_2(y_{32} - y_{33}) + C_1(y_{31} - y_{32}) + C_0(L_y - y_{31})\right\}\right]$$

$$\vdots$$

$$\alpha_n = \exp\left[-k_{\lambda_F}(y)\left\{C_n\ y_{nn} + C_{n-1}(y_{nn-1} - y_{nn}) + \cdots + C_0(L_y - y_{n1})\right\}\right]$$

$$= \exp\left\{-k_{\lambda_F}(y)C_n\ y_{nn}\right\} \times \exp\left\{-k_{\lambda_F}(y)\sum_{m=0}^{n-1} C_m(\ y_{nm} - y_{nm+1})\right\} \qquad (3.18)$$

$$(n \geq 1,\ y_{n0} = L_y)$$

なお，y_{nm}はn番目の励起光軸上の蛍光がm番目のリング外周まで進行する距離であり，リングの外周半径をr_nとするとy_{nm}は次式となる．

$$y_{nm} = \sqrt{\left\{r_m^2 - \left(r_n - \frac{\Delta}{2}\right)^2\right\}} \qquad (3.19)$$

従って，観測される蛍光強度は厳密には式(3.17)および(3.18)から導かれるが，ここで，蛍光透過光路上の蛍光物質濃度C(y)を一定値C_0と仮定し，$k_{\lambda 0\,n}C_n\Delta \ll 1$の条件下で式(3.17)および(3.18)を簡略化すると次式が得られる．

$$F_n = \beta_n \Phi_n \alpha\, J_0 \exp\left\{-\Delta\sum_{m=1}^{n} k_{\lambda 0\,m-1}\, C_{m-1}\right\} k_{\lambda 0\,n}\, C_n \Delta \qquad (3.20)$$

ただし，$\alpha = \exp\left\{-k_{\lambda_F}(y)C_0 L_y\right\}$ (3.21)

簡略化に伴う計算誤差はわずかであるので，本研究では式(3.20)を蛍光物質濃度算出の基本式として用いた．なお，簡略式による濃度算出誤差の解析については5.3.3項で詳述する．

式(3.20)をC_nについて解くと，

$$C_n = \frac{F_n}{\beta_n \Phi_n \alpha\, J_0\, k_{\lambda 0\,n}\Delta} \exp\left\{\Delta\sum_{m=1}^{n} k_{\lambda 0\,m-1}\, C_{m-1}\right\} \qquad (3.22)$$

定数αおよびJ_0はF_0の測定結果から与えられるので，上式は式(3.25)のように書き

換えられる.

$$F_0 = \beta_0 \Phi_0 \alpha J_0 k_{\lambda_0 0} C_0 \Delta \tag{3.23}$$

$$C_n = \frac{\beta_0 \Phi_0 k_{\lambda_0 0}}{\beta_n \Phi_n k_{\lambda_0 n}} \frac{F_n}{F_0} C_0 \exp\left\{\Delta \sum_{m=1}^{n} k_{\lambda_0 m-1} C_{m-1}\right\} \tag{3.24}$$

この式は温度変動場にも適用し得る，雰囲気蛍光法の基本的な式であり，$k_{\lambda_0 n}$およびΦ_nの温度特性ならびに噴流温度分布が予め与えられれば，入射光側から式(3.24)を用いて順次計算することによって，画像処理メッシュ毎にC_nを決定し得る.

また，式(3.24)から，C_nの算出に際しては，Fの絶対測定ではなく，相対値F_n/F_0が必要であることが分かる.

一方，噴射ガスと雰囲気ガスの種類および温度が共に等しい場合，式(3.24)は次式のように簡略化される.

$$C_n = \frac{\beta_0}{\beta_n} \frac{F_n}{F_0} C_0 \exp\left\{\Delta k_{\lambda_0 0} \sum_{m=1}^{n} C_{m-1}\right\} \tag{3.25}$$

この場合，C_nを求めるのに必要な物性値は$k_{\lambda_0 0}$のみであり，より簡便な蛍光物質濃度の算出が可能となる.

なお，各処理メッシュ毎の集光立体角およびレンズの球面収差などが大きい場合には，式(3.24)および(3.25)中のβ_0/β_nの影響が無視できなくなるため，何らかの補正を行う必要がある．本研究では，噴流噴射を行わない場合の蛍光画像を用いて，その補正を行った．詳細については5.4.1項で述べる.

3.2.3　噴流濃度の算出

(a) 体積濃度 C_j^*

図3.4は噴流噴射前後における任意の微小空間での各種ガス分子のモル数変化を示している．ここで，扱っているガスが完全ガスであると仮定すると，噴流の体積分率で定義した噴流体積濃度C_j^*は以下のようになる．ただし，Jは噴射ガス，Aは雰囲気ガス，Cは蛍光物質のモル数である.

$$C_j^* = \frac{J}{J + A + C} \tag{3.26}$$

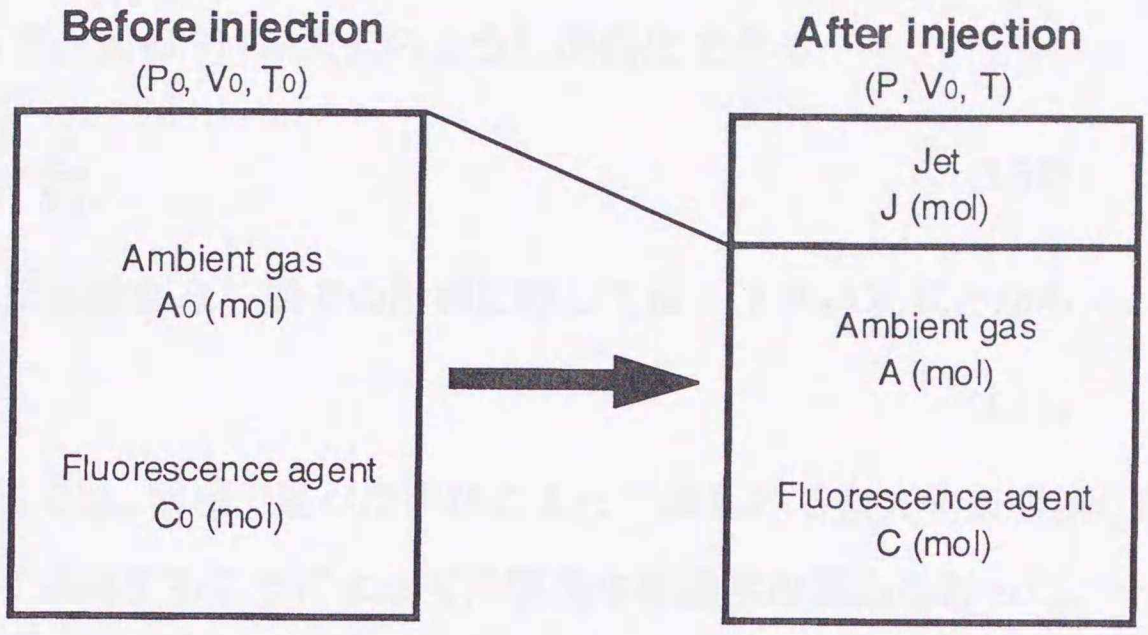


図3.4　噴流噴射前後のモル数変化

気体の状態方程式から，噴流噴射前後のガスの状態は次式で与えられる．ただし，噴射前の状態をサフィックス0とした．

$$P_0 V_0 = (A_0 + C_0) R T_0 \tag{3.27}$$

$$P V_0 = (J + A + C) R T \tag{3.28}$$

ここで，Aは式(3.29)で与えられる．

$$A = A_0 \frac{C}{C_0} \tag{3.29}$$

一方，C_0およびCはA_0に比べて十分小さいので，Jは式(3.27)，(3.28)，および(3.29)から次式となる．

$$J \fallingdotseq A_0 \left(\frac{P T_0}{P_0 T} - \frac{C}{C_0} \right) \tag{3.30}$$

従って，噴流体積濃度は式(3.26)および式(3.30)から，蛍光物質濃度の関数として以下のように与えられる．

$$C_j^* = 1 - \frac{P_0 T}{P T_0} \frac{C}{C_0} \tag{3.31}$$

本実験では，ガス噴射前後における圧力変化はなく，圧力分布もほぼ均一であると考えられるので，式(3.31)は次式のように簡略化できる．

$$C_j^* = 1 - \frac{T}{T_0}\frac{C}{C_0} \tag{3.32}$$

さらに，温度変動がない場での計測に際しては，上式は次式となる．

$$C_j^* = 1 - \frac{C}{C_0} \tag{3.33}$$

以上，本手法では，前項で述べた手法によって得られる蛍光物質濃度Cを式(3.32)および式(3.33)に適用することによって，噴流体積濃度の算出を行った．

(b) 噴流質量濃度 C_j

図3.5に質量分率で定義した噴流質量濃度C_j算出の概念図を示す．図に見られるように，密度ρ_j(kg/m³)，体積V(m³)の噴流塊が速度U_0(m/s)でノズルから噴射され，密度ρ_a(kg/m³)の雰囲気ガスを$\alpha \times V$(m³)取り込んだ後，速度がU(m/s)に変化したものとする．

この場合の噴流質量濃度C_jおよび噴流体積濃度C_j^*は，各々以下のように与えられる．

$$C_j = \frac{\rho_j}{\rho_m(1+\alpha)} \tag{3.34}$$

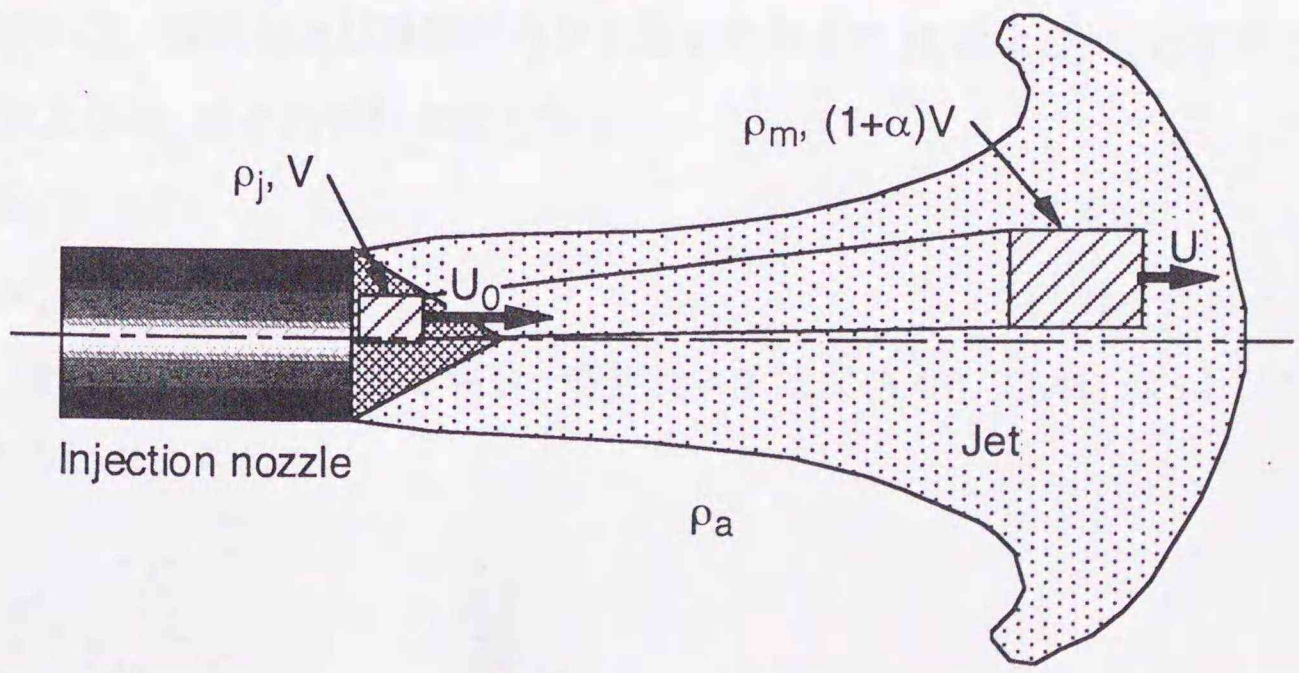


図3.5　質量噴流濃度の算出模式図

$$C_j^* = \frac{1}{1+\alpha} \tag{3.35}$$

ただし，ρ_m は混合気の平均密度を表しており，次式で与えられる．

$$\rho_m = \frac{\rho_j + \alpha\rho_a}{1+\alpha} \tag{3.36}$$

式(3.35)および式(3.36)を用いて，式(3.34)から α を消去すると，C_j は次式となる．

$$C_j = \frac{\rho_j C_j^*}{(\rho_j - \rho_a)C_j^* + \rho_a} \tag{3.37}$$

すなわち，式(3.31)から C_j^* が与えられれば，式(3.37)によって噴流質量濃度 C_j が算出できる．なお，噴射ガスと雰囲気ガスとが同一である場合，$\rho_j=\rho_a$ であるから，$C_j=C_j^*$ となる．

一方，噴流噴射において運動量が保存されるものと仮定すると，次式が成り立つ．

$$\rho_j V U_0 = \rho_m (1+\alpha) V U \tag{3.38}$$

上式と式(3.34)とから，C_j は次式のようにも表せる．

$$C_j = \frac{U}{U_0} \tag{3.39}$$

つまり，運動量が保存される場合，噴射速度の減少割合と噴流質量濃度とは等価であることを示している．

(c) 空燃比および当量比

図3.4において，噴流および雰囲気の分子量をそれぞれ M_J および M_A とすると，各々の質量 m_J および m_A はそれぞれ次式となる．

$$m_J = M_J J \tag{3.40}$$

$$m_A = M_A A \tag{3.41}$$

従って，噴射ガスが燃料である場合，空燃比A/Fは式(3.40)，(3.41)，および(3.31)から以下のように与えられる．

$$A/F = \frac{M_A}{M_J} \frac{\dfrac{C}{C_0}}{\dfrac{PT_0}{P_0T} - \dfrac{C}{C_0}}$$

$$= \frac{M_A}{M_J} \frac{1 - C_j^*}{C_j^*} \tag{3.42}$$

燃料の理論空燃比を $(A/F)_{th}$ とすると，当量比 ϕ は次式となる．

$$\phi = \frac{(A/F)_{th}}{\frac{M_A}{M_J} \frac{1 - C_j^*}{C_j^*}} \tag{3.43}$$

3.2.4 画像処理法

雰囲気LIF法による噴流蛍光画像の解析は以下のステップで行った．

(a) ダークノイズの除去

供試イメージインテンシファイアおよびCCDカメラは本来電気的なノイズを持っているので，計測した蛍光画像の輝度データは，全く蛍光を発しない場合でも0とはならず，ある一定レベルの値，すなわちダークノイズが加算されている．従って，まず全画素にわたって蛍光輝度データからダークノイズを差し引いた．

(b) 各画素毎の装置定数の補正

画像処理の各メッシュにおける集光立体角および集光レンズの球面収差が著しく異なる場合，その補正を行わなければ濃度計測精度が低下する．従って，本研究では，噴流噴射を行わない場合の蛍光画像を用いることによって，式(3.25)中の装置定数 β_0/β_n が処理メッシュ毎に決定でき，高精度濃度計測が可能となる．

噴流噴射を行わない場合の0およびn処理メッシュにおける蛍光強度をそれぞれ F_{B0} および F_{Bn} とすると，$\Phi_n=\Phi_0$ および $\alpha_n=\alpha_0$ であるからこれらは次式のように表せる．

$$F_{Bn} = \beta_n \Phi_0 \alpha_0 J_0 \exp\left\{-n\Delta \times k_{\lambda_0 0} C_0\right\} k_{\lambda_0 0} C_0 \Delta \tag{3.44}$$

$$F_{B0} = \beta_0 \Phi_0 \alpha_0 J_0 k_{\lambda_0 0} C_0 \Delta \tag{3.45}$$

式(3.44)および(3.45)から，次式が導かれる．

$$\frac{\beta_0}{\beta_n} = \frac{F_{B0}}{F_{Bn}} \exp\left\{-n\Delta \times k_{\lambda_0 0} C_0\right\} \tag{3.46}$$

本研究では，噴流噴射直前に撮影した雰囲気蛍光画像に対して，式(3.46)を適用して画像処理メッシュ毎にβ_0/β_nを算出し，直後に撮影した噴流画像の濃度処理式(3.24)にこれを代入して蛍光物質濃度を求めた．

(c) 吸光係数および量子収率の温度補正

前述の式(3.24)中のヨウ素の吸光係数および量子収率は，４章で説明する様に温度および圧力の関数である．従って，温度・圧力変動場においてはこれらを変数として扱う必要がある．本研究では，ヨウ素の吸光係数および量子収率の温度・圧力依存特性を予め求めており，また，次節で述べる手法によって温度計測が可能であるため，濃度画像処理メッシュ毎にこれらを決定し得る．すなわち，温度・圧力変動場であっても，式(3.24)によって蛍光物質の濃度が算出され，これと式(3.30)とによって噴流濃度が求められる．

雰囲気LIF法によって計測した画像は，上記(a)，(b)，および(c)の補正処理を施すことによって，精度良く解析することが可能となる．

図3.6にこれら補正処理実行の模式図を示す．

3.2.5　噴流濃度のスペクトル解析

雰囲気LIF法によって算出した噴流濃度のうち，その噴流中心軸上の濃度，すなわちCjaの分布についてスペクトル解析を行い，混合メカニズムの解明に供した．

Cjaの分布は，噴孔出口からの距離zの関数Cja(z)と見なすことが出来る．また，噴流中心軸方向の処理メッシュをΔ_z，噴孔出口からのメッシュ数をnとすると，Cja(z)は$Cja(n\Delta_z)$となる．一般のスペクトル解析は時間関数に対するものであるが，本研究におけるCjaは位置の関数であり，従って，得られるスペクトルは波数スペクトルである．本項では，噴流中心軸上濃度$Cja(n\Delta_z)$に対するBlackman-Turkey法[96]によるスペクトル解析法について説明する．

$Cja(n\Delta_z)$のスペクトルを平坦化するために，次式で示されるデータのプリホワイトニ

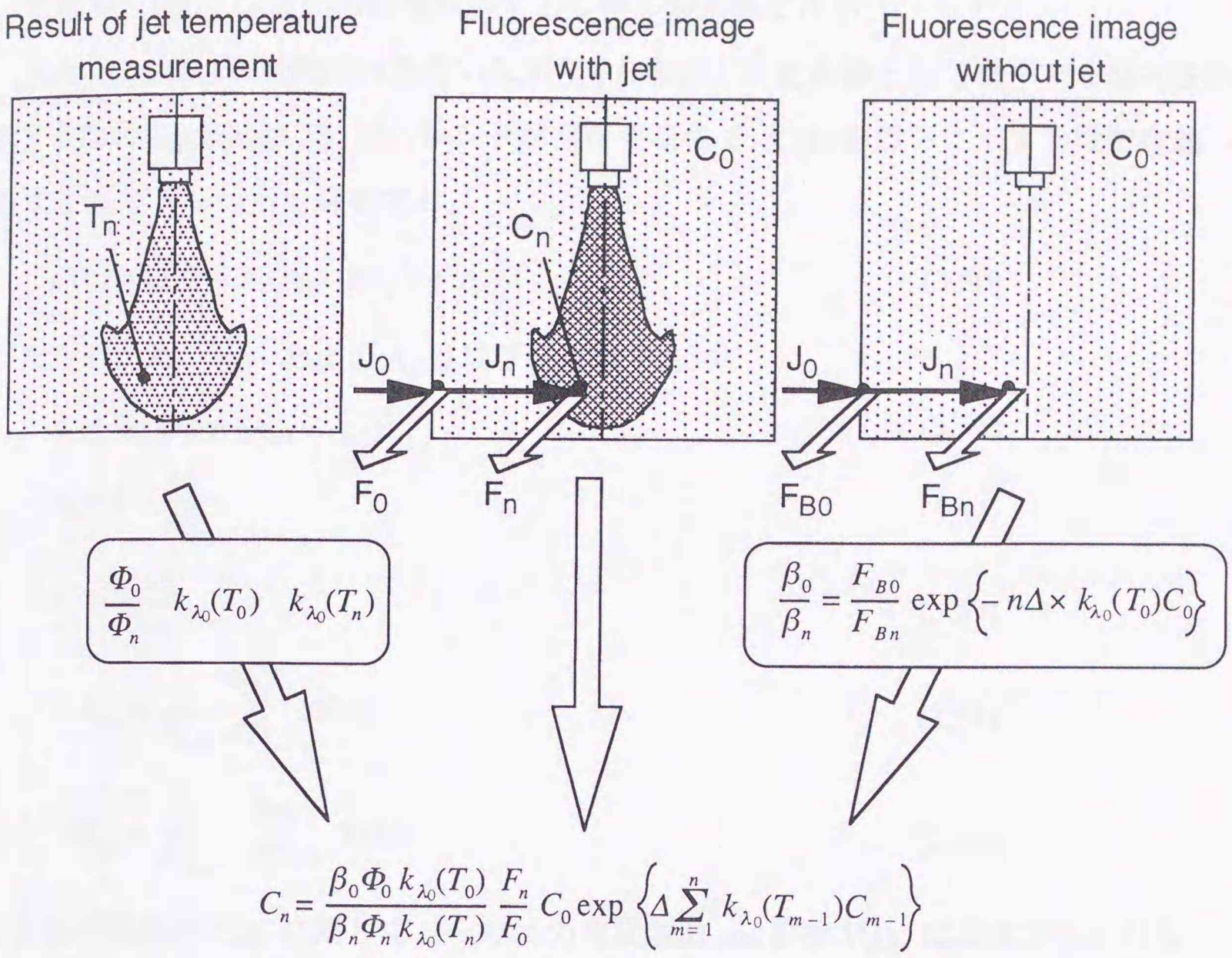


図3.6　温度変動場における噴流濃度処理の模式図

ング（白色化）を行って得られた値 X(n) に対してスペクトル解析を行う.

$$X(n) = XX(n) - \frac{1}{N_{\max}} \sum_{n=1}^{N_{\max}} XX(n) \qquad (3.47)$$

ただし,

$$XX(n) = Cja(n\Delta) - 0.6 \times Cja\{(n-1)\Delta\} \qquad (3.48)$$

ここで，N_{max} は噴流最先端を与える n である.

この様にして得られた X(n) に対して，自己相関関数 C(k) を次式で定義する.

$$C(k) = \frac{1}{N_{\max} - k + 1} \sum_{n=k}^{N_{\max}} \{X(n)X(n-k+1)\} \quad (0 \le k \le lag + 1) \qquad (3.49)$$

ただし，lag+1 は自己相関関数のずらし量の最大値である．

また，Cja($n\Delta_z$)は変動成分を伴いながらnの増加と共に全体として低下する傾向を示す．すなわち，Cja($n\Delta_z$)にはトレンドが存在するので，C(k)を以下に示す手段で定義し直すことでトレンドを除去する．

$$C(k) = C(k) - A_1\left\{A_2 - 2A_3(1 + A_3)\right\} \tag{3.50}$$

ただし，A_1，A_2，およびA_3は以下に定義する．

$$A_1 = 0.1875 \times (X_{m1} - X_{m1})^2 \tag{3.51}$$

$$A_2 = 1 - \frac{1}{N_{\max}^2} \tag{3.52}$$

$$A_3 = \frac{n-1}{N_{\max}} \tag{3.53}$$

$$X_{m1} = \frac{3}{N_{\max}} \sum_{n=1}^{N_{\max}/3} XX(n) \tag{3.54}$$

$$X_{m2} = \frac{3}{N_{\max}} \sum_{n=2N_{\max}/3}^{N_{\max}} XX(n) \tag{3.55}$$

自己相関係数C(k)に対してフーリエの有限離散cos変換V_c(k)は次式で示される．

$$V_c(k) = \Delta\left\{1 + C(lag+1)\cos\left((k-1)\pi\right) + 2\sum_{m=2}^{lag} C(m)\cos\left((k-1)\pi \times (m-1)/lag\right)\right\} \tag{3.56}$$

V_c(k)に対してスペクトル推定誤差を少なくするため，以下に示すスペクトルウインドウによる平滑化によってP(k)を得る．

$$P(k) = 0.25V_c(k-1) + 0.5V_c(k) + 0.25V_c(k+1) \quad (2 \le k \le lag) \tag{3.57}$$

ただし，

$$P(1) = 0.5V_c(1) + 0.5V_c(2) \tag{3.58}$$

$$P(lag+1) = 0.5V_c(lag) + 0.5V_c(lag+1) \tag{3.59}$$

式(3.47)において白色化を行ったので，元のデータのスペクトルを得るために修正，すなわち復色を以下のように行う．

$$V_r(k) = \frac{P(k)}{1.36 - 2\cos\left((k-1)\pi\right)} \qquad (2 \le k \le lag) \tag{3.60}$$

ただし，

$$V_r(1) = \frac{P(1)N_{\max}}{\left(N_{\max} - lag\right)\left(1.36 - 1.2\cos\left(1.0472 / lag\right)\right)} \tag{3.61}$$

$$V_r(lag+1) = \frac{P(lag+1)}{1.36 - 1.2\cos\left(2\pi\left(1 - \frac{1}{6lag}\right)\right)} \tag{3.62}$$

本研究においては，k ≥ 0 であるので，パワースペクトル密度 E(k) は "one-sided spectrum" となり，次式で与えられる．

$$E(k) = 2V_r(k)$$

$$= \frac{2P(k)}{1.36 - 2\cos\left((k-1)\pi\right)} \tag{3.63}$$

また，スペクトルは次式で与えられる波数 f に対して求められる．

$$f = \frac{k}{2\Delta \times lag} \tag{3.64}$$

従って，本研究では式 (3.64) の各点に対して，式 (3.63)，(3.56)，および (3.57) を適用して，パワースペクトル密度 E(k) を算出した．

3.3　噴流温度測定法[97]

3.3.1　基本式

本研究で使用したヨウ素を532nmで励起した際の量子収率スペクトルは，４章で詳述する様に，温度の増加に伴って短波長側で減少し，長波長側で増加する特性を示す．従って，蛍光画像を任意の２波長帯に分離して得た２つの画像の蛍光強度比から温度の算定が可能となる．

波長分離して得た２つの蛍光画像のうち，n番目の画像処理メッシュにおける長波長側および短波長側の蛍光強度をそれぞれF_{Ln}およびF_{Sn}とすると，その画像強度比F_{Ln}/F_{Sn}は式(3.20)から次式で表せる．

$$\frac{F_{Ln}}{F_{Sn}} = \frac{\beta_{Ln}}{\beta_{Sn}} \frac{\Phi_{Ln}}{\Phi_{Sn}} \frac{\alpha_{Ln}}{\alpha_{Sn}} \tag{3.65}$$

ただし，$\frac{\alpha_{Ln}}{\alpha_{Sn}} = \exp\left\{(k_{Sn} - k_{Ln})C_0 L_y\right\}$ (3.66)

ここで，β_{Ln}/β_{Sn}，Φ_{Ln}/Φ_{Sn}，α_{Ln}/α_{Sn}は，それぞれ２つの観測蛍光波長における装置定数比，量子収率比，および蛍光透過率比であり，k_{Sn}，k_{Ln}，およびL_yは，各波長でのモル吸光係数，および観測容器中の蛍光透過距離を示す．

本研究では，分離した２波長の蛍光画像の中心波長をそれぞれ675nmおよび580nmとした．また，ヨウ素の場合，580nmから700nmの波長範囲で，吸光係数の温度依存性がほとんど認められなかったため，式(3-66)から蛍光透過率比α_{Ln}/α_{Sn}は温度にほとんど依存せず一定値とみなせるので，特にこの波長域においては，蛍光画像強度比は量子収率比と等価の温度依存性を示すことになる．従って，予め選択した２つの蛍光波長における量子収率比の温度特性を求めておけば，全ての画像処理メッシュに対して観測した蛍光強度比から温度を求めることが可能となる．

なお，濃度画像処理の場合と同様に，式(3.65)には装置定数比β_{Ln}/β_{Sn}が関わっているが，その扱いについては次項で詳述する．

3.3.2　画像処理法

(a)β_{Ln}/β_{Sn}が一定値の場合の温度画像処理法

式(3.65)中のβ_{Ln}/β_{Sn}が全ての画像処理領域で一定値として扱える場合の温度画像処理のプロセスを図3.7に示す．図は，２つの蛍光画像の強度F_{Sn}およびF_{Ln}を表しており，これら蛍光強度式中の集光効率は処理メッシュの如何に拘わらずβ_Sおよびβ_Lの一定値で与えている．これら蛍光強度を画像間で除算した値，すなわちF_{Ln}/F_{Sn}は次式で与えられる．

$$\frac{F_{Ln}}{F_{Sn}} = A_{3.1}\frac{\Phi_{Ln}}{\Phi_{Sn}} \tag{3.67}$$

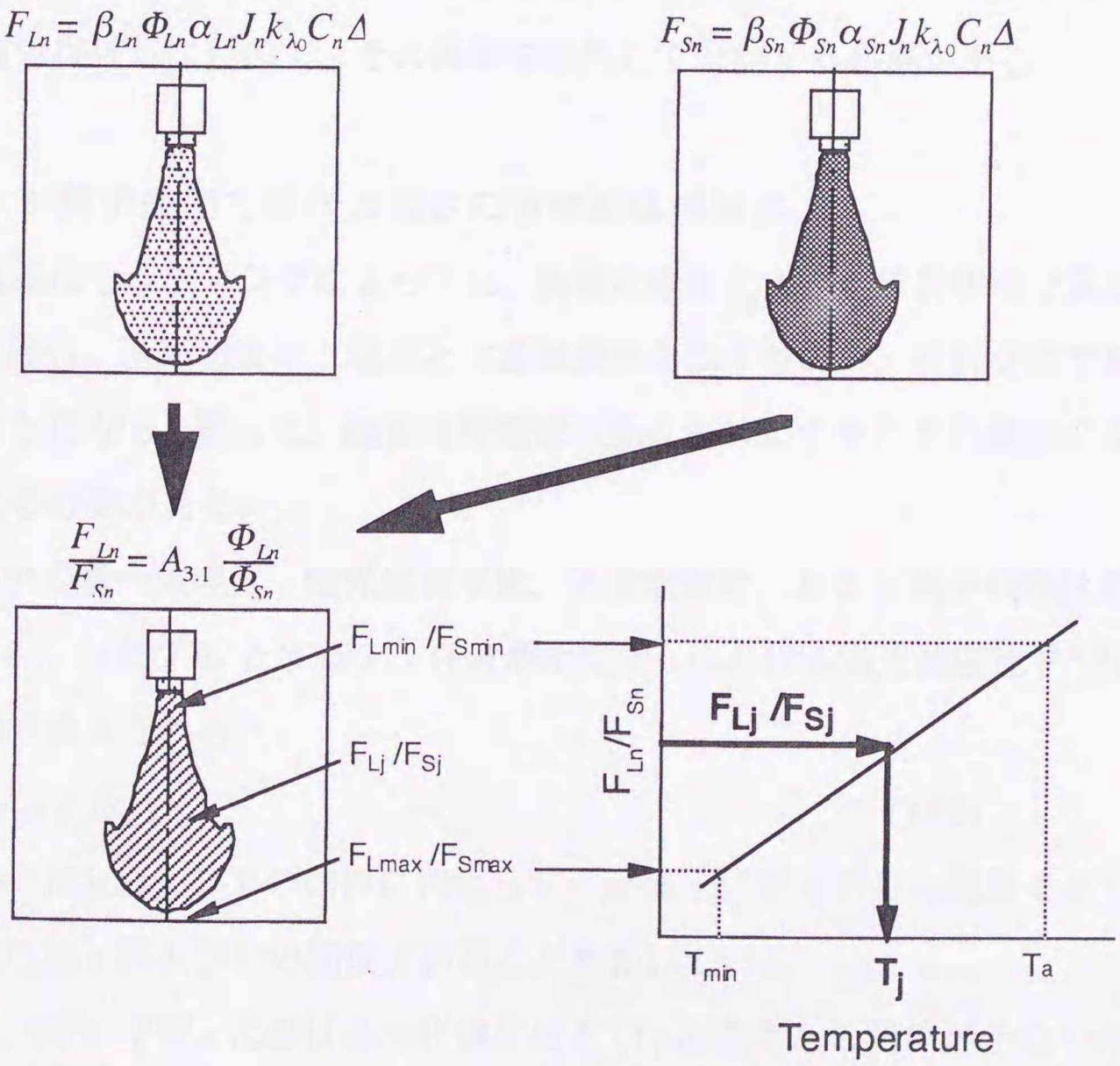


図3.7　温度画像処理のプロセス

(β_{Ln}/β_{Sn} = const.)

ただし，$A_{3.1}$ は温度・処理領域に依存しない値であり，次式となる．

$$A_{3.1} = \frac{\beta_L}{\beta_S}\frac{\alpha_{Ln}}{\alpha_{Sn}} \tag{3.68}$$

量子収率比 Φ_{Ln}/Φ_{Sn} は温度に対して直線相関を示すことが分かっているので，式(3.67)から蛍光強度比 F_{Ln}/F_{Sn} も温度に対して直線関係を示す．従って，画像間演算によって求めた蛍光強度比画像において，任意の2点の温度が予め与えられれば，これを検定直線として温度画像処理が可能である．例えば図に示したように，高温雰囲気中に低温ガスを噴射する場合，雰囲気温度 T_a および噴孔出口近傍の温度 T_j，すなわち最高および最低温度が既知であれば，画像の全域にわたって蛍光強度比から温度が算定できる．

なお，T_a および T_j は熱電対によって求めたが，噴孔直下のポテンシャルコア領域には蛍光物質は存在しないので，その領域を除外して計測する必要がある．

(b) β_{Ln}/β_{Sn} が解析空間で異なる場合の温度画像処理法

蛍光受光系のセッティングによっては，装置定数比 β_{Ln}/β_{Sn} が解析空間で異なる値となる．この場合，蛍光強度比と温度とは直線関係を示すものの，解析空間で異なる相関を示すことになる．従って，画像処理領域の各点に対してそれぞれ個別に温度検定直線を与える必要がある．

式(3.65)中の蛍光強度比，蛍光減衰率比，装置定数比，および量子収率比をそれぞれ F^*，α^*，β^*，および Φ^* とすると，任意解析空間 n における蛍光強度比 $F_n^*(T)$ は次式のように書き換えられる．

$$F_n^*(T) = \alpha^*\beta_n^*\Phi_n^*(T) \tag{3.69}$$

ここで，α^* は n および T の如何に拘わらず一定値，β_n^* は n のみの関数であり，量子収率比 $\Phi_n^*(T)$ は n および T の関数であることを表している．

すなわち，解析空間 n における蛍光強度比 $F_n^*(T)$ と温度との関係が予め与えられれば，温度の算出が可能となる．

図3.8に壁衝突噴流を一例とした温度画像処理の模式図を示す．図は，解析空間 n における蛍光強度比の温度特性は，噴流を噴射しない場合の雰囲気の蛍光強度比を予め

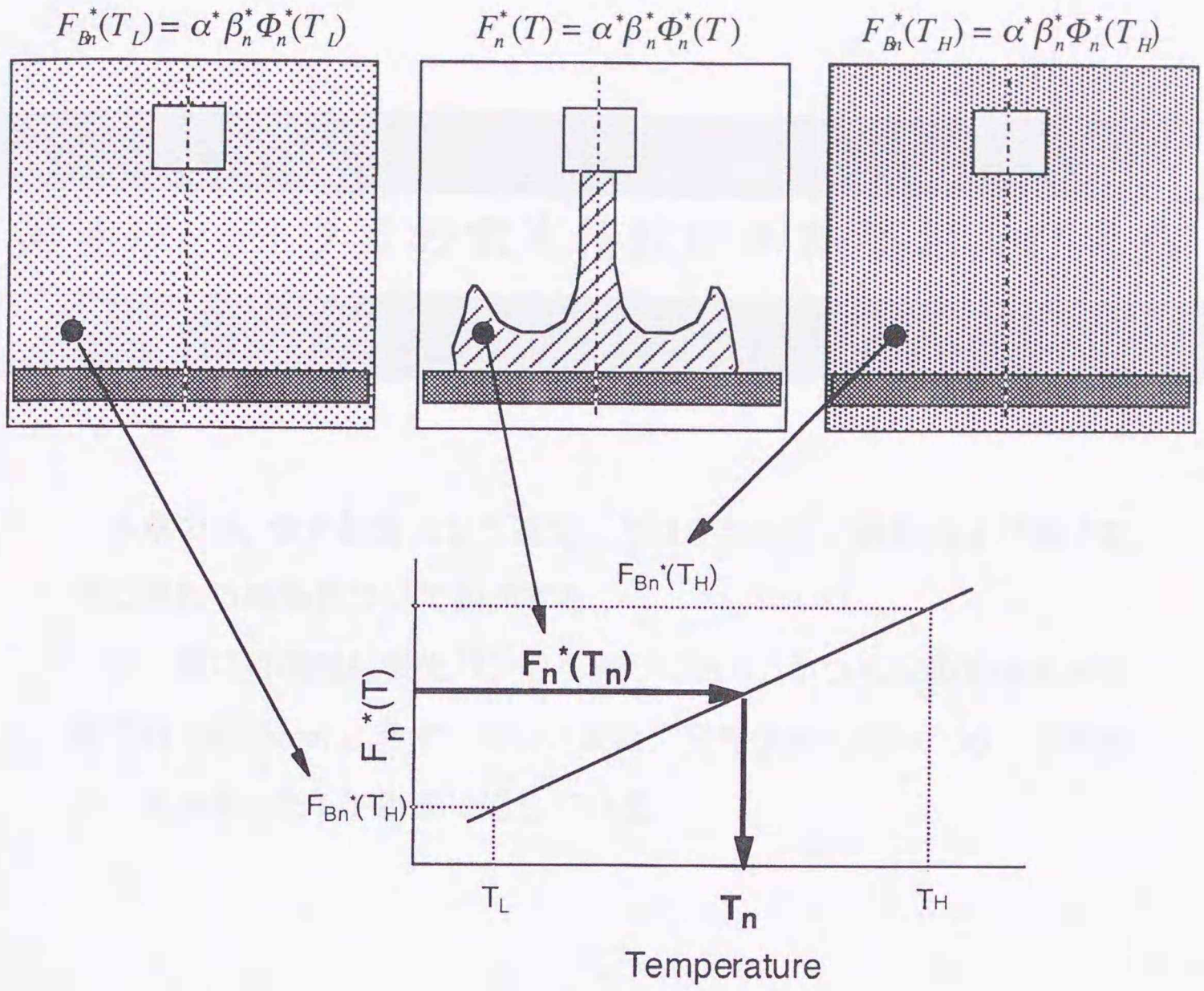


図3.8　温度画像処理のプロセス
($\beta_{Ln}/\beta_{Sn} \neq$ const.)

求めることによって与えられることを示している. T_LおよびT_H 2つの均一温度画像における蛍光強度比 $F_{Bn}^*(T)$ は式 (3.69) から，それぞれ次式となる.

$$F_{Bn}^*(T_L) = \alpha^* \beta_n^* \Phi_n^*(T_L) \tag{3.70}$$

$$F_{Bn}^*(T_H) = \alpha^* \beta_n^* \Phi_n^*(T_H) \tag{3.71}$$

熱電対などによって，T_LおよびT_Hを計測しておけば，その時の蛍光強度比 $F_{Bn}^*(T_L)$ および$F_{Bn}^*(T_H)$ とによって図に示すような温度校正直線が得られ，噴流噴射時の$F_n^*(T)$ から温度Tが求められる.

本手法の適用によって集光効率を含む装置定数の補正が可能となり，温度計測精度が大幅に向上した．これに関しては第5章で詳述する.

第４章　ヨウ素の蛍光特性解析結果および考察

本章では，蛍光物質として選定したヨウ素の吸光係数および量子収率に関わる諸特性ついて論述する．

ヨウ素は可視域に吸光バンドを有しており，かつモル吸光係数が常温で約 180m²/mol と非常に高い．また，発光強度も高いため，可視域レーザを用いた LIF 計測に適している．

4.1 吸光係数

4.1.1 吸光係数の算出[94]

2.2節で説明した装置を用いた計測において透過光強度をJとすると，任意波長λ，温度Tにおけるヨウ素の吸光係数$k_\lambda(T)$は式(3.1)を基に次式で与えられる．

$$k_\lambda(T) = \frac{1}{L_x C_0} \ln\left(\frac{J_s}{J}\right) \tag{4.1}$$

ここで，L_x　：観測容器中の透過光路長

C_0　：容器中のヨウ素濃度

J_s　：入射光強度

本研究では，微量のヨウ素を各種ガスに予混合して吸光係数を計測した．その際，高密度であるヨウ素の分離が起こらない様，ヨウ素予混合ガスは一定流量供給しながら実験を行った．なお，ガス流量およびヨウ素濃度はヨウ素の昇華速度および供試フローセルの大きさを考慮して，それぞれ約3 cm^3/sおよび0.15 mol/m^3に設定した．なお，容器中にヨウ素がない場合の透過光強度をもってJ_sとした．

以下，式(4.1)に基づいて算出したヨウ素の吸光係数について説明する．

4.1.2 温度特性[97]

図4.1に，アルゴン雰囲気におけるヨウ素吸光係数スペクトルの温度依存性を示す．図によれば，ヨウ素の吸光係数は525nm付近で最大値を示し，温度の増加に伴って全般に減少するが，580nmよりも長波長側では温度によってほとんど変化しないことが分かる．

図4.2に各種波長における吸光係数の温度特性を示す．図から，532nmを一例としてみると，ヨウ素の吸光係数は共存ガスの如何に拘わらず同一値を示し，その温度が200℃であっても140 m^2/mol以上と高い吸収特性を示すことが明らかである．

一方，580nm以上の長波長域では，吸光係数は温度に依存せずほぼ一定となる．雰囲気LIF法による温度計測の際に用いた2つの蛍光観測波長は，励起ノイズ除去のた

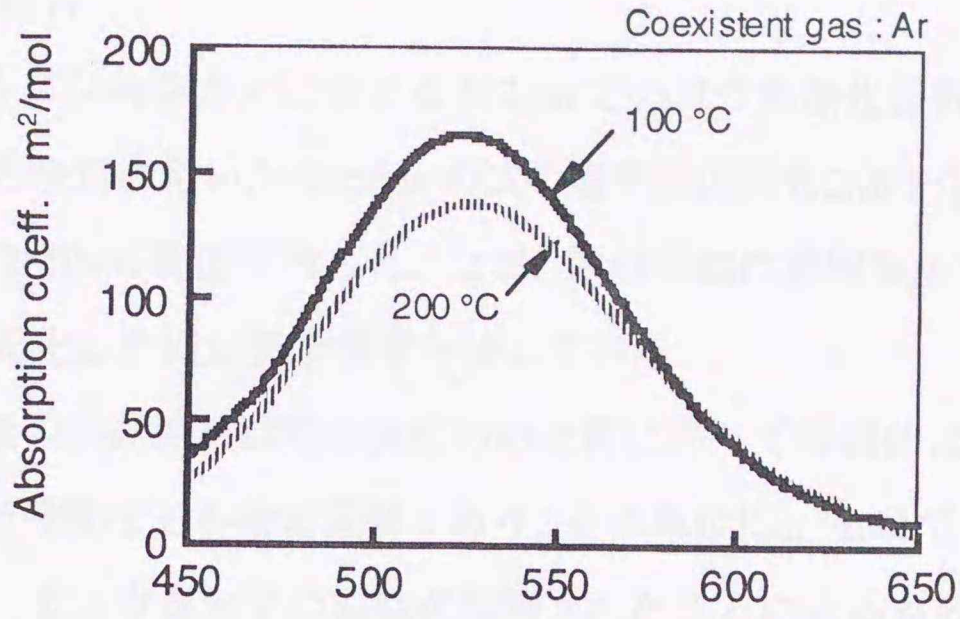


図4.1　ヨウ素の吸光係数スペクトル計測結果

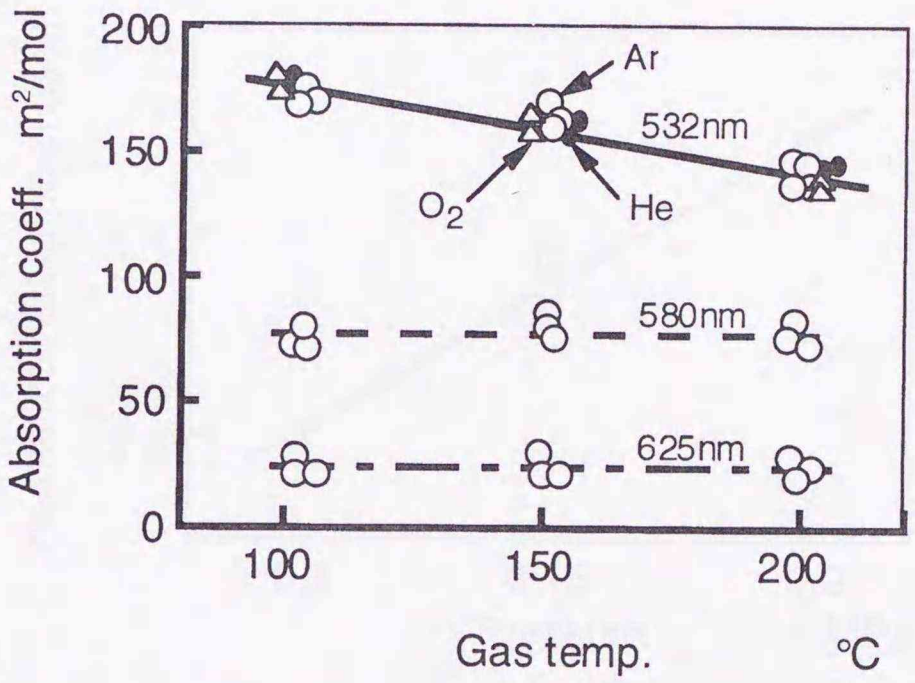


図4.2　ヨウ素吸光係数の雰囲気ガス温度・物性依存特性

め共に580nm以上に設定した．従って，濃度算出基本式を構成する式(3.21)における$k_{\lambda F}(y)$，および温度算出式を構成する式(3.66)のk_{Ln}およびk_{Sn}をいずれも定数として与え得るので，温度・濃度算出式の簡略化が可能である．

4.1.3　圧力特性

図4.3に，アルゴン共存ガスにおける532nmでのヨウ素吸光係数の圧力依存性を示す．ヨウ素濃度の決定に用いたAntoineの式の適用範囲は0.2MPa迄であるため，実験は0.1MPaから0.2MPaの範囲で行った．なお，図の縦軸は雰囲気圧力0.1MPaにおける吸光係数で無次元化した相対量子収率を表している．

図から，ヨウ素の吸光係数は雰囲気圧力の上昇に伴って直線的に増加することが明らかである．吸光係数はモル吸光係数であり，その単位はm^2/molである．この現象は，圧力の増加によってヨウ素分子の振動が抑制されたことによるものと考えられる．

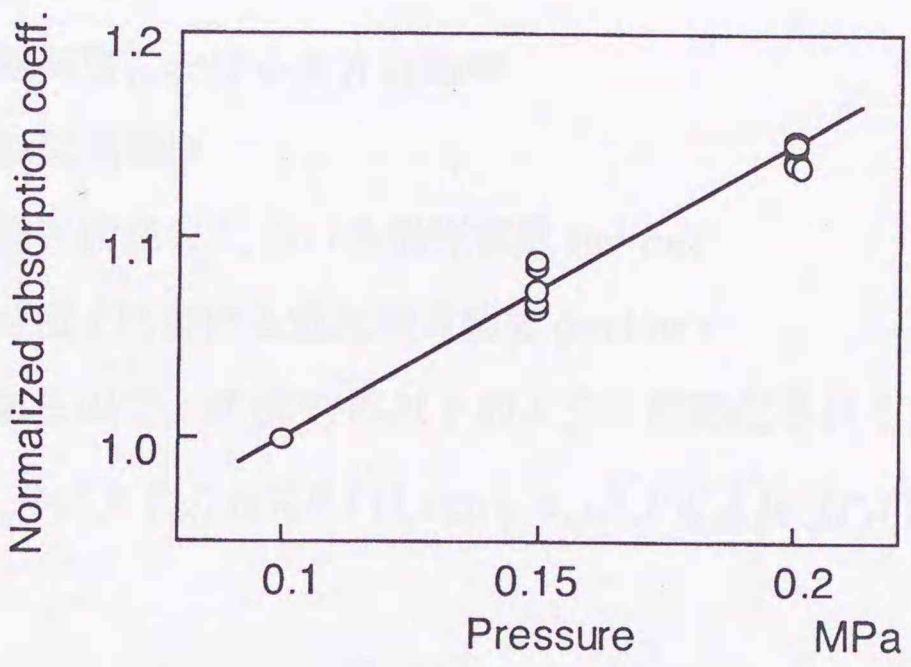


図4.3　ヨウ素吸光係数の圧力依存特性

4.2 量子収率

4.2.1 量子収率の算出

本研究では，ヨウ素の量子収率を以下の手法で算出した．

2.2節で説明した蛍光特性観測装置によって計測される，観測容器中の位置L_x(m)における微小空間Δ(m)からの蛍光強度F(λ,P,T,g)は式(3.16)を用いて次式で与えられる．なお，λ，P，T，およびgはそれぞれ観測する蛍光波長，圧力，温度，共存ガス分子を表す．

$$F(\lambda,P,T,g) = \beta_x \Phi(\lambda,P,T,g)\ \alpha(\lambda,P,T) \times J_s \exp\left(-k_{\lambda_0}(P,T)C_x L_x\right)\left[1-\exp\left(-k_{\lambda_0}(P,T)C_x \Delta\right)\right] \qquad (4.2)$$

ただし，β_x ：位置xにおける装置定数

Φ ：量子収率

α ：観測側における蛍光透過率

J_s ：励起光強度

$k_{\lambda 0}$ ：励起波長λ_0における吸光係数 (m^2/mol)

C_x ：位置xにおける蛍光物質濃度 (mol/m^3)

$k_{\lambda 0}(P,T)C_x\Delta \ll 1$であるので，式(4.2)は以下のように簡略化される．

$$F(\lambda,P,T,g) = \beta_x \Phi(\lambda,P,T,g)\ \alpha(\lambda,P,T) J_s \exp\left(-k_{\lambda_0}(P,T)C_x L_x\right) k_{\lambda_0}(P,T)C_x \Delta \qquad (4.3)$$

すなわち，

$$\Phi(\lambda,P,T,g) = \frac{F(\lambda,P,T,g)}{\beta_x\ \alpha(\lambda,P,T)\ J_s \exp\left(-k_{\lambda_0}(P,T)C_x L_x\right) k_{\lambda_0}(P,T)C_x \Delta} \qquad (4.4)$$

従って，分光器などによる蛍光強度の計測結果を式(4.4)に適用することによって，量子収率の算出が可能となる．なお，実際に計測されるのは供試分光器からのエネルギ出力$E_{sp}(\lambda)$であり，次式のように与えられる．

$$E_{sp}(\lambda) = A_{4.1}\ F(\lambda,P,T,g) S_{sp}(\lambda) \frac{hc}{\lambda} \qquad (4.5)$$

ただし，$A_{4.1}$は定数，$S_{sp}(\lambda)$は分光器に設置した光検出器の相対感度，hはプランク定数，およびcは光速をそれぞれ表す．

式(4.5)を式(4.4)に代入すると次式となる．

$$\Phi(\lambda,P,T,g) = A_{4.2}\frac{\lambda E_{sp}(\lambda)}{S_{sp}(\lambda)\,\alpha(\lambda,P,T)\exp\left(-k_{\lambda_0}(P,T)C_x L_x\right)k_{\lambda_0}(P,T)C_x\Delta} \tag{4.6}$$

ただし，$A_{4.2}$は観測波長，圧力，温度の如何に拘わらずほぼ一定値と見なし得る定数であり，次式で与えられる．

$$A_{4.2} = \frac{1}{\beta_x J_s A_{4.1} hc} \tag{4.7}$$

雰囲気LIF法による温度・濃度計測に要する量子収率は，絶対値ではなく相対値で十分であるため，本研究における量子収率は全て式(4.6)によって算出した相対量子収率とした．

4.2.2 理論式

一般に量子収率Φは次式で表される[52]．

$$\Phi(\lambda,P,T,g) = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q(\lambda,P,T,g) + k_{nr}(\lambda,P,T,g)} \tag{4.8}$$

ここで，　A_{21}：発光遷移速度を表すアインシュタインのA定数．[s^{-1}]

　　Q　：分子同士の衝突失活を表すクエンチング．[s^{-1}]

　　k_{nr}：励起分子の解離または他の分子との化合などを表す

　　無輻射速度定数．[s^{-1}]

無輻射速度定数k_{nr}は分子の化学反応に関するものであるので，以下のようなアレニウス型の式となる[98]．

$$k_{nr}(\lambda,P,T,g) = k_0(\lambda,P,g) + k_c(\lambda,P,T,g) \tag{4.9}$$

$$\text{ただし，} k_c(\lambda,P,T,g) = B(\lambda,P,g)\,T\exp\left(-\frac{\Delta H(\lambda,P,g)}{RT}\right) \tag{4.10}$$

なお，k_0は温度に依存しない速度定数，BおよびΔHは任意の変数，Rは気体定数である．

クエンチングQは，励起分子同士の衝突によるセルフクエンチングQ_s，および励起分子と共存分子との衝突によるフォーレインガスクエンチングQ_gの和で与えられ，Q_sおよびQ_gはそれぞれ次式となる[52].

$$Q_s(\lambda,P,T) = \sigma_s(\lambda)P_s\sqrt{\frac{16\pi}{m_s kT}} \qquad [s^{-1}] \qquad (4.11)$$

$$Q_g(\lambda,P,T) = \sigma_g(\lambda)P_g\sqrt{\frac{8\pi}{\mu kT}} \qquad [s^{-1}] \qquad (4.12)$$

ここで，　σ：消光断面積 [m^2]

m：1分子当たりの質量 [kg]

μ：1分子当たりの換算質量 [kg]

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_s} + \frac{1}{m_g} \qquad (4.13)$$

k：ボルツマン定数 [J/K]

P：分圧 [Pa]

消光断面積σは共存ガスの種類，励起波長，および蛍光波長によって異なるが，ヨウ素に対するアルゴン，ヘリウム，窒素，および酸素のσはG. A. Capelleらによって求められており，励起波長に対して図4.4のように報告されている[52].

図において，σはガス分子量の減少に伴って減少する傾向を示しており，共存ガス分子量が小さいほどクエンチングによる量子収率の低下が抑制されることが示唆される.

図4.4のデータと式(4.11)および(4.12)とから求めたヨウ素のクエンチングを図4.5に示す．なお，ヨウ素濃度，雰囲気ガス温度，および圧力はそれぞれ0.1mol/m^3，473K，および0.1MPaとした.

図によれば，ヨウ素のセルフクエンチングは極めて小さいことから，ヨウ素の消光断面積は著しく大きいものの，ヨウ素濃度を高く設定しない限りセルフクエンチングによる量子収率の低下，いわゆる濃度消光は発生しないことが分かる．一方，532nm励起の場合，窒素，酸素，およびアルゴンのクエンチングはほぼ等しいものの，ヘリウムでは著しく小さくなっている.

図4.6は，雰囲気ガス圧力を0.1MPaヨウ素濃度を0.2mol/m^3に保持した場合の，607nm

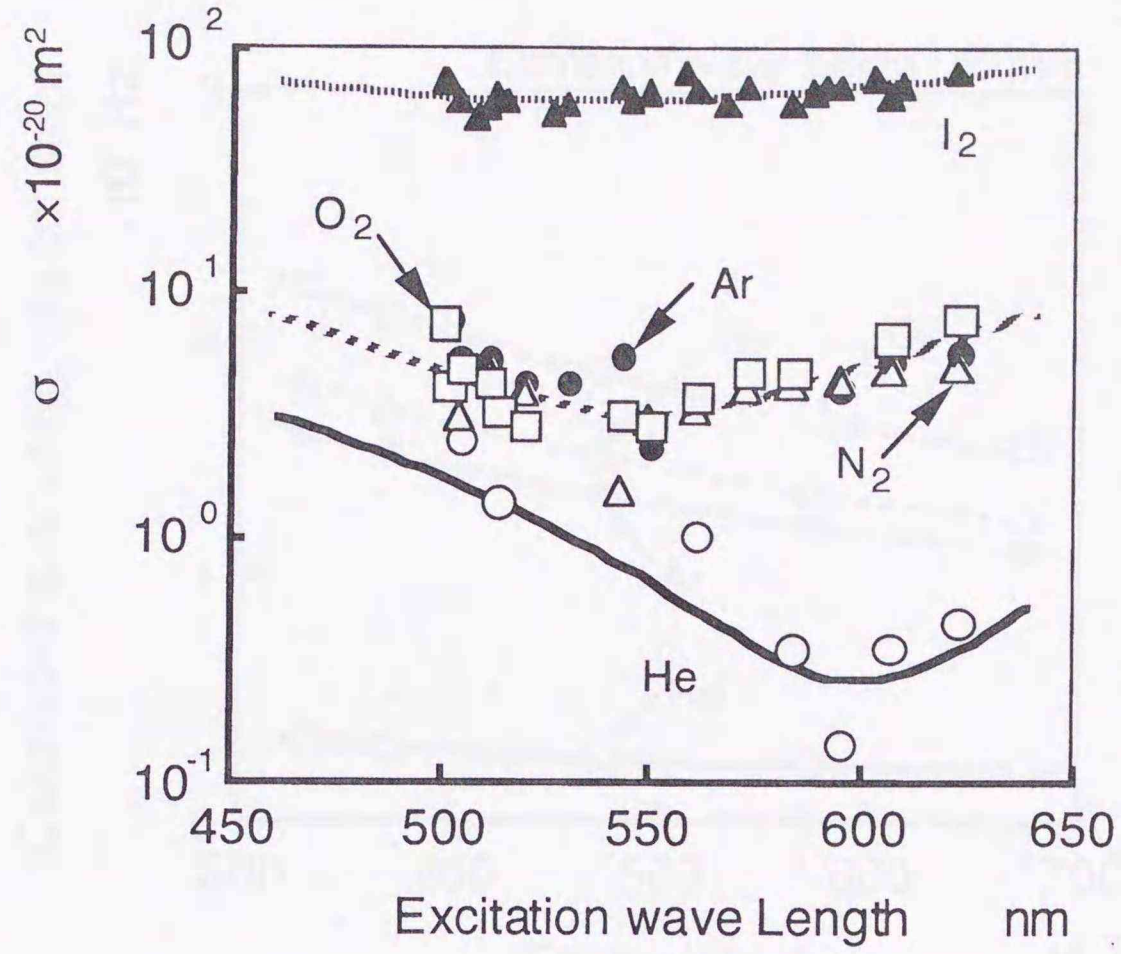


図4.4　ヨウ素共存ガスにおける消光断面積σの励起波長特性

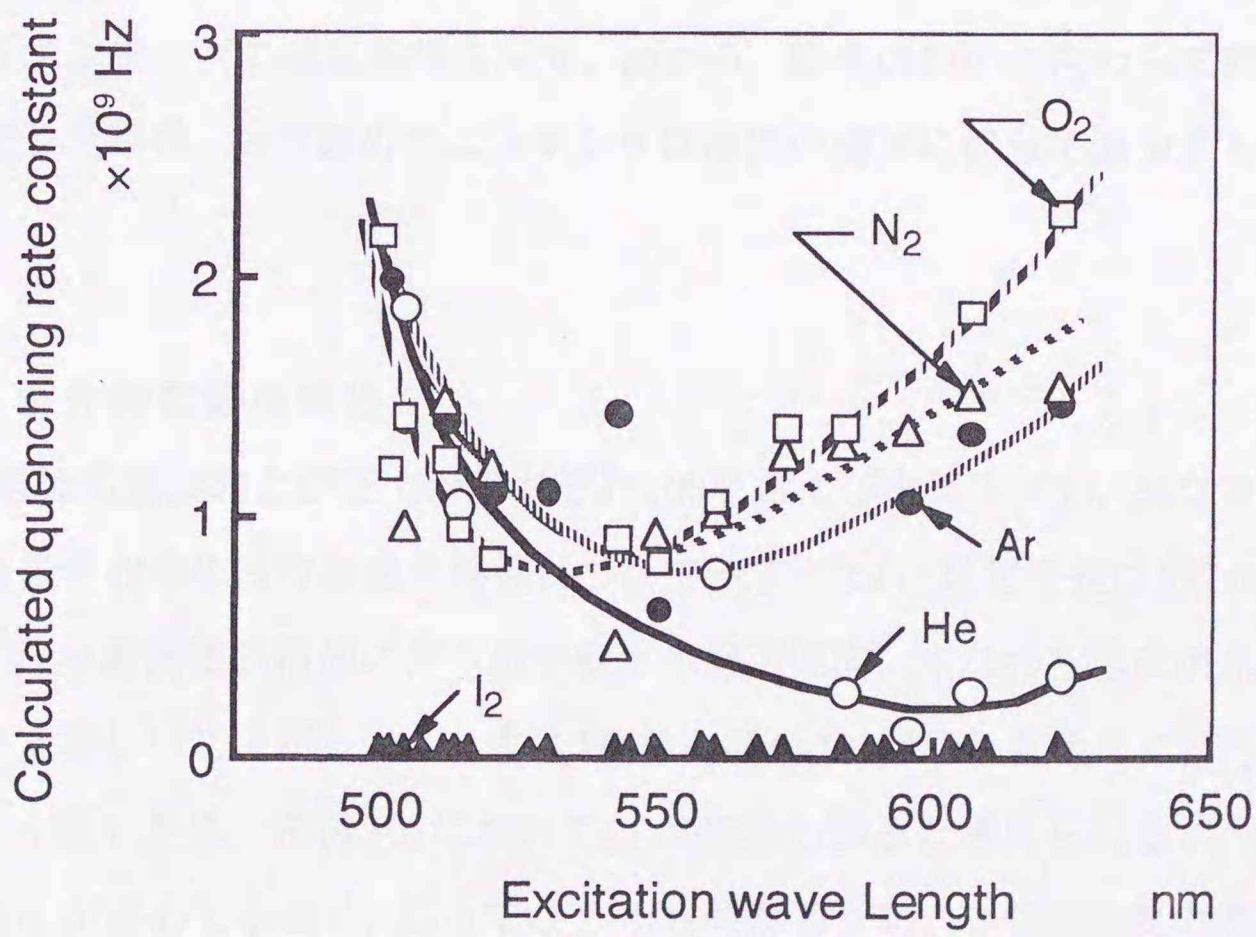


図4.5　ヨウ素共存ガスにおけるクエンチングの励起波長特性

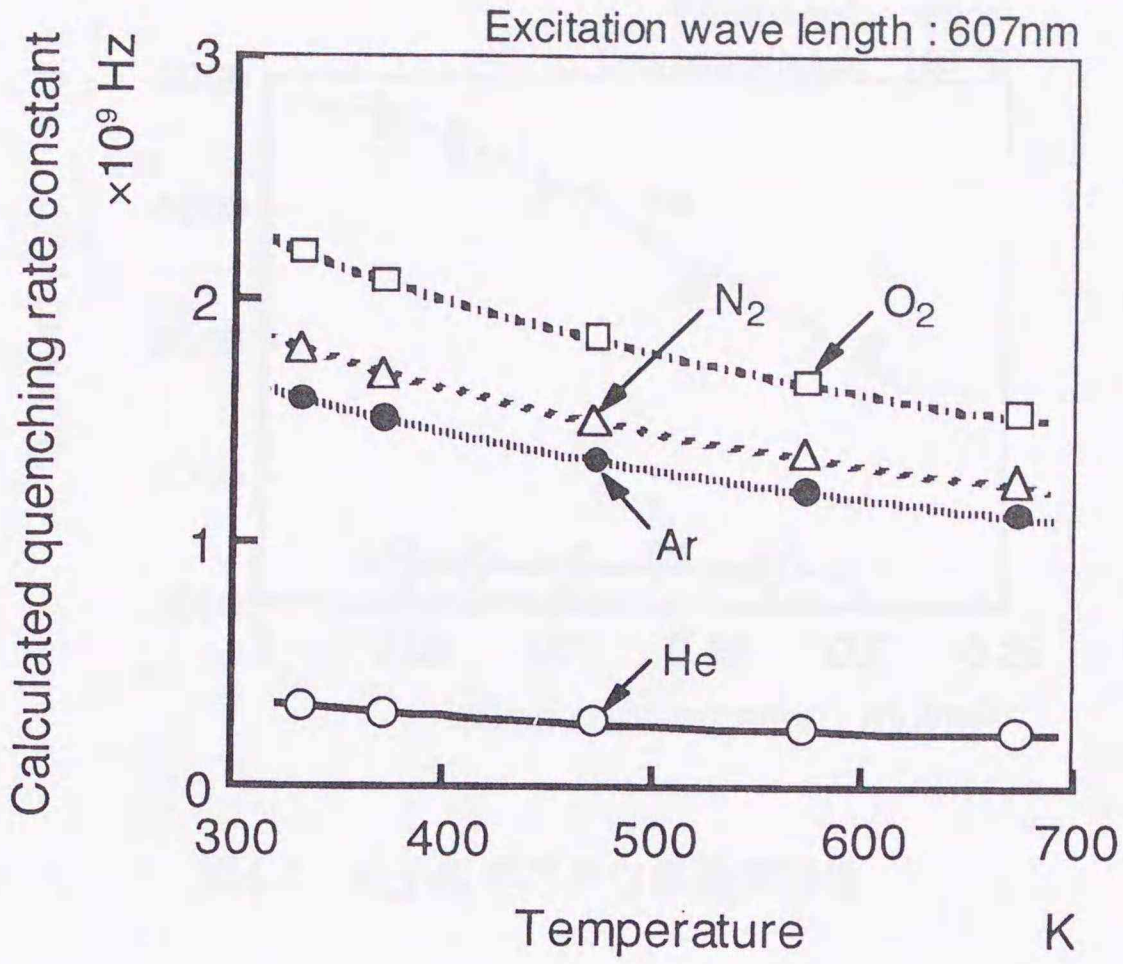


図4.6　ヨウ素共存ガスにおけるクエンチングの温度特性

励起時のクエンチングの温度特性を示す．図から，温度の如何に拘わらず雰囲気圧力を一定値とした場合，ヨウ素のクエンチングは温度の増加に伴って減少するのが明らかである．

4.2.3　蛍光物質濃度特性

図4.7に雰囲気温度および圧力がそれぞれ100℃および大気圧での，ヨウ素予混合ガスにおける量子収率のヨウ素濃度特性について示す．なお，励起波長は532nmとした．

図から，ヨウ素濃度の増加に伴う量子収率の低下傾向，すなわち濃度消光が，ヘリウム共存下で著しいことが分かる．式(4.11)および(4.12)に示したように，P_sはP_gに比べて著しく小さいため，式(4.10)においてQ_sは無視し得ると考えられるが，ヘリウムガスの場合σ_gが極めて小さく，従ってQ_gが小さくなるため，ヨウ素濃度の増加に伴うQ_s増加の影響が顕著となったものと考えられる．

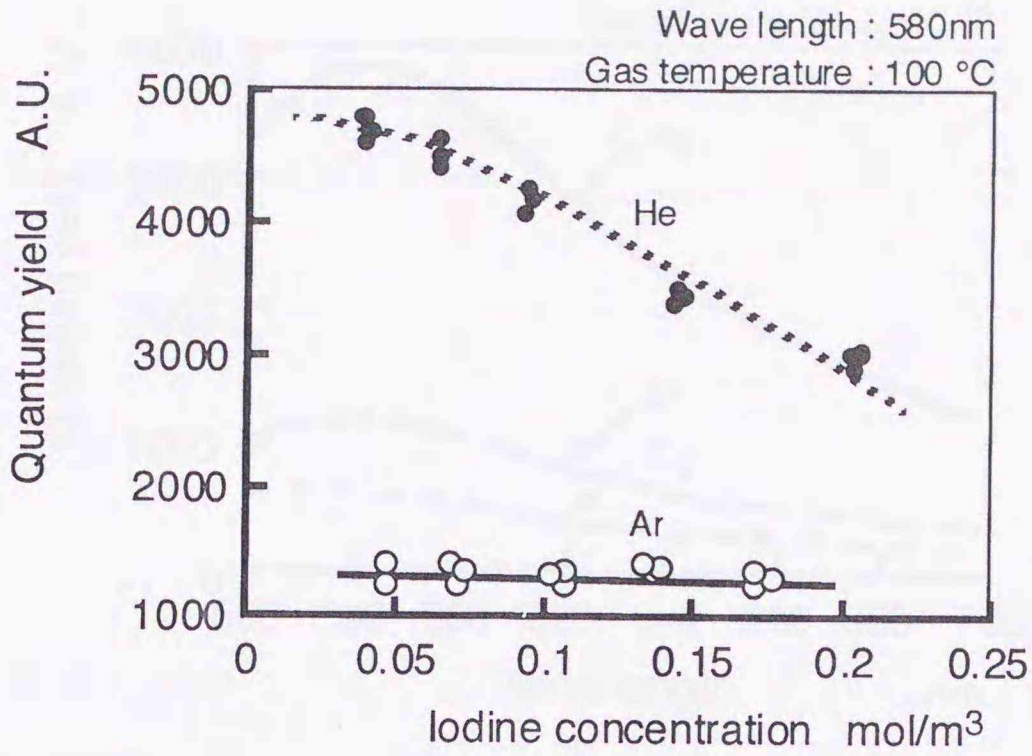


図4.7　量子収率のヨウ素濃度特性

このことから，雰囲気LIF法による実験に際しては，濃度消光が生じない範囲内にヨウ素濃度を設定することが計測精度向上の要であると言える．以下，本節における実験ではいずれの共存ガスにおいても濃度消光を生じない様に配慮し，ヨウ素濃度を0.05 mol/m^{3}に設定した．

4.2.4　雰囲気ガス依存性

図4.8に，各種共存ガス下における532nm励起時のヨウ素量子収率スペクトルを示す．

図から，532nmで励起した場合の量子収率は共存ガスの種類に拘わらずおよそ580nmで極大となることが分かる．一方，共存ガスがヘリウム，アルゴン，酸素と重量化あるいは多原子化するに伴って量子収率は低下する傾向を示す．これは，式(4.12)に示したように，量子収率を構成するクエンチングが共存ガス分子の巨大化に伴って増大するためと考えられるが，特に酸素における量子収率の低下は，これに加えて常磁性3重項状態の$^3O_2$による無輻射遷移速度定数k_{nr}の増加も影響していると考えられる[98]．

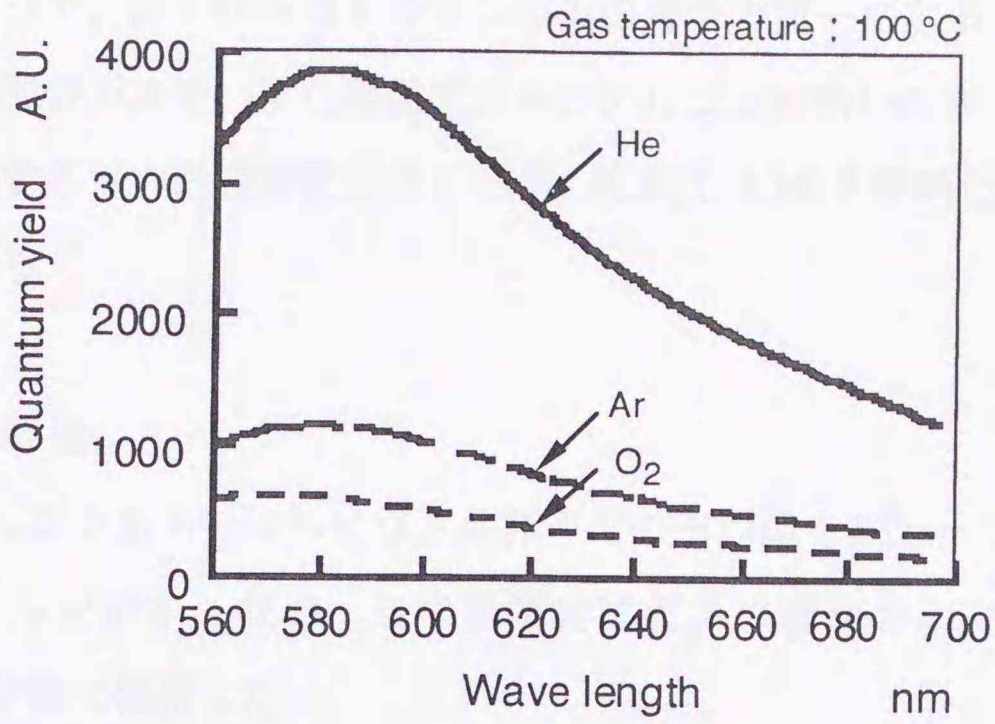


図4.8　各種共存ガスにおけるヨウ素の量子収率スペクトル

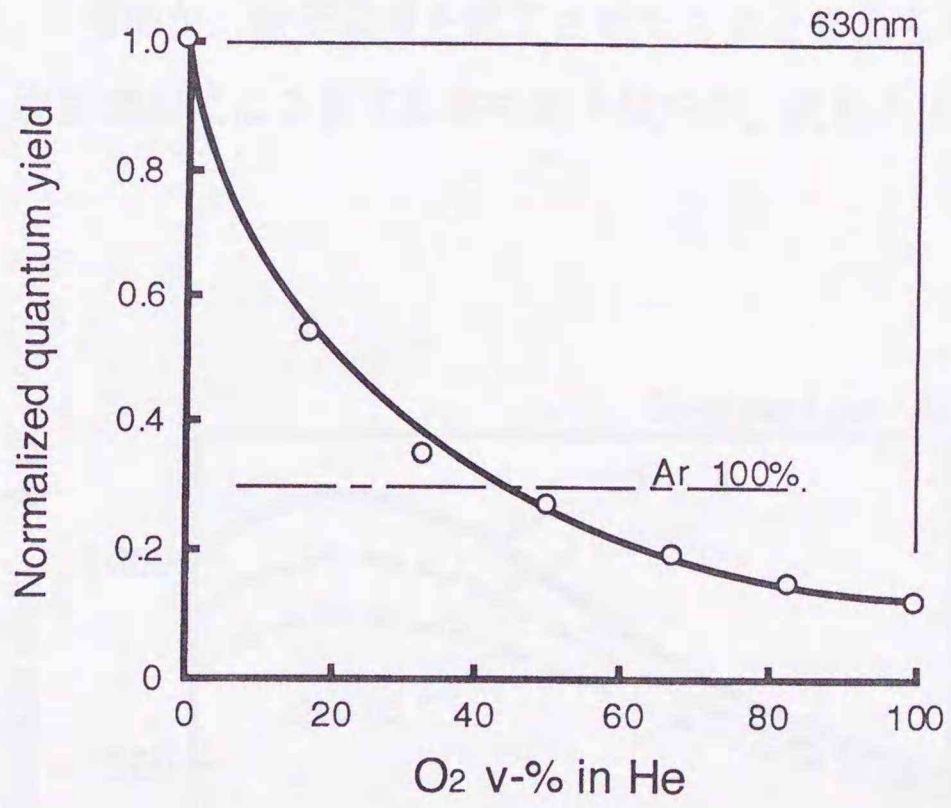


図4.9　ヘリウムと酸素の混合雰囲気におけるヨウ素の量子収率

図4.9はヘリウムと酸素の体積混合割合を変化させた場合のヨウ素の量子収率を示す．なお，図は蛍光波長630nmにおける結果の一例であり，図の縦軸は100%ヘリウムの量子収率で無次元化した値を示している．図によれば，ヘリウムに酸素を45%混

合することによって，量子収率はアルゴンのみの場合と同一になることから，例えば噴射ガスにこの混合ガスを，また雰囲気ガスにアルゴンを用いた場合であっても，噴流濃度算出に要するヨウ素濃度算出式として，基本式(3.24)を簡略化した式(3.25)を用いることが出来る．

4.2.5　温度特性

図4.10に，アルゴンあるいはヘリウム共存下でのヨウ素を532nmで励起した際の量子収率スペクトルを示す．なお，ヨウ素濃度はガスの種類および温度に拘わらず0.05mol/m^{3}の一定値に保持した．

図は，ヨウ素の量子収率が共存ガスの如何に拘わらず温度の上昇に伴って，全波長範囲にわたって低下することを示している．4.3.2節でヨウ素のクエンチングQが温度の増加に伴って減少することを述べたが，温度増加に伴うQの減少傾向を上回る無輻射遷移速度定数k_{nr}の増加が，量子収率を低下させたものと考えられる．一方図から，アルゴンの場合，温度増加による量子収率の低下傾向が，波長の増加に伴って縮小することが分かる．

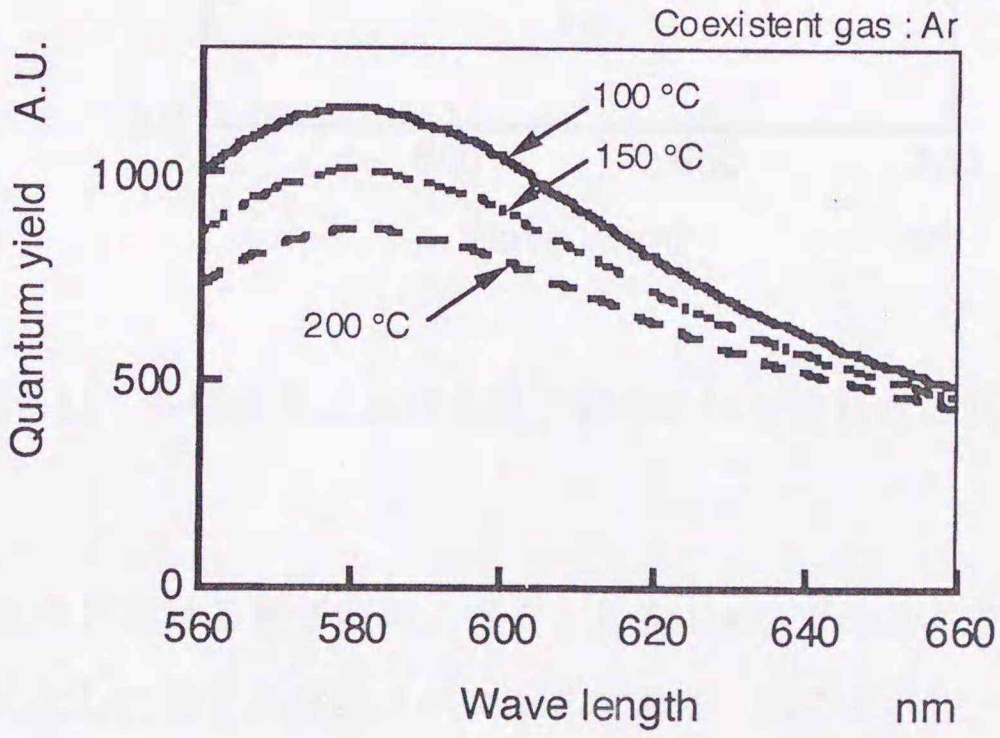


図4.10(a)　ヨウ素共存ガスにおけるクエンチングの温度特性

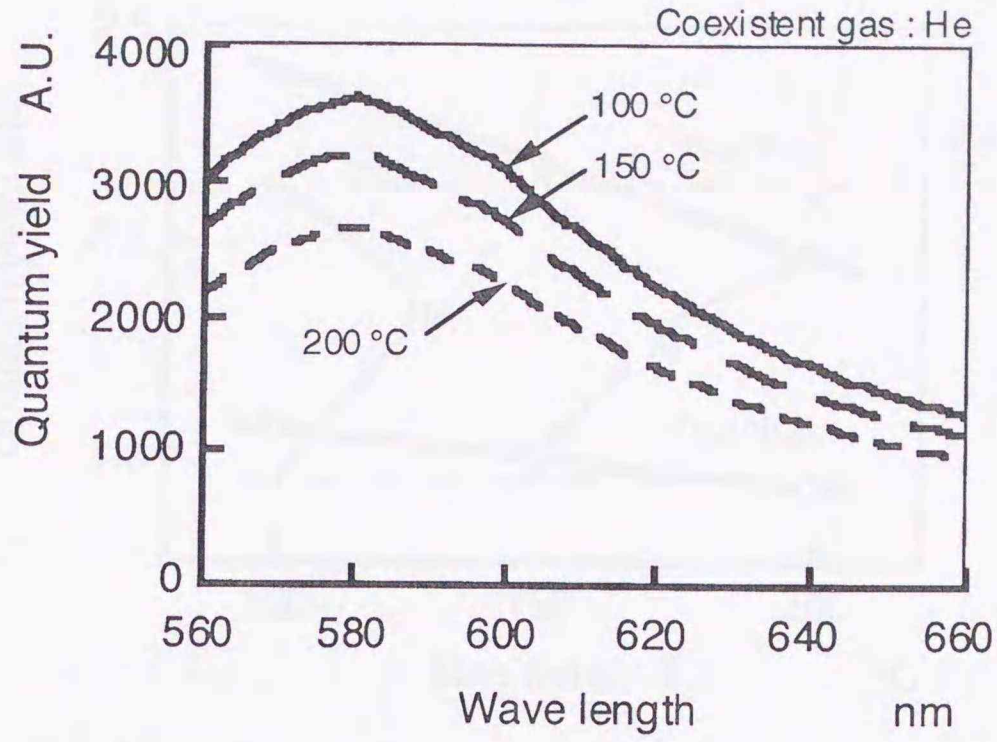


図4.10(b)　ヨウ素共存ガスにおけるクエンチングの温度特性

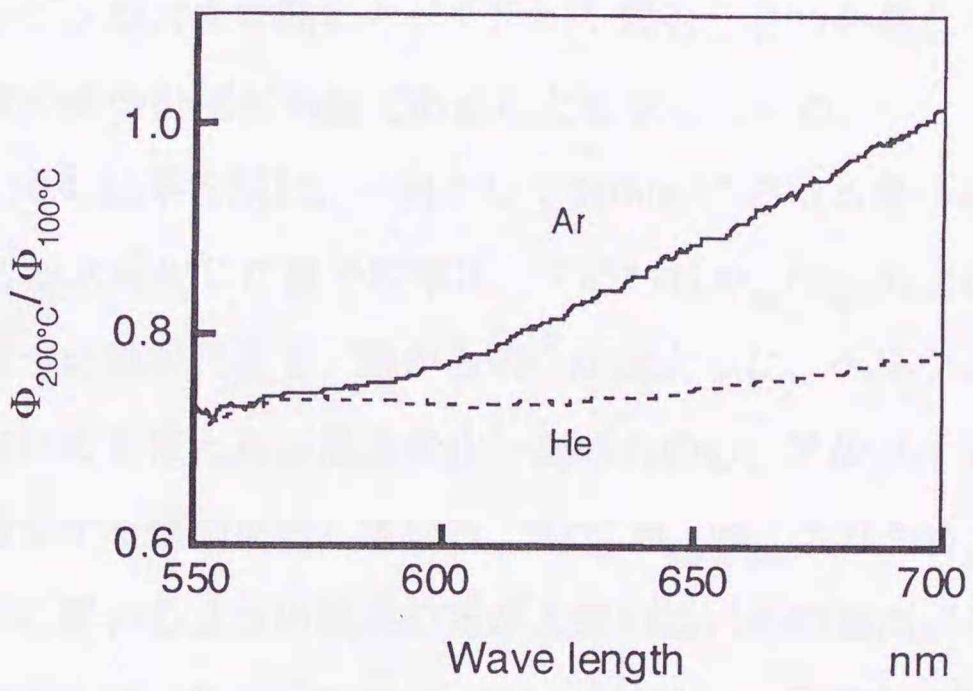


図4.11　各種温度における量子収率の比と波長との関係

図4.11は，図4.10における量子収率スペクトルを100℃でのスペクトルでそれぞれ波長ごとに無次元化した量子収率比スペクトルである．図によれば，ヘリウムのスペクトルには波長依存性がほとんど見られないが，アルゴンでは特に短波長域で，温度の上昇に伴う量子収率比の減少傾向が明確に認められる．すなわち，雰囲気LIF法に

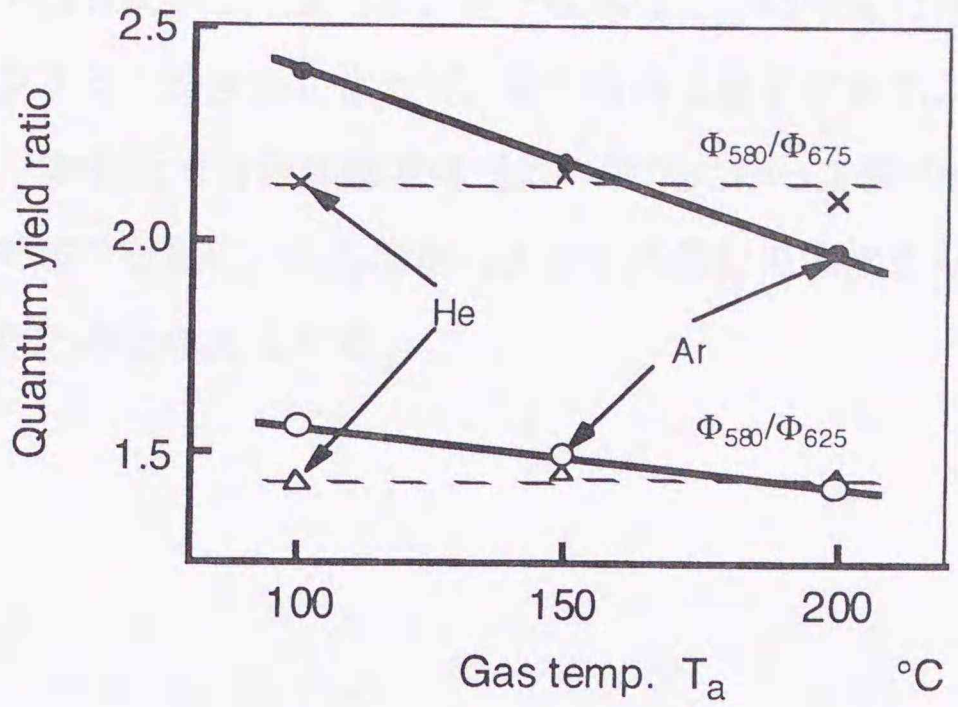


図4.12　各種波長における量子収率の比と温度との関係

おいて，特にアルゴンガスを雰囲気として用いた場合，２つの異なる波長での蛍光画像強度比から温度の画像計測が可能であることを示している．

図4.12は，図4.10の結果を基に，一例として580nmにおける量子収率を625nmおよび675nmでの値で無次元化した量子収率比，すなわちΦ_{580}/Φ_{625}およびΦ_{580}/Φ_{675}の温度依存性について調べた結果である．図から明らかなように，ヘリウムの量子収率比はいずれの波長においてもほとんど温度変化しないものの，アルゴンでは温度の増加に伴って直線的に増加する傾向を示している．また，Φ_{580}/Φ_{625}よりもΦ_{580}/Φ_{675}においてみられる様に，除算に用いる２つの波長の差が大きいほどその傾向が著しい．

すなわち，特にアルゴン共存下でのΦ_{580}/Φ_{675}の特性は，雰囲気LIF法による温度計測に対して有用な因子であって，その値を蛍光測定等によって与えることでガス温度を求めることが可能となる．

4.2.6　圧力特性

図4.13に，アルゴン雰囲気におけるヨウ素の量子収率を示す．なお，雰囲気温度は100℃とした．量子収率は圧力の増加に伴って直線的に減少する傾向を呈している．

式(4.8)および(4.12)に示したように，量子収率は圧力の増加に伴うクエンチングの増加によって減少する．式(4.2)によれば，発光強度は量子収率および吸光係数が低いほど減少するが，本実験でも発光強度は圧力の増加に伴って減少する傾向を示した．これは，4.1.3項で述べた様に，圧力増加による吸光係数の増加より以上に量子収率の低下が著しかったためと考えられる．

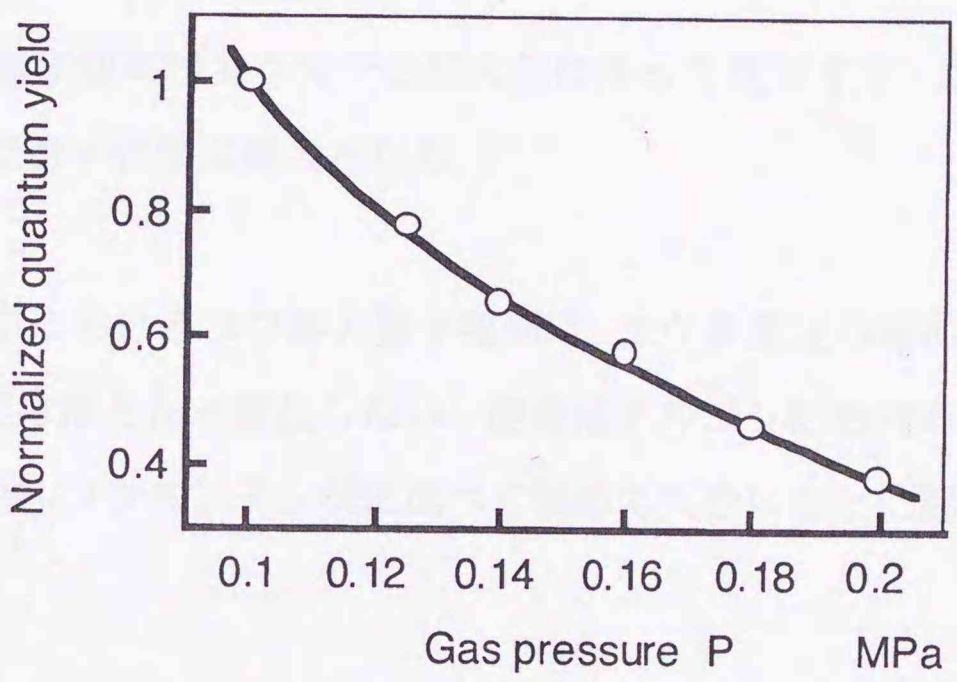


図4.13　ヨウ素量子収率の圧力特性

4.3 まとめ

本章では，雰囲気LIF法に用いる蛍光物質として選定したヨウ素について，その吸光特性を表す吸光係数ならびに発光特性を表す量子収率について詳細に実験を行った．その結果以下の諸点が明らかとなった．

（1）ヨウ素の吸光係数は525nm付近で最大値を示し，温度の増加および圧力の減少に伴って全般に減少するが，580nmよりも長波長では温度によってほとんど変化しない．また，ヨウ素の吸光係数は共存ガスの種類にほとんど依存しない．

（2）ヨウ素の量子収率は共存分子の巨大化に伴って低下する．従って，共存ガスがヘリウムの場合で量子収率は最大となる．

（3）ヘリウム中におけるヨウ素の量子収率は，ヨウ素濃度の増加に伴って低下するが，アルゴン中ではほとんど変化しない．後者はアルゴンにおけるフォーレインガスクエンチングがセルフクエンチングに比べて極めて大きいことに起因するものと考えられる．

（4）任意の2波長におけるヨウ素の量子収率比の温度特性は共存するガスの種類によって異なる．

（5）アルゴン雰囲気におけるヨウ素の量子収率比スペクトルにはリニアな温度依存性が存在する．従って，ある特定の波長で蛍光を二分して得た2画像の強度比から温度を，またそのうちの一波長での画像強度から濃度をそれぞれ求めることによって，濃度・温度の同時画像計測の可能性が示唆された．

第５章　雰囲気LIF法による計測の条件設定と精度

本研究における噴流濃度および温度の定量計測は，第３章で述べたそれらの算出式に対して第４章で求めたヨウ素の蛍光特性を適用することによって可能となる．本章では，本手法を実際の噴流計測に適用する際の実験条件の設定方法，ならびに各種計測精度について解明する．

5.1　計測条件の設定[94]

LIF計測の高精度化には強い蛍光信号の確保が必要である．画像処理開始位置での蛍光強度F_0は式(3.23)で与えられる．すなわち，蛍光強度はその励起位置における蛍光物質濃度の増加に伴って増大する反面，蛍光物質濃度が増大すると励起位置に達する光強度が減衰し，励起蛍光が観測位置に達するまでの蛍光減衰が増大する．従って，C_0を式(5.1)の値に設定することによりF_0は最大となる．

$$C_0 = \frac{1}{k_{x,0}L_x + k_{y0}L_y} \tag{5.1}$$

つまり，蛍光物質の励起波長および観測蛍光波長での吸光係数，$k_{x,0}$および$k_{y,0}$，観測容器中での励起光および蛍光の光路長，L_xおよびL_yに応じた蛍光物質濃度C_0の設定を行うことによって強い蛍光信号が得られる．しかし，3.2節で述べた様に，特に共存ガスのクエンチングが小さい場合，C_0が高すぎると濃度消光を起こすことがあるので注意を要する．

本研究では，実際問題としてヨウ素濃度を一定に保持することが高精度を実現する上で極めて重要であることを把握している．図5.1に，本研究に用いたヨウ素供給系

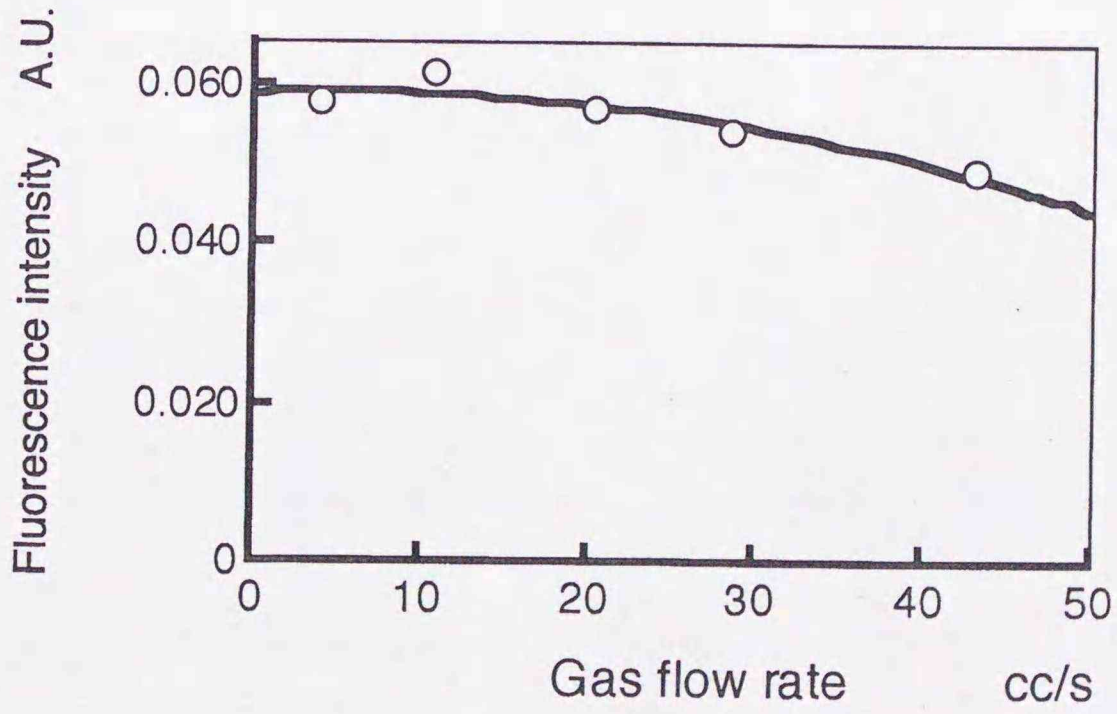


図5.1　ヨウ素ガス流量と蛍光強度との関係

からのヨウ素予混合ガス流量とヨウ素励起蛍光の観測値との関係を示す.

図によれば, ヨウ素の励起蛍光はヨウ素予混合ガス流量の増加に伴って減少することが明らかである. すなわち, ガス流量を高く設定しすぎるとヨウ素が十分昇華せず, 設定濃度に達しないことが判明した. 従って, 本研究ではヨウ素予混合ガス流量をおよそ10cc/sに設定した.

5.2　蛍光強度計測精度(94)

図5.2に，容器中の蛍光物質濃度を0.206(mol/m³) で均一として，シート光軸上の任意位置xにおける雰囲気蛍光画像を採取し，その画像から読みとった蛍光強度Fを画像処理開始位置L_xでの蛍光強度F_0で無次元化した値をk_xC_0Xに対して示す.

図は，横軸の左から右へとレーザ光が入射し，蛍光物質によって入射光が減衰した結果，蛍光強度が減少する傾向を示しており，実線で示した測定値と一点鎖線の理論値とが比較的良く一致することが明かである．また，測定値のばらつきは理論曲線からほぼ±5%の誤差範囲におさまっていることが分かる．すなわち，本研究における蛍光強度計測精度は95%以上であると考えて良い.

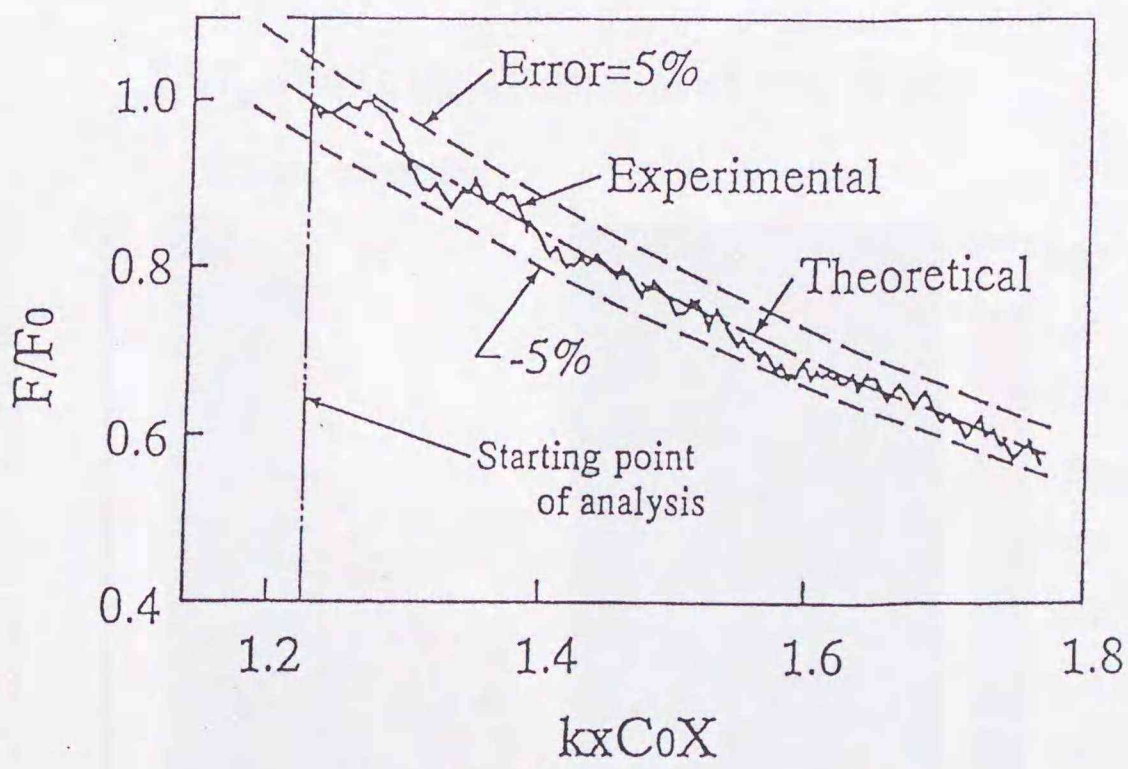


図5.2　蛍光強度の測定値と理論値との比較

5.3 温度計測精度

5.3.1 温度検定方法と計測精度

本研究では，２つの蛍光画像を同時に１系統の撮影装置に取り込む手法を用いた．この場合，それぞれの蛍光はレンズの中心から左右に分かれて入射することになるため，取り込み画像はその位置がレンズの中心から離れるほど，集光立体角やレンズの球面収差の影響を強く受ける．

例えば，式(3.65)における集光効率を含む装置定数の比β_{Sn}/β_{Ln}が解析空間で異なるにも拘わらず，１つの温度検量線だけした与えない場合，解析しようとする位置のβ_{Sn}/β_{Ln}と温度検定に用いた位置のβ_{Sn}/β_{Ln}との差が大きくなり，温度算出精度が低下することが予想される．

本研究では，3.3.2項で述べた２つの温度検定手法の差異についての検討を行った．図5.3に壁面衝突噴流における結果の一例を示す．なお，図中の実線は噴流の輪郭を示

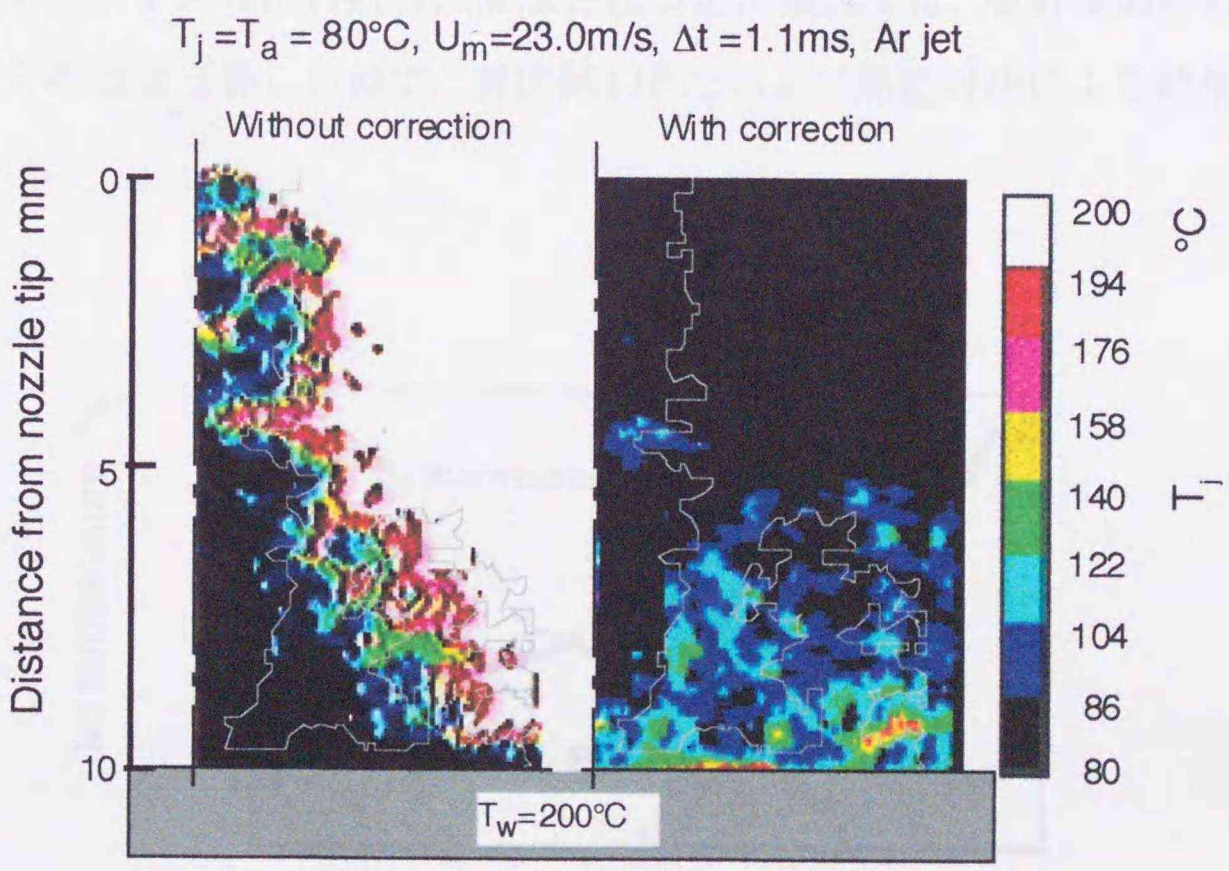


図5.3　温度検定手法の違いが温度算出結果に及ぼす影響

している．この場合の２つの蛍光光路には相互の干渉防止策としてそれぞれ絞りを導入し，また撮影中心を衝突壁近傍に設定したため，得られた蛍光画像は噴流中心軸の衝突壁面近傍が最も明るく，そこから同心円状に暗くなる傾向を示した．

図の左側は，全ての処理領域にわたって１つの温度検定直線しか与えなかった場合の結果である．この画像は衝突壁面のみを加熱したものであるにも拘わらず，衝突壁面に近づくほど温度が低下しており，また，噴射ノズル近傍の雰囲気温度の真値が80℃であるにも拘わらず200℃と大きな誤差を生じている．一方，図の右側のように各画像処理メッシュ毎に温度検定直線を与えることによって，高温衝突壁面から離れるほど温度が低下する傾向を明確に捉えられており，ノズル近傍の雰囲気温度もほぼ真値の80℃となっている．

5.3.2　熱電対法との比較

図5.4に高温雰囲気中に噴出する間欠自由噴流に対して，雰囲気LIF法と熱電対法を適用した場合の噴流温度を比較して示す．測定はいずれも噴流中心軸上である．

間欠噴流の噴射ノズル出口近傍に形成される定常領域では，噴射後の経過時間に拘わらず温度分布はほぼ等しいので，雰囲気LIF法および熱電対法による結果の比較が可能である．

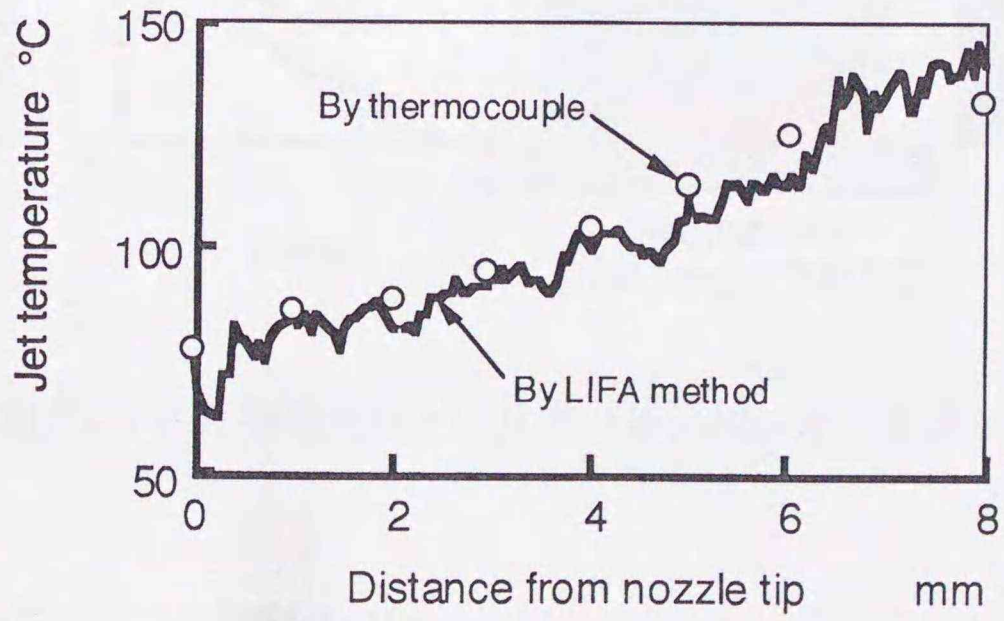


図5.4　雰囲気LIF法と熱電対法との比較（非定常噴流の噴流中心軸上温度分布）

図において，噴射ノズル先端からの距離が7mmまでの区間に形成される定常領域で比較すると，両手法による温度計測値は良く一致していることが明らかである．

図5.5は容器中に設置した高温壁面からの熱伝達の様子を雰囲気LIF法および熱電対法で計測した結果を比較したものである．この場合の温度計測は，いずれの手法においても温度がほぼ定常に達した時期に行った．図から，いずれの手法においても高温壁面からの熱伝達の様子が明確に定量化されており，両者の値も比較的良く一致していることが明らかである．

以上の結果から，雰囲気LIF法を用いることによって定常あるいは非定常現象に拘わらず，瞬時かつ２次元の高精度温度計測が可能であり，熱電対法との比較の結果から，その誤差はおよそ15%であることが確認できた．

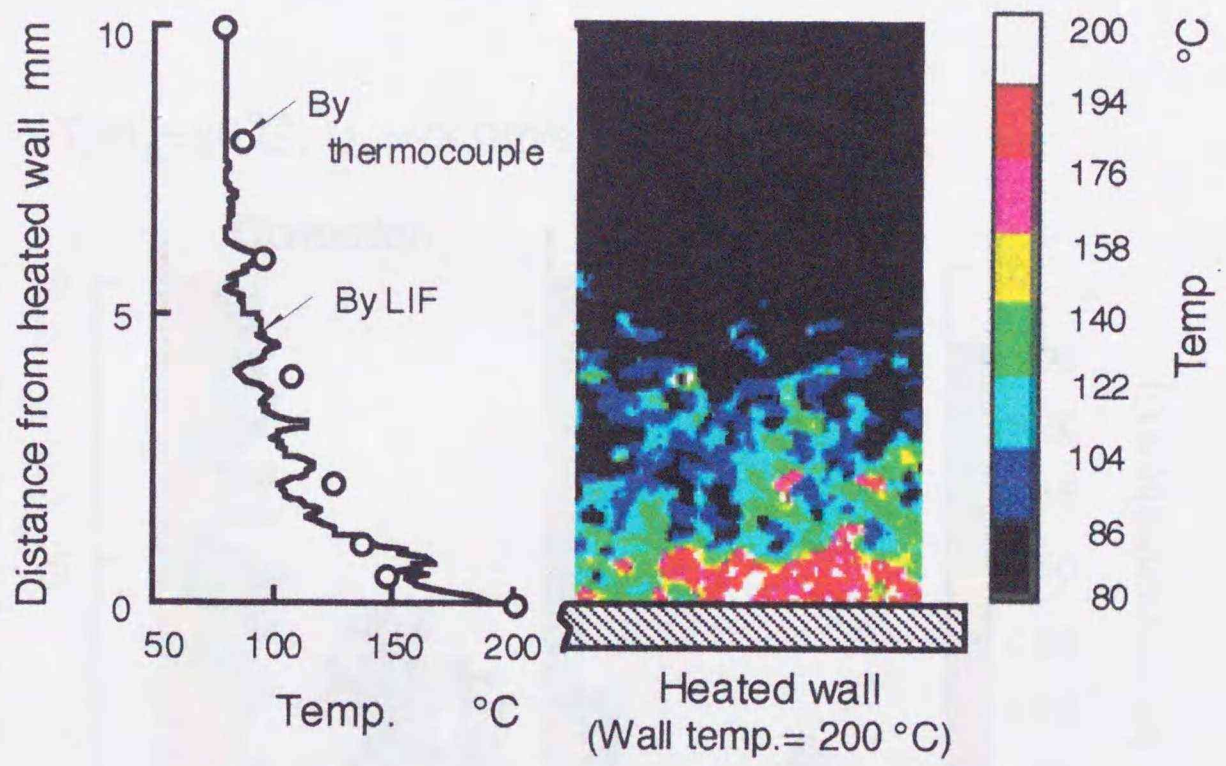


図5.5　雰囲気LIF法と熱電対法との比較（加熱壁面からの熱伝達計測結果）

5.4　濃度計測精度[94]

5.4.1　集光効率の画像補正による噴流濃度算出

蛍光画像の強度分布には蛍光物質濃度の他，集光立体角およびレンズの球面収差も影響を及ぼす．つまり，濃度算出では，式(3.24)における集光効率を含む装置定数の比β_0/β_nが解析空間で異なる場合があり，その補正を行う必要がある．

そこで，噴流噴射を行わない場合の蛍光画像に対して式(3.41)を適用することによって，各画像処理メッシュ毎にβ_0/β_nの値を算出し，これを用いた画像濃度の算出を試みた．

図5.6に補正を行った結果の一例を示す．図の右側はβ_0/β_nの補正を行わなかった際の結果を示すが，この場合，壁衝突後の噴流が消失してしまっていることが分かる．一方，補正を施すことによって，図の左側に示したように噴流の先端部分に形成される低濃度領域を鮮明に可視化・定量化し得ることが明らかである．すなわち，本補正手法によって高精度の噴流濃度の算出が可能となった．

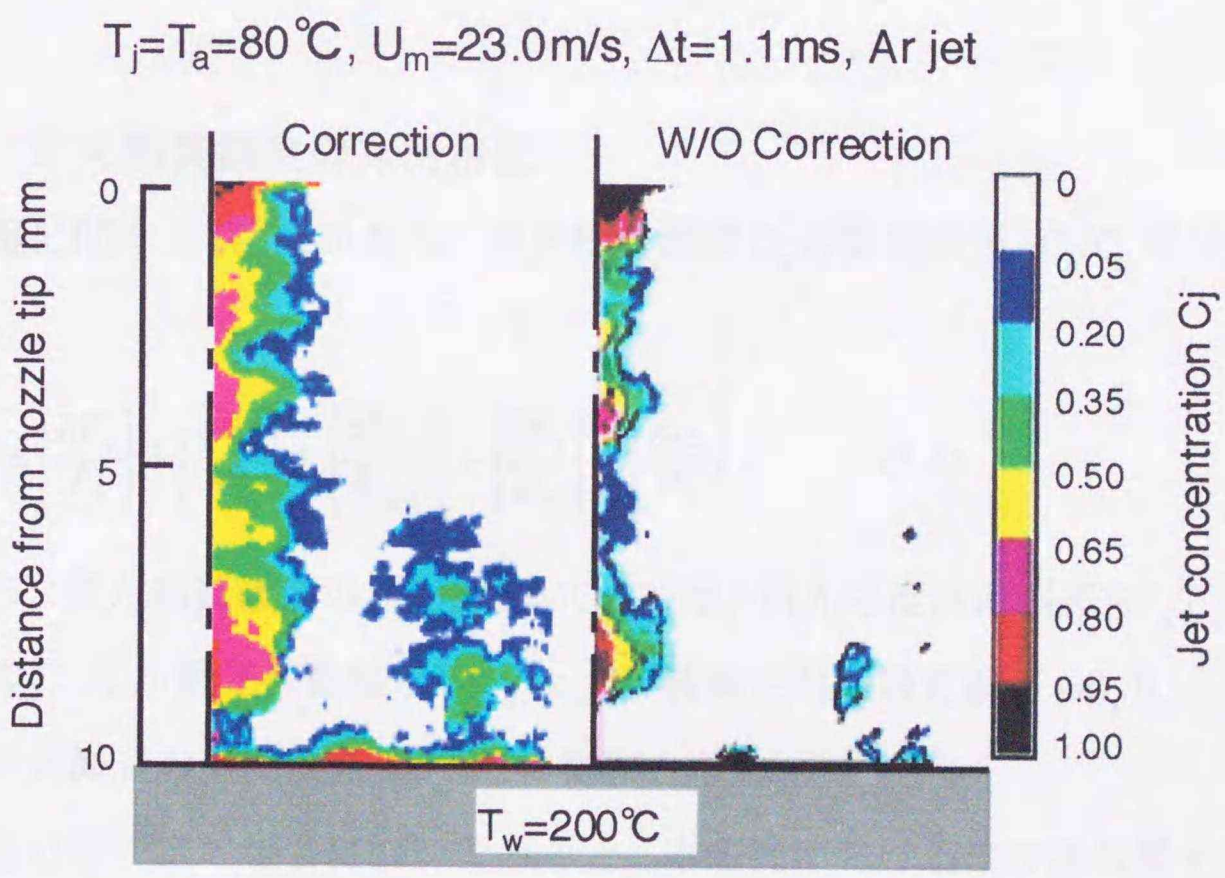


図5.6　濃度画像処理に及ぼす集光効率補正の効果

5.4.2　蛍光物質による励起蛍光減衰と蛍光物質濃度の算出誤差

雰囲気LIF法で計測される蛍光は励起光路上で発生した蛍光よりも減衰する．これは，式(3.15)で示した蛍光透過光路上の蛍光物質による吸光に起因するが，吸光の程度は場所によって異なるので，これが蛍光物質濃度C_n算出時の空間誤差となる．

励起光路上の異なる二つの位置で発生した蛍光の強度をF'_0, F'_1とし，F'_0は蛍光物質濃度C_0の空間を距離L_y透過した後F_0になり，またF'_1は例えば噴流領域での平均蛍光物質濃度C_1の空間をL_{y1}，C_0の空間をL_y-L_{y1}透過した後F_1になってそれぞれ観測されるものとすれば，F_1/F_0は式(5.2)となる．

$$\frac{F_1}{F_0} = \frac{F_1'}{F_0} \exp\left[L_{y1} k_{\lambda_F}(C_0 - C_1)\right] \tag{5.2}$$

すなわち，観測される蛍光の空間誤差は1-exp[$L_{y1}k_y(C_0$-$C_1)$]であるため，噴流領域の$L_{y1}(C_0$-$C_1)$が大きい場合には，観測する蛍光波長をk_yが小さくなる様に選択することが望ましい．なお，本研究における計測条件，すなわち測定する軸対称噴流の噴流半径が1cm，C_0が0.1mol/m³，k_yが30m²/molの場合を例にとれば，空間誤差は最大で3％程度である．

5.4.3　蛍光物質濃度の算出精度

蛍光強度に関する式(3.20)から，蛍光物質濃度C_nの算出誤差$\partial C_n/C_n$について次式が導かれる．

$$\left|\frac{\partial C_n}{C_n}\right| \le \left|\frac{\partial F_n}{F_n}\right| + \left|\frac{\partial \Phi_n}{\Phi_n}\right| + \left|\frac{\partial k_{\lambda_0 n}}{k_{\lambda_0 n}}\right| + \left|\frac{\partial \beta_n}{\beta_n}\right| + \left|\frac{\partial \alpha_n}{\alpha_n}\right| \tag{5.3}$$

すなわち，蛍光物質濃度の算出誤差$|\partial C_n/C_n|$は，蛍光強度計測誤差$|\partial F_n/F_n|$，量子収率誤差$|\partial \Phi_n/\Phi_n|$，モル吸光係数誤差$|\partial k_{\lambda_0 n}/k_{\lambda_0 n}|$，装置定数の設定誤差$|\partial \beta_n/\beta_n|$，および前節で述べた蛍光減衰の空間誤差$|\partial \alpha_n/\alpha_n|$の総和となる．

雰囲気圧力が一定の場合についてみると，本研究におけるヨウ素の量子収率Φならびにモル吸光係数k_{λ_0}は，いずれも次式のように温度の一次関数として表すことが出来る．

$$\Phi_n = a_\Phi T_n + b_\Phi \tag{5.4}$$

$$k_{\lambda 0\, n} = a_k T_n + b_k \tag{5.5}$$

ここで，a_Φ，b_Φ，a_k，b_kはいずれも任意の定数を表す．

これらの温度に対する誤差はそれぞれ次式で与えられるが，本研究の範囲ではいずれも不等式で示した値以下であった．

$$\frac{d\Phi_n}{\Phi_n} = \frac{T_n}{T_n + \dfrac{b_\Phi}{a_\Phi}} \frac{dT_n}{T_n} \le 0.125 \frac{dT_n}{T_n} \tag{5.6}$$

$$\frac{dk_n}{k_n} = \frac{T_n}{T_n + \dfrac{b_k}{a_k}} \frac{dT_n}{T_n} \le 0.4 \frac{dT_n}{T_n} \tag{5.7}$$

一方，装置定数の設定誤差$|\partial\beta_n/\beta_n|$は，式(3.41)に示したように蛍光強度計測誤差$\partial F_n/F_n$と等価である．従って，本研究における蛍光物質濃度$C_n$の算出誤差$|\partial C_n/C_n|$は式(5.3)，(5.6)，および(5.7)などから次式のように与えられる．

$$\left|\frac{\partial C_n}{C_n}\right| \le 2\left|\frac{\partial F_n}{F_n}\right| + 0.525\left|\frac{\partial T_n}{T_n}\right| + \left|\frac{\partial \alpha_n}{\alpha_n}\right| \tag{5.8}$$

5.1節で述べたように，供試計測装置における蛍光強度の計測誤差$|\partial F_n/F_n|$は5%以下であり，5.4.2項で述べたように蛍光減衰の空間誤差$|\partial\alpha_n/\alpha_n|$は3%以下であったことから，例えば均一温度場では式(5.7)中の$dT_n=0$であるので，蛍光物質濃度の算出誤差$|\partial C_n/C_n|$は13%以下となる．一方，温度変動場では，温度計測誤差の増加に伴ってさらに誤差が増加することが分かる．なお，本研究における温度計測誤差は15%以下であるので，C_n算出誤差は最大21%程度と予想される．

5.4.4　噴流体積濃度の算出誤差

噴流体積濃度C_j^*の算出誤差$\partial C_j^*/C_j^*$は式(3.30)から次式によって見積もられる．

$$\frac{\partial C_j^*}{C_j^*} = \frac{C_j^* - 1}{C_j^*}\left(\frac{\partial C}{C} + \frac{\partial T}{T} - \frac{\partial P}{P}\right) \tag{5.9}$$

圧力が均一の場合についてみると，上式右辺のカッコ内は$\partial C/C+\partial T/T$，すなわち蛍

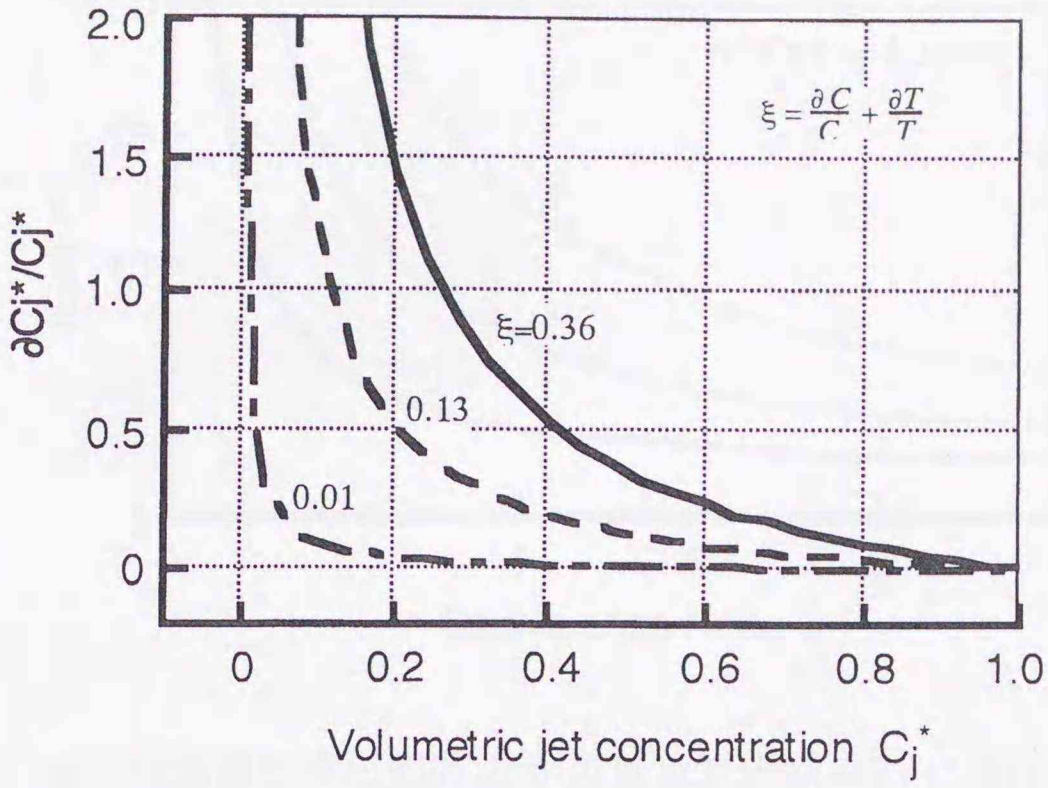


図5.7　噴流濃度算出誤差に及ぼす各種誤差の影響

光物質濃度算出誤差と温度計測誤差との和になる．前項の結果から，この和は均一温度場で13%，不均一温度場で36%となる．なお，質量噴流濃度C_jは式(3.39)で与えられるので，その算出誤差はρ_aおよびρ_jが正しく与えられればC_j^*の場合と同一となる．

図5.7に式(5.9)を用いて計算した噴流体積濃度の算出誤差$\partial C_j^*/C_j^*$とC_j^*との関係を示す．なお，図中のξは$\partial C/C+\partial T/T$を表す．図によれば，$\partial C_j^*/C_j^*$は$C_j^*$の減少およびξの増加に伴って指数関数的に増加することが明らかである．すなわち希薄域で誤差が著しいものの，蛍光強度測定誤差および温度算出誤差などで構成されるξを小さくすることによって，濃度算出誤差の減少が可能であることが示唆される．

5.4.5　当量比の算出誤差

式(3.43)において，当量比の算出誤差E_eとC_n/C_0の誤差E_cとの関係は，メタン系燃料の場合にカーボン数をnとして次式で与えられる．

$$\left|\frac{E_e}{E_C}\right| \simeq 1 + \frac{2.41(3n+1)}{\phi} \qquad (5.10)$$

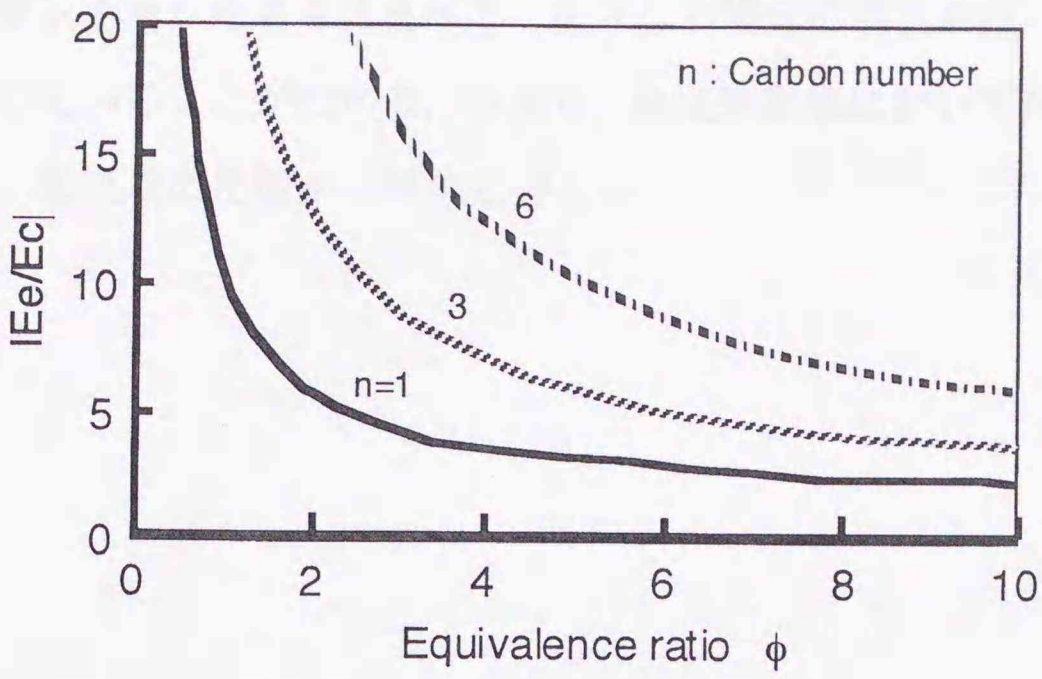


図5.8　蛍光物質濃度算出誤差Ecが当量比算出誤差Eeに及ぼす影響

図5.8に，メタン系燃料を使用した場合の$|E_e/E_c|$と当量比Φとの関係を示す．図から，当量比の低下に伴って$|E_e/E_c|$は著しく増大すること，また，その傾向は供試燃料のカーボン数nが増大するほど顕著となることがわかる．従って，当量比が低い領域の定量化を精度良く行うには，燃料中のカーボン数nが大きいほど，濃度比算出誤差すなわち蛍光強度測定誤差を一層縮小させることが必要である．

なお，カーボン数n=1のメタンで当量比が2.5の場合を例にとると，$|E_e/E_c|$はおよそ5程度であるため，蛍光物質濃度の算出誤差が±5%であっても，当量比の誤差E_eは±25%にも達する．

5.4.6　濃度計測に及ぼす温度影響

噴流濃度C_j^*の算出に要する温度補正式は，式(3.31)，すなわち$C_j^*=1-TC/T_0C_0$であり，蛍光物質濃度C算出式である式(3.24)中の量子収率比および吸光係数比の温度補正も必要である．

図5.9は式(3.31)および(3.24)の温度補正効果について調べた結果であり，高温雰囲気中に噴出した間欠アルゴン噴流の中心軸上における噴流濃度分布を示している．

図から，温度補正を施した場合に比べて，施さない場合の噴流濃度は，所によって40%程度も低下していることがわかる．つまり，温度変動場において精度の高い濃度定量を行うには，温度場の把握が不可欠と言える．

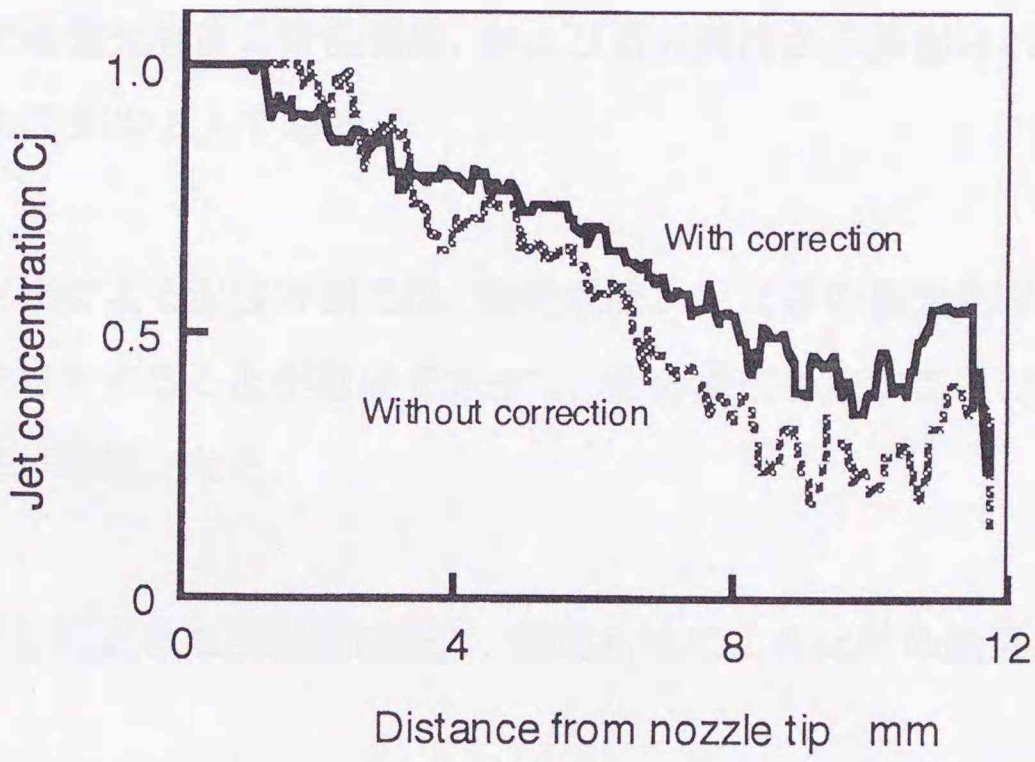


図5.9　温度補正が噴流濃度算出に及ぼす影響

5.5 まとめ

本章では，本手法を実際の噴流計測に適用する際の実験条件の設定方法，ならびに各種計測精度について解明した．得られた結果を要約すると，およそ以下の通りである．

（1）本研究で使用した雰囲気蛍光法では，観測容器中で蛍光が減衰するので，供試観測容器のサイズおよび蛍光物質の吸光係数に応じて蛍光物質濃度を最適値に設定する必要があり，このことによって高精度な計測が可能となる．

（2）本手法による蛍光強度の計測精度，および蛍光強度から算出される蛍光物質濃度の測定精度は共に95%以上である．

（3）雰囲気LIF法による温度計測では，蛍光観測レンズ系の集光効率の解析空間におけるばらつきを補正することが重要であって，その補正を施すことによって精度の良い温度画像計測が可能となる．

（4）雰囲気LIF法による温度計測誤差は，熱電対法による比較の結果からおよそ15%である．

（5）雰囲気LIF法による噴流濃度計測では，温度計測の場合と同様に，集光効率の補正が重要であり，補正を行わない場合には濃度算出精度が悪化する．

（6）濃度計測精度は蛍光物質濃度および温度の計測精度に影響され，本研究での蛍光物質濃度および温度の計測精度に基づく濃度計測精度は噴流濃度0.5のとき，均一温度場で87%以上，不均一温度場で64%以上である．

（7）温度補正を施さずに濃度の算出を行えば，本研究の実験条件では噴流濃度が実際の場合に比べて最大で40%程度も低く見積もられる．

第6章　間欠噴流の濃度分布特性

本章では，雰囲気LIF画像の処理によって得られた噴流中心軸断面での噴流濃度分布を基に，各種噴射条件・ノズル形状が噴流の形状および濃度分布に及ぼす影響について検討した．その際，各種噴流噴射条件および噴射ノズルの設計諸元と間欠噴流濃度との間の一義的な相関について解析を行った．

以下，結果を詳細に記述するが，解析した噴流濃度画像は任意の8階調の濃度区分で表示した．

6.1　噴流濃度分布特性[99]

6.1.1　噴流形状

ヘリウムガスをヘリウム雰囲気中に噴射した際の噴流濃度分布の時間推移を図6.1に示す．画像は，図中の右側に示した8階調の濃度区分で表示している．なお，この場合噴射ガスと雰囲気ガスとは同一ガスであり，均一温度場であるので，3.2.2項で説明したように濃度算出には式(3.24)を簡略化した式(3.25)を用いた．また，噴射速度は100m/s，噴孔径は1mm，L/Dは5である．

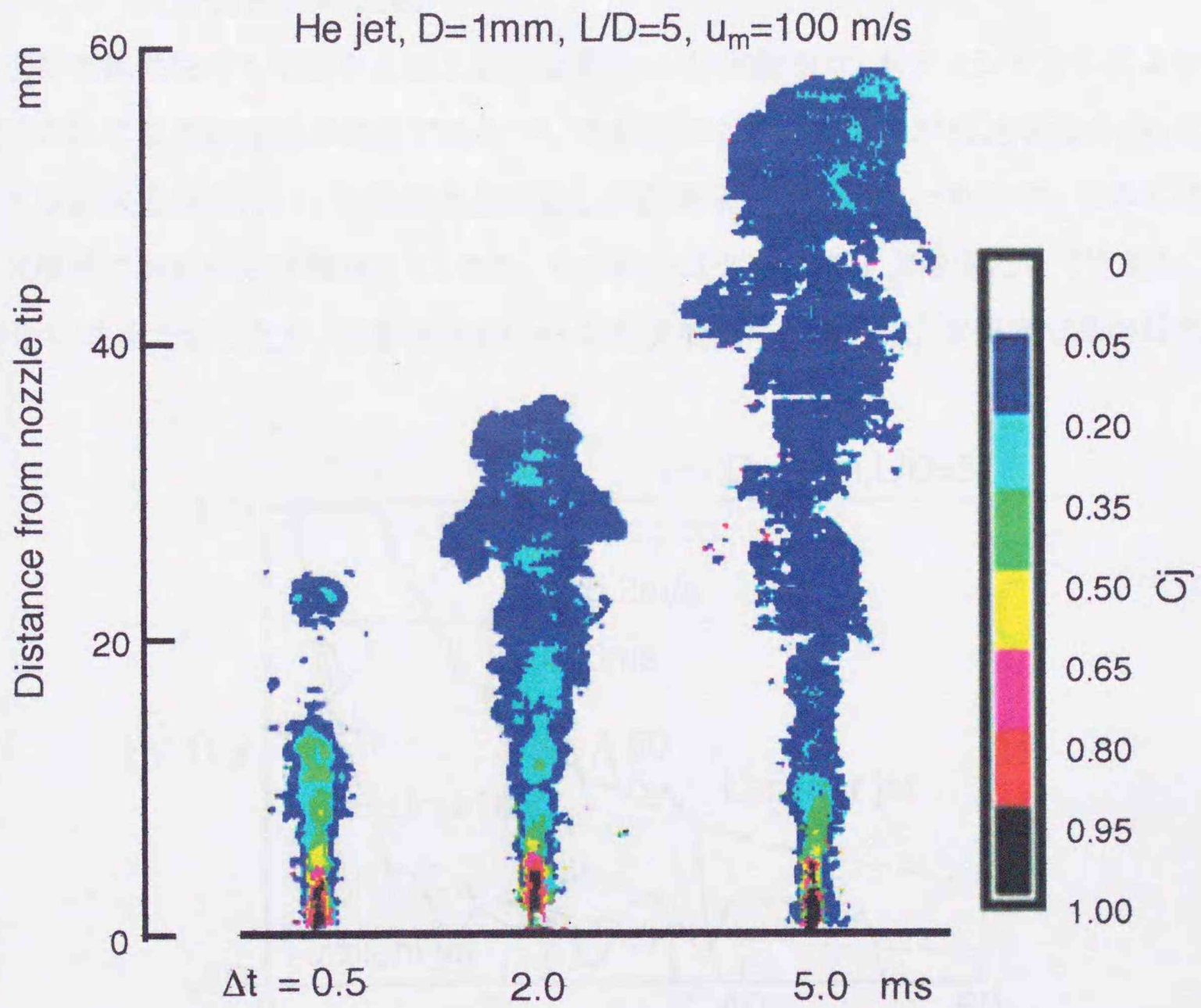


図6.1　間欠噴流の２次元濃度分布解析結果

図から，間欠噴流は，噴孔から10mm程度の区間で層流構造を形成するが，その下流で分裂し乱流構造を示している．乱流に遷移する位置は，噴射後0.5ms以後でほぼ一定となっている．これは，間欠噴流の構造が定常的性質を示す領域と間欠噴流特有の非定常領域とに分けるられることを裏付けている．また，いずれの噴流においても，噴流が分裂した後，噴流先端に至るまでの各所で，噴射後の経過時間に伴う大規模渦の形成が認められる．噴射後0.5msの噴流において，その先端部に噴流の突出現象がみられるが，その原因としては，6.2.2項で説明する様に，噴射直後に発生する噴射速度のオーバーシュートが考えられる．

6.1.2　定常噴流との比較

定常噴流における噴流中心軸上質量濃度Cjaの分布曲線は，ポテンシャルコアより下流において双曲線近似が可能である[100]．本研究では，高速および低速噴流のCjaに対して双曲線近似を行い，実験値と近似値との相関係数が0.95以上を示すz上の区間を間欠噴流における定常領域とし，また，その際の近似曲線を定常曲線として定義し，図6.2中に破線で示したが，噴射速度100m/sの乱流噴流においては，本研究で算出した定

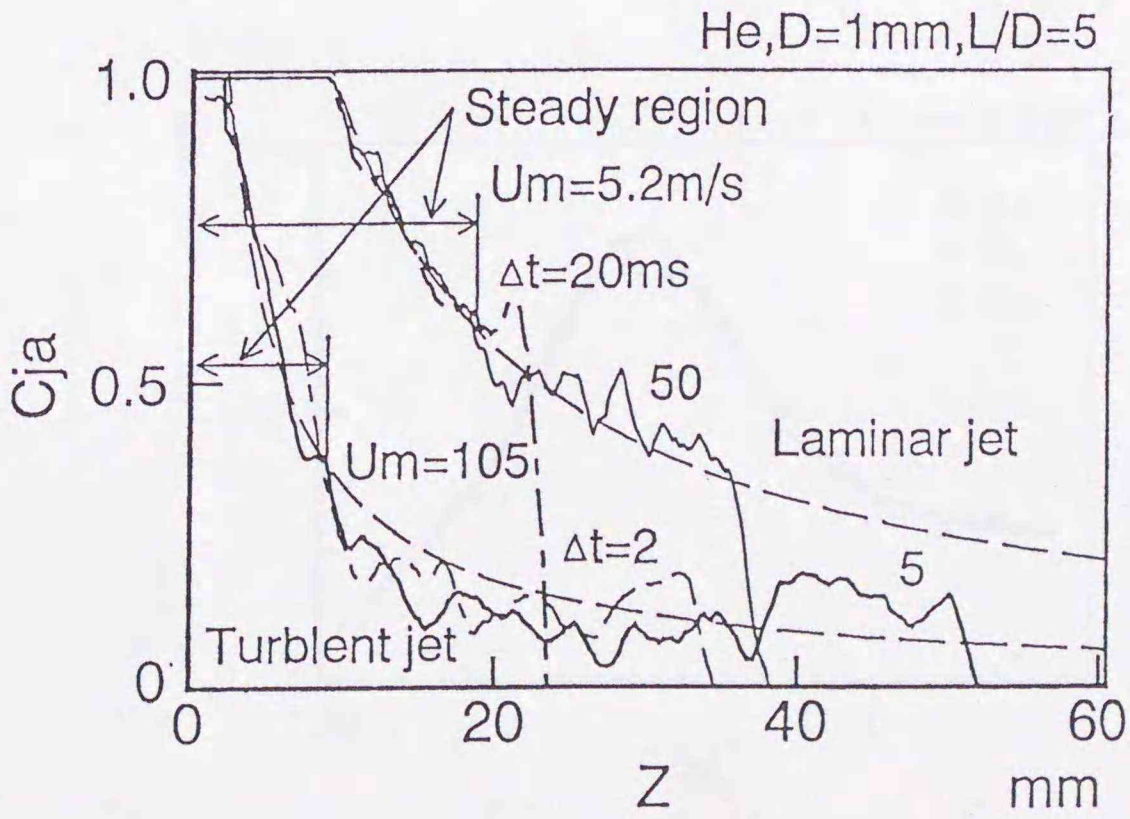


図6.2　間欠噴流の噴流中心軸上濃度Cja

常領域の長さはほぼ噴流の分裂長さを示しているものと思われる.

図6.2から，間欠噴流のCjaはzの増加に伴って減少するが，噴射速度のいかんに拘らず，噴流先端付近ではCjaが若干ながら増加し極大値を示す特性が得られている．この様な噴流先端部での過濃化現象は，噴流先端部に形成される大きなスケールの巻き込み渦が渦後流では雰囲気導入を促進するものの，最先端部付近では雰囲気導入を阻害したために生じたものと考えられる．この点に関しては，杉田らも同様の結果を得ており，噴流先端付近における噴流速度増加の原因は，噴流先端部に形成されたスケールの大きな巻き込み渦による縮流の発生によるものとしている(101).

噴流長さが60mmに成長した噴流を用いて，前述の近似曲線から求めた定常領域長さLsと噴出のレイノルズ数Re_0との関係について調べた結果を図6.3に示す．なお，噴流長60mmは本実験における観測限界長であり，またRe_0の代表長さはノズル径Dとした．図から，本研究における間欠噴流のLsは，噴射ガスのいかんに拘わらずRe_0によって一義的に記述でき，またLsの極大値を与えるレイノルズ数は噴射ガスの種類によらずほぼ同一であって，400程度であることが分かる．すなわち，層流から乱流へと遷移する際の噴出のレイノルズ数は気体性状のいかんに拘わらずほぼ同一であると言い得る.

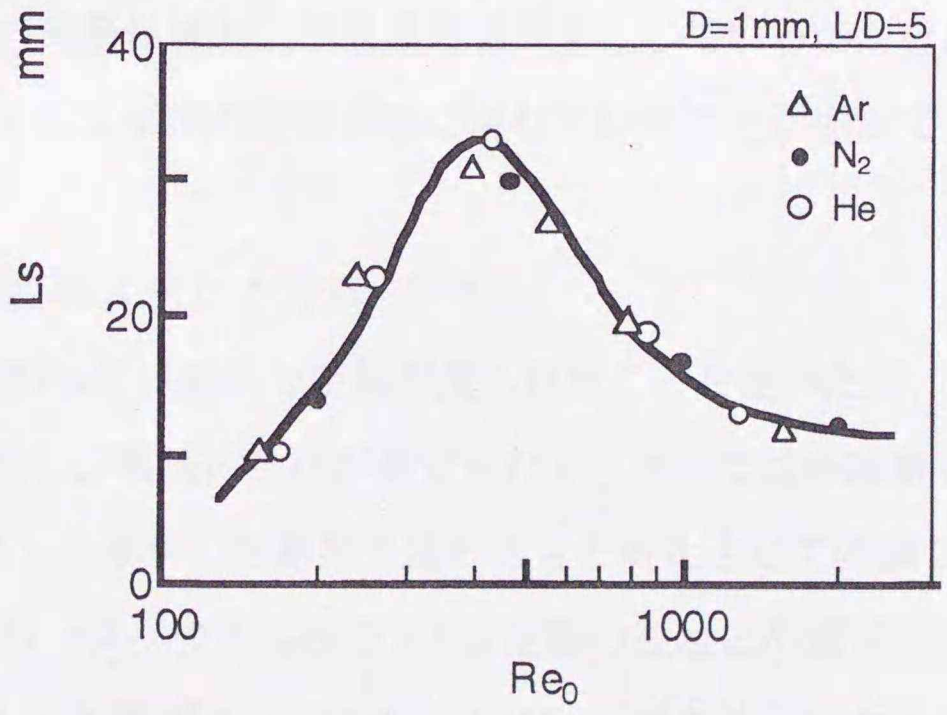


図6.3　定常長さLsと噴出のレイノルズ数との関係

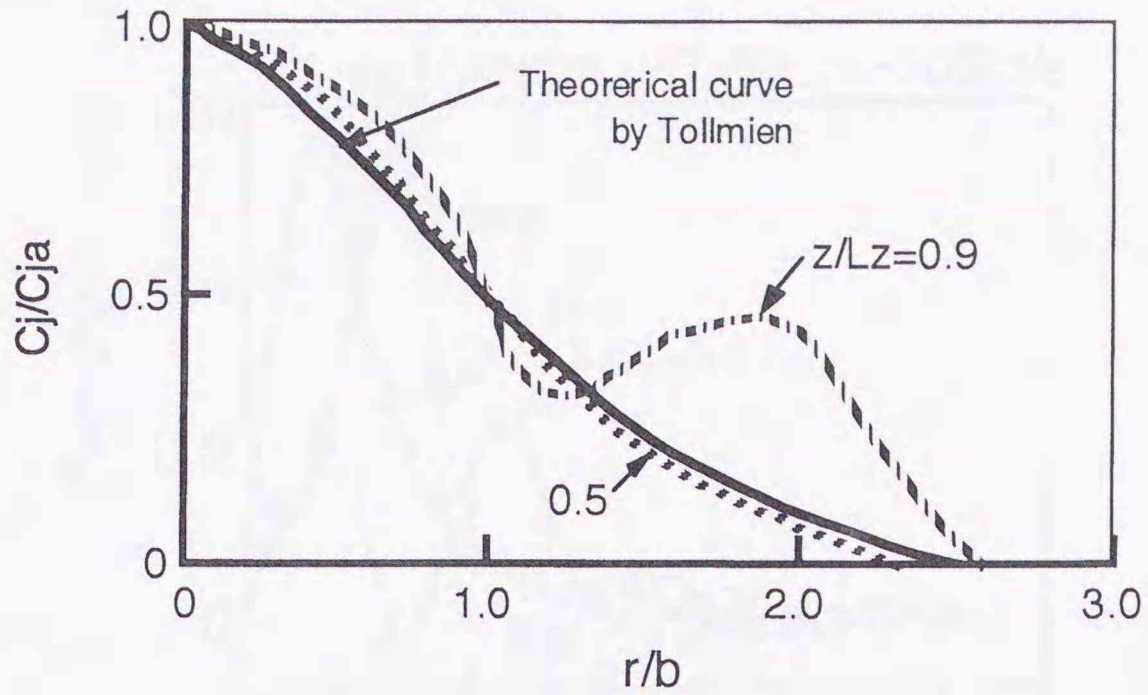


図6.4　噴流半径方向濃度Cjと噴流半径rとの関係

図6.4は，間欠噴流の半径方向の噴流濃度分布について調べた結果であり，図の縦軸は噴流中心軸濃度Cjaで噴流濃度Cjを無次元化した値であり，横軸はCj/Cjaが0.5となる半径bで半径rを無次元化した値である．

図によれば，噴流中心軸における噴孔出口からの距離zを間欠噴流の到達長さLzで無次元化した値，すなわちz/Lzが0.5以下では定常噴流の速度分布について得られているTollmienの解とほぼ一致した分布を示すのに対して，z/Lzが0.9である噴流の先端領域では噴流濃度の希薄領域および過濃領域が混在しているのが分かる．従って，間欠噴流の特徴は主として噴流の先端領域に現れていることが明かである．

6.1.3　噴流濃度のスペクトル解析[102]

噴流中心軸上濃度Cjaには細かな変動が見られたことを述べたが，この変動の要因として考えられるものに，噴流の乱れが挙げられる．本項では各種噴射ノズルにおけるCjaの変動をスペクトル解析した結果を乱れ強さと対比させて考察した．

図6.5はCjaのパワースペクトル密度とCja変動の波数との関係を示している．噴射条件は，噴孔径1mm，L/Dが5，噴射速度が105m/sである．図から，噴射後時間が経過するに伴って波数の小さな変動成分，つまり大規模なCja変動スケールのパワースペ

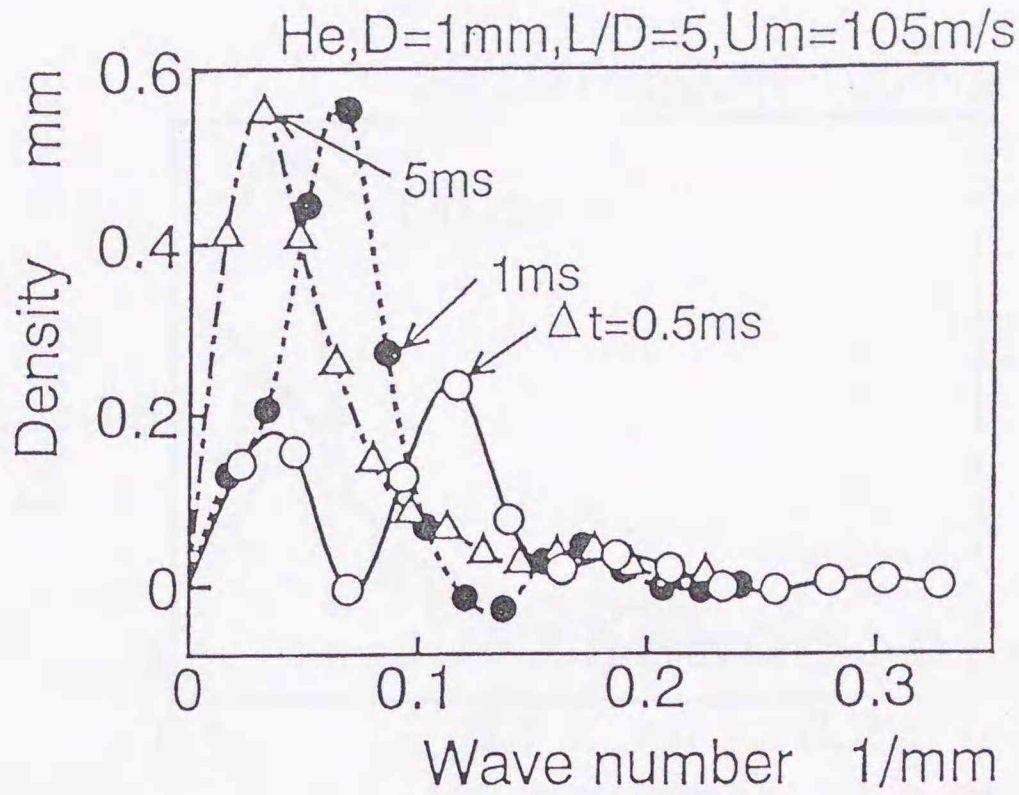


図6.5　噴流中心軸上濃度Cjaの変動波数スペクトルの時間推移

クトル密度が増大し，波数の大きな変動成分，つまり小規模な変動スケールのパワースペクトル密度が低下していることが分かる．すなわち，噴射後の時間経過に伴い，噴射初期に存在した小さなスケールの渦は散逸して大きな渦が支配的になって行くが，特に大きなスケールでの雰囲気巻き込みが著しく行われ，濃淡勾配の急激な濃度分布が形成されるものと考えられる．

図6.6に，パワースペクトル密度に対するノズル管長径比L/Dの影響を示す．L/Dの増加に伴って，波数の小さなCja変動成分のパワースペクトル密度が増加する一方，波数の大きな変動成分のパワースペクトル密度が減少していることから，L/Dが小さい場合には，比較的小規模の渦が多く存在しているが，それに伴って，混合気形成が促進されるものと考えられる．

図6.7にパワースペクトル密度に及ぼす噴孔径の影響を示す．図によれば，噴孔径の減少によって波数の大きなCja変動成分のパワースペクトル密度が若干増加していることから，噴出の乱れ強さが増大し，雰囲気巻き込み渦のスケール小規模化と混合気形成の促進とが同時に進行するものと考えられる．

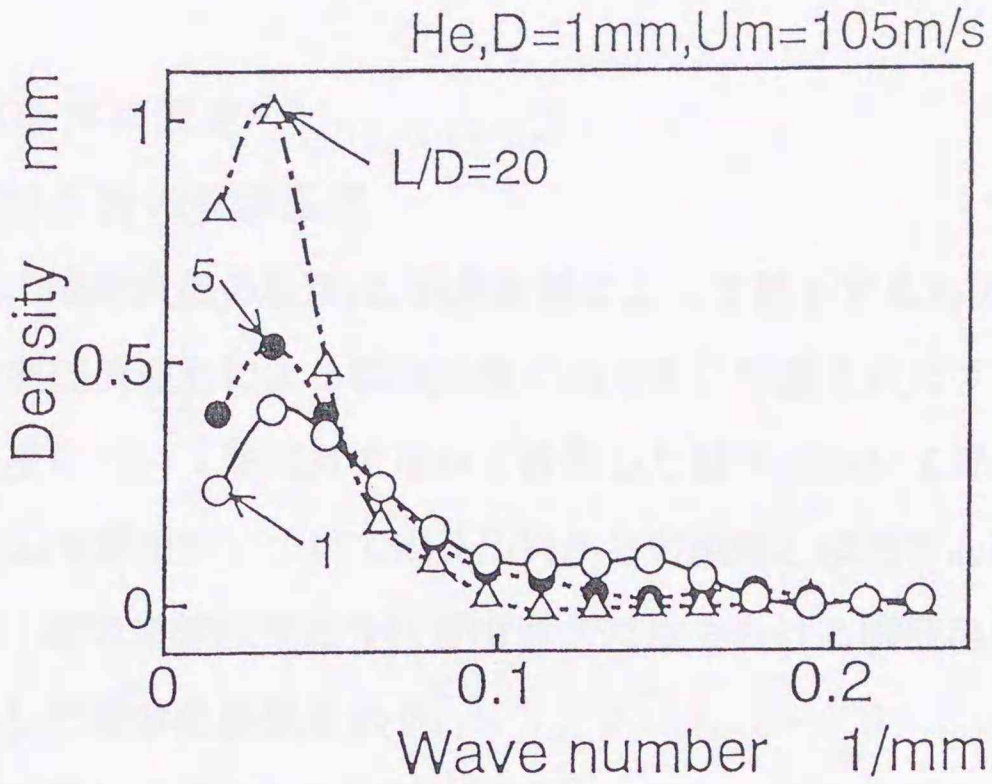


図6.6　Cja変動波数スペクトルに及ぼすL/Dの影響
（噴射後5ms）

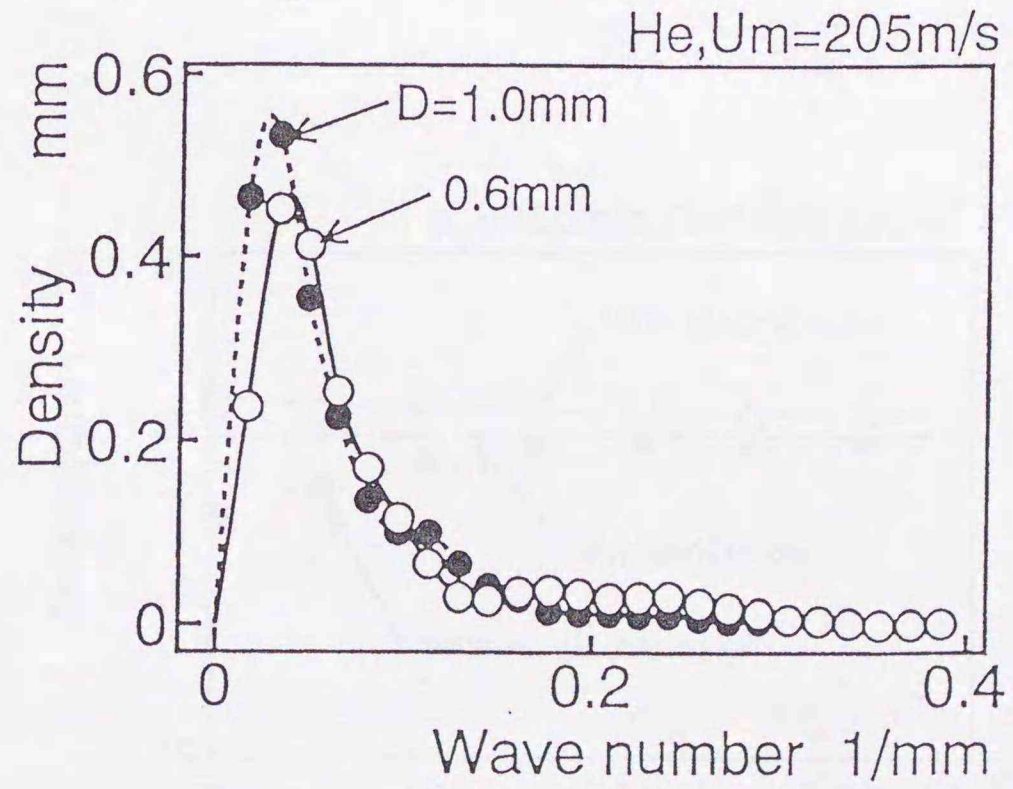


図6.7　Cja変動波数スペクトルに及ぼす噴孔径の影響
（噴射後5ms）

6.2　噴流の噴射速度特性

6.2.1　計測条件の設定[103]

(a)　噴流噴射直後の噴流温度

高速ガス噴流の噴射直後の温度は,断熱膨張によって低下するものと考えられるが,この温度低下は熱線流速計による噴流速度の測定値に影響を及ぼす．本項では噴流噴射直後の噴流温度について熱電対を用いて計測した結果について述べる．

図6.8はヘリウム定常噴流について噴孔出口からの距離と噴流中心軸上の温度との関係を示している．図の実線は電磁弁付き噴射ノズルにおける噴流温度であり，破線は電磁弁を取り外した場合の結果を示す．

図から，電磁弁なしノズルからの噴流温度は，室温よりもわずかに低く，噴孔からの距離が大きくなるほど室温に近づくことが分かる．一方，電磁弁付きノズルからの噴流は，その温度が室温より若干高めだが，ほぼ同じ温度で噴射されているのが分かる．これは電磁弁中のソレノイドで発生した熱によってガスが加熱されたためと考えられる．従って，断熱膨張による温度低下は電磁弁を用いることによって緩和され，噴

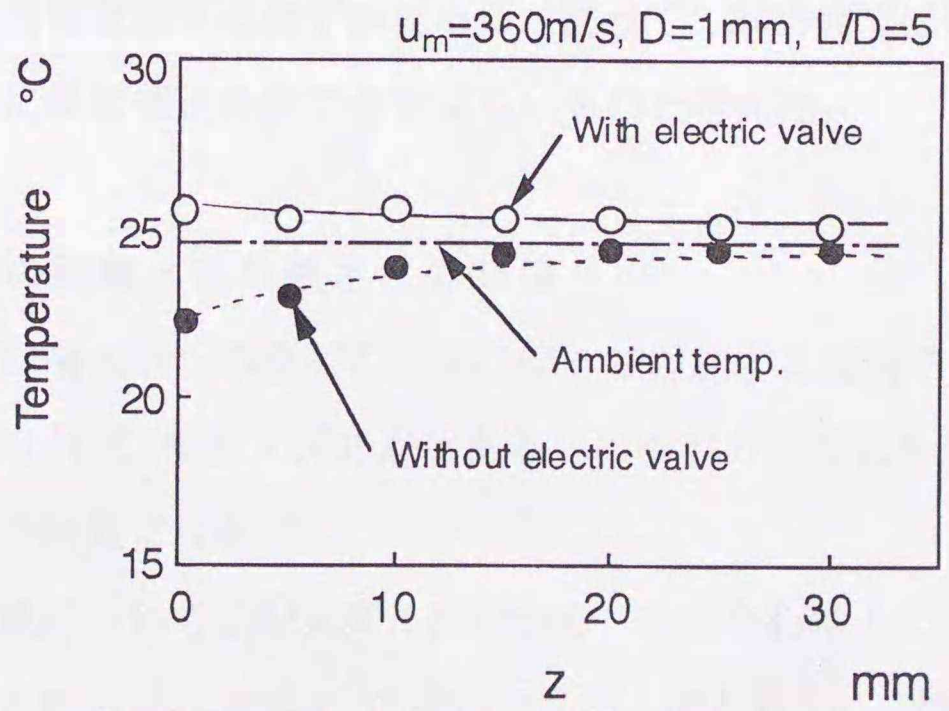


図6.8　噴流中心軸上での噴流温度に及ぼす電磁弁の影響

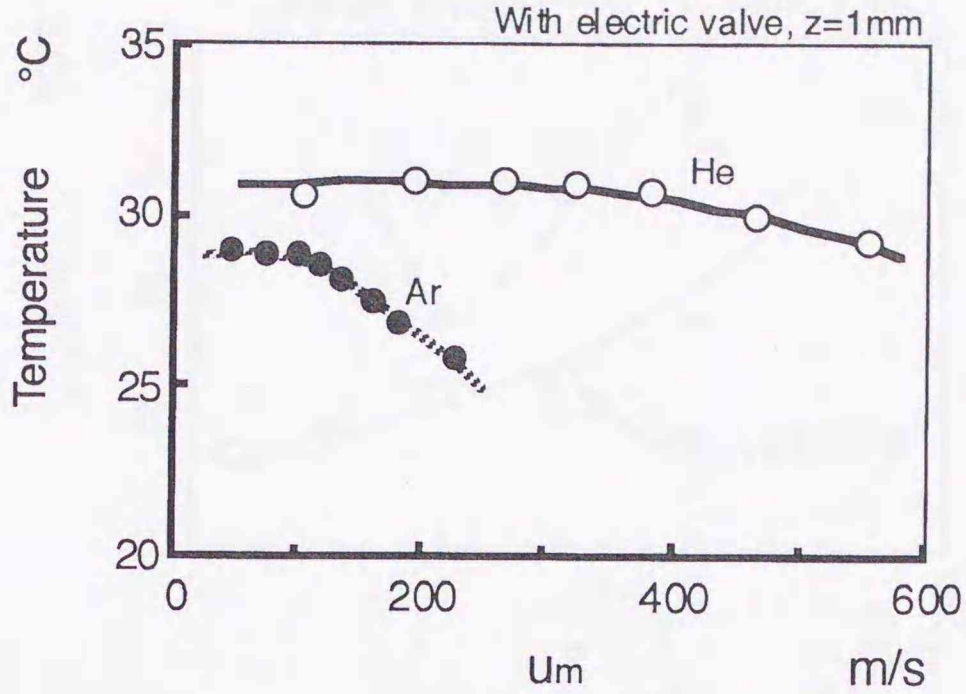


図6.9　噴射速度が噴射直後の噴流温度に及ぼす影響

流温度は室温とほぼ同一と見なし得ることが判明した.

図6.9は噴射速度を変化させた際の定常噴流の温度変化を示す. 測定は電磁弁付きノズルの噴孔から1mm下流の位置で行った. 図によると, アルゴン, ヘリウム共に高速になるほど温度が低下しているのが分かる. しかし, 本研究では, 噴流の最高速度をアルゴンで140m/s, ヘリウムで360m/s位に設定しており, この範囲ではいずれのガスにおいても噴射後の温度低下はわずかである. 従って, 本研究では熱線流速計による速度測定を行う際に温度補正を施す必要はないものと考えた.

(b)　噴孔からの距離と乱れ強さとの関係

一般に乱れ強さは噴孔からの距離の増加に伴って増加する傾向を示すため, 計測位置を予め特定しなければ, 噴射ノズル形状あるいは噴射ガス性状を変えた場合の乱れ強さの厳密な比較が困難になる.

図6.10は定常噴流について噴射ノズル出口から, その中心軸上において熱線プローブをトラバースした際の乱れ強さu'_mの推移である. 図から, u'_mは噴射ノズルからの距離の増加, および雰囲気ガス密度の増加に伴って増大するものの, ノズル近傍では

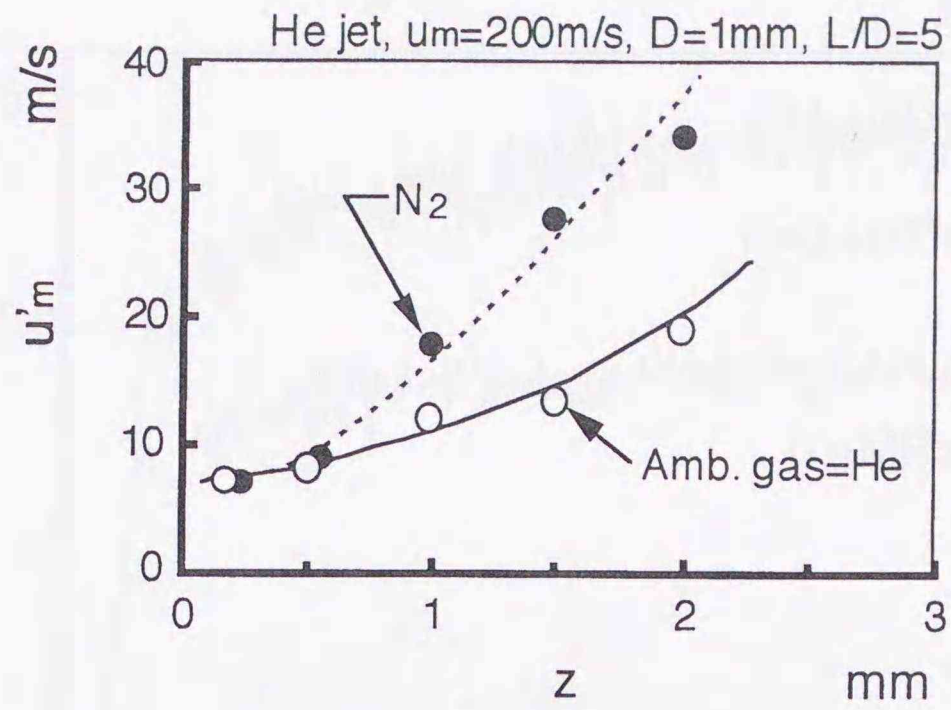


図6.10　噴孔からの距離と乱れ強さの関係

雰囲気ガスの種類に拘わらず，ほぼ一定値を示している．

そこで本研究では，乱れ強さが雰囲気ガスの影響を受けず一定値となる測定位置，すなわちノズル出口からおよそ0.2mmの位置に固定して，噴射速度ならびに噴射速度の変動成分の測定を行い，平均乱れ強さを算出するものとした．なお，測定はいずれも大気圧下で行った．

6.2.2　各種ガス噴流の噴射速度と乱れ強さ[103]

(a)　噴射速度および乱れ強さの時間推移

間欠アルゴンガス噴流の噴射速度計測結果の一例を図6.11に示す．なお，供試噴射ノズルは，直径D，ノズル管長径比L/D，電磁開閉弁からノズル出口間に形成されるデッドボリュームの長さDL，および直径DDがそれぞれ1mm，5，5mm，7mmである．

図から，ガス噴流の噴射速度u_0は，噴射開始直後から急激に立ち上がり，若干オーバーシュートするものの，ほぼ一定値に収束しており，概ね矩形噴射率が得られていることが分かる．従って，本研究では噴流噴射期間中のu_0の時間平均値を噴射速度u_mと定義し，噴射性状を表すパラメータの一つとした．一方，噴射速度の変動成分は噴

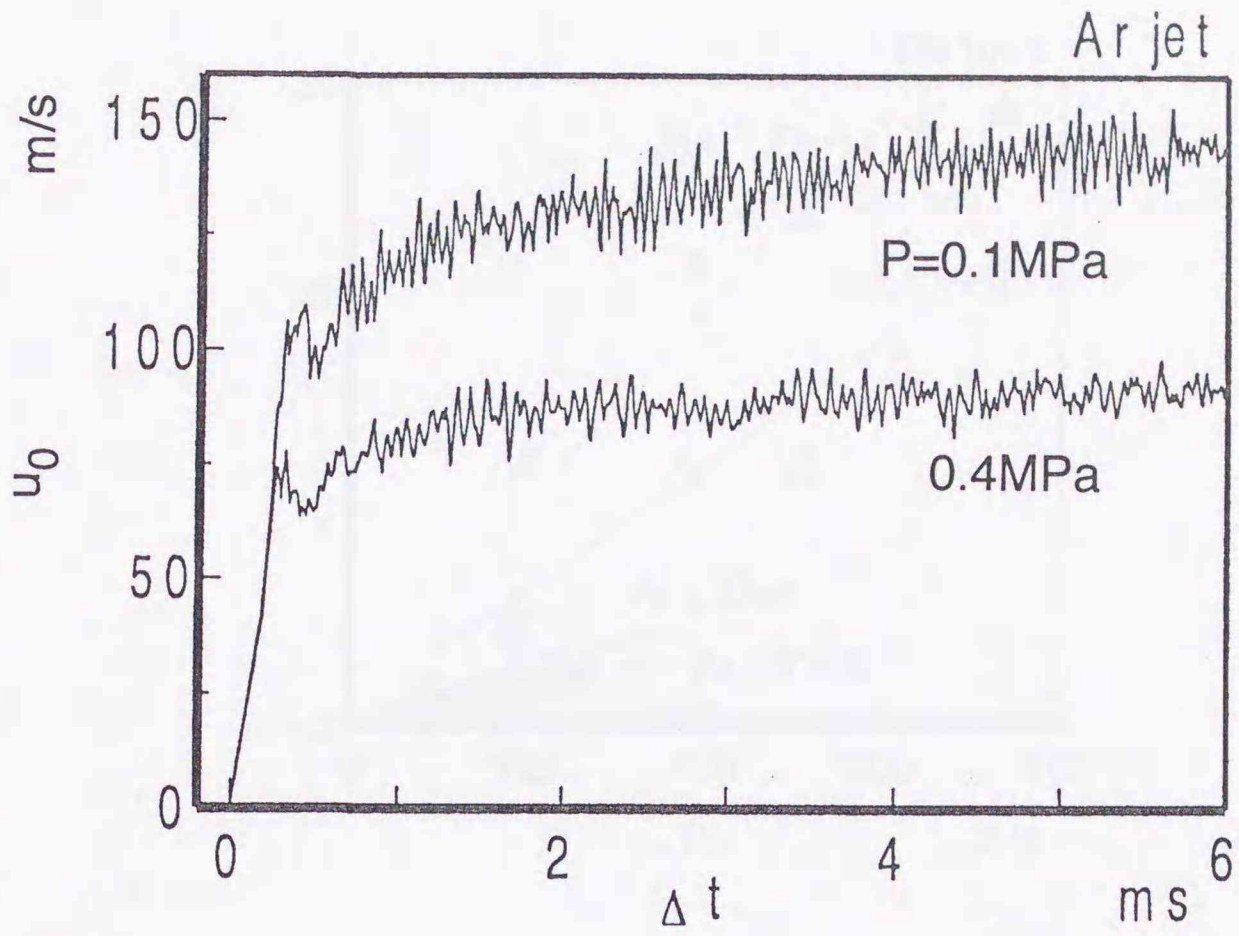


図6.11　乱流噴流の噴射速度時間推移

射速度の増大に伴って増加しているのが明らかである.

(b)　噴射ノズル形状の影響

噴射ノズルの形状は噴射特性に影響を及ぼすことが予想される．ここでは，噴射ノズル形状を決定する因子として，ノズル管長径比L/D，ノズル直径D，噴射ノズルの内部に形成されるデッドボリュームV_D，および噴孔出口形状を抽出し，これらが噴射特性に及ぼす影響について検討した.

乱れ強さu'_mと噴射速度u_mとの関係に及ぼすL/Dの影響について図6.12に示す．図から，乱れ強さu'_mは噴射速度u_mの増加およびL/Dの減少に伴って増加する傾向を示すもの，その傾向はヘリウム噴流において著しい.

噴孔径が乱れ強さu'_mに及ぼす影響を図6.13に示す．図から明らかなように，u'_mは噴孔径の減少に伴って増加している．すなわち，噴孔径の縮小は噴流の撹乱に対して著しく効果的であることを示している.

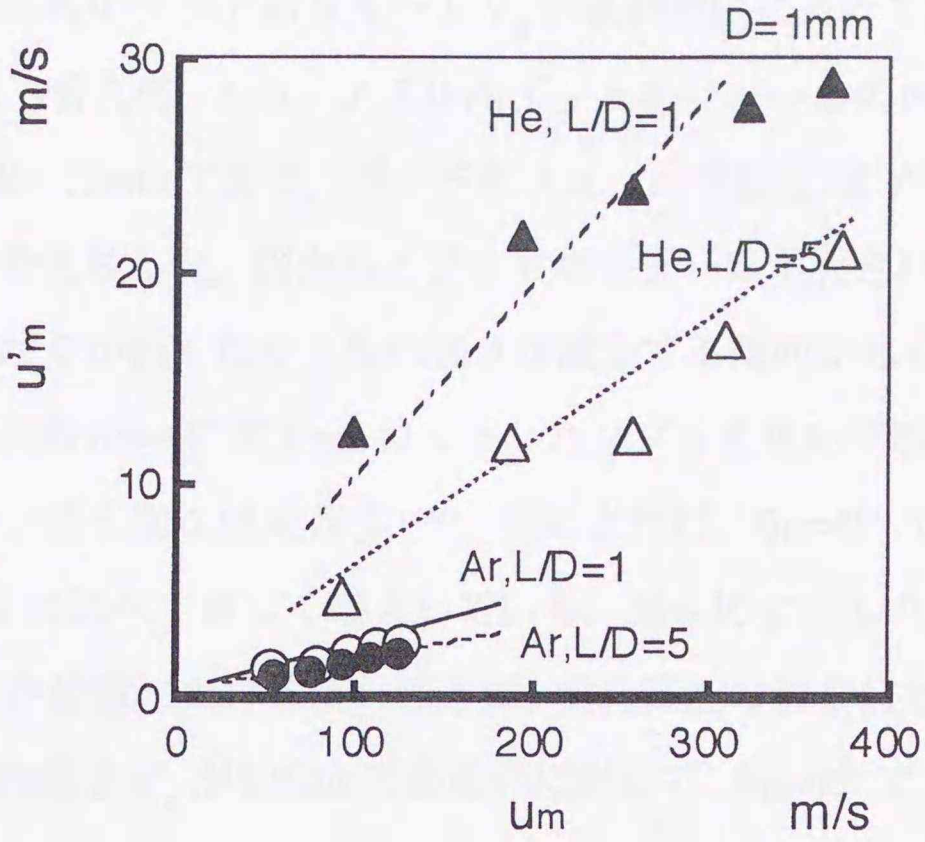


図6.12　乱れ強さに及ぼすL/Dおよびガス性状の影響

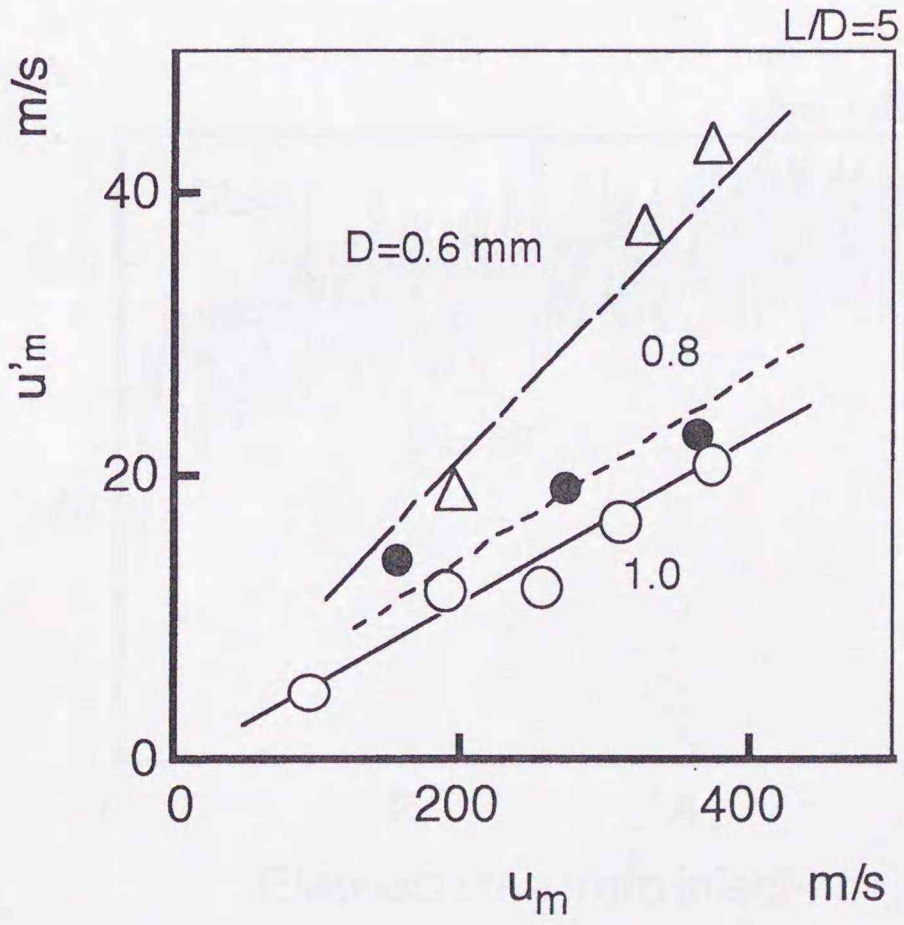


図6.13　各種ノズルでの噴出速度u_mと乱れ強さu'_mとの関係

図6.14に，ノズル内のデッドボリュームV_Dが噴射速度に及ぼす影響を示す(104)．この場合，噴射圧力，噴孔径，L/D，ノズル内デッドボリュームの内径DDはそれぞれ0.06MPa，1mm，20，15mmであり，デッドボリュームの長さDLが5mmおよび20mmの２種類のノズルを比較した．図から，デッドボリュームが大きい場合，噴射開始からの速度の立ち上がりが鈍くなり，乱れ強さが減少する傾向が見られる．

噴孔出口をテーパ角θn=45°で1mmカットしたノズルを用いて噴孔出口形状の影響を検討した結果の一例を図6.15に示す(104)．図によれば，θn=45°での乱れ強さu'_mはθn=0°の通常ノズルに比べて著しく増大している．図6.10に示したように，噴孔からの距離が1mm離れた位置における乱れ強さは，噴孔直近の約２倍となるが，この場合の通常ノズルの乱れ強さu'_mが8.9m/sであるのに対して，θn=45°で1mmカットしたノズルでは25m/sであり，通常ノズルの倍以上となっている．従って，供試ノズルにおける乱れ強さの増大は，計測位置が噴孔出口から離れることによる要因だけではなく，噴孔出口形状が大きく寄与することを示唆している．

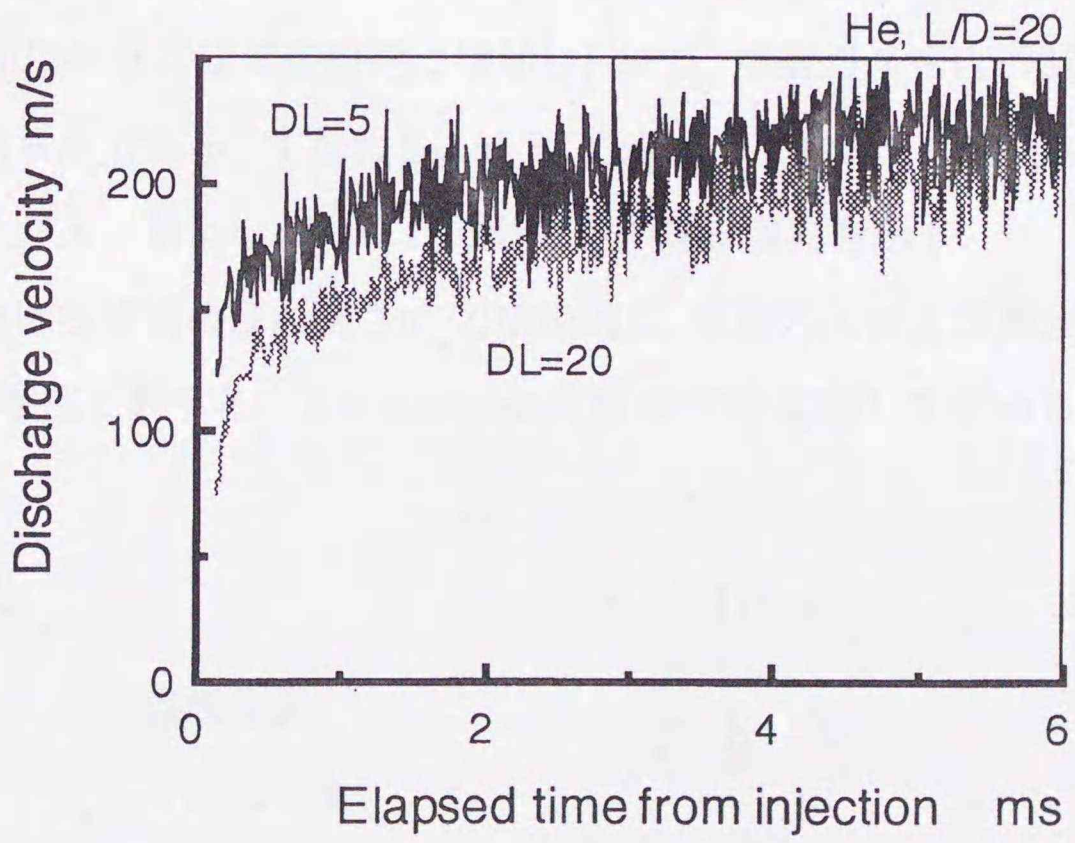


図6.14　ノズル内デッドボリュームが噴射速度に対して及ぼす影響

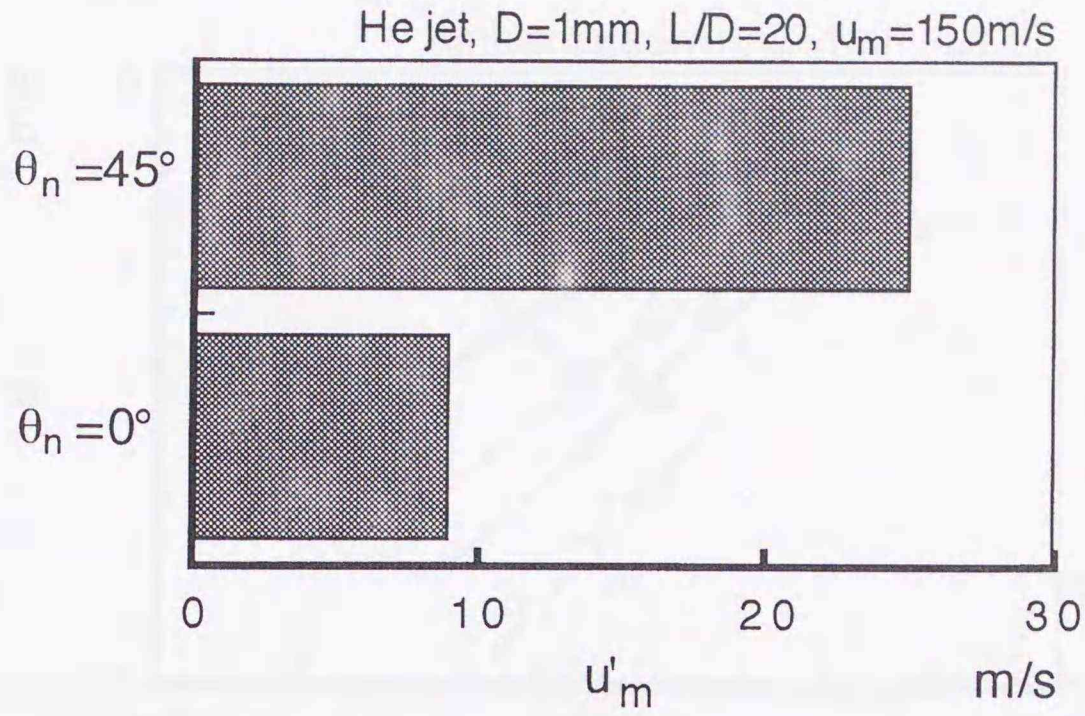


図6.15　噴孔出口形状が乱れ強さに対して及ぼす影響

(c)　ガス性状の影響

噴射ガス性状が乱れ強さu'_mと噴射速度u_mとの関係に対して及ぼす影響について解析した結果を図6.16に示す．図によれば，いずれのガスにおいても乱れ強さu'_mは噴射速度u_mの増加に伴ってほぼ直線的に増加し，かつ，噴射ガス密度の減少に伴って増加することが明らかである．すなわち，u'_mはアルゴンにおいて最も低く，窒素，ヘリウム・酸素混合ガス，およびヘリウムの順に高くなる傾向を示す．

本研究における噴流の乱れ強さu'_mと噴流速度，噴射ガスおよび雰囲気ガス密度との関係を，定常噴流に対するL. J. Alpinieriの実験式[105]を応用して求めると次式が得られる．

$$u'_m \propto u_m \left(\frac{\rho_a}{\rho_j}\right)^{0.5} \qquad (6.1)$$

ただし，　ρ_j：噴流密度

ρ_a：雰囲気密度

u_m：噴流の平均噴出速度

本実験における流速測定位置，すなわち噴孔出口直近では雰囲気ガスの性状が流速

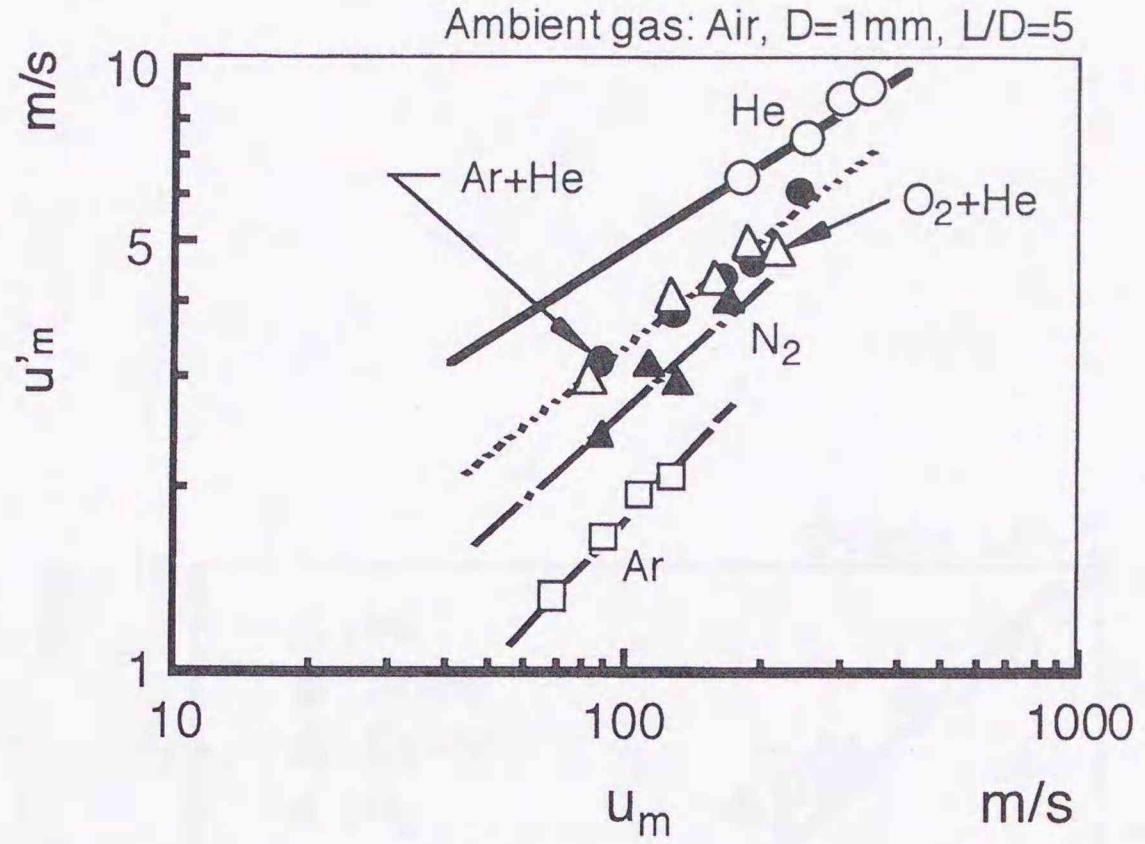


図6.16　各種噴射ガスにおける噴出の乱れ強さu'_m

に影響を及ぼさないことは6.1.1項で既に明らかにした．従って，本実験の計測条件では，ρ_aは雰囲気ガスの如何に拘わらず定数として扱って良い．

図6.16の結果を上式によって整理してみた．その結果を図6.17に示す．なお，ρ_aは雰囲気ガスの如何に拘わらず空気密度とした．

図によれば，ノズル出口近傍におけるu'_mはガス性状の如何に拘わらず，パラメータ$u_m(\rho_a/\rho_j)^{0.5}$と直線的な正の相関を示している．従って，噴射ノズルが同一の場合，u'_mはこのパラメータによって一義的に記述し得ることが明らかである．すなわち，噴流の乱れ強さを決定するのはガス性状のうちでは，主として噴射ガス密度であることが確認できる．

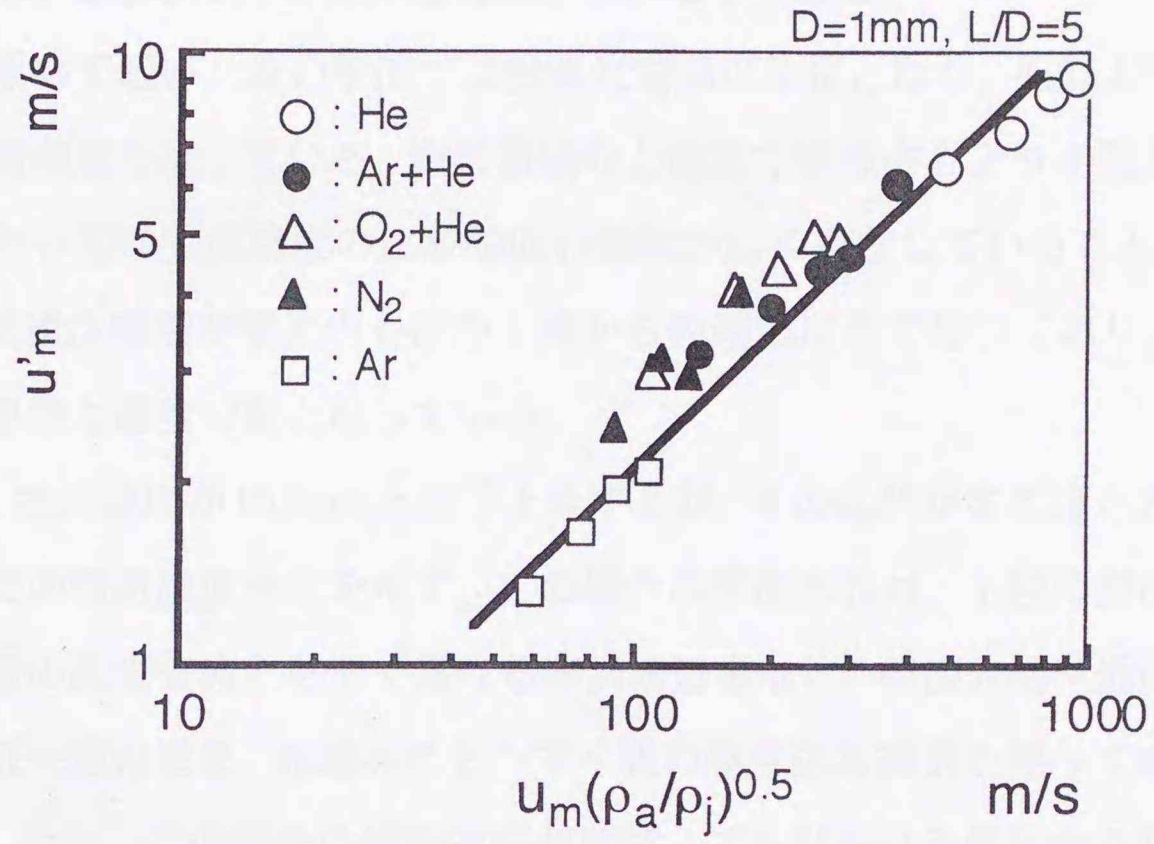


図6.17　無次元数$u_m(\rho_a/\rho_j)^{0.5}$と噴出の乱れ強さu'_mとの関係

6.3 噴流濃度分布特性と噴射条件[99]

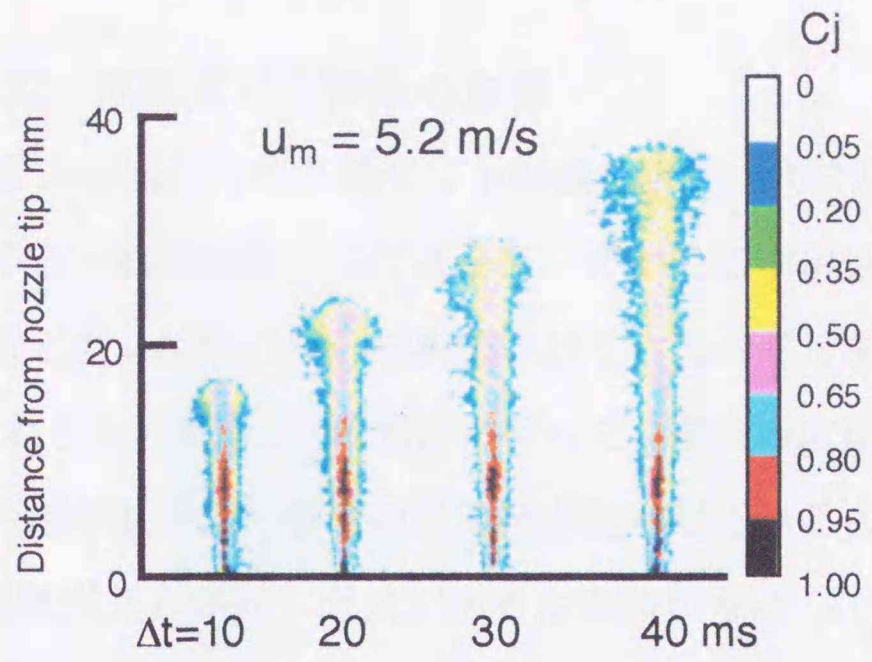
6.3.1 噴射速度の影響

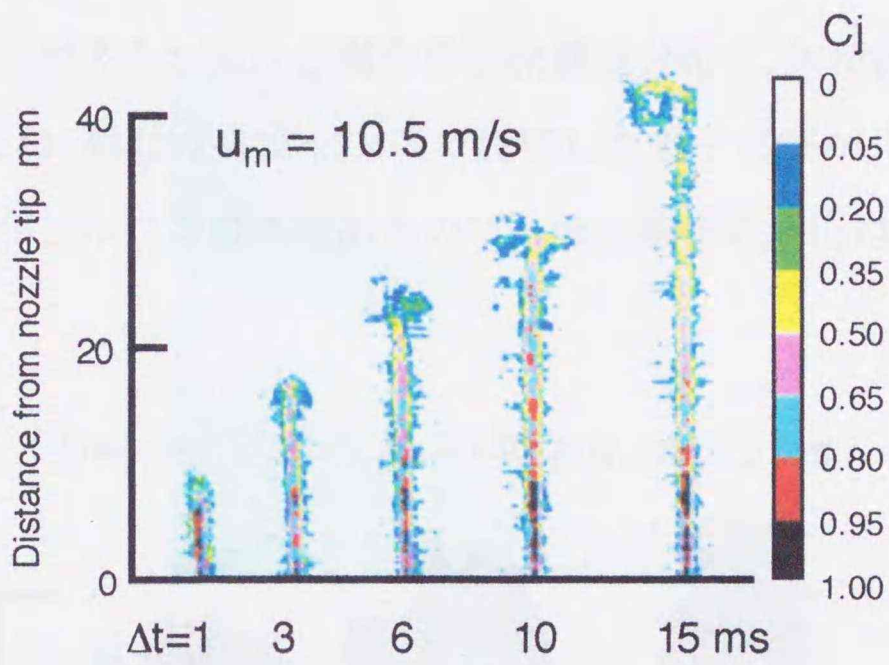
間欠噴流の噴流形状および濃度分布性状に対する噴射速度の影響を図6.18に示す．なお，噴射ガスおよび雰囲気ガスは共にヘリウムであり，画像は256階調で解析した噴流濃度を8つの濃度区分で処理したものである．噴射速度は上段から5.2m/s，10.5m/s，および105m/sであって，噴孔径は1mm，L/Dは5である．

噴射速度が極めて低い上段の噴流では噴流先端部が傘状となり，それより上流部は乱れのない層流構造をなしている．傘状領域の上流部で噴流中心より半径方向に若干離れた位置においては噴流濃度の比較的低い領域が広く存在していることがわかる．また，比較的過濃な領域が噴流中心部の上流から先端部にまで伸びており，雰囲気ガスとの境界は急激な濃度勾配となっている．

中段の図は，噴流速度が10.5m/sと若干上昇するが，その乱れがまだほとんど見られない限界付近での噴流濃度分布を示す．この場合の噴流形状は，上段の層流噴流または後述する下段の乱流噴流とも全く異なる棒状構造をなし，噴流先端付近においても噴流半径がほぼ一定のまま，先端部にゼンマイ状の巻き込み構造を伴って成長していくのがわかる．なお，この場合の噴射速度が供試ノズルにおける層流から乱流への遷移速度であるとも言え，図6.3におけるLsが最大となるRe数にほぼ対応している．

下段の図は，噴流速度が速く，その変動成分もかなり存在する場合の噴流濃度分布を示す．噴孔から10mm程度の区間で層流構造を形成するが，その下流で噴流は分裂し，噴流の分裂長さは噴射後0.5ms以降でほぼ一定となる．また，噴流が分裂した後，噴流先端に至るまでの各所で比較的大きな渦による雰囲気巻き込み構造が認められる．噴射後0.5msの噴流において，噴流先端部に噴流の突出現象がみられるが，その原因は図6.11に見られる噴射直後での噴射速度のオーバーシュートである．





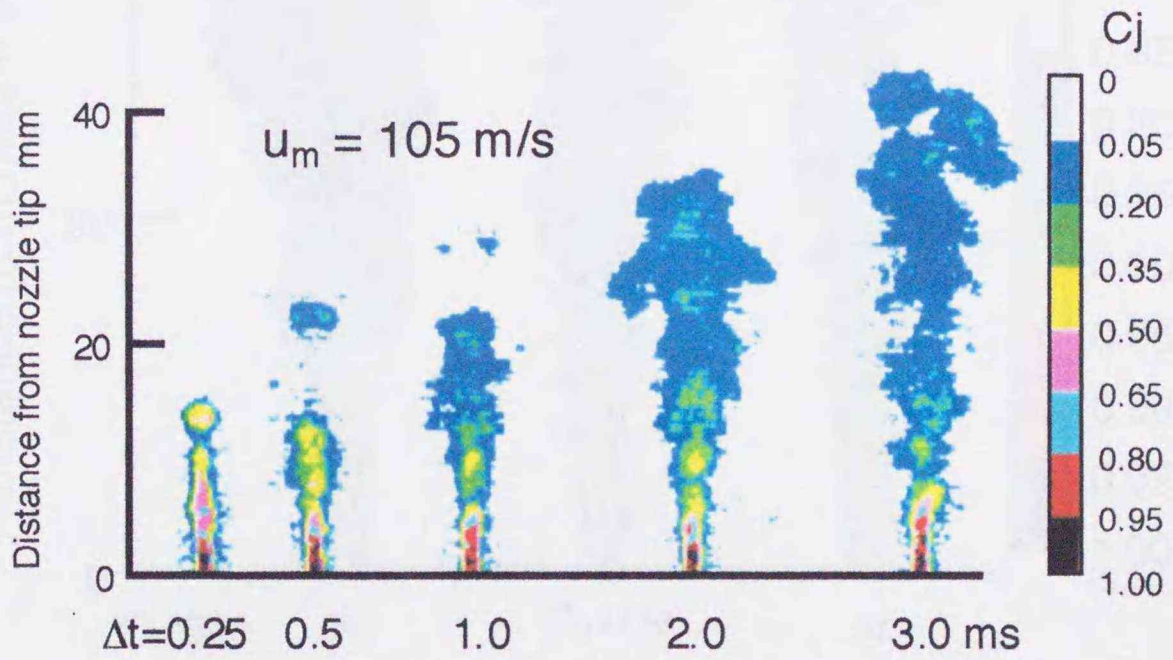


図6.18　各種噴射速度における噴流濃度分布形状
（ヘリウムガス，噴孔径1mm，L/D=5）

6.3.2　噴射ガス・雰囲気ガス性状の影響

図6.19に，各種ガス噴流における濃度分布画像を示す．供試ガスは，アルゴン，ヘリウムおよびヘリウム・酸素混合ガスであって，それらの噴射速度，噴射開始からの時間，ノズル形状などガス性状以外の噴射条件はすべて同じである．図から，ガス密度ρ_jの減少，すなわち乱れ強さu'_mの増加に伴って，噴流の広がり角が増大すると同時に，噴流の到達距離が減少し，噴流の希薄化が促進しているのがわかる．したがって，噴射ガスと雰囲気ガスとが同一ガスである本実験からは，u'_mが噴流の混合を決定する主要因であると言い得る．

噴射ガスと雰囲気ガスとが異なる場合の噴流濃度分布を，体積濃度Cj^*で表した結果を図6.20に示す．なお，供試ガスは4.2.4項で説明した量子収率が共に等しいヘリウム・酸素混合ガスおよびアルゴンガスであるので，噴流濃度の算出は間略式(3.25)を用い

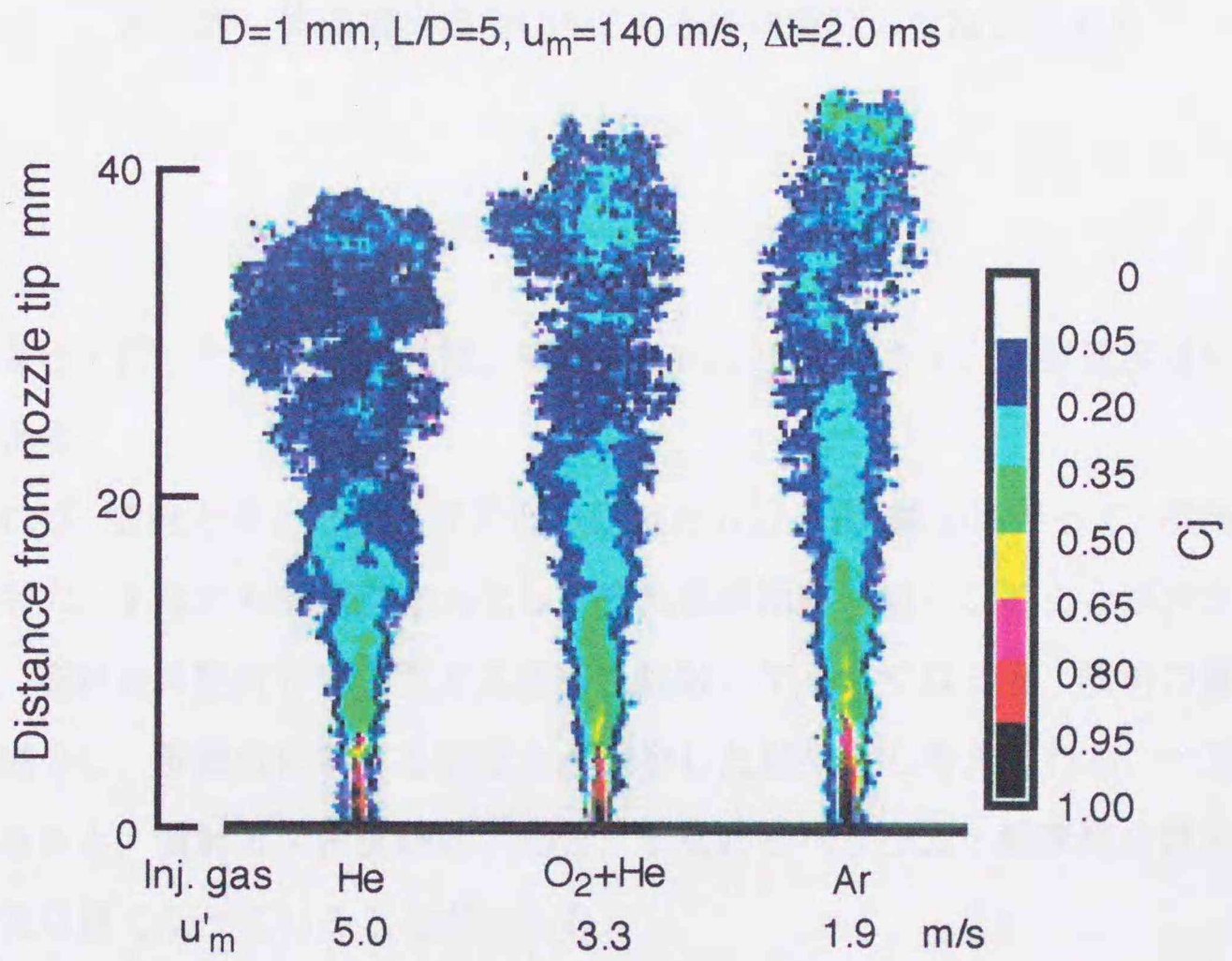


図6.19　単組成ガスと混合ガス噴流の噴流濃度分布

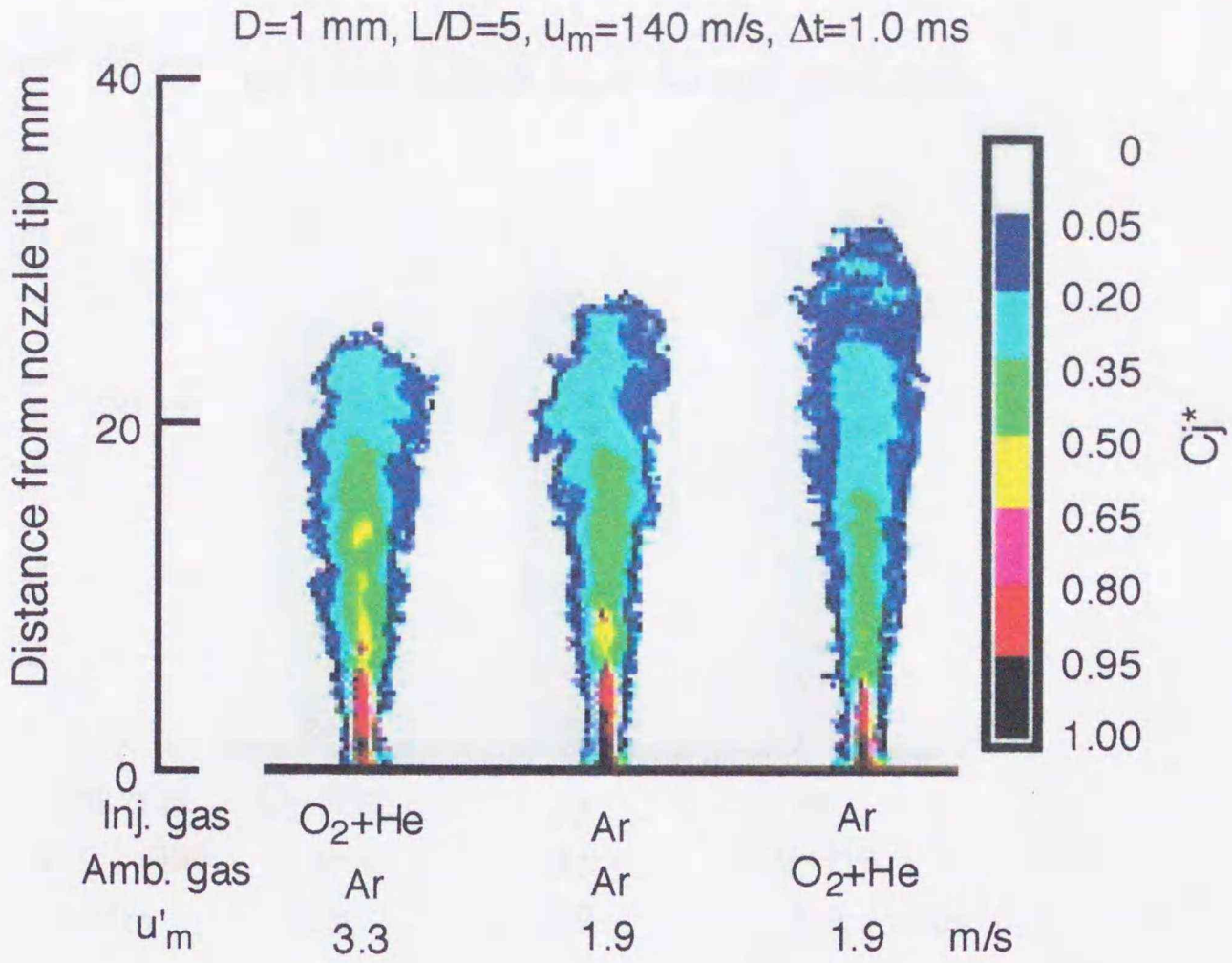


図6.20　体積噴流濃度Cj*による各種噴流の噴流濃度分布

ることによって行った．噴射条件は，噴孔径1mm，L/Dが5で，噴射速度はいずれも140m/sである．

図によれば，噴射ガスと雰囲気ガスとの密度比ρ_j/ρ_aの減少に伴って，噴流の広がり角度は増大，すなわち噴流は肥大化し，噴流到達距離は短くなることが分かる．この傾向は，噴射ガス密度が雰囲気ガス密度と比較して小さくなると，噴流の運動量が相対的に減少し，雰囲気に対する貫徹力が減少した結果とも考えられる．一方，濃度についてみると，噴射ガス密度が低い場合，すなわちヘリウム・酸素混合ガスにおいて体積濃度は濃くなっていることが分かる．

図6.20の噴流濃度を，質量濃度Cjで示した結果を図6.21に示す．図に見られるように，質量濃度についてみると，体積濃度の場合とは逆にρ_j/ρ_aの減少に伴って質量濃

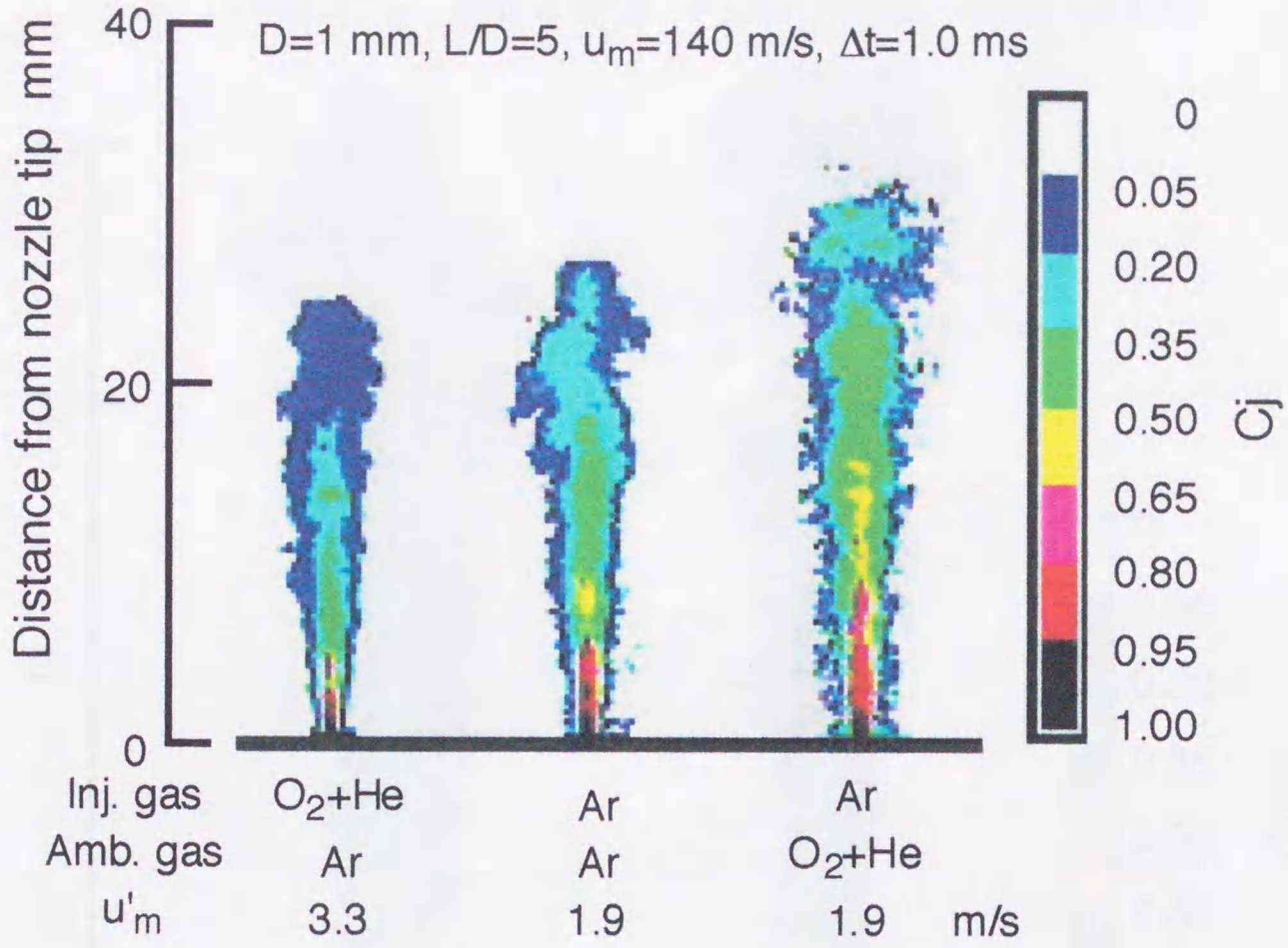


図6.21　質量噴流濃度による各種噴流の噴流濃度分布

度は減少しているのがわかる．例えば，ヘリウム・酸素混合ガスをアルゴン雰囲気に噴射した場合，体積濃度についてみると噴流は過濃化していたが，質量濃度では逆に希薄化している．これは，雰囲気ガスの密度が噴流と比較して高いためであり，雰囲気の巻き込み体積はわずかでも，その質量が大きいことによるものと考えられる．噴射ガス密度の低下にともなう噴流濃度の希薄化傾向は，乱れ強さu'_mが噴射ガス密度ρ_jの減少にともなって増大することや，雰囲気ガス密度ρ_aの増加にともなう雰囲気巻き込み質量が増大することに起因するものと考えられる．

図6.22は，雰囲気ガスをアルゴンとした場合のアルゴンおよび窒素噴流の質量濃度分布を示す．なお，窒素噴流の場合，雰囲気ガスと噴射ガスにおけるヨウ素の量子収率が異なるため，濃度解析には基本式(3.24)を用いた．その際，式中の量子収率比には窒素ガスとアルゴンガスとの混合割合の関数として与えたものを使用した．図によ

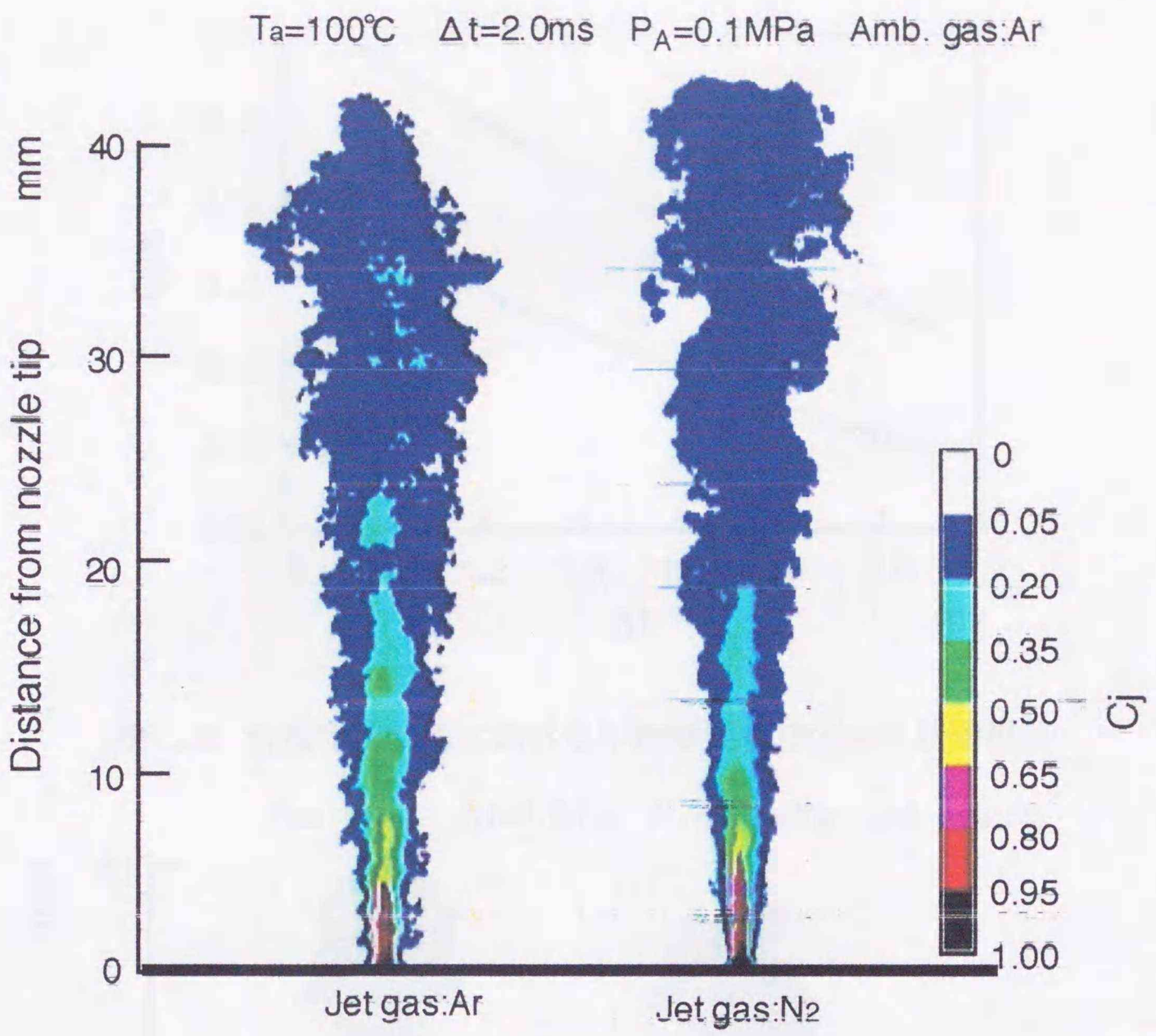


図6.22　噴流濃度に及ぼす噴射ガス物性の影響

れば，アルゴンガスに比べて噴射ガス密度が小さい窒素ガス噴流において全般に噴流濃度が低下している．

噴流を軸対称と仮定し，噴流濃度の断面情報から噴流全体の濃度を算出して平均した濃度，すなわち平均噴流濃度Cjmを定義し，図6.22の結果に対して適用したCjmを図6.23に示す．図は噴射後の経過時間Δtに対するCjmの特性を表しており，Δtの増加に伴ってCjmは減少する傾向を示している．また，Δtの如何に拘わらずアルゴン噴流に比べて窒素噴流のCjmは低下する傾向を示している．

図6.24および6.25は雰囲気ガス性状の違いが噴流濃度に対して及ぼす影響を示した

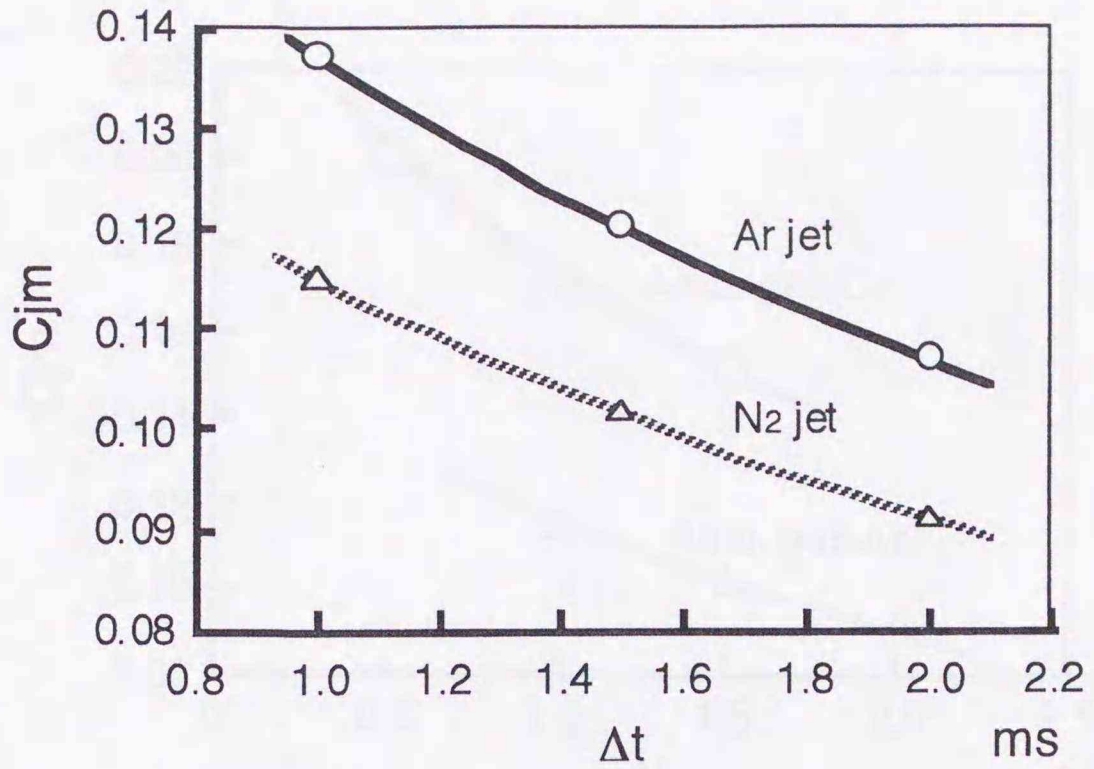


図6.23　各種噴射ガスにおける平均噴流濃度Cjmの時間推移

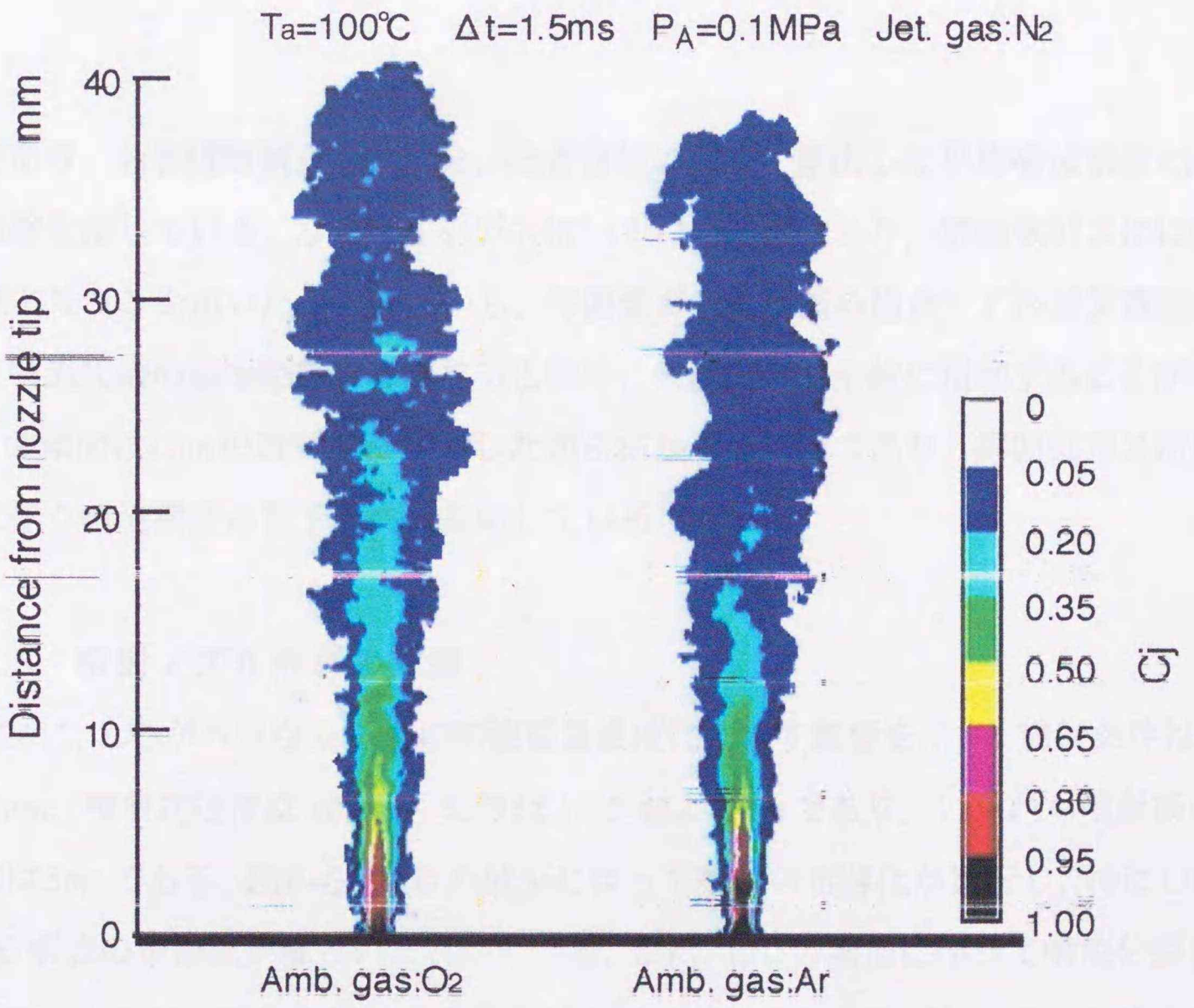


図6.24　噴流濃度に及ぼす雰囲気ガス物性の影響

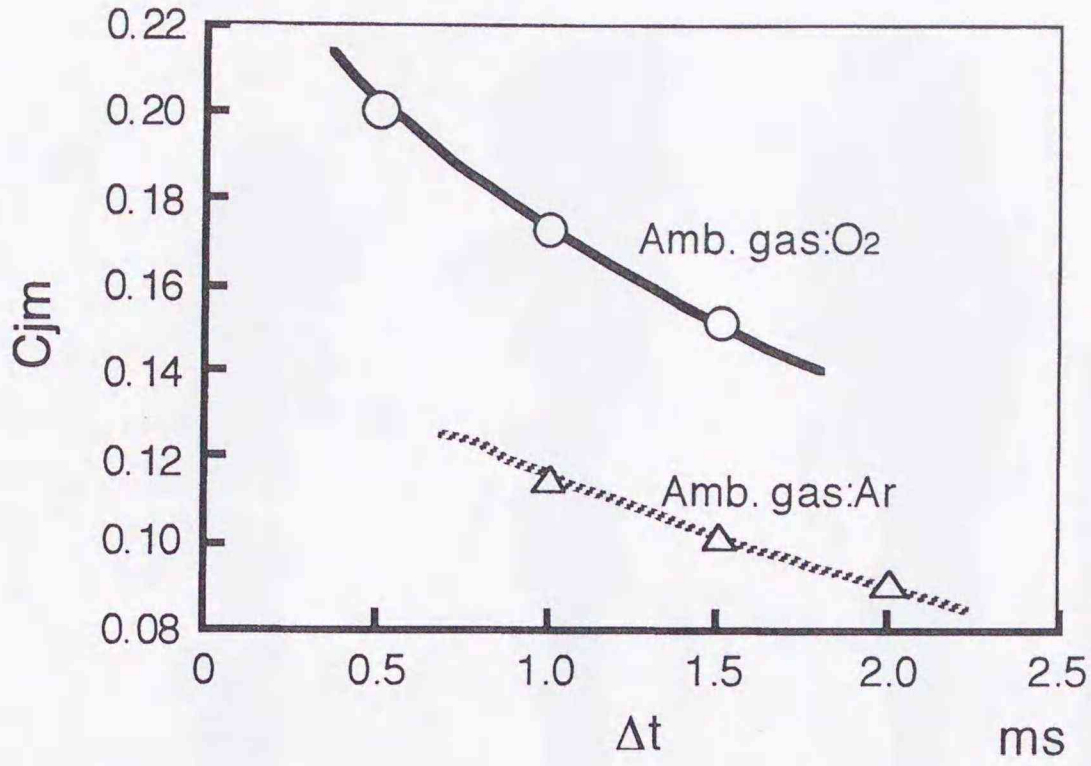


図6.25　各種雰囲気ガスにおける平均噴流濃度Cjmの時間推移

ものであり，前者は噴流濃度分布を，後者は前者を基に算出した平均噴流濃度Cjmの時間推移を示している．なお，噴射ガスはいずれも窒素であり，雰囲気ガスには酸素およびアルゴンを用いた．図6.24から，雰囲気ガスが酸素の場合，アルゴン雰囲気に比べて噴流先端の到達距離が増加すると同時に噴流濃度が全般に増加することがわかる．この傾向はCjmの時間推移を表した図6.25からも明白であり，雰囲気ガス密度の増加に伴う噴流濃度の低下傾向を証明している．

6.3.3　噴射ノズル形状の影響

図6.26に，L/Dがヘリウム噴流の噴流質量濃度に及ぼす影響を示す．噴射条件は，噴孔径1mm，噴射初速度は105m/s，L/Dは1，5および20であり，いずれも噴射後の経過時間は5msである．図から，L/Dの減少に伴って噴流の希薄化が進行し，特にL/Dが1である噴流の希薄化が著しいことがわかる．また，L/Dの増加に伴って噴流分裂長さは増加すると共に，噴流先端に高濃度領域が形成されること等がわかる．これらのことは，L/Dの減少に伴う，乱れ強さu'_mの増加に起因するものと考えられる．

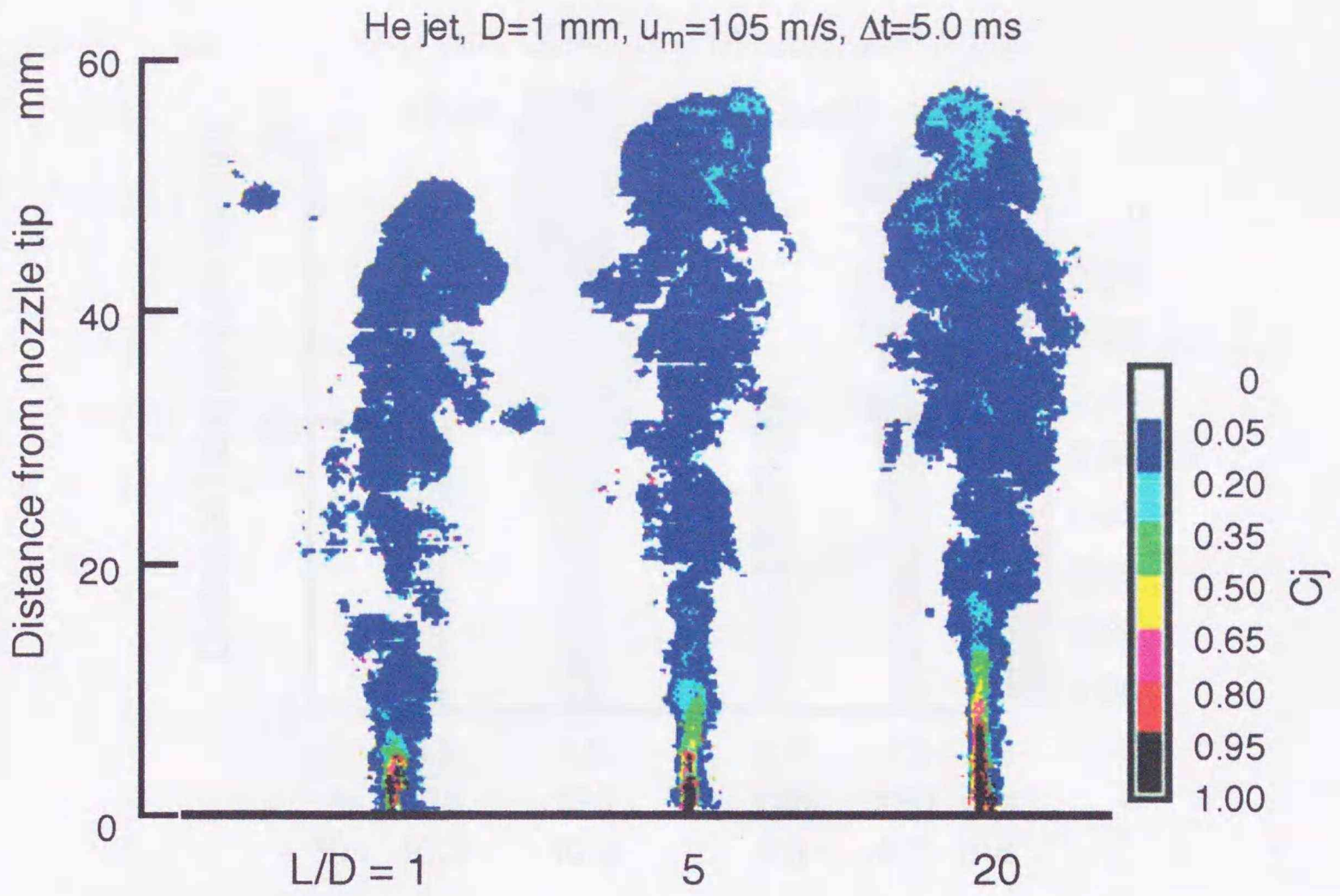


図6.26　ノズル管長径比L/Dが噴流濃度分布に及ぼす影響

図6.27にデットボリュームがヘリウム噴流濃度分布に及ぼす影響を示す．噴孔径Dは1mm，L/Dは20，デットボリュームはDD=15，DL=5および20であり，噴射圧力は共に0.06MPaである．図によれば，デットボリュームの減少に伴って，噴流のペネトレーションが大きくなり，噴流の希薄化が促進されている．これは，図6.14で示したように，デットボリュームの減少にともなう噴射速度の応答性改善と，u'_mの増加に起因するものと考えられる．

噴孔出口形状が噴流濃度分布に与える影響の一例を図6.28に示す．噴孔径Dは1mm，L/D=20であり，噴孔出口におけるテーパー角θnは45°および0°である．図から，テーパー角の増大，すなわちu'_mの増加に伴って噴流の希薄化が進行しているのが明らかである．

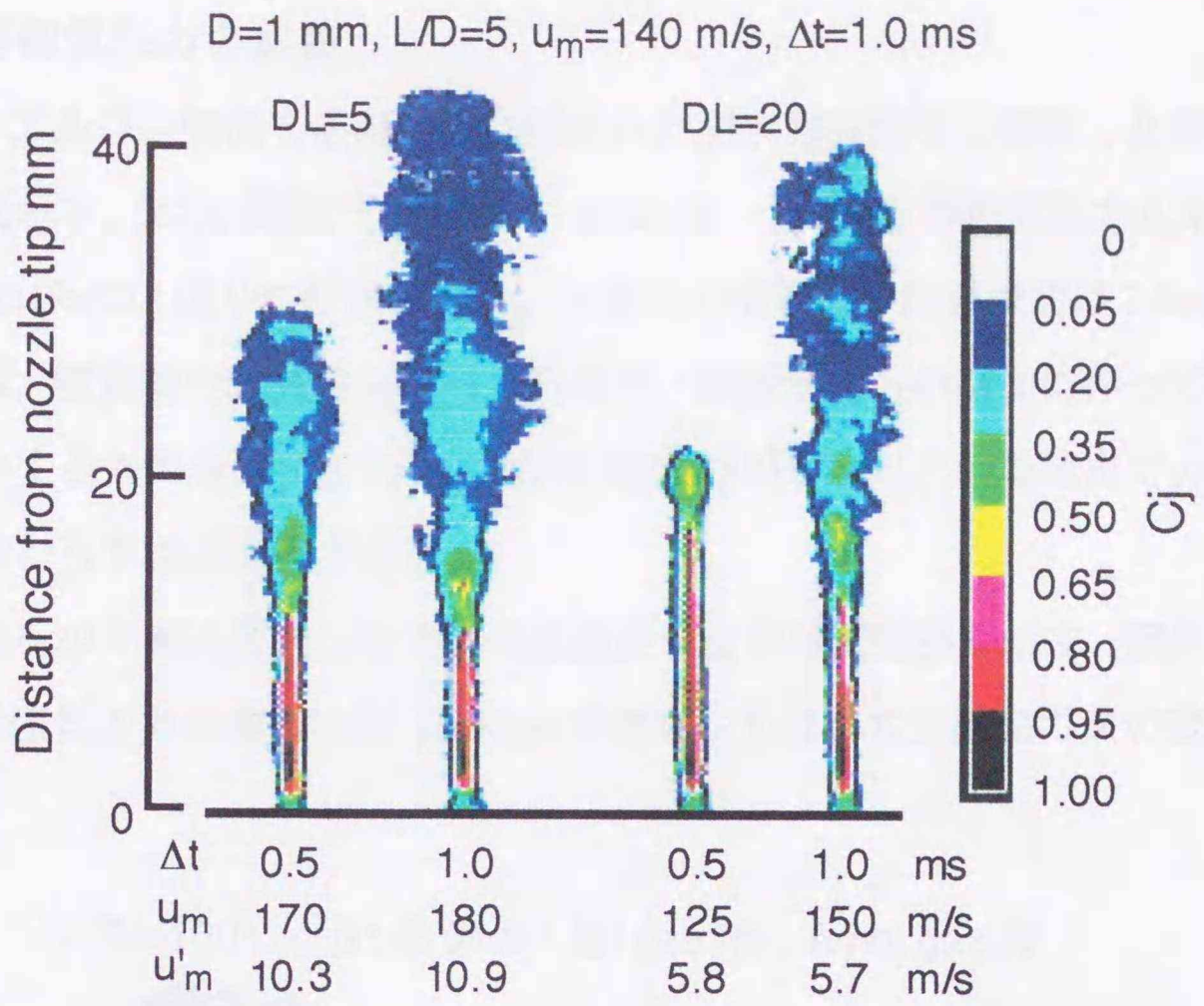


図6.27　ノズル内デッドボリュームが噴流濃度分布に及ぼす影響

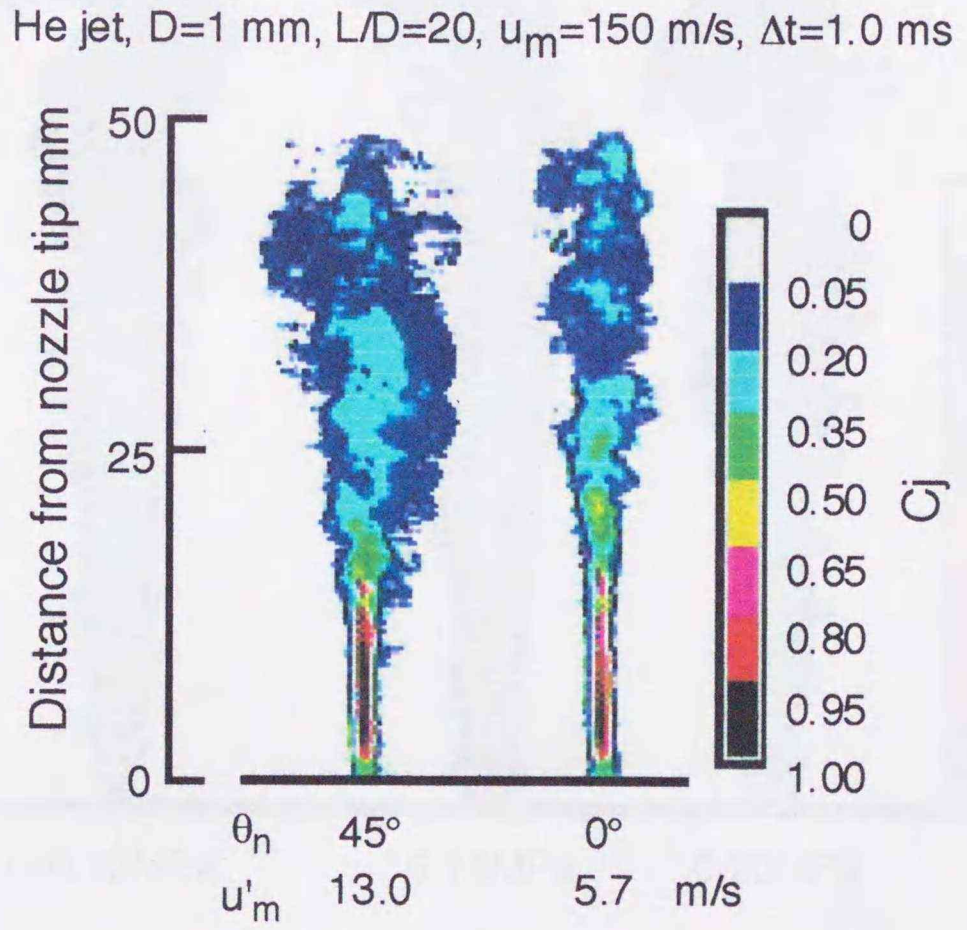


図6.28　噴孔出口形状が噴流濃度分布に及ぼす影響

6.3.4　雰囲気圧力の影響

図6.29に，アルゴン噴流を各種圧力に設定した窒素雰囲気中に噴射した際の濃度分布計測結果を示す．なお，噴射ガス圧力は0.3MPaで一定とし，雰囲気圧力P_Aを0.1MPa，0.15MPa，0.2MPaの3通りに設定した．この場合の噴射後の経過時間は2.0msである．

図によれば，噴射後の経過時間が同一の場合，雰囲気圧力の増加に伴って噴流の到達長さが減少するものの，水色で示した噴流濃度Cjが0.20以上の領域までの長さは雰囲気圧力に拘わらずほぼ同一である．

図6.30は図6.29を基に算出した平均噴流濃度Cjmの時間推移を示す．図から明らかなように，雰囲気圧力の増加に伴ってCjmが増加，すなわち雰囲気ガスの取り込みが

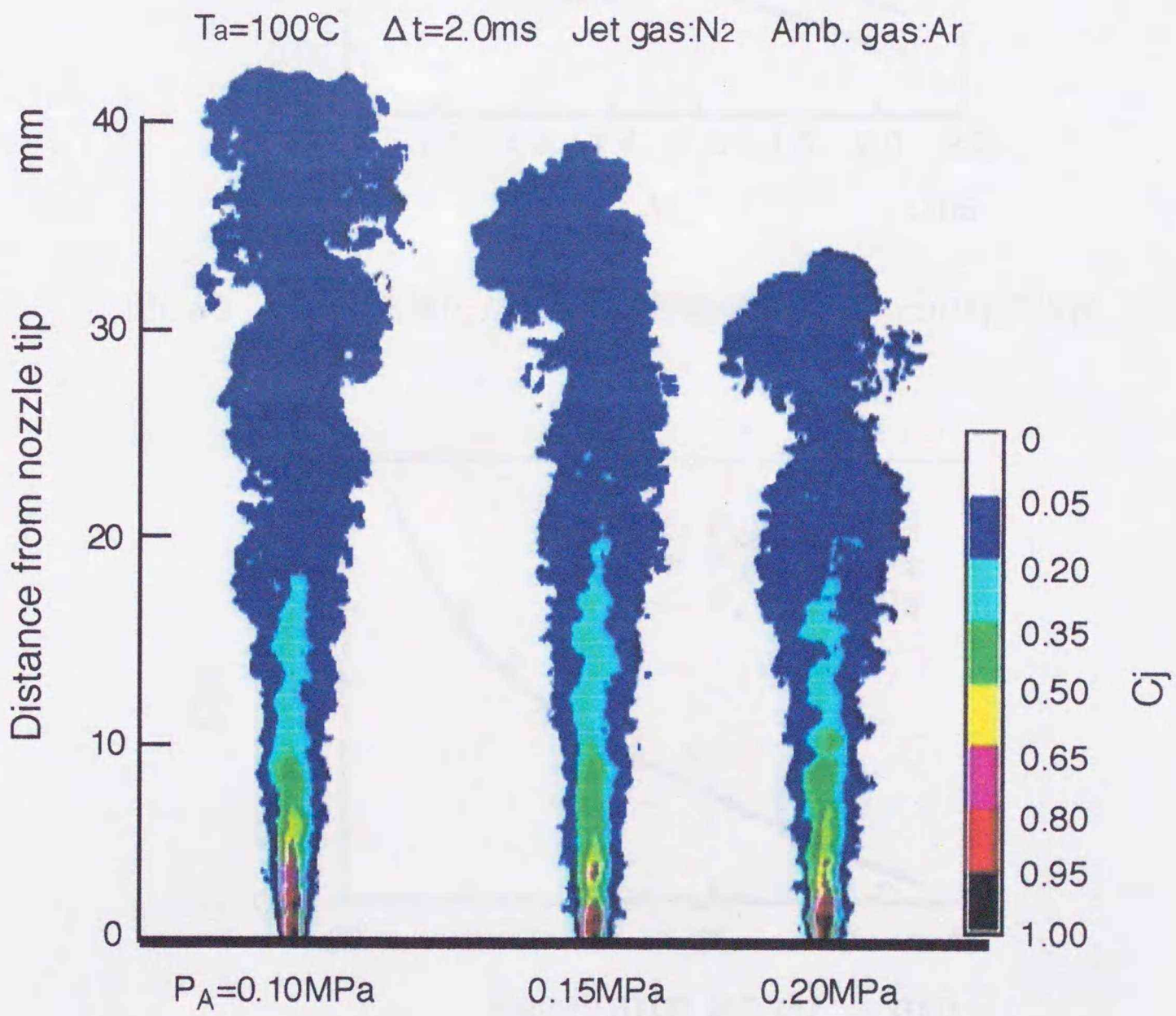


図6.29　雰囲気圧力が噴流濃度分布に及ぼす影響

悪化している．一般に液体噴射の場合，雰囲気圧力の増加がむしろ混合を促進する傾向を示すが，本実験では，噴射圧力を一定として比較したため，雰囲気圧力を変えた際の噴射差圧の変化が影響を及ぼしている．

図6.31に図6.30の横軸を噴流の到達長さに変えた場合の結果を示す．つまり，噴射

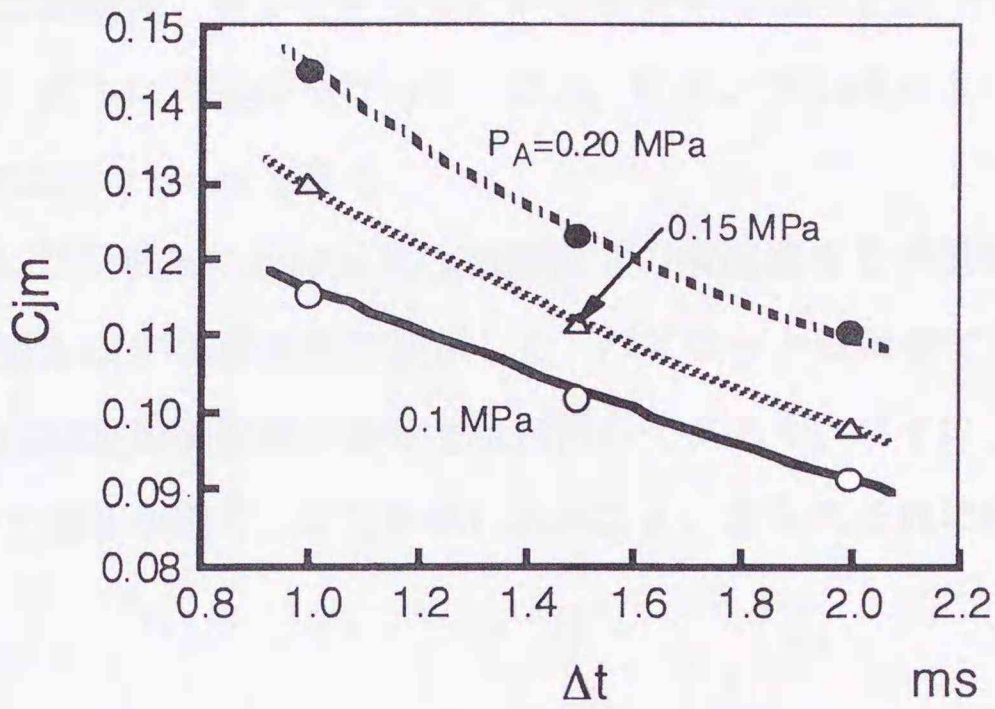


図6.30　各種雰囲気圧力における平均噴流濃度Cjmの時間推移

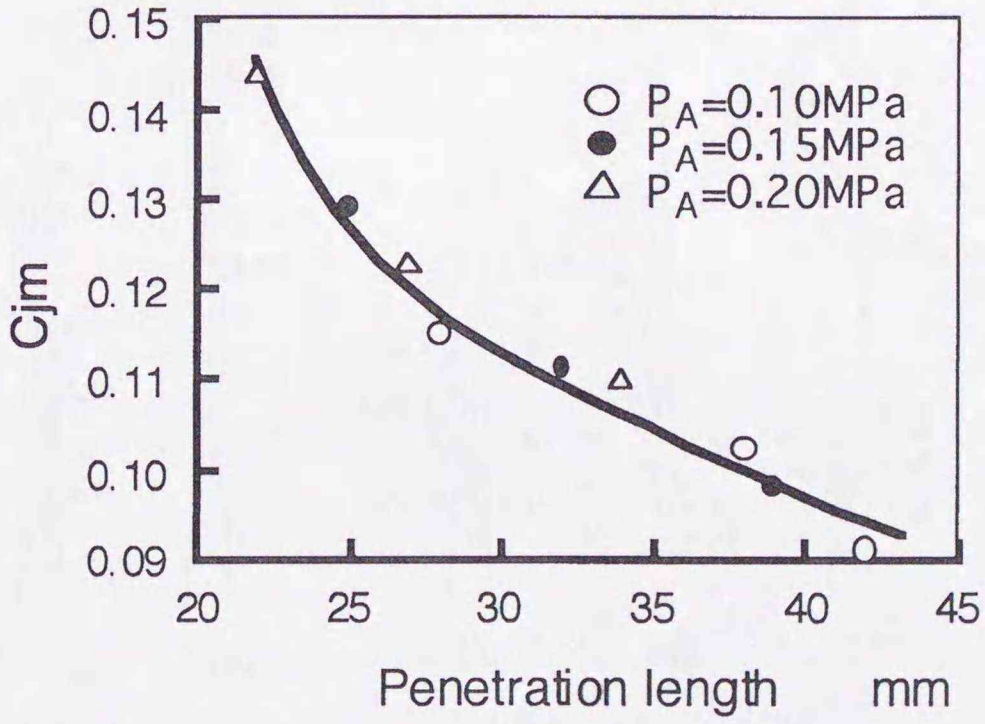


図6.31　噴流先端到達長さと平均噴流濃度Cjmとの関係

圧力を一定とした場合，平均噴流濃度Cjmは噴流の到達長さによって一義的に決定し得ることが明らかである．

6.3.5　噴流噴射率の影響

本実験では，矩形噴射率のほかに，パイロット噴射率に対する噴流濃度についても比較検討した．この場合，最大噴射速度は矩形噴射率の場合と同一であり，噴射を一旦停止させた後，直ちに再噴射を行った．なお，供試ノズル径および最大噴射速度はそれぞれ7mmおよび0.14m/sである．

図6.32は，アルゴン噴流における噴流軸断面での噴流濃度を各噴射率で比較した結果であり，噴流濃度Cjの等濃度線で表示した．パイロット噴射率では，噴流先端部到達距離の時間変化は矩形噴射率の場合とほぼ同じであるが，パイロット噴射終了直後でその噴流塊の上流部が細く，また希薄になること，さらにそれに続く主噴射の，特

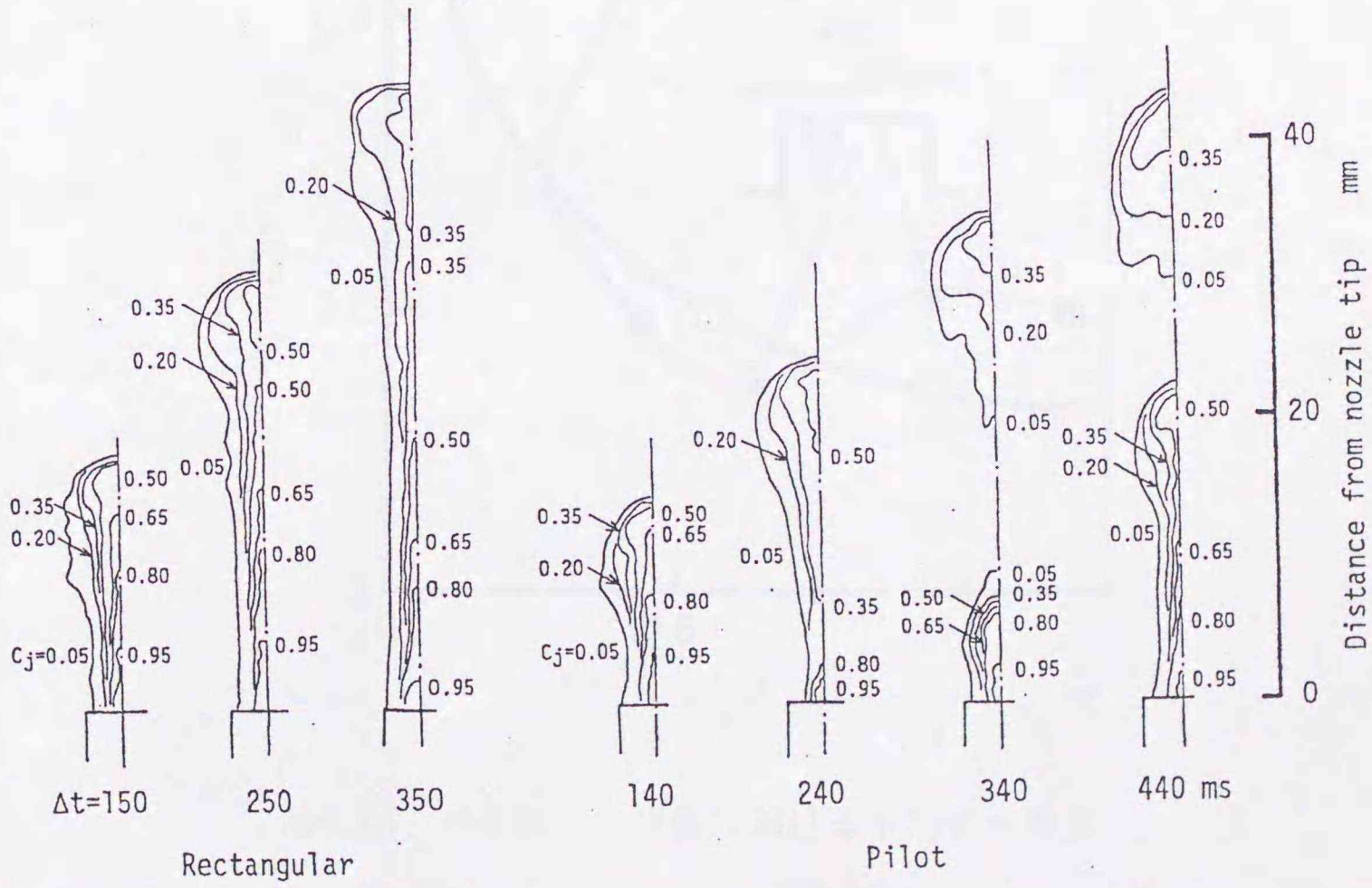


図6.32　パイロット噴射時の噴流濃度分布

に先端部噴流濃度が矩形噴射率での初期噴流に比べてかなり濃くなっていることが分かる.

図6.33に，図6.32を基に解析した平均噴流濃度Cjmを噴流噴射体積Vjに対して求めた結果を示す．いずれの噴射率においてもVjの増加に伴ってCjmが減少しているが，パイロット噴射率ではパイロット噴射終了直後でCjmは極小となり，主噴射開始後に極大値が生じる．これらの値は，矩形噴射率での値に比較して，極小値は低く，また極大値は高くなる．すなわち，パイロット噴流では噴流の上流域からも雰囲気が取り込まれるのに対して，主噴射の時点では雰囲気も流動しているため，噴流との相対速度が低下して雰囲気の巻き込みが阻害されたものと考えられる.

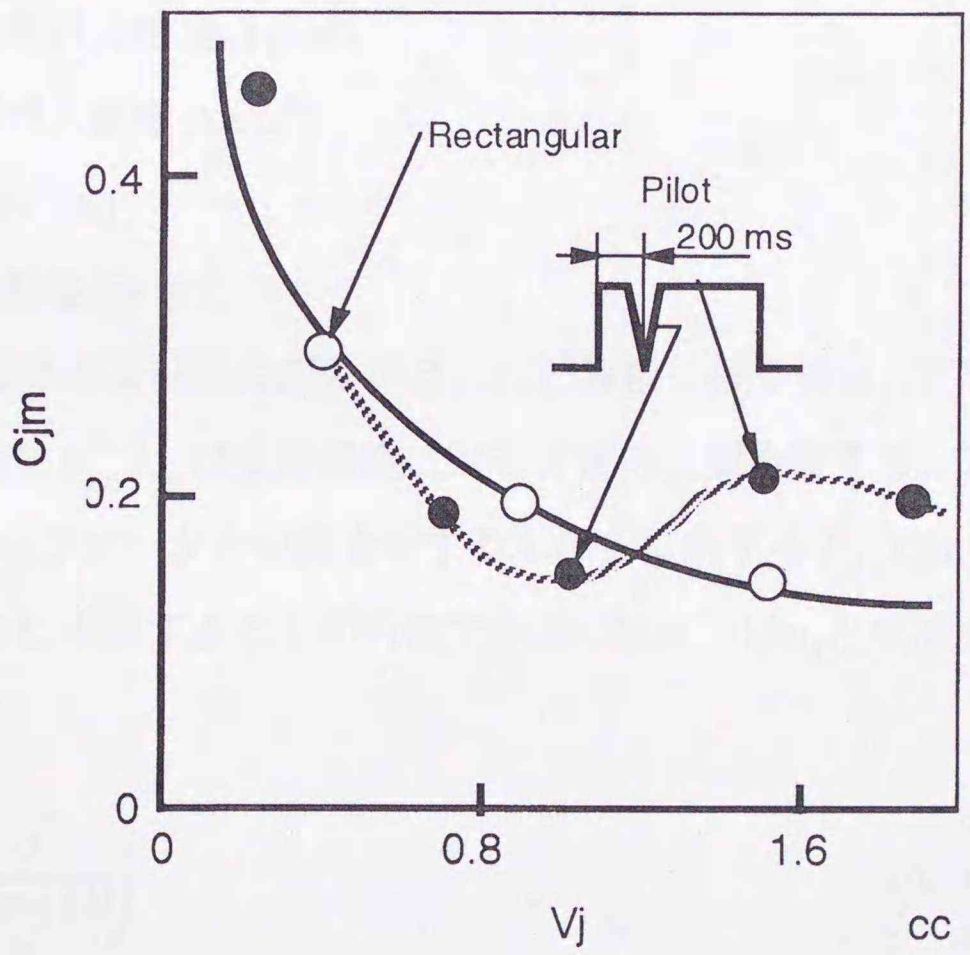


図6.33　パイロット噴射における平均噴流濃度

6.4　各種噴射条件下での噴流濃度記述と予測[99]

前節で平均噴流濃度Cjmが，噴射速度，噴射後の経過時間，ノズル噴孔径，ガス性状などの各種噴射条件に影響されることを述べた．本節では，これらのパラメータによってCjmを集約的に記述することを試みた．

噴流の運動を支配するN-S方程式が非圧縮性で与えられ，かつ噴流の運動量が保存されるものと仮定すると，噴流の中心軸上の任意位置zにおける速度u_{max}と噴出初速度u_0との比，u_{max}/u_0はÖzのパラメータ[106]によって次式のように表現することが可能である．

$$\frac{u_{\max}}{u_0} = A\,\frac{\rho_j}{\rho_a}\,\frac{u_0 D^2}{\nu^* z} \tag{6.2}$$

ただし，

ρ_a　：雰囲気ガス密度 (kg/m³)

ρ_j　：噴射ガス密度 (kg/m³)

D　：噴孔径 (m)

ν^*　：有効粘性 (m²/s)

噴流噴射場の温度および圧力変動がほとんど無視し得る場合，すなわち本研究の範囲では，噴射速度比u_{max}/u_0は噴流濃度に対して正の相関を有する．従って，平均噴流濃度CjmもÖzのパラメータと相関を有するものと仮定すると，Cjmは任意の関数fによって次式のように表現することが可能である．なお，zはu_0と噴流噴射後の経過時間Δtとの積で与えた．

$$Cjm = f\left(\frac{\rho_j}{\rho_a}\,\frac{D^2}{(\nu+\nu_t)\Delta t}\right) \tag{6.3}$$

ここで，νおよびν_tは噴射ガスの動粘性係数および渦動粘性係数であり，これらの和が有効粘性ν^*である．

ν_tは代表長さlおよびX,Y,Z軸方向の平均乱れ強さu'_m，v'_m，w'_mと定数Cとを用い

て次式で表される.

$$\nu_t = C\sqrt{\frac{u_m^{'2} + v_m^{'2} + w_m^{'2}}{2}} \times l \qquad (6.4)$$

噴流の乱れ強さは等方性と仮定し, プラントルの混合長仮説[107]に基づいて代表長さ l を噴孔径 D とすれば式 (6.4) は次のようになる.

$$\nu_t = C\sqrt{3/2}\, u_m' D \qquad (6.5)$$

本研究では, 各種噴射ノズル, 各種噴射条件, 各種雰囲気ガスおよび噴射ガスにおける渦動粘性係数ν_tを式(6.5)によって算出し, これを式(6.4)に適用してCjmが前述の噴射パラメータによって評価し得るかを検証した. 本研究で得られた矩形噴射率における広範なデータに対する結果を図6.34に示す. なお, 式(6.5)中の定数Cは1.0とし

	Inj. Gas	Amb. Gas	D	L/D	um	u'm
○	He	He	1	5	5.2	0 m/s
●			0.6	10	266	18.6
△			1 mm	5	374	20.7
□	Ar	Ar			140 m/s	3.0
■	N2	N2				3.4
▲	Ar	He+O2			100	2.2
×	He+O2	Ar				3.5

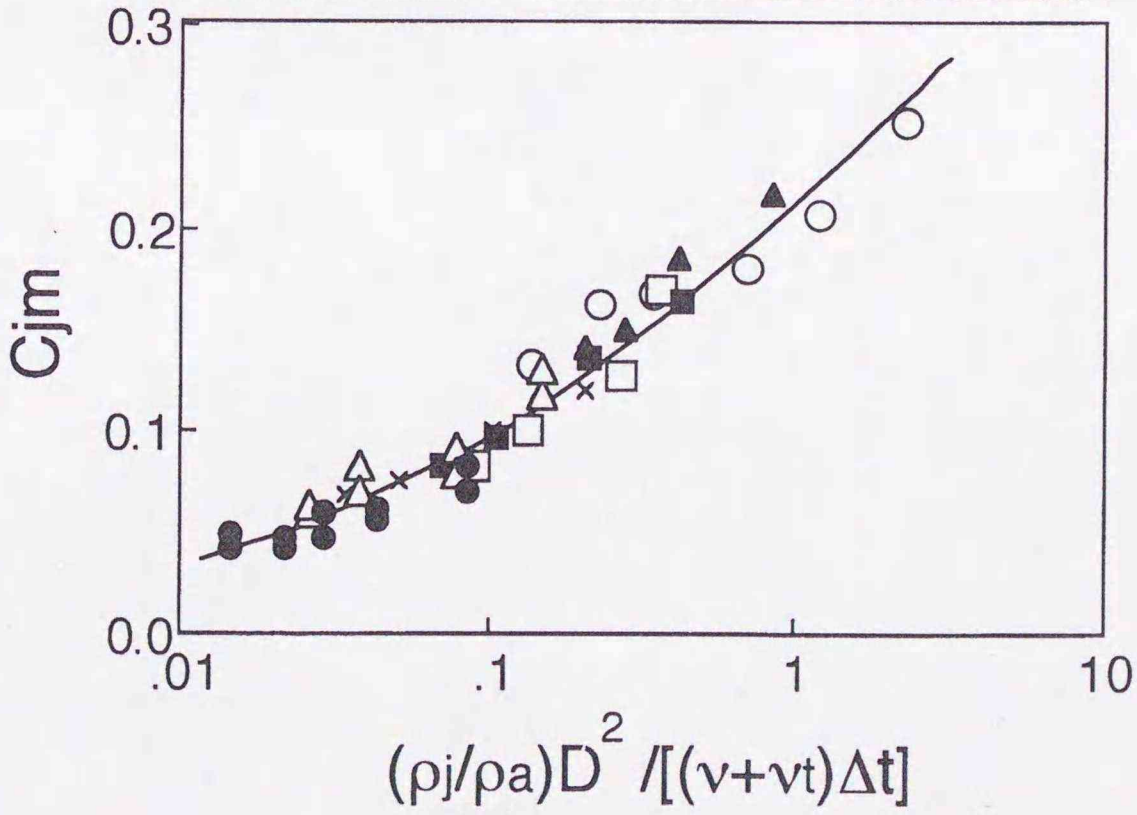


図6.34　各種噴射条件における噴射パラメータと平均噴流濃度Cjmとの相関関係

た.

図から明らかなように，平均噴流濃度Cjmは，極低圧の層流噴流および過度の乱流噴流に対しても，噴射パラメータ$(\rho_j/\rho_a)D^2/(\nu+\nu_t)\Delta t$と良好な相関を有すると同時に，その減少にともなって減少する傾向を示している．すなわちCjmは噴射ガス密度ρ_jおよび噴孔径Dの減少，雰囲気ガス密度ρ_a，渦動粘性係数ν_t，および噴射後の経過時間Δtの増加に伴って一義的に減少する．

従って，間欠噴流の平均噴流濃度Cjmは，式(6.3)で提示したパラメータによって予測し得ることが明らかになった．

6.5 まとめ

雰囲気LIF画像の処理によって得られる噴流中心軸断面での噴流濃度分布を基に，各種噴射条件・ノズル形状が間欠噴流の形状および濃度分布に与える影響について検討した．その結果以下の諸点が明らかとなった．

（1）間欠噴流の先端は半径方向に広がる傘状となり，傘形状の外縁上流部では周囲ガスとの混合が顕著となる．

（2）間欠噴流は定常領域と非定常領域とで構成され，層流から乱流噴流への遷移は間欠噴流においても特定のレイノルズ数で発生する．

（3）間欠噴流の混合は波数の大きな領域における噴流濃度のパワースペクトルの増加，すなわち小規模渦の増加によって顕著となる．小規模渦の増加傾向は噴流乱れ強さの増加傾向とも一致する．

（4）乱れ強さは噴流の混合を促進する重要な因子であり，噴孔径，ノズル管長径比，および噴射ガス密度の減少に伴って，また噴射速度の増加に伴って乱れ強さは増加する．

（5）各種の噴射条件および噴射ノズル諸元と噴流濃度との関係については，乱れ強さの増加および雰囲気ガス密度の増加に伴い噴流濃度は減少し，希薄化が進行する．

（6）噴射ノズル内のデッドボリュームの増加に伴って，噴流の到達長さは減少し，噴流濃度は増加する．また，ノズル噴孔出口をテーパカットすることによって，噴流濃度は減少する．

（7）間欠噴流全体を平均した平均噴流濃度Cjmは，噴射ガスおよび雰囲気ガス密度ρ_jおよびρ_a，噴孔径D，噴流の動粘性係数および渦動粘性係数νおよびν_t，噴射後の経過時間Δtによって構成されるパラメータ，すなわち$(\rho_j/\rho_a)(D^2/((\nu+\nu_t)\Delta t)$で一義的に記述し得る．

第7章　間欠噴流の濃度・温度同時計測と特性

内燃機関などの非定常燃焼場，すなわち温度変動場における濃度計測には，被観測領域の温度分布の把握が不可欠である．本章では，雰囲気LIF法による噴流温度・濃度同時計測法を間欠自由噴流および壁面衝突噴流に対して適用し，計測法の妥当性を確認すると共に，噴流の特性をも解明した．

なお，本章では噴孔径3mmの水冷噴射ノズルを用いて，アルゴン雰囲気中にアルゴン噴流を噴射した際の結果について述べる．

7.1　自由噴流の温度・濃度分布特性[97]

7.1.1　濃度・温度分布の時間推移

図7.1に，高温雰囲気中に低温ガスを噴射した際の，噴射後の経過時間Δtと温度・濃度分布との関係を示す．なお，噴流噴射速度は18.8m/sである．図は，噴流の温度Tjおよび濃度Cjをそれぞれ8階調で表示している．

図において，噴射直後の噴流濃度Cjは全般に高く，また噴流温度Tjは低いものの，時間の経過に伴って濃度は徐々に低下すると同時に温度は上昇し，雰囲気ガス温度に近づくことがわかる．この場合の噴流形状は，噴流先端部が1つの塊となって突出し，

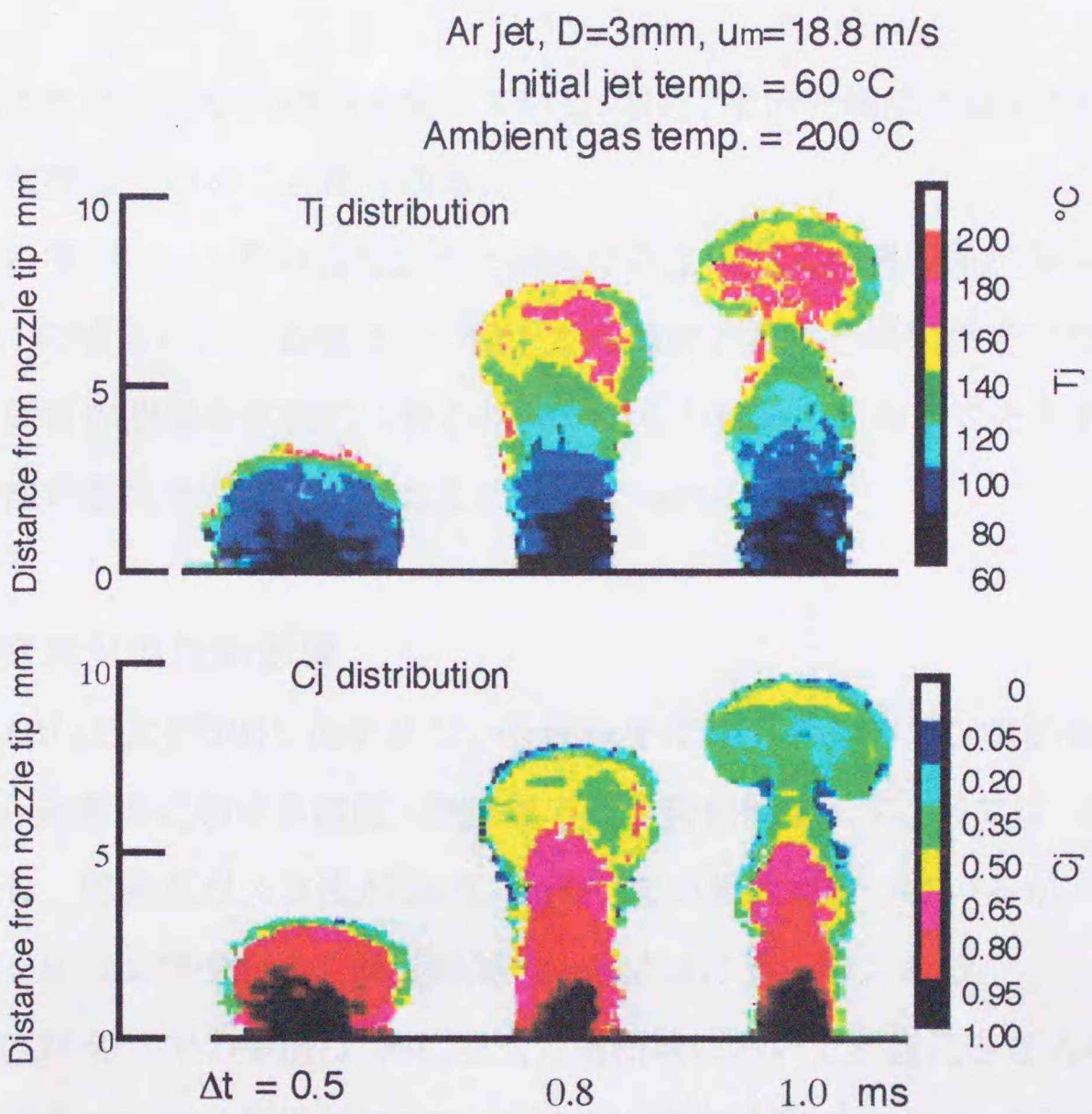


図7.1　噴流濃度・温度分布の時間推移

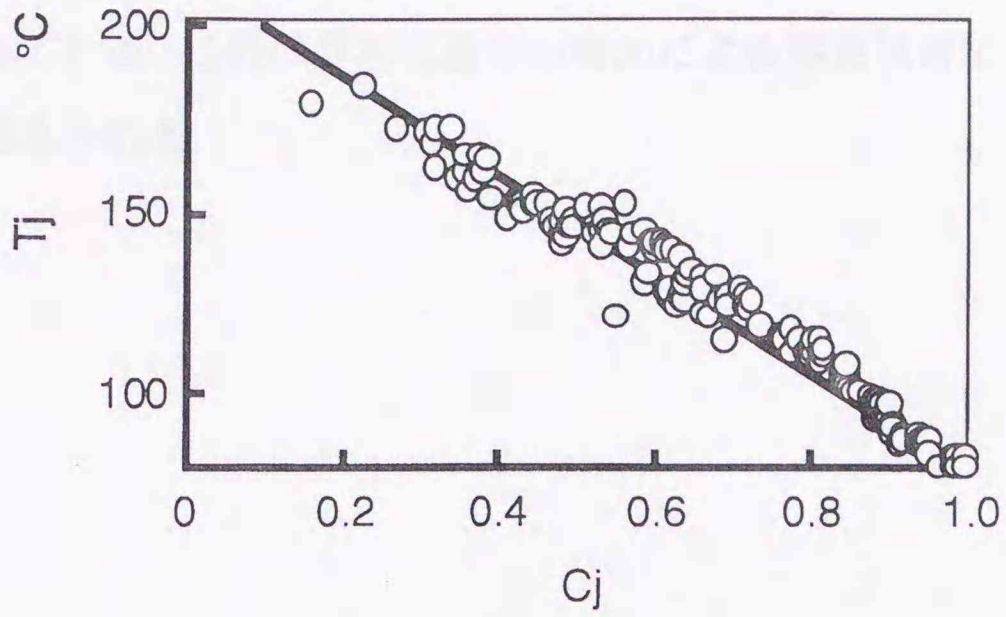


図7.2　噴流濃度と温度との相関

次の噴流がこれに続く傘状構造を呈している．また，噴流先端部においては高濃度，低温度領域が残存していることが分かる．

一般に自由噴流では，その温度分布と濃度分布との間に相関関係がみられる[108]．図7.2は，図7.1の噴流における噴流中心軸上での温度と濃度との関係をプロットした結果である．両者の間にも直線的な負の相関が明らかに認められることから，本温度・濃度計測手法の妥当性が確認されたものと考えられる．

7.1.2　雰囲気温度の影響

図7.3に，60℃および200℃のアルゴン雰囲気中に60℃のアルゴン噴流を噴射した際の，噴流中心軸断面における温度・濃度場の同時計測例を示す．図では，Cj=0.05を噴流の境界とし，雰囲気ガス温度が200℃と60℃での比較を行っているが，いずれも噴射速度18.8 m/sおよび噴射後の経過時間1.0msにおけるものである．

雰囲気温度が60℃での噴流は，特に噴流先端領域において雰囲気巻き込みが著しく，傘形状の上流側で噴流の質量濃度0.05以下の濃度領域が認められる．雰囲気温度が200℃の場合，噴流先端部において赤で示した噴流温度180℃以上の領域が見られることか

ら，この領域への雰囲気巻き込みは著しいものの，質量濃度は雰囲気温度60℃の場合に比べて高くなっている．これは雰囲気温度の増加による雰囲気密度の低下に起因して生じた現象と考えられる．

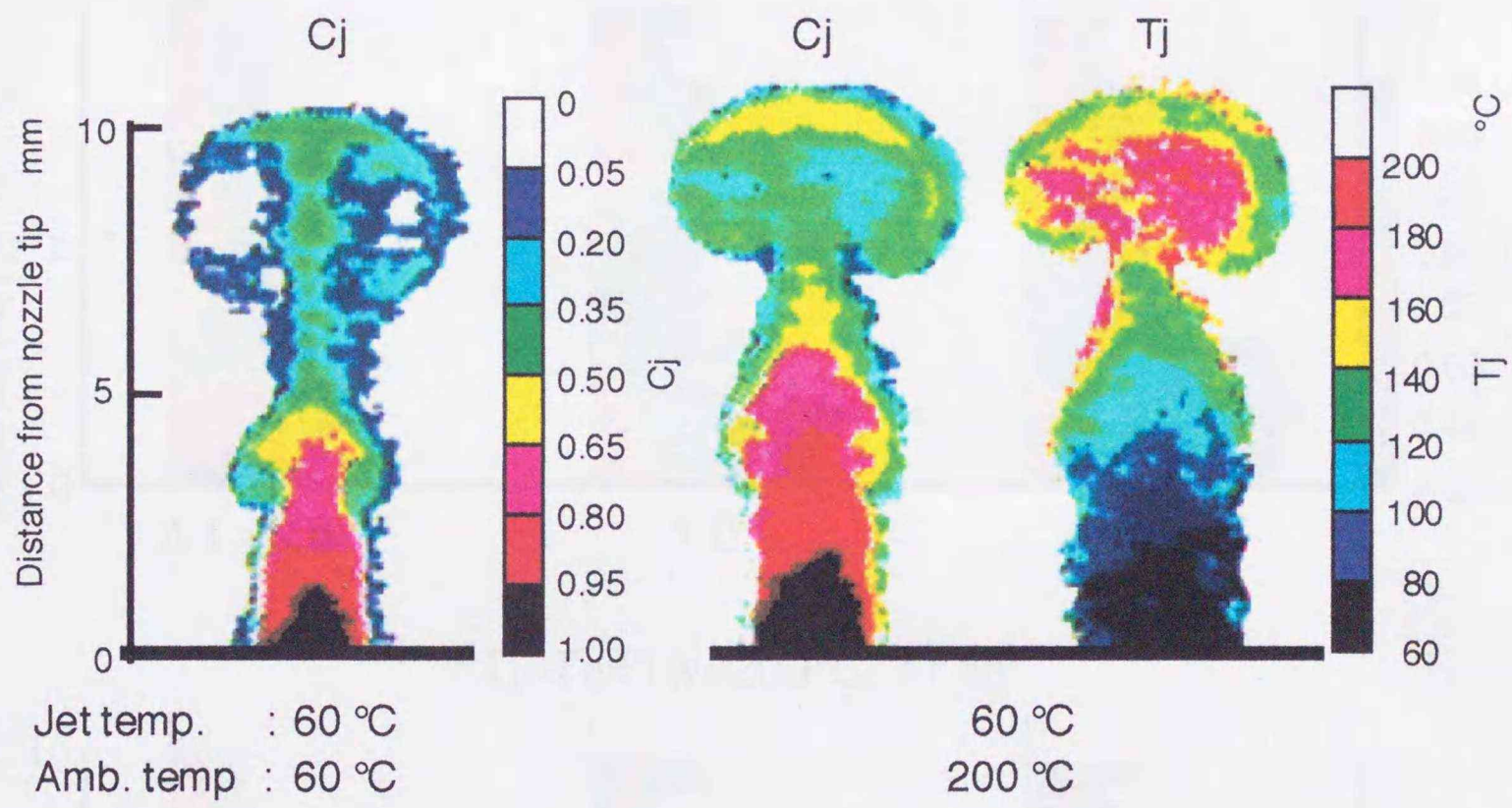


図7.3　噴流濃度と温度分布に及ぼす雰囲気温度の影響

7.2　壁面衝突噴流の温度・濃度分布特性

7.2.1　噴流形状

壁面衝突噴流の濃度分布の時間推移を図7.4に示す．この場合の噴流，雰囲気，壁面の各温度，すなわちTj，Ta，Twはいずれも同一温度であり，噴流噴射速度は23.0m/sである．図は，噴射ノズルから10mmの位置に設置した衝突壁面に衝突する噴流の右

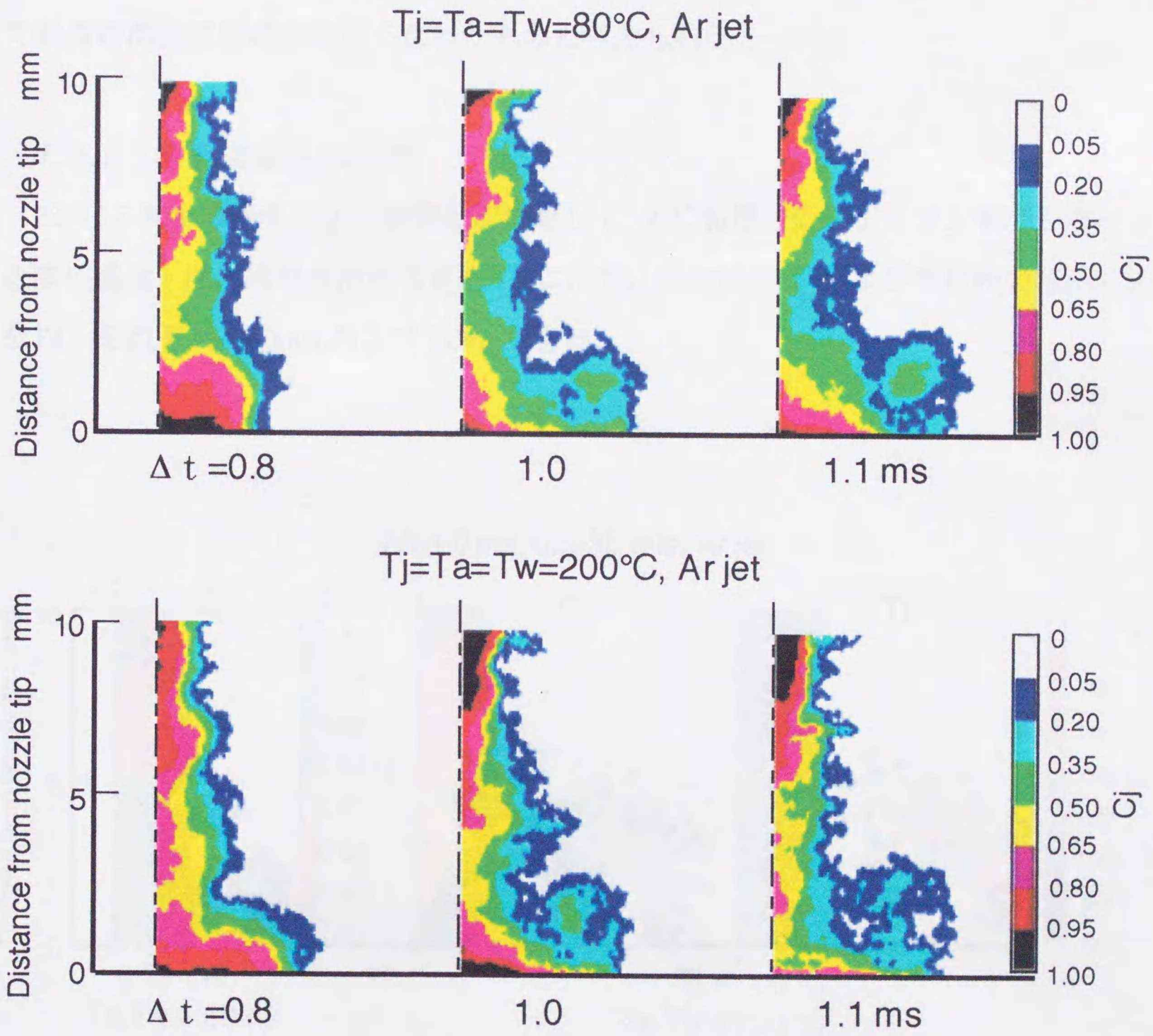


図7.4　壁衝突噴流の濃度分布形状

半分を表示しており，上段が80℃，下段が200℃の場合である．

図から，壁面に衝突後の噴流はその先端部が壁面から上にまくれ上がりながら半径方向に進行し，その際，衝突後の噴流先端領域で噴流濃度が著しく低下するのが明かである．

一方，温度が80℃と200℃における噴流を比較すると，噴流形状に差異はほとんど見られない．この場合，雰囲気および噴射ガスが同一かつ均一温度であるので各々の密度ρ_aおよびρ_jが共に等しく，温度の如何に拘わらず$\rho_j/\rho_a=1$であり，噴孔径および噴射速度などの噴射条件が共に等しいため，6.4節で述べた噴射パラメータが同一となって両者の混合気形成が等しくなったものと考えられる．

7.2.2　雰囲気温度の影響

200℃の高温雰囲気および衝突壁面に対して，60℃前後の低温アルゴン噴流を噴射した際の濃度・温度同時計測結果を図7.5に示す．噴射速度u_mおよび噴射後の経過時間Δtは，それぞれ30.0m/sおよび1.0msである．

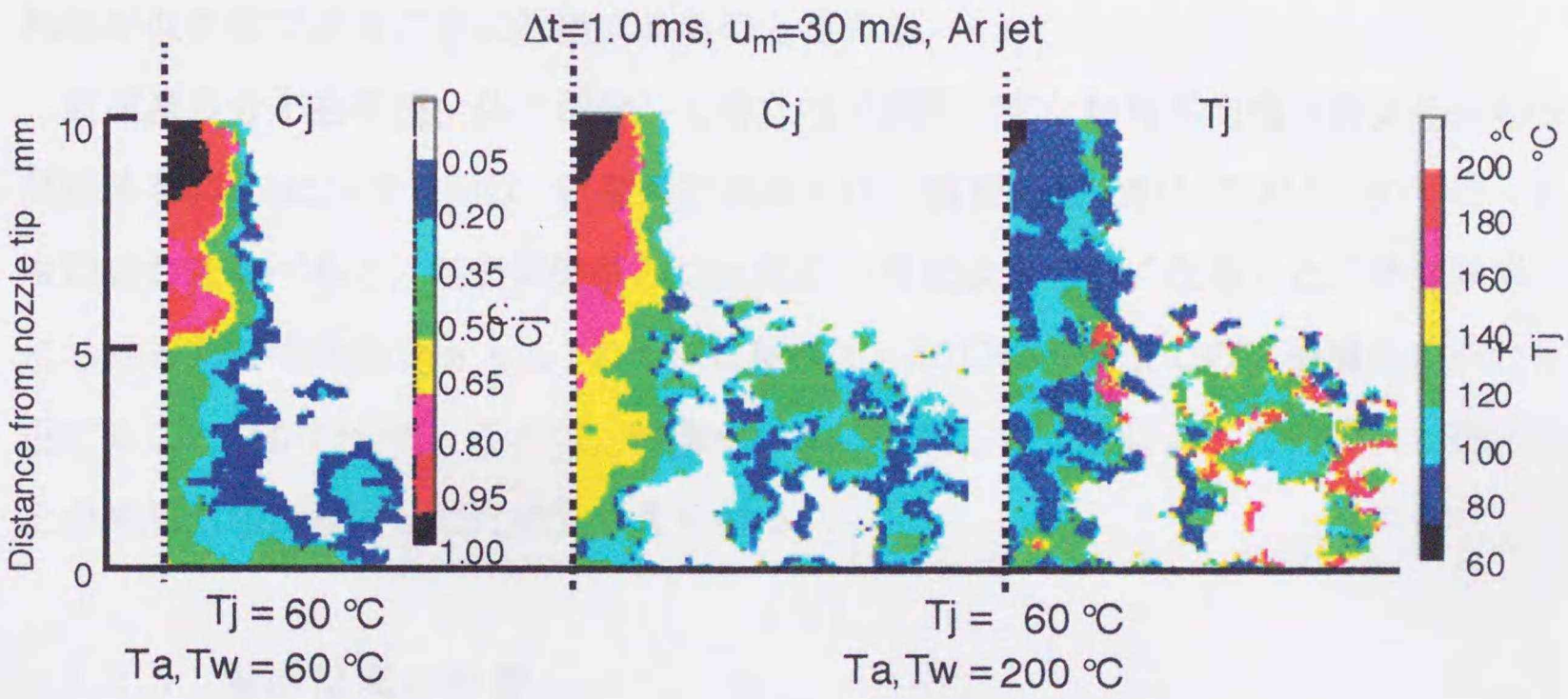


図7.5　壁衝突噴流の雰囲気巻き込みに及ぼす雰囲気温度の影響

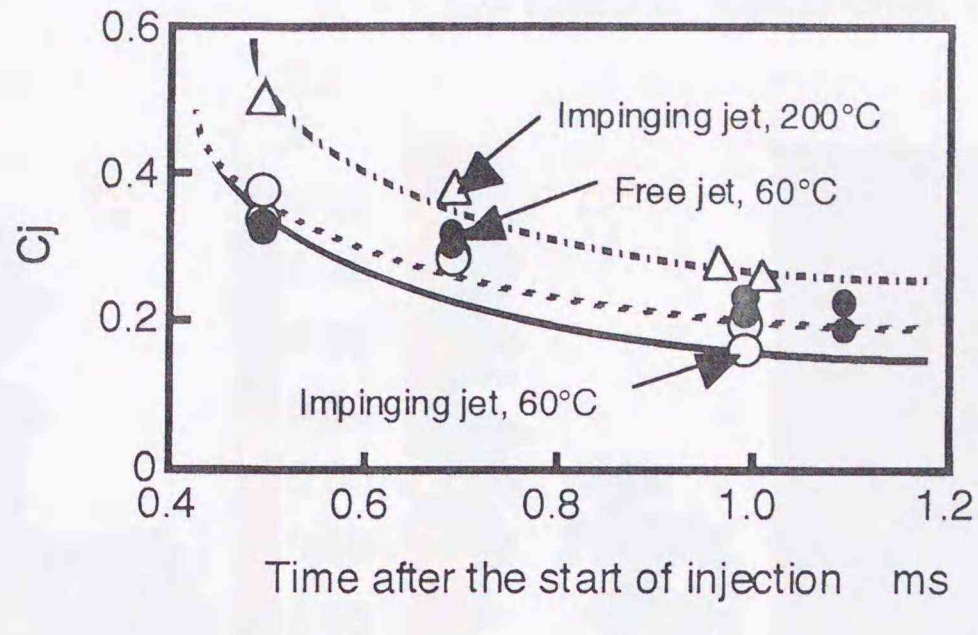


図7.6　平均噴流濃度Cjmの時間推移

図から，雰囲気温度が200℃と高い場合，噴流が壁面に衝突した後の噴流先端領域において，噴流温度の増加傾向が著しいことがわかる．この部分での雰囲気巻き込みが特に促進されていることを考えると，噴流温度の増加は主として高温の雰囲気が取り込まれたことに起因していることが示唆される．また，雰囲気温度が低い場合に比べて高い場合には，噴流質量濃度が全般に増加しているが，これは巻き込まれた高温雰囲気が低密度であることに起因するものと言える．

断面濃度分布を噴流全体で積分して得た噴流濃度，すなわち平均噴流濃度Cjmの時間推移を図7.6に示す．図は，壁面衝突噴流と自由噴流とを比較しており，60℃均一温度の場合を比べると，壁面衝突後のCjmは自由噴流よりも低くなること，高温雰囲気における衝突噴流のCjmもΔtの増加に伴って，60℃均一温度での自由噴流の値に接近すること等がわかる．これは，噴流が壁面に衝突したことによって，噴流と雰囲気との接触面積が増大したためと考えられる．

7.2.3　壁面温度の影響

(a)　噴流濃度・温度分布に及ぼす高温壁面の影響

図7.7に雰囲気および噴流の初期温度を80℃，衝突壁面温度を200℃に設定した場合

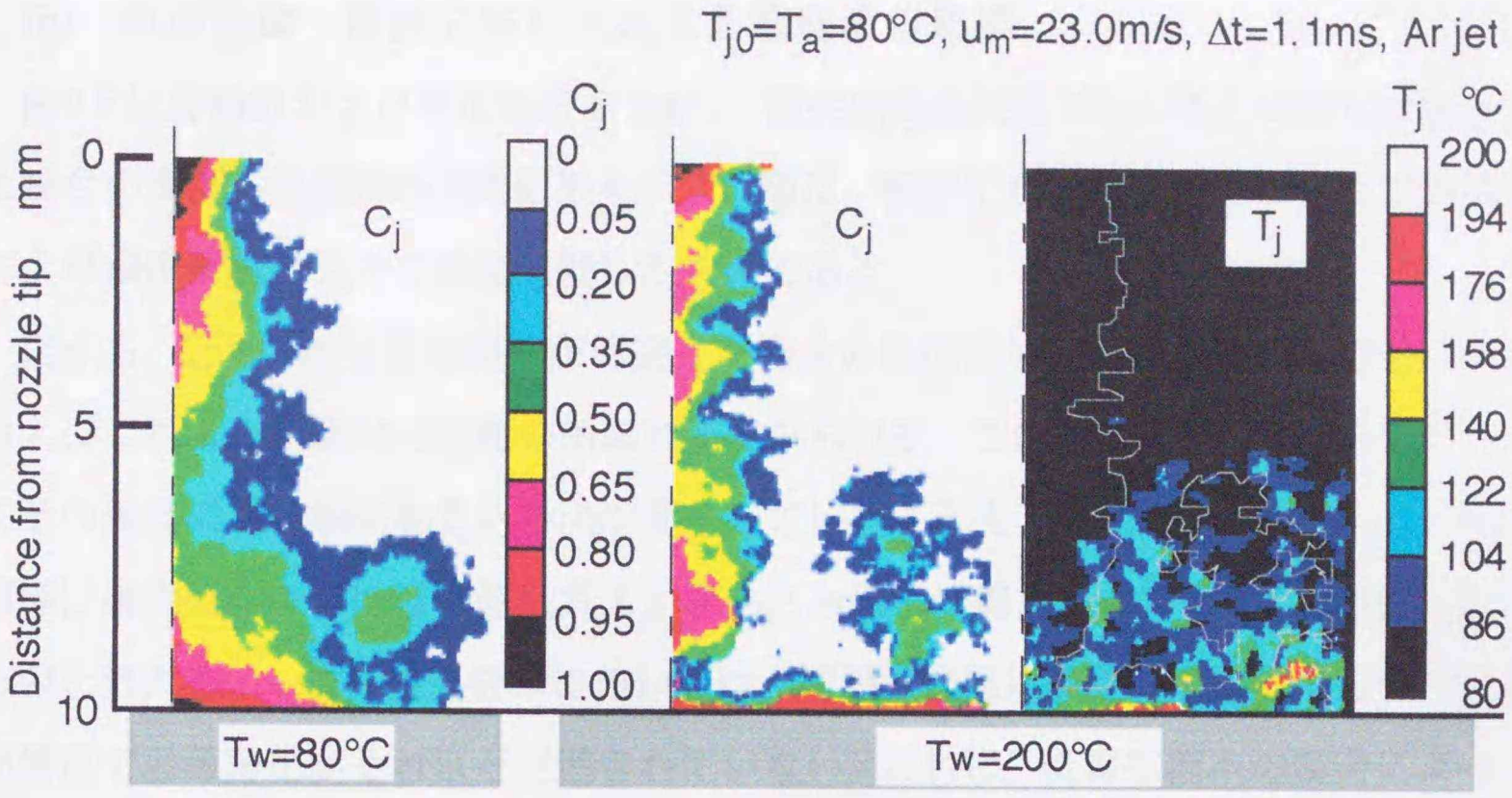


図7.7　衝突壁面温度のみを高くした場合の噴流濃度・温度分布

の濃度・温度同時計測結果を示す．図は噴流中心軸から半分の断面での温度および濃度計測結果を8階調表示したものである．

温度分布について見ると，高温壁面衝突後における特に噴流先端部での温度増加傾向が明らかである．一方，濃度分布については，壁面温度が低温の場合に比べて高温の場合には，噴流の到達半径が増加すると共に，雰囲気の取り込みも著しく増加することがわかる．これは，高温壁面衝突後の噴流が熱膨張することによって，噴流の到達半径が増加し，巻き込み渦のスケールが大きくなることに起因し，壁面近傍の高温・低密度雰囲気よりも壁面からの熱影響が及ばない低温・高密度雰囲気を多く取り込んだ結果と考えられる．

なお，高温壁面衝突噴流の噴流体積が減少しているように見えるのは，噴流輪郭をCj=0.05に設定しているためであり，実際にはそれ以下の希薄領域が拡大しているものと推察される．

(b)　噴流濃度・温度分布に及ぼす低温壁面の影響

図7.8に雰囲気および噴流温度を200℃，衝突壁面温度を200℃および80℃に設定した場合の濃度・温度同時測定結果を示す．図は，噴流中心軸から半分の断面での温度および濃度計測結果を8階調処理したものである．

図から，低温壁面に高温噴流が衝突した場合の低温領域は，壁面近傍，噴流先端部，およびこれより噴流中心軸側の領域に多くみられる．このことは，噴流の衝突によってその先端部で大規模巻き込み渦が発生していることを示している．すなわち，低温領域は衝突壁面上の低温雰囲気ガスが巻き込み渦の流線に沿って分布し，形成されたものと言える．一方，濃度分布については，壁面が低温に保持されている場合，噴流先端部での希薄化がそれほど促進されていない．これは，低温壁面への衝突によって噴流自体の密度が増大し雰囲気の取り込みが悪化したためと考えられる．

この様に，高速間欠噴流における短時間かつ小規模空間での混合現象一つをとってみても，本計測法によって，壁面温度あるいは雰囲気温度等の影響が明瞭に得られており，本計測法の妥当性が改めて確認されたものと考えている．

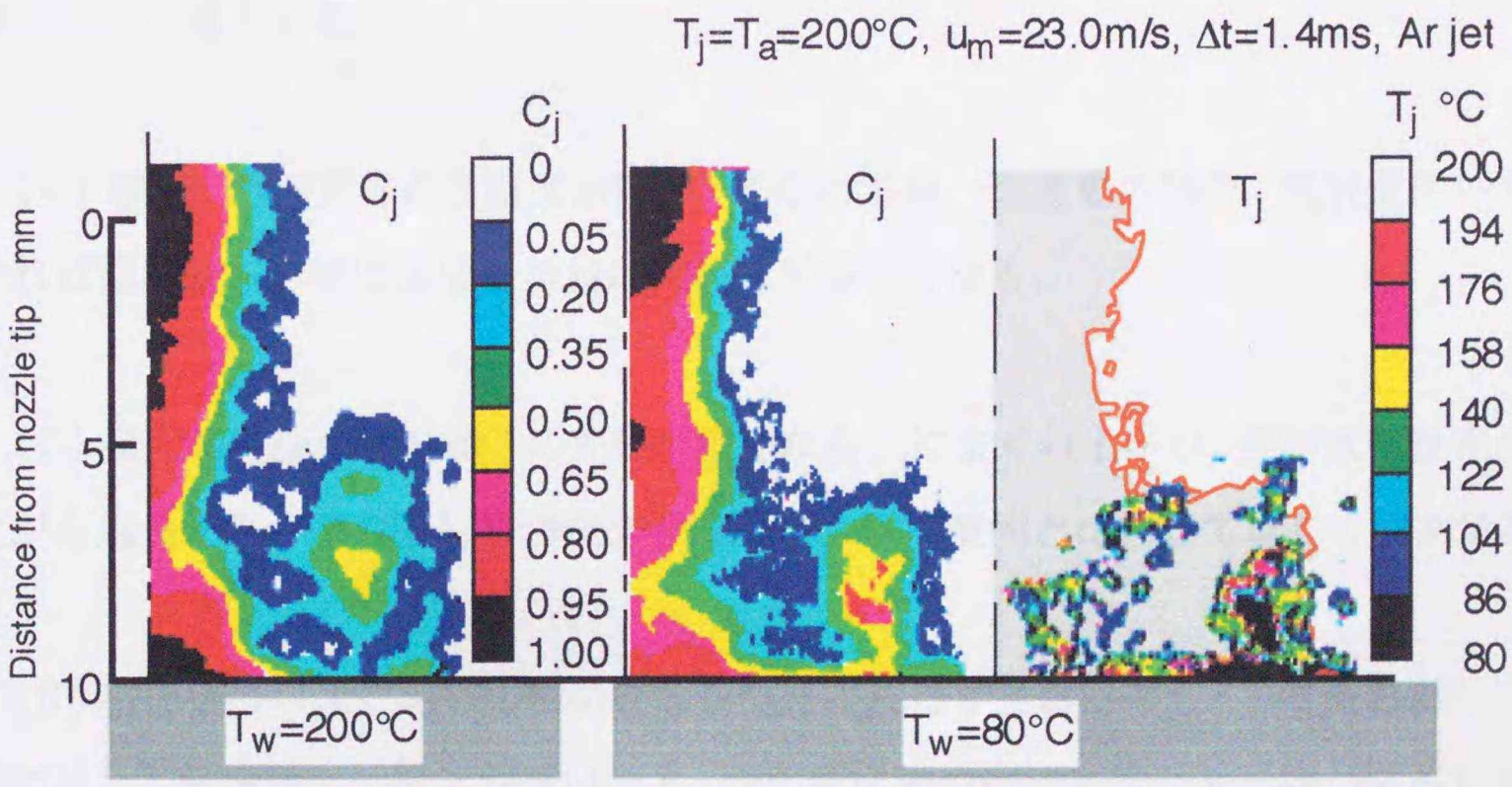


図7.8　衝突壁面温度のみを低くした場合の噴流濃度・温度分布

7.3 まとめ

雰囲気LIF法による噴流温度・濃度同時計測法を間欠自由噴流および壁面衝突噴流に対して適用し，計測法の妥当性を確認すると共に，噴流の特性をも解明した．その結果，以下の諸点が明らかとなった．

（1）自由噴流における温度分布と濃度分布との相関および壁面衝突噴流における壁面温度と噴流温度分布挙動との関係等の解析結果から，本濃度・温度同時計測手法の妥当性を確認した．

（2）間欠自由噴流を低温に保持し，高温雰囲気中に噴射した場合，噴流の濃度と温度との間には直線的な負の相関が見られた．すなわち，噴流温度の増加は高温雰囲気の巻き込みによって決定されている．

（3）間欠自由噴流の雰囲気巻き込み質量は，雰囲気温度が低いほど特にその先端領域において増大する．

（4）噴流，雰囲気等の各温度が同一，すなわち均一温度場の場合，噴射条件が等しければ濃度分布形状は温度の如何に拘わらず等しくなる．

（5）壁面衝突後の噴流はその先端が壁面から上にまくれ上がり，雰囲気を巻き込みながら成長する．その際の雰囲気巻き込み量は自由噴流と比較して著しく増大する．

（6）壁面衝突噴流において衝突壁温が混合に及ぼす影響は著しく，噴流および雰囲気に対して衝突壁面の温度が高いほど，壁面衝突後の噴流先端到達距離が増加すると同時に，それに起因して雰囲気の取り込みも増加する．

8. 結　論

本研究は，高速ガス噴流の濃度・温度計測を目指し，レーザー誘起蛍光法（LIF法）をベースとする雰囲気LIF法を構築し，その最適計測条件，計測精度について解析すると同時に，この手法を適用することによって間欠自由噴流および壁面衝突噴流の混合気形成特性，ならびにそれに対する温度影響などを解明したものである．また，本計測法の開発に際し，蛍光物質であるヨウ素の基本的な蛍光特性についても詳細な解明を行った．

得られた結果を要約すると，およそ次の通りである．

ヨウ素の蛍光特性解析

（１）ヨウ素の吸光係数は525nm付近で最大値を示し，温度の増加および圧力の減少に伴って全般に減少するが，580nmよりも長波長では温度によってほとんど変化しない．また，ヨウ素の吸光係数は共存ガスの種類にほとんど依存しない．

（２）ヨウ素の量子収率は共存分子の巨大化に伴って低下する．従って，共存ガスがヘリウムの場合で量子収率は最大となる．

（３）ヘリウム中におけるヨウ素の量子収率は，ヨウ素濃度の増加に伴って低下するが，アルゴン中ではほとんど変化しない．後者はアルゴンにおけるフォーレイインガスクエンチングがセルフクエンチングに比べて極めて大きいことに起因するものと考えられる．

（４）任意の２波長におけるヨウ素の量子収率比の温度特性は共存するガスの種類によって異なる．

（５）アルゴン雰囲気におけるヨウ素の量子収率比スペクトルにはリニアな温度依存性が存在する．従って，ある特定の波長で蛍光を二分して得た２画像の強度比から温度を，またそのうちの一波長での画像強度から濃度をそれぞれ求めることによって，濃度・温度の同時画像計測の可能性が示唆された．

雰囲気LIF法による計測の条件設定と精度

（１）本研究で使用した雰囲気蛍光法では，観測容器中で蛍光が減衰するので，供試観測容器のサイズおよび蛍光物質の吸光係数に応じて蛍光物質濃度を最適値に設定す

る必要があり，このことによって高精度な計測が可能となる．

（2）本手法による蛍光強度の計測精度，および蛍光強度から算出される蛍光物質濃度の測定精度は共に95%以上である．

（3）雰囲気LIF法による温度計測では，蛍光観測レンズ系の集光効率の解析空間におけるばらつきを補正することが重要であって，その補正を施すことによって精度の良い温度画像計測が可能となる．

（4）雰囲気LIF法による温度計測誤差は，熱電対法による比較の結果からおよそ15%である．

（5）雰囲気LIF法による噴流濃度計測では，温度計測の場合と同様に，集光効率の補正が重要であり，補正を行わない場合には濃度算出精度が悪化する．

（6）濃度計測精度は蛍光物質濃度および温度の計測精度に影響され，本研究での蛍光物質濃度および温度の計測精度に基づく濃度計測精度は均一温度場で87%以上，不均一温度場で64%以上である．

（7）温度補正を施さずに濃度の算出を行えば，本研究の実験条件では噴流濃度が実際の場合に比べて最大で40%程度も低く見積もられる．

間欠噴流の混合気濃度分布特性

（1）間欠噴流の先端は半径方向に広がる傘状となり，傘形状の外縁上流部では周囲ガスとの混合が顕著となる．

（２）間欠噴流は定常領域と非定常領域とで構成され，層流から乱流噴流への遷移は間欠噴流においても特定のレイノルズ数で発生する．

（３）間欠噴流の混合は波数の大きな領域における噴流濃度のパワースペクトルの増加，すなわち小規模渦の増加によって顕著となる．小規模渦の増加傾向は噴流乱れ強さの増加傾向とも一致する．

（４）乱れ強さは噴流の混合を促進する重要な因子であり，噴孔径，ノズル管長径比，および噴射ガス密度の減少に伴って，また噴射速度の増加に伴って乱れ強さは増加する．

（５）各種の噴射条件および噴射ノズル諸元と噴流濃度との関係については，乱れ強さの増加および雰囲気ガス密度の増加に伴い噴流濃度は減少し，希薄化が進行する．

（６）噴射ノズル内のデッドボリュームの増加に伴って，噴流の到達長さは減少し，噴流濃度は増加する．また，ノズル噴孔出口をテーパカットすることによって，噴流濃度は減少する．

（７）間欠噴流全体を平均した平均噴流濃度Cjmは，噴射ガスおよび雰囲気ガス密度ρ_jおよびρ_a，噴孔径D，噴流の動粘性係数および渦動粘性係数νおよびν_t，噴射後の経過時間Δtによって構成されるパラメータ，すなわち$(\rho_j/\rho_a)(D^2/((\nu+\nu_t)\Delta t)$で一義的に記述し得る．

間欠噴流の濃度・温度同時計測

（１）自由噴流における温度分布と濃度分布との相関および壁面衝突噴流における壁

面温度と噴流温度分布挙動との関係等の解析結果から，本濃度・温度同時計測手法の妥当性を確認した．

（２）間欠自由噴流を低温に保持し，高温雰囲気中に噴射した場合，噴流の濃度と温度との間には直線的な負の相関が見られた．すなわち，噴流温度の増加は高温雰囲気の巻き込みによって決定されている．

（３）間欠自由噴流の雰囲気巻き込み質量は，雰囲気温度が低いほど特にその先端領域において増大する．

（４）噴流，雰囲気等の各温度が同一，すなわち均一温度場の場合，噴射条件が等しければ濃度分布形状は温度の如何に拘わらず等しくなる．

（５）壁面衝突後の噴流はその先端が壁面から上にまくれ上がり，雰囲気を巻き込みながら成長する．その際の雰囲気巻き込み量は自由噴流と比較して著しく増大する．

（６）壁面衝突噴流において衝突壁温が混合に及ぼす影響は著しく，噴流および雰囲気に対して衝突壁面の温度が高いほど，壁面衝突後の噴流先端到達距離が増加すると同時に，それに起因して雰囲気の取り込みも増加する．

参考および引用文献

1) 田辺　秀明，反橋　智秀，刈田　誠一郎，河　鐘律，藤本　元，佐藤　豪
“非定常噴流に関する実験的研究（噴流内の濃度・流速・静圧分布）”
日本機械学会論文集(B)，51巻，467号，2235-2242，(1985)

2) Norimasa Iida, Kou Hirawo, G. Takeshi Sato
〝Experimental Study of Transient Gas Jet Impinging on a Wall〟
SAE Transaction, Vol. 99, Sec. 3, Paper, No. 900479, 1090-1100, (1990)

3) 田辺　秀明，反橋　智秀，鈴木　直実，藤本　元，佐藤　豪
“非定常噴流に関する実験的研究（濃度の確立密度分布）”
日本機械学会論文集(B)，49巻，448号，2879-2885，(1983)

4) Hideaki Tanabe and G. Takeshi Sato
〝Experimental Study on Unsteady Wall Impinging Jet〟
SAE Transaction, Vol. 99, Sec. 3, Part 2, Paper, No. 900605, 1290-1299, (1990)

5) 富田　栄二，浜本　嘉輔，堤　広行，渡辺　徹
“非定常気体燃料噴流の燃焼と周囲空気導入”
第31回燃焼シンポジウム講演論文集，446-448，(1993)

6) 富田　栄二，浜本　嘉輔，堤　広行，高橋　史郎
“非定常壁面衝突噴流と周囲気体の流れの画像計測”
第11回内燃機関シンポジウム講演論文集，535-540，(1993)

7) 小酒 英範，神本 武征
“非定常噴霧の構造に関する研究”
第11回内燃機関シンポジウム講演論文集，223-228，(1993)

8) 神本 武征
“ディーゼル噴霧・火炎の画像計測”
内燃機関，25巻，1号，27-34，(1986)

9) 庄司 武志，石井 博，嶋田 泰三
“画像解析による噴霧計測と応用”
三菱自動車テクニカルレビュー，1990，No.3，91-99，(1990)

10) 大内 仁，近久 武美，村山 正
“内燃機関におけるシュリーレン写真の定量化画像処理法に関する研究（第2報，バックグランドのゆがみ除去，ならびに非定常壁面衝突噴流の解析結果)”
日本機械学会論文集(B)，57巻，534号，768-376，(1991)

11) 西田 恵哉，関 敬春，吉田 肇，廣安 博之
“壁面に衝突する噴霧の内部構造
（コンピュータトモグラフィー法による非軸対称噴霧の解析)”
第8回内燃機関シンポジウム講演論文集，19-24，(1990)

12) 石川 宗晴，村上 昭年
“レーザーによる噴霧流の画像計測（In-Line Fraunhofer Holography の応用）
日本航空宇宙学会誌，30巻，342号，21-26，(1982)

13) 西田　恵哉，村上　直樹，廣安　博之
“高温，高圧下におけるディーゼル噴霧のホログラフィー計測”
日本機械学会論文集 (B)，52 巻，478 号，2457-2463，(1985)

14) 西田　恵哉，村上　直樹，廣安　博之
“ホログラフィー再生像の画像解析によるディーゼル噴霧内燃料蒸気濃度の計測”
日本機械学会論文集 (B)，53 巻，488 号，1487-1495，(1986)

15) M. B. Long, B. T. Chu, and R. K. Chang
“Instantaneous Two-Dimensional Gas Concentration Measurements by Light Scattering”
AIAA Journal, Vol. 19, No. 9, 1151-1157, (1981)

16) 趙　福全，武本　徹，西田　恵哉，廣安　博之
“レーザーシートレイリー散乱法による火花点火機関燃焼室内燃料蒸気濃度分布の測定”
日本機械学会論文集 (B)，59 巻，559 号，927-934，(1992)

17) 角田　敏一，片岡　克巳，畠　道博，青木　磯太郎
“火花点火機関における燃焼ガス温度の測定と予測”
日本機械学会論文集 (B)，58 巻，550 号，1937-1942，(1991)

18) 津江　光洋，井上　一樹，服部　廣司，角田　敏一
“パルスレイリー散乱法による非定常気体噴流の構造に関する研究”
第 11 回内燃機関シンポジウム講演論文集，235-240，(1993)

19) J. A. Vanderhoff, W. R. Anderson, A. J. Kotlar, and R. A. Beyer
"Raman and Fluorescence Spectroscopy in a Methane-Nitrous Oxide Laminar Flame"
Twentieth Symposium on Combustion / The combustion Institute, 1984, 1299-1306, (1984)

20) 出口　祥啓，吉川　典彦，大竹　一友
"ラマン散乱法を用いたアセチレンの温度・濃度計測"
日本機械学会論文集 (B)，55 巻，518 号，3234-3238，(1989)

21) 川口　靖夫，紺谷　和夫
"CARS による非接触温度測定（第 3 報：乱流予混合火炎中の温度分布測定)"
第 31 回燃焼シンポジウム講演論文集，289-291，(1993)

22) 細谷　肇，小保方　富夫
"高速噴霧流と周囲流の流動特性（第一報，定常噴霧流の場合)"
日本機械学会論文集 (B)，58 巻，548 号，1252-1258，(1991)

23) Gianpietro E. Cossali. Gianni Brunello, Aldo Coghe
"LDV Characterization of Air Entrainment in Transient Diesel Spray"
SAE Transaction, Vol. 100, Sec. 3, Paper No. 910178, 162-174, (1991)

24) 中田　武男，小宮山　正治，松浦　大輔，高城　敏美
"赤外線吸収を用いた水蒸気測定に関する研究"
第 36 回燃焼シンポジウム講演論文集，334-336，(1998)

25) 鈴木　護，西田　恵哉，廣安　博之
"２波長レーザ光吸収・散乱光度法によるディーゼル噴霧内燃料蒸気・液滴濃

度分布の分離計測（第２報，高温高圧雰囲気中での解析結果）”
日本機械学会論文集 (B)，59 巻，563 号，2325-2333，(1992)

26) 松井　幸雄，神本　武征，松岡　信，小栗　彰
”ディーゼル機関の火炎温度の測定に関する研究”
日本機械学会論文集 (B)，44 巻，377 号，1252-1258，(1978)

27) 安　秀吉，神本　武征，松井　幸雄，松岡　信，
”高速度写真の画像解析によるディーゼル機関の火炎温度分布の測定”
日本機械学会論文集 (B)，47 巻，417 号，1252-1258，(1981)

28) Lynn A. Melton and James F. Verdieck
“Vapor/Liquid Visualization in Fuel Sprays”
Twentieth Symposium on Combustion / The Combustion Institute, 1283-1290, (1984)

29) A. A. Rotunno, M. Winter, G. M. Dobbs, and L. A. Melton
“Direct Calibration Procedures for Exciplex-Based Vapor/Liquid Visualization of Fuel Sprays”
Combustion Science and Technology (UK), Vol. 71, 247-261, (1990)

30) Jiro Senda, Yoji Fukami, Yasuhiko Tanabe, and Hajime Fujimoto
“Visualization of Evaporative Diesel Spray Impinging upon Wall Surface by Exciplex Fluorescence Method”
SAE Transaction, Vol. 101, Sec. 3, Paper No. 920578, 1054-1063, (1992)

31) 角田　敏一，谷口　義雄，門脇　健
“EXCIPLEX 法による燃料液滴温度の非接触測定”

日本機械学会論文集(B)，56巻，525号，294-299，(1990)

32) 角田　敏一，三次　克也，津江　光洋
“EXCIPLEX法による燃料液滴温度の非接触測定
(第2報，雰囲気条件の影響)”
日本機械学会論文集(B)，57巻，542号，242-247，(1991)

33) Mark J. Dyer and David R. Crosley
“Two-Dimensional Imaging of OH Laser-Induced Fluorescence in Flame”
Optics letters, Vol. 7, No. 8, 382-384, (1982)

34) R. J. Cattolica and S. R. Vosen
“Two-Dimensional Measurements of the [OH] in a Constant Volume Combustion Chamber”
Twentieth Symposium on Combustion / The Combustion Institute, 1273-1282, (1984)

35) 出口　祥啓，野田　松平，村田　正義，稲田　満，西田　啓之
“レーザ誘起蛍光法によるガスタービン燃焼器内のOH，NOの計測”
日本機械学会論文集(B)，62巻，594号，787-792，(1996)

36) 出口　祥啓，吉川　典彦，大竹　一友
“レーザ誘起蛍光法を用いたOHの温度計測”
日本機械学会論文集(B)，55巻，517号，2830-2837，(1989)

37) 小宮山　正治，毛馬　大成，高城　敏美
“エキシマレーザ誘起蛍光法とレーリ散乱による火炎内のOH濃度と温度の測定”

日本機械学会論文集(B)，56巻，523号，810-816，(1990)

38) R. Schwarzwald, P. Monkhouse, and J. Wolfrum
"Fluorescence Studies of OH and CN Radicals in Atmospheric Pressure Flames using Picosecond Excitation"
Twenty Second Symposium on Combustion / The Combustion Institute,1413-1420, (1988)

39) G. Kychakoff, K. Knapp, R. D. Howe, and R. K. Hanson
"Flow Visualization in Combustion Gases using Nitric Oxide Fluorescence"
AIAA Journal, Vol. 22, No. 1, 153-154, (1984)

40) Christof Schulz, Brandon Yip, Volker Sick, and Jürgen Wolfrum
"A Laser-Induced Fluorescence Scheme for Imaging Nitric Oxide in Engines"
Chemical Physics Letters, Vol. 242, 259-264, (1995)

41) Michael Knapp, Andreas Luczak, Harald Schlüter, Volker Beushausen,
Wernal Hentschel, and Peter Andresen
"Crank-Angle-Resolved Laser-Induced Fluorescence Imaging of NO in a Spark-Ignition Engine at 248nm and Correlations to Flame Front Propagation and Pressure Release"
Applied Optics, Vol. 35, No. 21, 4009-4017, (1996)

42) 高橋　三餘，長谷川　裕夫
"可変波長ダイオードレーザによるNO濃度の測定"
機械技術研究所所報，43巻，4号，159-170，(1989)

43) R. J. Cattolica
"Combustion-Torch Ignition: Fluorescence Imaging of NO_2"
Sandia Report, SAND86-8650, 1-33, (1986)

44) J. B. Cole and M. D. Swords
"Measurement of Concentration Fluctuations in an Internal Combustion Engine"
Journal of Physics D.: Apply Physics, Vol. 13, 733-745, (1980)

45) 葉　啓南，神本　武征，小酒　英範，小堀　繁治
"レーザ誘起蛍光法による非定常蒸発噴霧における燃料蒸気濃度の２次元定量測定"
日本機械学会論文集 (B)，61 巻，590 号，3401-3406，(1995)

46) J. Reboux, D. Puechberty, and F. Dionnet
"A New Approach of Planer Laser Induced Fluorescence Applied to Fuel/Air Ratio Measurement in the Compression Stroke of an Optical S. I. Engine"
SAE Paper No. 941988, 1-10, (1994)

47) 田村　雅之，桜井　輝浩，田井　秀明
"アセトンの LIF による未燃混合気温度測定"
第３６回燃焼シンポジウム講演論文集，307-309，(1998)

48) 富田　栄二，浜本　嘉輔，吉山　定見，戸田　仁司
"PLIF 法による非定常噴流およびその火炎の燃料濃度分布計測"
第 14 回内燃機関シンポジウム講演論文集，529-534，(1997)

49) B. Hiller and R. K. Hanson
"Properties of the Iodine Molecule Relevant to Laser-Induced Fluorescence Experiments in Gas Flows"
Experiments in Fluids, Vol. 10, 1-11, (1990)

50) J. C. Lehmann
"Iodine, a Test Molecule in Modern Spectroscopy"
Contemp. Phys., Vol. 19, No. 5, 449-468, (1978)

51) S. Gerstenkorn and P. Luc
"Description of the Absorption Spectrum of Iodine Recorded by means of Fourier Transform Spectroscopy: the (B-X) system"
Journal of Physique, Vol. 46, 867-881, (1985)

52) Gene A. Capelle and H. P. Broida
"Lifetimes and Quenching Cross Section of I_2 ($B\ ^3\Pi_{Ou}^+$)*"
The Journal of Chemical Physics, Vol. 58, No. 10, 4212-4222, (1973)

53) 北村　守，鈴木　薫，近藤　保，朽津　耕三，宗像　利明，粕谷　敬宏
"レーザー誘起蛍光法によるI_2 ($B\ O_u^+(^3\Pi)$) の消光断面積の振動準位依存性"
レーザー科学研究，5号，26-31，(1983)

54) Michael H. Ornstein and Vernon E. Derr
"Dye-Laser Scanning Spectroscopy and Fluorescence-Quenching Cross Sections for the $B\ ^3\Pi^+_{o,u}$ State of Iodine"
Journal of Opt. Soc. Am., Vol. 66, No. 3, 233-240, (1976)

55) Jeffrey I. Steinfeld
"Quenching of Fluorescence in Small Molecules"
Acc. Chem. Res., Vol. 3, 313-320, (1970)

56) Jeffrey I. Steinfeld
"Wavelength Dependence of the Quenching of Iodine Fluorescence"
The Journal of Chemical Physics, Vol. 44, No. 7, 2740-2749, (1966)

57) Kuniaki Nakagawa, Mamoru Kitamura, Kaoru Suzuki, Tamotsu Kondow,
Kozo Kuchitsu, Toshiaki Munakata, and Takahiro Kasuya
"Vibrational-State Dependence of the Cross Sections for Fluorescence Quenching of $I_2[B0_u^+(^3\Pi)]$ by Foreign Gases"
Chemical Physics, Vol. 106, 259-268, (1986)

58) J. C. McDaniel
"Nonintrusive Pressure Measurement with Laser-Induced Iodine Fluorescence"
AIAA 18th Thermophysics Conference, 1-10, (1983)

59) Roland H. Krauss, R. Bradford Whitehurst III, John D. Abbitt III, Corin Segal,
and James C. McDaniel
"Initial Supersonic Combustion Facility Measurements"
AIAA/ASME/SAE/ASEE 25th Joint Propulsion Conference, 1-5, (1989)

60) Roy J. Hartfield, Jr., Steven D. Hollo, and James C. McDaniel
"Planar Measurement of Flow Field Parameters in a Nonreacting Supersonic Combustor using Laser-Induced Iodine Fluorescence"
28th Aerospace Sciences Meeting, 1-7, (1990)

61) Steven D. Hollo, Roy J. Hartfield, Jr., and James C. McDaniel
"Injectant Mole Fraction Measurements of Transverse Injection in Constant Area Supersonic Ducts"
AIAA 21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, 1-13, (1990)

62) Roy J. Hartfield, Jr., Steven D. Hollo, and James C. McDaniel
"Planer Temperature Measurement in Compressible Flows using Laser-Induced Iodine Fluorescence"
Optics Letters, Vol. 16, No. 2, 106-108, (1991)

63) D. G. Flecher and James C. McDaniel
"Quantitative Characterization of a Nonreacting, Supersonic Combustion using Laser-Induced Iodine Fluorescence"
AIAA/ASME/SAE/ASEE 25th Joint Propulsion Conference, Paper No. 2565, 1-33, (1989)

64) 長谷川　達也，宮脇　浩司，山口　誉起，大岩　紀生
"レーザ励起蛍光法による噴流中の濃度測定"
日本機械学会論文集 (B)，55 巻，513 号，1458-1462，(1989)

65) 長谷川　達也，宮脇　浩司，山口　誉起，大岩　紀生
"レーザ励起蛍光法による噴流中の濃度測定"
日本機械学会論文集 (B)，55 巻，519 号，3566-3570，(1989)

66) D. G. Fletcher and J. C. McDaniel
"Temperature Measurement in a Compressible Flow Field using Laser-Induced Iodine Fluorescence"

Optics Letters, Vol. 12, No. 1, 16-18, (1987)

67) 新美　智秀，藤本　哲夫，近藤　邦和，清水　紀宏
“LIF 法による可視化画像を用いた希薄気体流の温度計測法の開発
（波長の異なる二つのレーザ光を用いた温度計測）”
日本機械学会論文集 (B)，56 巻，529 号，2608-2615，(1990)

68) 近久　武美，藤田　雅也，村山　正，登坂　茂
“ディーゼル噴霧中の空気導入特性に関する理論予測式と実験値との比較”
日本機械学会論文集 (B)，61 巻，590 号，3588-3596，(1995)

69) 金　栄吉
“クリーン代替燃料エンジン・車の開発動向”
機械の研究，45 巻，8 号，821-831，(1993)

70) 江良　嘉信，斉間　厚
“密度の異なる気体の乱流拡散”
日本機械学会論文集（第 2 部），42 巻，357 号，1432-1441，(1976)

71) F. P. Ricou and D. P. Spalding
“Measurement of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets”
Journal of Fluid Mech., Vol. 10, 21-32, (1961)

72) 高橋　三餘
“非定常気体噴流に関する実験（ヘリウム噴流について）”
第 57 期日本機械学会全国大会講演論文集，174-176，(1979)

73) Peter O. Witze
"Hot-Film Anemometer Measurements in a Starting Turbulent Jet"
AIAA Journal, Vol. 21, No. 2, 308-309, (1983)

74) 浜本　嘉輔，坂根　篤，池田　幸一
"非定常気体噴流の到達距離に関する研究"
日本機械学会論文集 (B)，53 巻，496 号，3810-3813，(1987)

75) 和栗　雄太郎，藤井　勝，綱谷　竜夫，恒谷　礼三郎
"ディーゼル機関燃料噴霧の到達距離に関する研究"
日本機械学会論文集（第 2 部），25 巻，156 号，820-826，(1959)

76) 山根　善行，神本　武征，小酒　英範，小林　治樹
"２次元非定常乱流噴流におけるエントレインメントの数値解析"
日本機械学会論文集 (B)，60 巻，572 号，1457-1462，(1994)

77) 小酒　英範，西垣　隆弘，原田　伸一，神本　武征
"レーザー誘起赤熱・散乱光法による非定常噴霧火炎内のすす生成と酸化に関する研究"
日本機械学会論文集 (B)，61 巻，590 号，3426-3431，(1995)

78) 塩路　昌宏，中村　健太郎，石山　拓二，池上　詢
"高圧ガス燃料の噴射および噴流発達に関する研究"
第 14 回内燃機関シンポジウム講演論文集，169-174，(1997)

79) 清水　正則，新井雅隆，廣安　博之
"高速噴流の分裂長さの測定"

日本機械学会論文集(B)，49巻，448号，2886-2892，(1983)

80) Takao Karasawa, Masaki Tanaka, Kazuhiro Abe, Seiichi Shiga, Toshio Karabayashi
"Effect of Nozzle Configuration on the Atomization of a Steady Spray"
Atomization and Sprays, Vol. 2, 411-426, (1992)

81) F. Ruiz and N. Chigier
"The Effect of Design and Operating Conditions of Fuel Injectors on Flow and Atomization"
SAE Paper No. 870100, 1-9, (1987)

82) 志賀　聖一，柄沢　隆夫，倉林　俊雄
"噴射圧力履歴の非定常性がディーゼル噴霧の特性に及ぼす影響
(噴射圧力の高圧下に伴う大気雰囲気中における噴霧挙動)"
日本機械学会論文集(B)，53巻，488号，(1987)

83) 坂根　篤，平田　修三，下津　正輝，住本　哲宏
"ディーゼル噴霧の燃料濃度分布に関する研究
(ノズル径，噴射圧および雰囲気密度の影響)"
日本機械学会論文集(B)，52巻，487号，1122-1128，(1986)

84) 玄　起守，野上　光秀，千田　二郎，藤本　元
"離散渦法による非定常ガス噴流および壁面衝突噴流の数値解析"
日本機械学会論文集(B)，62巻，597号，(1996)

85) H. Hiroyasu, K. Nishida, and J. C, Min
"Computed Tomographic Study on Internal Structure of a Diesel Spray Impinging on a

Flat Wall”
International Symposium COMODIA 90, 205-210, (1990)

86) 中山　満茂，萩原　五郎
“ディーゼル衝突噴霧の時系列測定”
自動車技術会学術講演会前刷集，901，333-336，(1990)

87) 千田　二郎，小林　正明，岩下　誠司，藤本　元
“壁面に衝突するディーゼル噴霧挙動に関するモデリング”
日本機械学会論文集(B)，60巻，578号，3563-3570，(1994)

88) 新村　陽一
“無機化学各論”
朝倉書店，16，(1974)

89) 柴田　雄次　監修，柴田　雄次，山崎　一雄　共編
“無機化学全書Ⅲハロゲン”
丸善株式会社，273，(1958)

90) 社団法人　日本化学会
“化学便覧基礎編Ⅱ改訂4版”
丸善株式会社，605，(1995)

91) 日本化学会編
“第4版実験化学講座　無機化合物”
丸善株式会社，205，(1993)

92) 社団法人　日本化学会
"化学便覧基礎編Ⅱ改訂４版"
丸善株式会社，117，(1995)

93) 温度計測部会編
"新編温度計測"
社団法人計測自動制御学会，15，(1992)

94) 城戸　章宏，小川　英之，宮本　登
"雰囲気レーザ誘起蛍光法(LIFA)法による噴流画像の濃度分布定量化処理"
日本機械学会論文集(B)，58巻，554号，3201-3207，(1992)

95) 吉永　弘
"応用分光学ハンドブック"
朝倉書店，595-596，(1973)

96) 日野　幹雄
"スペクトル解析"
朝倉書店，184-193，(1977)

97) 城戸　章宏，石川　誠一郎，小川　英之，宮本　登
"雰囲気LIF法による非定常ガス噴流の温度・濃度場の同時画像計測"
日本機械学会論文集(B)，64巻，620号，1247-1253，(1998)

98) 西川　泰治，平木　敬三
"蛍光・りん光分析法"
共立出版，38，(1984)

99) 城戸　章宏，上野　正樹，小川　英之，宮本　登
“非定常噴流の雰囲気ガス導入に及ぼす噴射パラメータの影響”
日本機械学会論文集(B)，61巻，590号，3407-3413，(1995)

100) G. N. Abramovich
“The Theory of Turbulent Jets”
M. I. T. Press, 89-102, (1963)

101) 杉田　徹，清水　賢二，小松　久高，向谷　禎久，国吉　光，岩本　順二郎
“非定常気体噴流に関する研究（軸上における噴流の構造・領域について)”
日本機械学会論文集(B)，56巻，532号，3666-3671，(1990)

102) A. Kido, T. Sano, H. Ogawa, and N. Miyamoto
“Prediction and Evaluation of Entrainment Processes of Intermittent Gas Jets”
International Symposium COMODIA 94, 361-366, (1994)

103) Akihiro Kido, Masaki Ueno, Hideyuki Ogawa, and Noboru Miyamoto
“Analysis of Ambient Gas Entrainment Processes in Intermittent Gas Jets by LIFA Technique”
SAE Paper No. 960835, 269-276, (1996)

104) N. Miyamoto, A. Kido, and H. Ogawa
“Influence of Injection Nozzle Configuration on Entrainment Processes in Unsteady High-Speed Gas Jets”
Proceedings of International Conference on Internal Combustion Engines (Wuhan China), 260-265, (1997)

105) L. J. Alpinieli
"Turbulent Mixing of Coaxial Jets"
AIAA Journal, Vol. 2, 297-300, (1964)

106) I. Hakki Öz
"Calculation of Spray Penetration in Diesel Engines"
SAE Transaction, Vol. 78, Sec. 2, Paper No. 690254, 1107-1116, (1969)

107) 日本機械学会編
"流れの数値シミュレーション"
コロナ社，279，(1988)

108) 文献番号 100 の 247-253 ページ

謝　辞

本研究の遂行にあたり，終始懇切なるご指導を賜った北海道大学工学研究科　宮本登教授に対し，深甚なる感謝の意を表す次第である．

さらに，本論文をまとめるにあたり，北海道大学工学研究科　木谷　勝教授，伊藤猷一教授，ならびに山崎　巖教授からは貴重なご指導とご助言を賜った．また，同研究科　機械科学専攻の諸先生には平成２年から在職８年間の長きにわたり，終始温かいご指導をいただいた．ここに衷心からの謝意を表する次第である．

また，本研究に関して格別なるご指導と多大なご協力をいただいた北海道大学工学研究科　小川英之助教授，同電子科学研究所　竹村　健元教授には，心から感謝の意を表す．

なお，研究の期間において，日産自動車（株）早川　光君，長沼　要君，積水ハウス（株）奥田　真君，トヨタ自動車（株）後藤岳史君，須田尚吾君，一ノ瀬浩君，日野自動車工業（株）佐野貴弘君，西　貴之君，天理大学　片山美貴子君，本田技研工業（株）上野正樹君，ヤンマーディーゼル（株）石川誠一郎君，三菱自動車工業（株）増井健人君，日本鋼管（株）久保田志郎君，北海道大学工学研究科大学院生　吉岡悟君，ならびに同工学部学生　高橋智也君の多大な協力を得た．

また，(株) JOMOテクニカルリサーチセンター　内川　武元社長，八木政太郎前社長，ならびに赤坂行男部長には計測機器で便宜をはかってただいた．ここに深くお礼申し上げたい．

さらに，学生時代を含めてご指導をいただき，また平素多方面においてお世話になって来た北海道自動車短期大学　村山　正教授，多方面でご助言とご協力をいただいた北海道工業大学　藤原康博教授，登坂　茂教授，北海道大学工学研究科　近久武美助教授，同研究科　山崎賢治技官をはじめとする熱システム工学分野の諸氏に対して心から謝意を表したい．

最後に，陰で終始献身的に研究活動を支えてくれた家族に深く感謝する．

inches 1 2 3 4 5 6 7 8

cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale

C Y M

© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19