

Title	流動とスカラー量のレーザ計測とその応用に関する研究
Author(s)	小宮山, 正治
Citation	大阪大学, 1992, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3063627
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

流動とスカラー量のレーザ計測と
その応用に関する研究

平成4年

小宮山正治

流動とスカラー量のレーザ計測と
その応用に関する研究

平成4年

小宮山正治

目 次

第1章	緒論	1
1.1	まえがき	1
1.2	従来の研究	2
1.3	本研究の目的と概要	4
第2章	非定常噴流の流動と濃度測定	10
2.1	まえがき	10
2.2	実験装置と方法	11
2.3	実験結果と考察	14
2.3.1	非定常層流噴流	14
	(a) シュリーレン写真による観察	14
	(b) 濃度の測定	17
	(c) 流速の測定	20
2.3.2	非定常乱流噴流	24
	(a) シュリーレン写真による観察	24
	(b) 濃度の測定	25
	(c) 流速の測定	27
2.4	非定常層流噴流の渦形成と混合過程の数値解析	30
2.4.1	基礎式	32
2.4.2	計算方法	33
2.4.3	計算結果と検討	34
2.5	むすび	39
第3章	定常乱流噴流の濃度と流速の連続同時測定	42

3. 1	まえがき	42
3. 2	実験装置と方法	42
3. 3	測定方法の検討	46
3. 4	実験結果と考察	51
3. 4. 1	周囲とほぼ同じ密度のガスを噴出する場合 (ケースⅠ)	52
3. 4. 2	周囲よりも大きな密度のガスを噴出する場合 (ケースⅡ)	54
3. 5	むすび	56
第4章	拡散火炎の多点同時温度測定	58
4. 1	まえがき	58
4. 2	実験装置と方法	58
4. 3	実験結果と考察	61
4. 4	むすび	66
第5章	拡散火炎のOH濃度と温度測定	69
5. 1	まえがき	69
5. 2	記号	69
5. 3	OH蛍光スペクトルのシミュレーション	72
5. 4	OH濃度の算出法	77
5. 4. 1	OH相対濃度の算出法	77
5. 4. 2	OH絶対濃度の算出法	79
5. 5	温度の測定法	80
5. 6	実験装置と方法	80
5. 7	実験結果と考察	82

5. 7. 1	OH蛍光スペクトル	82
5. 7. 2	OH濃度	84
5. 7. 3	火炎温度	85
5. 8	むすび	89
第6章	拡散火炎の酸素濃度と温度測定	91
6. 1	まえがき	91
6. 2	記号	91
6. 3	酸素分子からの誘起蛍光のシミュレーション	92
6. 4	火炎温度の測定法	94
6. 5	酸素濃度の測定法	95
6. 6	実験装置と方法	95
6. 7	実験結果と考察	96
6. 8	むすび	101
第7章	結論	103
謝辞		107

第1章 緒論

1. 1 まえがき

レーザーは誘導放射によって光の増幅や発振を行う装置の総称であり、ほとんど完全に位相のそろったコヒーレント光が得られ、単色性、指向性に優れている。このため高精度・高感度の非接触計測に応用される優位性を持つ。

レーザー計測はレーザー光を測定体積に入射することにより、測定場の分子や原子を電磁気的作用により励起し、それらが後に下位のエネルギー準位へ遷移する際に外部に放出する光を検出することによって測定場の状態を知る手法である。外部に放出される光は分子や原子の内部エネルギー状態に依存し、その測定場の温度、成分濃度、圧力、速度などの情報を含み、これらを測定分析することにより局所的な測定場の状態を知ることを目的とする。気体からの散乱光として、入射されるレーザー光の波長より十分小さい分子や原子から放出される光にはそのエネルギーの遷移過程によって、レーリ散乱、ラマン散乱、レーザー誘起蛍光などがある。

近年、レーザーおよび光学検出器の発達にともない、流動場や燃焼場の計測にレーザー測定法が用いられる研究が増加している。レーザーを用いた計測では流れなどの状態を乱さず、応答速度も流動変化に比べて十分早いことから、乱流場の変動を含む高分解能を必要とする測定に応用されている。また、波長可変の高出力レーザー光を用いることにより火炎内の反応中間生成物の濃度計測が可能となり、素反応を含んだ燃焼モデルの検証のための基礎データとして利用できる可能性をもつ。レーザーを用いた計測は基礎的な流動や火炎場を対象とするばかりではなく、エンジン内の複雑な流動や反応を伴う場についても適用されつつある。

本研究では主に、非定常な流れ、密度の不均一な流れおよび、燃焼によって温度と密度が不均一になる流れを対象とする。このような流れ場での流動、混

合および燃焼の挙動を調べるには密度または温度が不均一な場で高い空間分解能および時間分解能をもった計測を行う必要がある。特に、流速と濃度の変動の相互相関に起因する乱流場の混合の挙動を調べるには流速と濃度の瞬時、同時測定が必要となる。火炎中の活性化学種は燃焼過程で生じる不安定な成分であり、燃焼反応を解析するためには重要であるが、ガスサンプリングプローブを用いた方法では検出することが困難である。このためには非接触測定が必要である。このような測定対象にはレーザーのもつ特性を利用することが有用である。

本研究では比較的散乱光強度の強いレーリ散乱およびレーザー誘起蛍光の各特長に着目し、個々の測定場にレーザー計測を試み、その流動とスカラー量（濃度、温度）の挙動を評価することを目的とする。

1. 2 従来の研究

レーザー光を入射した場合に分子や原子のエネルギー遷移過程から生じるレーリ散乱、ラマン散乱、レーザー誘起蛍光などを用いた計測の従来の研究について以下に述べる。

レーリ散乱は入射光と分子との弾性的散乱である。散乱光の周波数と入射光の周波数が一致し、分子の種類によって散乱光の周波数が変化しないが、その散乱光強度は有効散乱断面積と分子数密度の積に依存する。このため、多成分系での各成分の濃度計測はできないが、散乱断面積が分子の種類により異なるので、分子数密度の測定や2成分系での各成分の濃度計測が可能であり、レーリ散乱を用いての噴流の2成分濃度計測の研究例が報告されている⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾。このうち、Longら⁽⁴⁾は乱流噴流の2次元濃度計測を行っている。温度を計測する場合は火炎中での成分濃度が局所的に変化しているので、燃料成分比を燃焼ガス内で有効散乱断面積ができるだけ変化しないように設定する必要があり、燃料成分には制限がある。しかし、レーリ散乱には比較的簡単な光学装置により

その散乱光強度から直接火炎内温度を評価できる利点がある。レーリ散乱法を用いた火炎内の温度計測については幾つかの実験例が報告されている⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾。このうち、Namazianら⁽⁶⁾は異なる2点の測定点において温度を測定し、火炎内密度の時間、空間相関を評価している。Rajanら⁽⁷⁾は予混合火炎において一次元の多点温度測定を行い、Fougetteら⁽⁸⁾は2次元での同時温度測定を行い、火炎構造を評価している。しかしながら、空間の温度分布を時間分解して測定した例は少ない。

ラマン散乱は入射光と分子との非弾性的散乱であり、入射光の周波数と散乱光の周波数が異なっている。分子のエネルギー準位はその化学種に固有であり、温度によって各回転、振動、電子エネルギー準位に占める数密度の分率が異なる。このため、ラマン散乱スペクトルは化学種とその温度に依存する。しかし、その散乱断面積がレーリ散乱の約1000分の1と小さく⁽¹¹⁾、散乱光強度が弱いことがラマン散乱の利用を難しくしている。ラマン散乱を用いた実験例としてはDrakeら⁽¹²⁾の水素-酸素火炎に関するストークスとアンチストークス回転ラマン散乱測定がある。Dibbleら⁽¹³⁾はメタン拡散火炎にラマン散乱法を適用し、火炎内の N_2 、 CO_2 、 H_2O など多成分の濃度を同時測定している。最近ではCARS (Coherent anti-Stokes Raman Spectroscopy) による測定に関する研究も行われている。CARSによる放出光は方向性が強いためにラマン散乱に比べて強い受光強度が得られる。Hallら⁽¹⁴⁾はCARSを用いることにより、火炎内の窒素、水素、水蒸気、一酸化炭素からの散乱スペクトルより火炎温度の測定を行っている。また、アセチレンのCARSスペクトル計測による濃度検出がLuchtら⁽¹⁵⁾によって行われている。

レーザー誘起蛍光は入射レーザー光の吸収遷移過程により励起された分子や原子から放出される自然放出光である。入射光の周波数が分子や原子の吸収帯と一致すると分子や原子が上位の電子エネルギー状態へ励起される。励起されたエネルギー準位では不安定なので、すぐに安定な下位準位に戻る。この際に、放出さ

れる自然放出光のうち比較的その寿命が短く、スピン多重度に変化しない遷移過程をレーザ誘起蛍光と呼ぶ。レーザ誘起蛍光は他の散乱に比べて放出光強度が強く、微量成分である火炎内のラジカルを測る場合に有利である。また、蛍光スペクトルは入射レーザ波長よりも長波長帯までおよぶため粒子からのミー散乱の影響を受けにくい。しかし、レーザ誘起蛍光は誘導吸収、誘導放出、自然放出、消光過程などの遷移過程に相互に関係しているため、数密度、温度など内部状態と遷移過程との関連を分析することが必要となる。近年、レーザ誘起蛍光を用いた測定によって火炎内で生成される各種化学種成分の測定が可能となっている。例えば、BaronovskiとMcDonald⁽¹⁶⁾はアセチレン-酸素火炎中の C_2 濃度の測定を、OHについてはレーザ励起による励起状態の分子の緩和過程をモデル化することにより、誘起蛍光スペクトルの予測計算をChanとDaily⁽¹⁷⁾が行い、飽和蛍光を用いた減圧火炎内のOH濃度測定⁽¹⁸⁾および、飽和状態での異なる二つの吸収遷移を用いた蛍光強度の比率による火炎温度の測定がLuchtら⁽¹⁹⁾によって行われている。そのほか、NO^(20, 21)、NO₂^(22, 23)、CH⁽²⁴⁾、CN⁽²⁵⁾、NH⁽²⁶⁾、CO⁽²⁷⁾、O₂^{(28) - (30)}、H₂O⁽³¹⁾などについて測定が行われている。最近では多光子吸収過程や多段階の吸収過程を応用することにより、さらに短波長の光子励起を必要とする遷移過程例えば、O、Hなどの原子での誘起蛍光過程⁽³²⁾が測定の対象とされている。

このようにレーザ光を用いた計測は瞬時の現象を高分解能で計測できる点に特長がある。また蛍光および散乱光には同時に多種類の情報が含まれており、これらを測定することが可能である。このため、流動場における非定常挙動の時間履歴計測や燃焼場における微量成分濃度計測にはレーザ光を用いた測定法が必要であり、不可欠となっている。

1. 3 本研究の目的と概要

レーザを用いた計測では流れなどの状態を乱さず、応答速度も流動変化に比

べて十分早いことから、乱流場の変動を含む高分解能を必要とする測定に応用されている。また、波長可変の高出力レーザー光を用いることにより火炎内の反応中間生成物の濃度計測が可能となる。本研究では密度不均一を伴う噴流と拡散火炎場を主な測定対象とし、散乱光強度の比較的強いレーリ散乱およびレーザー誘起蛍光の各特長に着目し、個々の測定場にレーザー計測を試み、その流動とスカラー量（濃度、温度）の挙動を評価することを目的とする。

本論文の構成は以下の通りである。

第2章では、レーリ散乱光強度が2成分系ガス濃度のモル分率に対応することを利用し、窒素の周囲流中に二酸化炭素を噴出させる非定常層流噴流、および乱流噴流において、レーザー・ドップラ流速計と併用することにより濃度と流速の測定を行い、シュリーレン写真による噴流形状やリング状渦の形成状況を観測し、渦を含む噴流内の流動と混合過程を調べる。

さらに、渦の形成により誘起される流動と混合過程を詳細に解析するために、数値シミュレーションの手法を用いて、非定常層流噴流における渦形成や混合状況を予測し、実験結果と比較検討を行う。

第3章では、レーザー誘起蛍光とレーザー・ドップラ流速計を併用することにより、流速と濃度の瞬時、同時測定を行い、物質の乱流輸送流束を直接求める。乱流場における物質の乱流拡散は流速と濃度の変動の相互相関に起因する。このため、それらの相関を直接求めることは乱流輸送特性を調べ、また、乱流輸送のシミュレーションのための基礎データを得るのに役立つ。流速の検出にはレーザー・ドップラ流速計(LDV)を用いることができる。レーザー誘起蛍光は散乱光強度が強いため、濃度の連続測定に適すると考えられる。また、粒子からのミー散乱とは波長が異なるので、LDVと組合せ信号を分離して処理することにより濃度と流速の連続同時測定が可能になると期待される。そこで、その適用性を調べ、乱流噴流に関して測定を行う。

第4章では、レーリ散乱法を火炎内の多点温度測定に適用する。温度の時間

変動および空間的な瞬時分布を知ることは火炎内の状態を詳細に調べるために必要である。レーリ散乱法は比較的散乱断面積が大きく、散乱光強度の計測が容易である。そこで、レーリ散乱光強度を一直線上にダイオードアレイをもつ検出器を用いて多点同時検出し、瞬時の空間温度分布を測定しようとする。このためにまず、本実験の測定法の問題点を明らかにし、その適用性を調べる。さらに、この測定法を乱れの異なる乱流拡散火炎に適用し、火炎内での温度の空間分布の挙動などを調べる。

第5章では、XeClエキシマレーザがOHラジカルの $A^2\Sigma^+-X^2\Pi(0,0)$ 吸収遷移過程に対応する308 nmの近くに発振波長をもつことに着目し、エキシマレーザのみにより火炎内のOHラジカルを励起することによってOH蛍光スペクトルを測定し、火炎内の温度、OH濃度の評価を行う。反応過程で生成されるラジカル(OH, CHなど)の濃度や温度の局所値を評価することは火炎内の反応過程や非平衡性を理解するために重要である。XeClエキシマレーザはその発振波長幅が比較的広く、このためOHラジカルは数多くの吸収遷移過程により同時に励起される。それゆえ、XeClエキシマレーザによって励起されたOHの蛍光スペクトルを評価するためにはこの多数の遷移過程による影響を考慮する必要がある。

本章では、①XeClエキシマレーザを用いることにより、大気圧下での水素拡散火炎を測定対象とし、火炎内のOH濃度および温度の検出を行う。また、②遷移レート方程式を多数の吸収遷移過程の影響を考慮して解くことにより、OH誘起蛍光スペクトルを評価する。③測定を行ったOH誘起蛍光スペクトルの結果からOHラジカルの相対および絶対濃度の測定を行う。また、④レーリ散乱光強度を発光スペクトルより分離し、火炎温度の測定を行い、その妥当性を調べる。

第6章では、ArFエキシマレーザの発振線(193 nm付近)が酸素分子の吸収遷移過程 $B^3\Sigma_u^- \leftarrow X^3\Sigma_g^-$ に対応することを利用し、酸素分子からの誘起蛍光ス

ペクトルを測定する。火炎内の反応過程において酸素分子は重要な要素であるので、局所的な酸素濃度を測定することは火炎の構造を理解する上で必要であると考えられる。また、酸素分子からの蛍光は温度に対する感度が高いことから、成分が変化しないガスの温度を測定する手段としても利用できる可能性がある。酸素分子は空気中に一定割合含まれていることからトレーサガスとして利用しやすい利点もある。本章では①層流拡散火炎を対象とし、ArFエキシマレーザー励起による酸素分子からのレーザー誘起蛍光のスペクトル測定、②遷移レート方程式による蛍光スペクトルのシミュレーション、③レーリ散乱と酸素分子からの誘起蛍光を同時に測定することにより、火炎内の温度と酸素濃度の測定を行い、測定法の適用性を評価することを目的とする。

最後に、第7章では第2章から6章までの結論を総括して記述する。

参考文献

- (1) Graham, S. C., Grant, A. J. and Jones, J. M., AIAA J., 12-8, (1974), 1140.
- (2) Dyer, T. M., AIAA J., 17-8, (1979), 912.
- (3) Leipertz, A., Applied Optics, 21-16, (1982), 2872.
- (4) Escoda, M. C. and Long, M. B., AIAA J., 21-1, (1983), 81.
- (5) Pitts, W. M. and Kashiwagi, T., J. Fluid Mech., 141, (1984), 391.
- (6) Namazian, M., Talbot, L., Robben, F. and Cheng R. K., Proc. 19th Symp. (Int.) Combust., (1982), 487.
- (7) Rajan, S., Smith, J. R. and Rambach, G. D., Combust. Flame, 57, (1984), 95.
- (8) Fourquette, D. C., Zurn, R. M. and Long, M. B., Combust. Sci. Tech., 44, (1986), 307.
- (9) 吉川, 丹羽, 大竹, 機論, 50-452, B, (1984), 1088.

- (10) Dibble, R. W. and Hollenbach, R. E., Proc. 18th Symp. (Int.) Combust., (1981), 1489.
- (11) Eckbreth, A. C., "Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species", Abacus Press, (1987), 371.
- (12) Drake, M. C. and Rosenblatt, G. M., Combust. Flame, 33, (1978), 179.
- (13) Dibble, R. W., Masri, A. R. and Bilger, R. W., Combust. Flame, 67, (1987), 189.
- (14) Hall, R. J. and Eckbreth, A. C., Optical Engineering, 20-4, (1981), 494.
- (15) Lucht, R. P., Farrow, R. L. and Palmer, R. E., Combust. Sci. and Tech., 45, (1986), 261.
- (16) Baronavski, A. P. and McDonald, J. R., Applied Optics, 16-7, (1977), 1897.
- (17) Chan, C. and Daily, J. W., Applied Optics, 19-8, (1980), 1357.
- (18) Lucht, R. P., Ph.D. Thesis, Purdue University, (1981).
- (19) Lucht, R. P., Laurendeau, N. M. and Sweeney, D. W., Applied Optics, 21-20, (1982), 3729.
- (20) Kychakoff, G., Knapp, K., Howe, R. D. and Hanson, R. K., AIAA J., 22-1, (1984), 153.
- (21) Seitzman, J. M., Kychakoff, G. and Hanson, R. K., Optics Letters, 10-9, (1985), 439.
- (22) Alden, M., Edner, H. and Wallin, S., Optics Letters, 10-11, (1985), 529.
- (23) Cattolica, R. J., Proc. 21th Symp. (Int.) Combust., (1986), 1551.
- (24) Joklik, R. G. and Daily, J. W., Combust. Flame, 69, (1987), 211.

- (25) Jeffries, J. B., Copeland, R. A., Smith, G. P. and Crosley, D. R., Proc. 21th Symp. (Int.) Combust., (1986), 1709.
- (26) Salmon, J. T., Lucht, R. P., Sweeny, D. W. and Laurendeau, N. M., Proc. 20th Symp. (Int.) Combust., (1984), 1187.
- (27) Seitzman, J. M., Haumann, J. and Hanson, R. K., Applied Optics, 26-14, (1987), 2892.
- (28) Lee, M. P., Paul, P. H. and Hanson, R. K., Optics Letters, 11-1, (1986), 7.
- (29) Lee, M. P. and Hanson, R. K., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 36-5, (1986), 425.
- (30) Lee, M. P., Paul, P. H. and Hanson, R. K., Optics Letters, 12-2 (1987), 75.
- (31) Meijer, G., Meulen, J. J., Andresen, P. and Bath, A., J. Chem. Phys. 85-12, (1986), 6914.
- (32) Goldsmith, J. E. M. and Anderson, R. J. M., Applied Optics, 24-5 (1985), 607.

第2章 非定常噴流の流動と濃度測定

2.1 まえがき

非定常の噴流は副室式内燃機関内の流れ、ディーゼル機関における燃料噴射によって誘起される流れ、内燃機関の吸入過程における燃焼室内の流れ、パルス燃焼装置内の流れなどに見られる。また、定常噴流においても、層流から乱流への遷移や乱流の組織的構造には比較的大きいスケールでの非定常流動の挙動が現れる。このため、非定常噴流における流動や混合の過程を基礎的に調べることは燃焼室内のガス流動、混合および燃焼過程を理解し、また非定常流動と混合過程の基礎的挙動を理解するのに役立つ。

定常噴流の研究は従来から比較的多くなされているが^{(1)・(2)}、非定常噴流の研究はそれほど多くない。非定常噴流の研究としては、静止空気中への空気の噴流^{(3)・(4)}、水中へのNaCl水溶液の噴流⁽⁵⁾、空気中へのヘリウムの噴流^{(6)・(8)}、の例が見られる。これらの結果から、非定常乱流噴流は噴流先端の非定常部と噴流上流の定常部からなること^{(3)・(8)}、非定常部には比較的大きいスケールの不規則ではない変動があること^{(3)・(5)}、非定常部では周囲流体を押し出し、定常部では周囲流体を誘引する流れが生じること^{(5)・(8)}、などが指摘され、また、噴流の到達距離^{(3)・(5)・(6)}も測定されている。

Yamadaらは間欠噴流で形成されるリング状渦の追い越し現象を調べている⁽⁹⁾。定常の円形噴流においても、ノズル出口近傍で乱流に遷移する過程でリング状渦が形成され、乱流の組織的構造に発達することが指摘されている⁽¹⁰⁾。しかし、非定常噴流内に形成される渦内部の流速と濃度を測定して流動と混合過程を明確にした例は見当たらない。

本章では窒素の周囲流中に二酸化炭素を噴出させる非定常層流噴流、および乱流噴流において、シュリーレン写真による噴流形状やリング状渦の形成状況を観測し、レーリ散乱法とレーザ・ドップラ流速計による濃度と流速の測定を

対応させて、渦を含む噴流内の流動と混合過程を調べることを目的とする。さらに、数値シミュレーションの手法を用いて、非定常層流噴流の流動状況および混合過程の解析を行う。Fujiwara⁽¹¹⁾, Reynolds⁽¹²⁾は数値シミュレーションを用いて渦形成を伴う二次元せん断流における流動を数値解析し、流動状況と混合過程、渦の吸収合体を評価しているが、渦形成が流動に大きく影響する非定常層流噴流について渦形成と渦内部の流動、および混合過程を数値シミュレーションを用いて評価した例はほとんどない。そこで、実験で得られる噴流の特徴的な挙動、すなわち①渦形成と合体の様子、②渦内部の巻き込みによる流動や混合の挙動、③噴流の時間発達などについて実験結果と比較検討を行う。

2. 2 実験装置と方法

図2-1は実験装置の流れ系の概略である。ポンペからの二酸化炭素(CO_2)は所定の圧力で蓄圧タンクに充てんされ、電磁弁と絞りを経て、直管部の長さ約1m、内径20mmのノズルに至る。絞りは内径1.69mm、長さ30mmの細管で、電磁弁のすぐ下流に設置する。電磁弁の開放によって所定の蓄圧タンク圧力と絞り下流の圧力の差によって生じるほぼ一定流量の流れを得る。この流れにより、前もってノズル管内に充てんした CO_2 を急に押し出すことによってノズルから CO_2 が急に流出する非定常噴流を得る。非定常層流噴流を測定対象とする場合には絞りからノズル先端までのノズル管は内径20mm、全長1.6m(ノズル先端部の直管部約1mを含む。)を、非定常乱流噴流の場合には内径7.7mmのノズルを用いた。レーザ・ドップラ流速計(LDV)により流速を測定するときには蓄圧タンクとは別回路で公称平均粒径 $3\mu\text{m}$ のタルク粉体を充てんした容器内に CO_2 ガスを吹き込む。浮遊した粒子のうち大きいものを除去するためにサイクロン型容器に通し、絞りより下流のノズル管内に充満させる。その後、蓄圧タンクからの CO_2 ガスを電磁弁で開放し、絞りを通して流すことによりノズル管内に充てんした CO_2 を押し出し、散乱粒子を含んだ非定常噴流を得

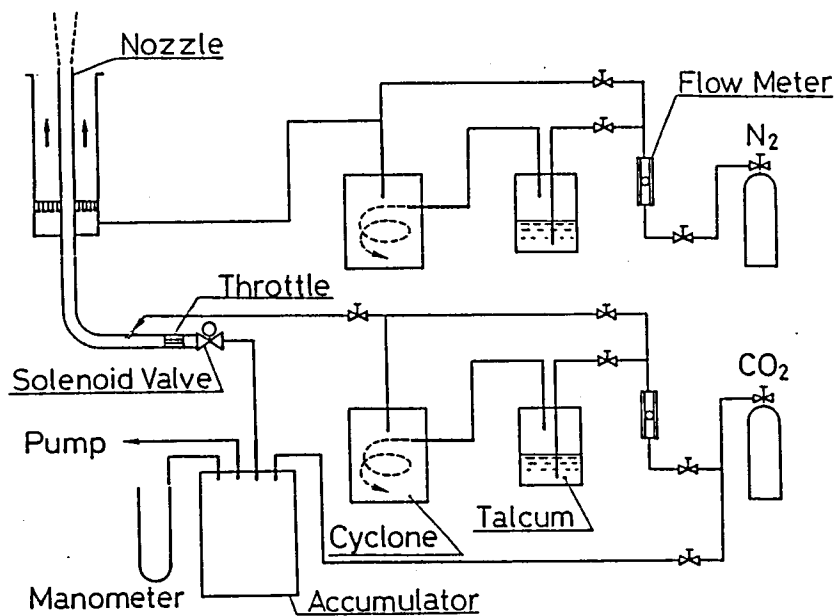


图 2 - 1 流れ回路概略図

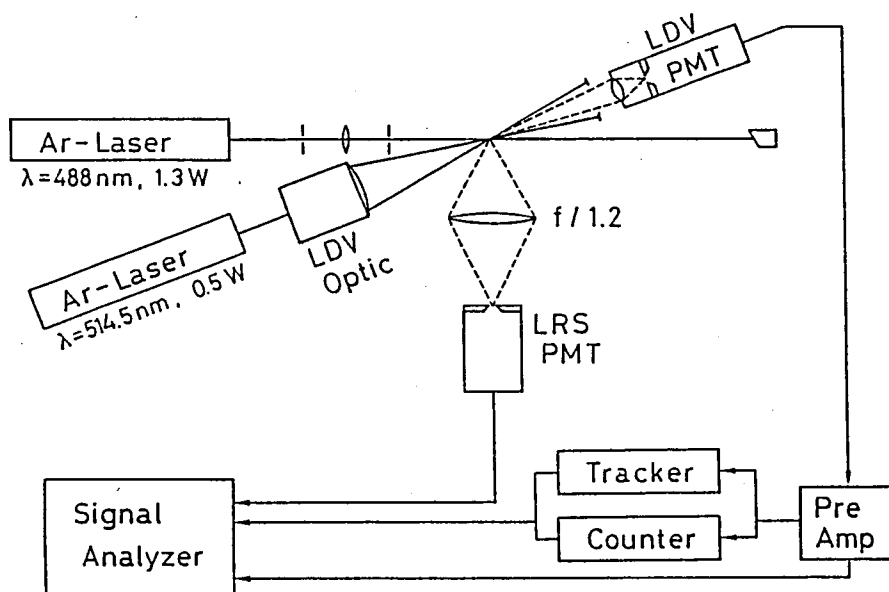


图 2 - 2 測定装置概略図

る。噴流の周囲には内径77mmの外管から低速（平均流速0.18m/s）で窒素（N₂）ガスを定常的に流し、空気中の粒子が噴流内に巻き込まれるのを防ぐ。LDVによる流速測定時には周囲流のN₂ガス中にも散乱粒子としてタルク粉体を浮遊させる。

図2-2は流速と濃度を検出するための光学系装置の概略である。濃度の検出はレーリ散乱法を用いる。すなわち、圧力と温度が一定の条件では2成分系のガスの各成分のモル分率がレーリ散乱光強度に比例するので散乱光強度を検出して濃度を知る。この場合、レーリ散乱光強度 I_R は式(2-1)で表される。

$$I_R = x_1 I_1 + x_2 I_2 \quad (2-1)$$

ここで、 x_1 、 x_2 は各成分のモル分率、 I_1 、 I_2 は各成分のみが存在するときのレーリ散乱光強度を各々表す。すなわち、あらかじめ I_1 、 I_2 を測定しておくことより、検出したレーリ散乱光強度より各成分のモル分率 x_1 、 x_2 が求められる。

アルゴンイオンレーザービーム（1.3W、波長488nm）を測定体積部に絞り込み、測定体積部でのガス分子からのレーリ散乱光を入射レーザー光に対して直角方向からレンズ（f1.2）で集光し、光電子増倍管（図2-2のLRS PMT）でその強度を検出する。測定体積の大きさは長さ1mm、直径約0.1mmである。ただし、測定体積の長手方向を濃度勾配のない周方向に設置することで、実験的な空間分解能が高くなる。たとえば、半径位置 $r = 5$ mm近傍の測定位置では、測定体積内の半径方向位置のずれは0.13mm程度である。レーリ散乱による濃度測定に先立ち、既知の濃度のガスによる検定を行い、散乱光強度と濃度に直線的関係があること、また、信号とノイズ強さの比（S/N比）は30程度であることを確かめている。

流速の測定は前方散乱型レーザー・ドップラ流速計（LDV）による。測定体積は最大長さ1.4mm、直径0.12mmである。ドップラ信号の検出にはカウンターを

用いることも試みたが、主として連続的な検出ができるトラッカーを用いた。濃度と流速の検出には測定体積を同じ位置に合わせているが、それらの検出は別々に行い、濃度の検出時には散乱粒子を浮遊させていない。流速と濃度の信号はそれぞれ電磁弁を開放するための通電時刻を時間基準にしてデジタル信号解析器に記憶させる。図2-2の光学系は固定しておき、ノズル系を三次元移動台で移動させることにより測定点の位置をかえる。

また、He-Neレーザを用いて噴流が測定点に到達した時刻の検出も行っている。入射レーザをフォトダイオードで直接受光し、信号をアンプを介して増幅する。到達時刻はCO₂噴流が測定点に到達すると、周囲流体との屈折率が変化し、受光信号の変動が大きくなることを利用して検出している。

濃度と流速の測定に先だち、シュリーレン写真を撮影し、非定常噴流の流れと混合の状況を可視化し、渦の形成やそれによる周囲流体の巻き込みや混合の状況を観測した。

2. 3 実験結果と考察

2. 3. 1 非定常層流噴流

(a) シュリーレン写真による観察

図2-3はCO₂の蓄圧タンク内のゲージ圧力を700mmHg(93.3kPa)とし、N₂の周囲流速を平均0.18m/sとした場合の典型的な非定常層流噴流のシュリーレン写真を高速度カメラ(毎秒1000コマ)で撮影したものである。噴流のCO₂と周囲流のN₂の密度差によってシュリーレン写真撮影が可能となっている。図2-3の左端には写真と対応する寸法で軸方向に30mm間隔、半径方向に5mm間隔に目盛りを付けている。各写真に付けた時間は噴出開始から(高速度写真でノズル先端から噴出が認められてから)の経過時間である。噴流は時間とともに発達し、噴流中心軸に関して対称の大きな規則的渦が次々に発生し、順次下流に流れていく。ノズル出口近傍および噴流主流部の中心軸上の流速は後述のLDV

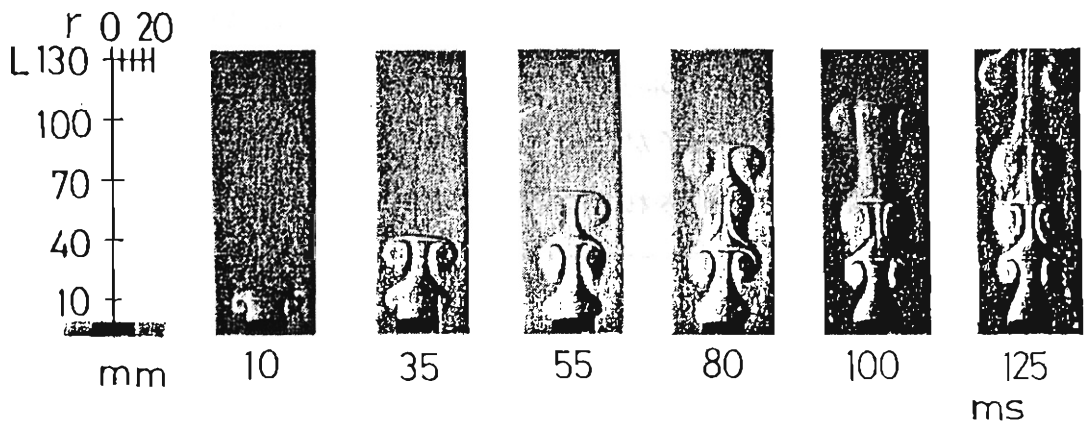


図 2 - 3 非定常層流噴流のシュリーレン写真

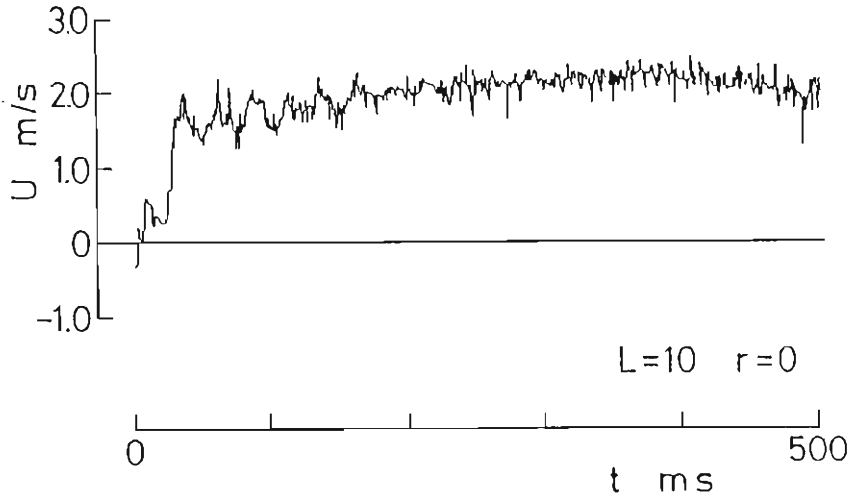


図 2 - 4 軸方向流速の時間履歴 ($L = 10\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$)

での測定によると1.5~2.0m/s程度であるが、噴流先端の進行速度または先端部の渦の対流速度は約1.2m/sである。すなわち、渦の対流速度は噴流主流部流速よりもかなり遅いことがわかる。渦によって噴流は周囲流体のN₂ガスを巻き込み、渦の内部で混合が進む様子が観察できる。時間が80~100msの間で先端から2番目の渦は先端の渦に吸収されて消滅し、2番目の渦のあった領域は100msの写真のように細長い噴流首部となる。

図2-3の条件で時間がさらに経過すると、渦の発生する位置はノズル出口から下流に離れていく傾向がある。また、経過時間が500msを越すと、ノズル管の他端より上流の絞りからの噴流などによる乱れが流出してくる。このとき、噴流初期に見られるような規則性のある大きいスケールの渦は見られなくなり、不規則な細かい乱れが噴流全体を占めるようになる。

上記のような写真観察による渦の挙動などの現象は実験の再現性がよいことも確かめている。蓄圧タンクのゲージ圧力を93.3kPaの1~0.25倍にかえて噴出流速をかえたり、周囲流速を0.18m/sの0~2倍にかえても図2-3と類似の大きいスケールの渦による周囲流体の巻き込みなどの現象が見られる。

噴流先端部に生じる渦に続く2番目以降の渦の発生原因について、①噴流と周囲流の速度差によって生じる不安定、②絞りからノズル出口までの気体の圧縮性に起因する振動（気柱振動）などが考えられる。気柱振動の影響があるかどうかを調べるため絞りからノズル出口までの長さを1.6、1.9、3.1mとしたときの渦発生周期を測定したところ、それぞれ23、28、49msであった。それぞれの場合の気柱振動の基本振動周期の計算値は23.9、28.4、46.4msであり、実験で得られる渦発生周期とほぼ一致することがわかる。このことから、2番目以降の渦発生は気柱振動の影響を受けていることが予想できる。本章の実験は絞りからノズル出口までの管長さを1.6mとした場合である。ノズル出口からの距離Lが10mmの中心軸上での流速の変化をLDVにより測定した例が図2-4である。横軸のtは電磁弁開放時刻からの時間である。噴出初期に渦の周期に対

応した流速変動が見られる。

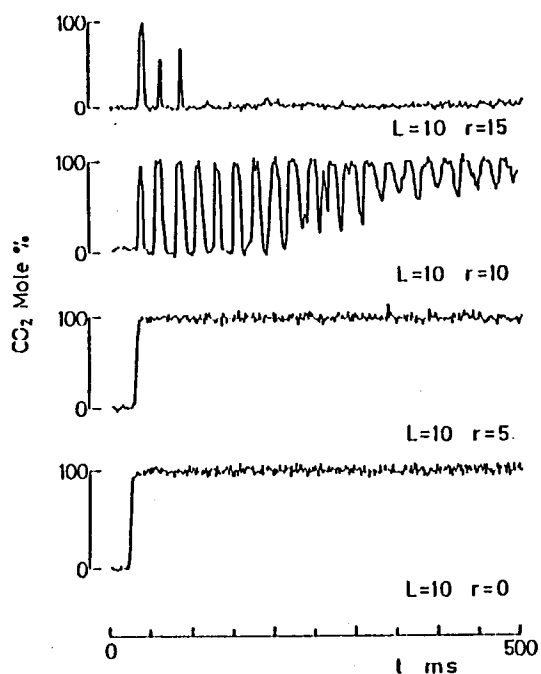
(b) 濃度の測定

図2-3のシュリーレン写真に対応する噴流について、ノズル出口からの距離 L を10, 40, 70, 100mmなどの断面において、中心軸からの半径方向距離 r を0, 5, 10, 15mmなどにおいて測定点を固定し、時間 t に対して濃度の変化を測定した。CO₂濃度の検出方法は2.2節による。ただし、それに先だち非定常噴流の再現性を確認するため $L=40$ mm, $r=10$ mmの位置での電磁弁通電開始時刻からの時間 t に対する濃度変動の波形を繰り返し測定し、比較した。その結果、濃度変動波形はよい再現性があることがわかった。

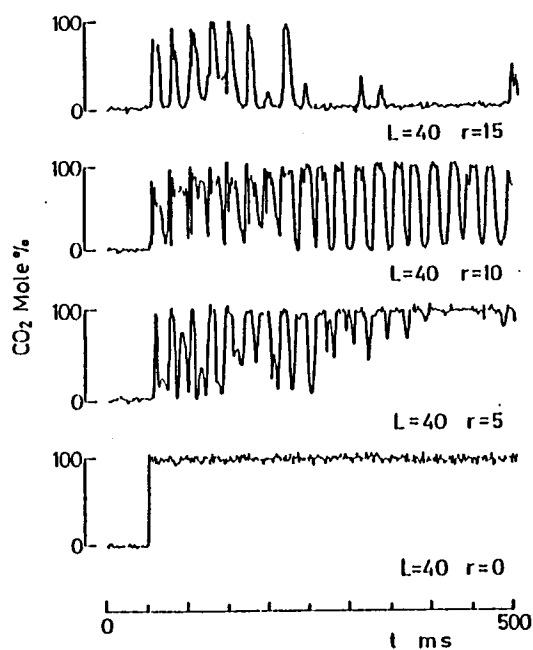
図2-5には各測定点の L および r に対するノズル流体CO₂の濃度の時間履歴を示す。横軸の時間 t はCO₂を噴出するための電磁弁通電開始時刻からの時間である。ただし、高速度カメラによる観測および噴流先端の到達時間を各点で検出し、噴流先端がノズル出口にある時刻を外そうして求めると、実際の噴出開始は電磁弁への通電開始から約20ms後であることが確かめられた。

図2-5ならびにシュリーレン写真との対応から次のことが言える。

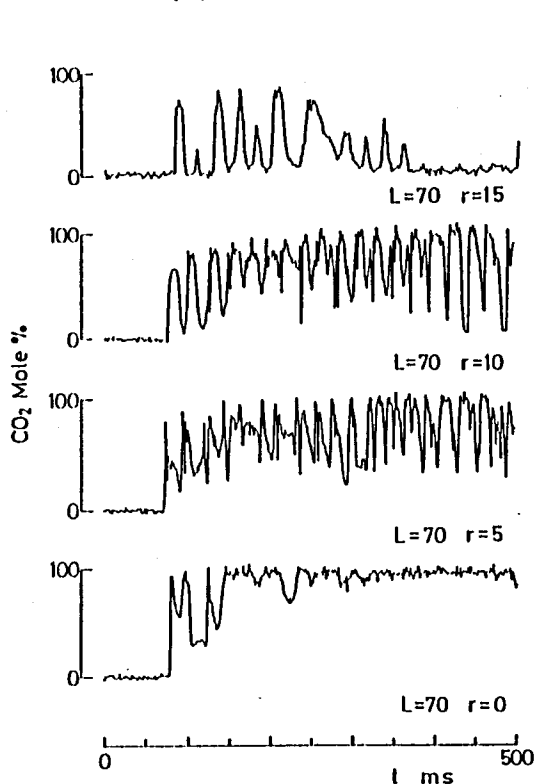
- (1) ノズル出口近傍の中心部 ($L=10$ mmで $r=0, 5$ mm, $L=40$ mmで $r=0$ mm) では噴流到達により急速にCO₂濃度が立ち上がり、その後、約100%に保たれる。これは周囲流のN₂が中心部にまで届かないためである。微細な変動が見られるが、ノイズと考えられる。
- (2) ノズル出口近傍の周辺部 ($L=10$ mmで $r=10$ mm, $L=40$ mmで $r=5$ mm) では発生する渦の周期と対応して大きい濃度変動が生じる。各渦が検出部に到達すると、CO₂濃度が急速に立ち上がり、約100%に達するが、渦内部や渦の間では周囲流のN₂を巻き込みCO₂濃度が下がる。時間が経つにつれてCO₂の濃度の下がりかたが小さくなり、N₂の侵入が無くなってくるが、これは渦の発生位置がノズル先端より下流に移るためである。
- (3) 下流 ($L=70, 100$ mm) では噴流先端近くの渦の間に周囲流体が巻き込まれ、



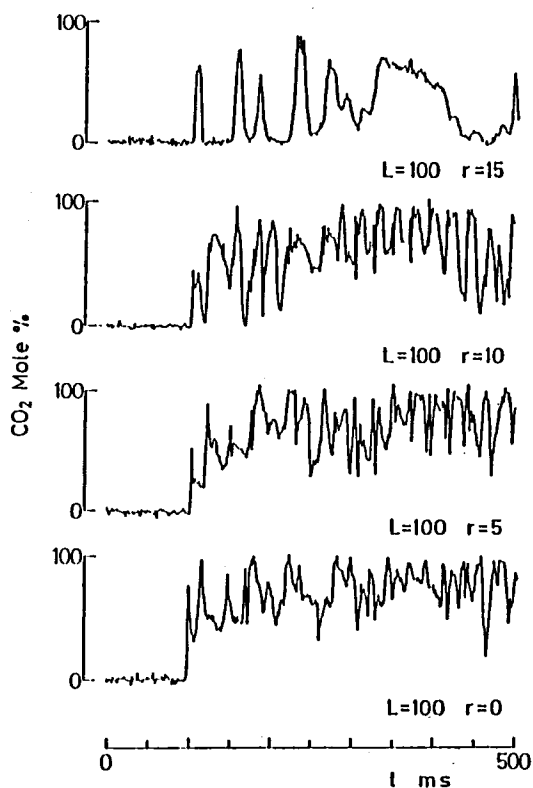
(a) $L = 10\text{mm}$



(b) $L = 40\text{mm}$



(c) $L = 70\text{mm}$



(d) $L = 100\text{mm}$

図 2-5 ノズル流体 (CO_2) の濃度の時間履歴

下流ほど中間的な濃度が見られ、混合が進む。ただし、噴流先端部では CO_2 濃度が急速に立ち上がり、 CO_2 濃度の高い層がある。

(4) $L = 40 \sim 100\text{mm}$ で $r = 5, 10\text{mm}$ では測定点を渦が横切って流れ、渦の通過に応じた大きい濃度変動の中に渦による周囲流体の巻き込みに対応した濃度変動が生じる。下流になるほど渦内部の濃度が平坦化し、分子混合が進行していることがわかる。ただし、 $r = 10\text{mm}$ で $L = 40\text{mm}$ と 70mm を比較すると、時間 t が 250ms 以降では下流 ($L = 70\text{mm}$) の点のほうが渦による周囲流体の巻き込みが発達し、微細化している。これは、時間が経過すると渦の発生および発達が下流へ移行するためである。

(5) $r = 15\text{mm}$ は噴流周辺部であり、 $L = 10\text{mm}$ では1～3番目の渦に対応して、また $L = 40\text{mm}$ では1～6番目と8番目の渦に対応して高い CO_2 濃度が検出されるが、それ以外の渦では CO_2 が検出部まで到達しにくい。 $L = 70\text{mm}$ では2, 5番目の渦に対応する CO_2 のピークが小さくなり、 $L = 100\text{mm}$ ではそれらが検出されなくなる。これは2, 5番目の渦の一部または全部がその前の渦と合体、吸収された結果である。

図2-6には $L = 40\text{mm}$ の近傍を通過する先端部の2つの渦を含む噴流の形状をシュリーレン写真から予想した模式図と $L = 40\text{mm}$ の断面での $r = 5, 10, 15\text{mm}$ の各点での濃度の測定を図2-5から抜き出したものを対応させて示す。 $r = 5, 10, 15\text{mm}$ の各点での測定は模式図中の各半径位置を噴流がそれぞれ $A \rightarrow I, J \rightarrow T, U \rightarrow Z$ と測定点を移動した場合のものと同じと見なすことができる。噴流の各部が測定点を通過するときの特徴のある各位置に符号 $A \sim Z$ を付け、それらの点に対応する濃度波形上の点に同じ符号を付けている。これから、各点で測定される濃度の変動はその点を通過する渦の状況とかなりよく対応させることができ、①各渦の前部である A, J, U および E, O, X 点では CO_2 濃度が高いこと、②周囲流体を層状に巻き込んでいる領域 B, C, D, F, H および K, N, P, S 点では CO_2 濃度が低いこと、③渦の中央部 M, R 点では CO_2 と

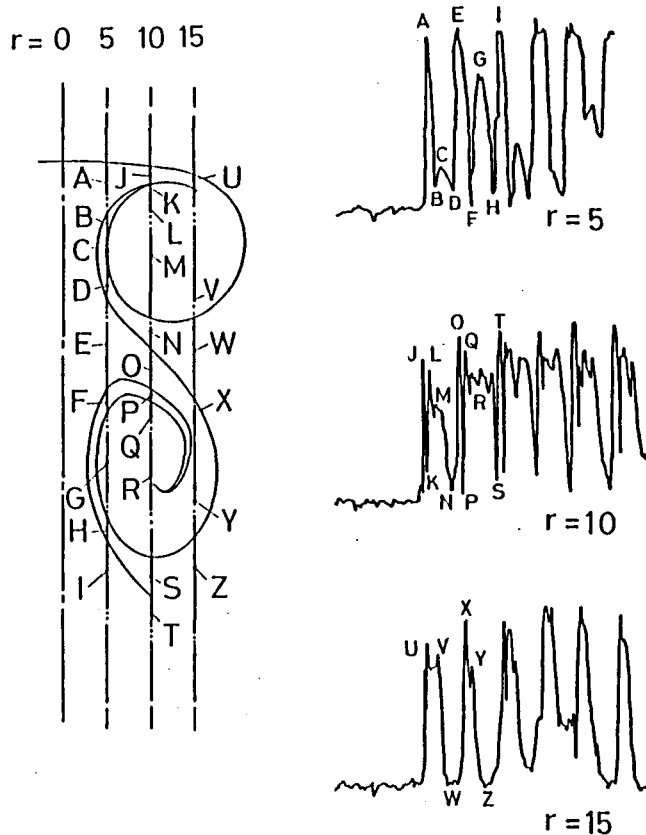


図 2 - 6 シュリーレン写真と濃度変動の対応

N_2 の分子混合が進み、中間的な濃度をとること、などがわかる。

(c) 流速の測定

ノズル先端からの距離 L が 40mm の断面でのいくつかの半径位置で軸方向流速 U および半径方向流速 V の時間履歴を測定した結果を図 2 - 7, 8 に示す。横軸 t は時間で、図 2 - 5 におけるものと同じである。流れの再現性がよいので同一点で時刻を合わせて濃度と流速 U, V を対応させることができる。

これらの結果から次のことが言える。

(1) 噴流の到達 (CO_2 濃度の増加に対応) によって軸方向流速はかなり急速に増加する。ただし、 CO_2 濃度の増加に先だち、流速の増加が見られ、流速の変

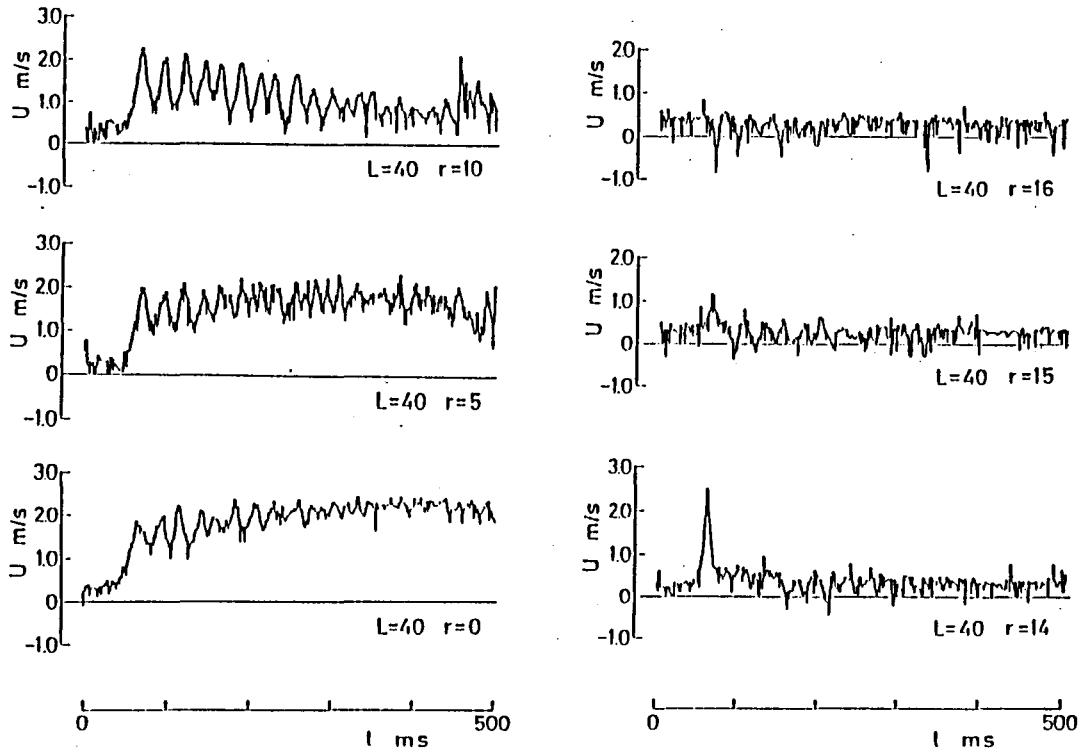


図 2 - 7 軸方向流速の時間履歴 ($L = 40\text{mm}$)

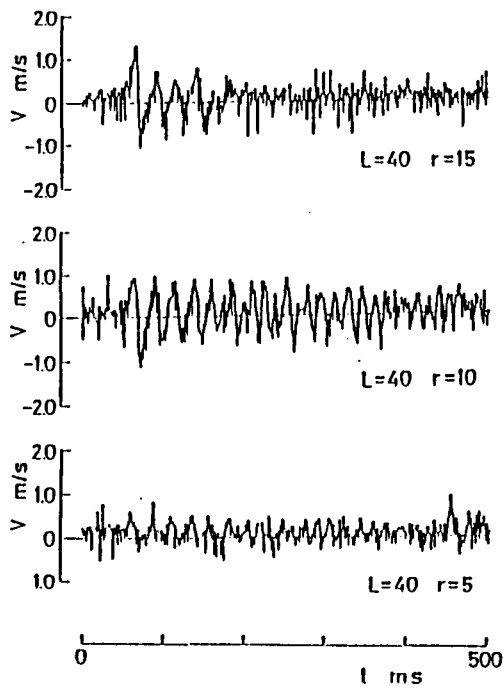


図 2 - 8 半径方向流速の時間履歴 ($L = 40\text{mm}$)

化は濃度変化に比べてゆるやかな傾向がある。これはCO₂噴流直前のN₂が噴流先端のCO₂によって徐々に加速されるためと考えられる。

(2) 渦の通過に応じて流速変動が生じる。濃度の信号と対応させると、 $r = 0, 5, 10\text{mm}$ では渦のほぼ中心が測定点の断面を通過するときに流速の極大値が生じる。 $r = 14\text{mm}$ では先端の渦の通過時に大きな極大値をとるが、 $r = 15\text{mm}$ ではその値が小さくなり、 $r = 16\text{mm}$ では負の値をとるようになる。これは1番目の渦の中心が $r = 14\sim 16\text{mm}$ の間にあることを示すと考えられる。他の渦の通過時についても $r = 14\sim 16\text{mm}$ にかけて極大値が小さくなるか負の値をとるようになる。このことは渦の中心よりも内側では渦による流れが軸方向流速Uの正方向、外側では逆方向を向き、それらが渦の対流速度に付加された速度が検出されることにより上記のような挙動が生じると考えられる。

他の測定断面 ($L = 10, 70, 100\text{mm}$) についても類似の挙動が得られる。

(3) 渦の対流速度または噴流先端の進行速度は本実験範囲では約 1.2m/s であるが、噴流主流部中心の流速はそれより早く約 $1.5\sim 2.0\text{m/s}$ である。渦の先端付近に到達した流体はわきへ回って渦を作ると考えられる。

(4) 半径方向流速Vについても、渦の通過に応じた変動を生じる。濃度変動の波形と対応させると、 $r = 10, 15\text{mm}$ では渦が測定点に近づいてくると、徐々に速度が正方向（半径外向き）に増加し、渦の中心が測定断面を通過する時刻で正から負（中心軸方向）に急に変化する。そして、次の渦の中心が近づくまで、負から正に徐々に増加し、渦の中心の通過により、また正から負に急速に流速の方向が変わり、これを繰り返す。渦の中心が測定断面を通過する時刻に急速に半径方向速度の正負の反転がおきるのは渦がその中心近くで回転速度の早い自由渦に近いとためと考えられる。

図2-9には噴流先端部が $L = 40\text{mm}$ の近傍を通過するときの渦の形状をシュリーレン写真から予想した模式図にいくつかの点における軸方向流速成分（図の右側）および半径方向流速成分（図の左側）を示す。各点における流速は図

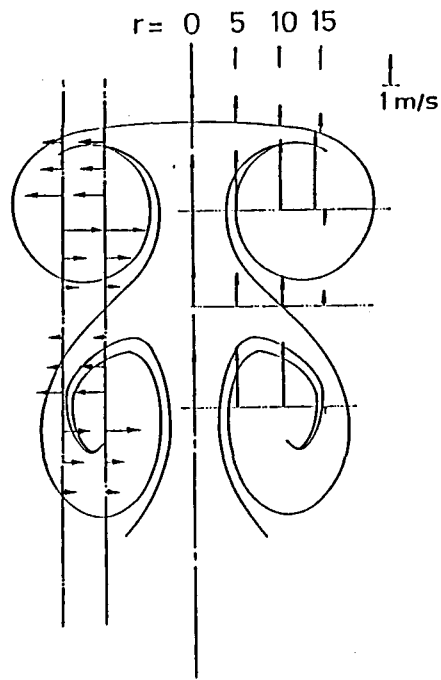


図 2 - 9 噴流内の各点における軸方向および半径方向速度成分

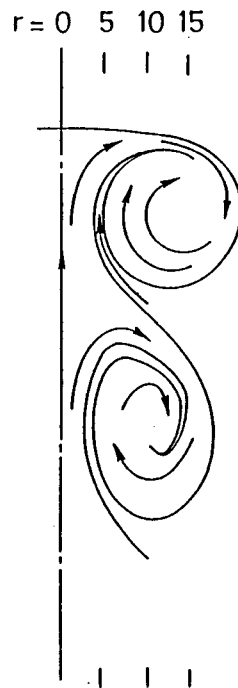


図 2 - 1 0 非定常噴流の模式図

2-7, 8の流速の時間履歴において、時間を噴流軸方向位置に換算したものである。時間と軸方向距離の換算は渦の中心間距離とその通過時間の比率によって行った。図2-9から次のことが言える。

(1) 中心軸上の軸方向流速はその断面を渦が通過するときに大きくなる。これは渦によって中心軸近傍に縮流が生じるためである。

(2) 渦が通過する断面での軸方向流速の半径方向分布を見ると、中心軸から渦の中心近くまでは徐々に増加し、ある半径位置より外側では流速が急減し、負になる。これは図2-9の右側の渦について、渦の中の流れは時計方向の回転になっていること、回転の速度が渦中心部に比較的近い領域で極大値をもつことによると考えられる。渦中心から離れた断面では噴流中心軸から離れるにつれて軸方向流速が小さくなる傾向がある。

(3) 半径方向流速成分の軸方向分布を見ると、各渦の上流部は外向き流れ、下流部では内向き流れとなっており、渦中心に近い部分で極大値をとる分布となっている。

渦は約1.2m/sの速度で軸方向に移動するが、渦が止まっているものとしてそれに相対的な流れの様式を図2-9などから想定して模式的に描くと図2-10のようになる。各渦の下部から周囲流体をバウムクーヘン状の薄い層として巻き込み、渦内部で分子拡散により混合が進行すると考えられる。

2. 3. 2 非定常乱流噴流

(a) シュリーレン写真による観察

図2-11はCO₂の蓄圧タンク内のゲージ圧力を700mmHg (93.3kPa)とし、N₂の周囲流速を平均0.36m/sとした場合の典型的な乱流噴流のシュリーレン写真を高速度カメラ（毎秒2000コマ）で撮影したものである。噴出流速は後述の測定から7~8m/s程度である。各写真につけた時間は噴出開始から（高速度写真でノズル先端から噴出が認められてから）の経過時間である。噴流は時間と

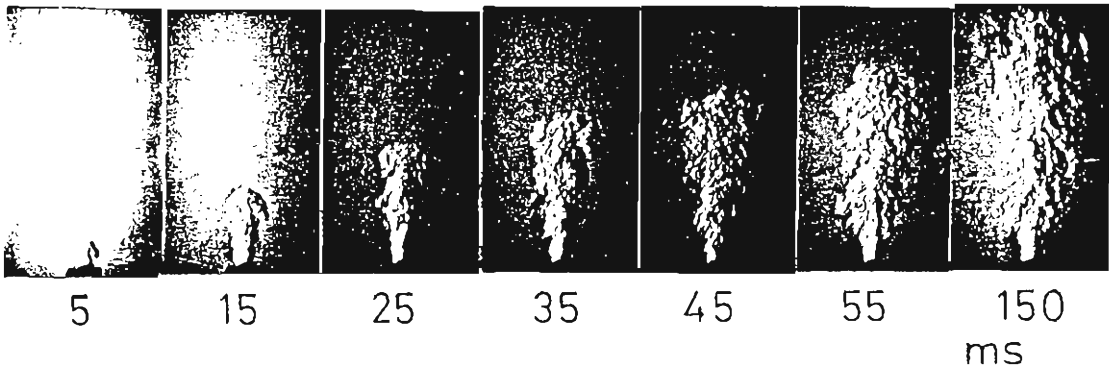
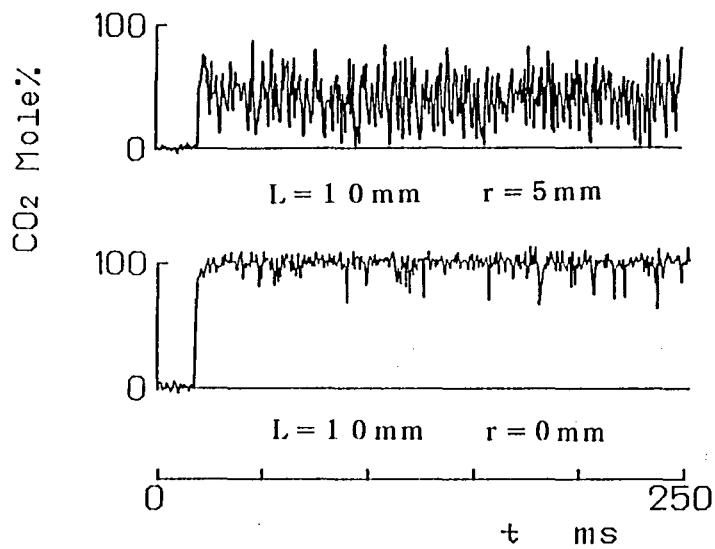


図 2 - 1 1 非定常乱流噴流のシュリーレン写真

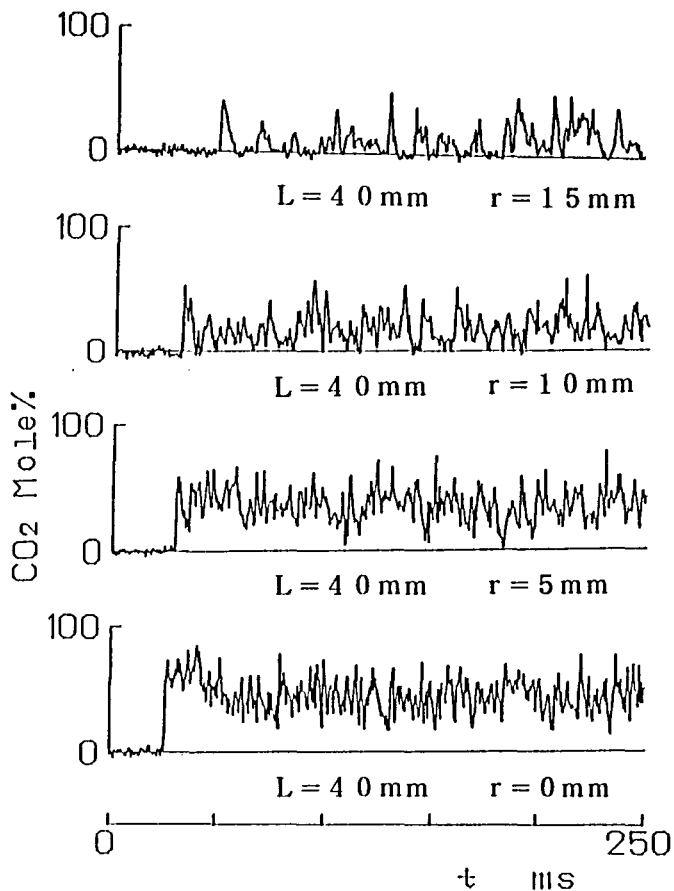
ともに発達し、噴流と周囲流との境界は細かい乱れた界面となっているが、噴出初期 $t = 25$ 、および 35ms の写真では先端部に比較的大きなスケールの渦が認められる。 $t = 55\text{ms}$ の写真では先端部に形成された渦が上流側の乱れた流れに吸収されるために渦の形状が不明確になっている。噴出初期の先端部には噴出前の静止流体が後方流により押し出されるために乱れが少なく、比較的明確な渦が形成されると考えられる。しかし、非定常層流噴流においてみられた渦内部の流れが層状に周囲流を巻き込み混合が進む様子はこの非定常乱流噴流の場合には見られず、周囲流との境界は細かい乱れた界面となっている。上記のようなシュリーレン写真による渦形成の観察に関して、蓄圧タンク内の圧力を 500mmHg に変更した場合、およびノズル内径を 4.7mm に変更して噴出流速を変化させた場合にも、噴出初期には噴流先端部に比較的大きなスケールの渦の形成が認められた。

(b) 濃度の測定

図 2 - 1 2 はシュリーレン写真 (図 2 - 1 1) に対応する非定常乱流噴流に関しての CO_2 濃度時間履歴の測定例である。測定点は、 $L = 10\text{mm}$ ($r = 0, 5\text{mm}$)、 $L = 40\text{mm}$ ($r = 0, 5, 10, 15\text{mm}$) である。ここで、 L はノズル出口からの軸方向距離を、 r は中心軸からの半径方向距離を各々表す。横軸 t は噴流の



(a) $L = 10\text{mm}$



(b) $L = 40\text{mm}$

図 2 - 1 2 ノズル流体 (CO_2) の濃度の時間履歴

噴出開始のための電磁弁通電開始からの経過時間を示している。図 2-12 とシュリーレン写真より次のようなことがいえる。① $L = 10\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$ (ノズル出口近くの中心部分) では CO_2 濃度は噴流の先端が到達すると急速に増加しほぼ 100% に達する。 $L = 10\text{mm}$, $r = 5\text{mm}$ では CO_2 濃度は噴流の到達とともに急速に増加し、その後濃度変動が激しい。これは噴流が周囲 N_2 流を巻き込むためである。平均 CO_2 濃度は $r = 0\text{mm}$ に比べて低い。 $L = 40\text{mm}$ でも CO_2 濃度は噴流の到達によって急速に増加する。 $L = 40\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$ では CO_2 濃度が比較的高い部分が噴流先端部に見られる。これはノズル先端部付近のノズル流体が噴出初期において十分にじょう乱を受けずに噴出するために、周囲流体との混合が遅れるためと考えられる。 $L = 40\text{mm}$, $r = 10\text{mm}$ では CO_2 濃度が $r = 5\text{mm}$ の場合に比べて低く、間欠的になっている。これは周囲流中を CO_2 塊が断続的に通過するためと考えられる。また、 $r = 15\text{mm}$ ではさらに濃度変動が間欠的になっている。

噴流先端部の濃度時間履歴をより詳細に示すために図 2-13 には濃度測定結果の時間スケールを濃度の立ち上がり部において拡大して表示している。これより、噴流先端部の濃度の時間変化が比較的急であることがわかる。

(c) 流速の測定

流速測定は噴流到達時刻の検出と同時に行った。噴流の到達時刻を検出する信号例を図 2-14 に示す。図中、矢印より以前では N_2 が定常的に流れている。噴流が測定点に到達すると信号の変動が強くなる。これは測定点での屈折率が変化するためであると考えられる。以下の流速の時間履歴の測定結果の図中にこの噴流到達の検出時刻を矢印で示す。

軸方向流速 U の時間履歴を図 2-15 に示す。 $L = 10\text{mm}$, $r = 0, 3\text{mm}$ では軸方向流速は噴流の先端部が測定点に到達すると急速に増加し、その後、速度変動は激しい。 $L = 40\text{mm}$ での軸方向流速の時間変化は $L = 10\text{mm}$ の場合と定性的にはほぼ同じであるが、噴流先端部での流速増加は急速で、比較的速い流体塊が

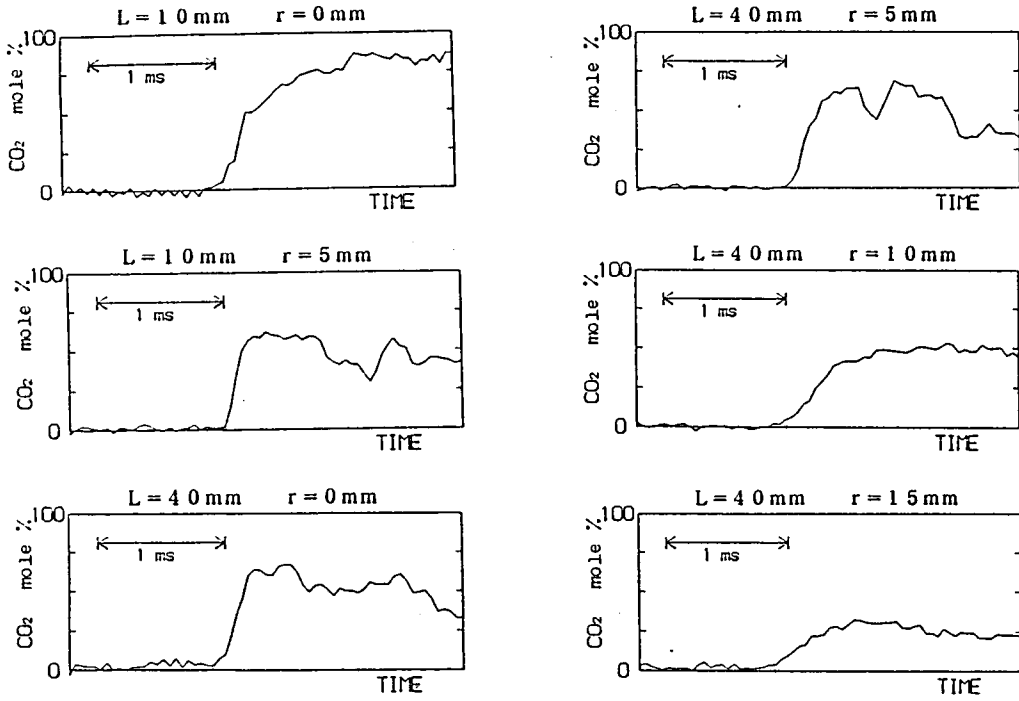


図 2 - 1 3 噴流先端部の CO₂ 濃度勾配

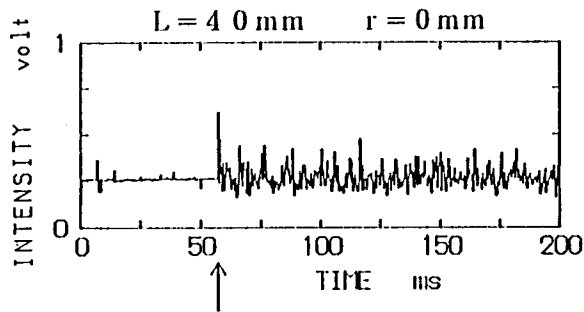


図 2 - 1 4 噴流到達信号例

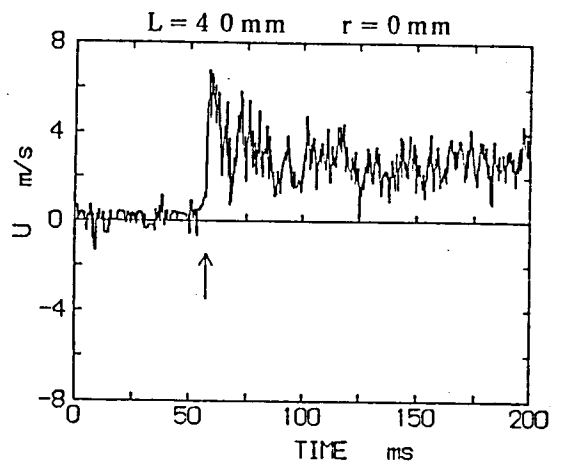
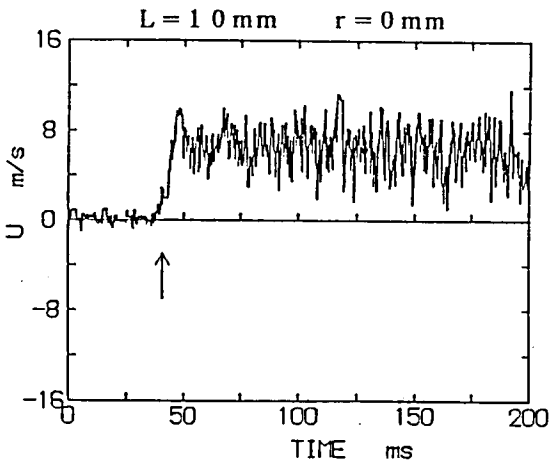
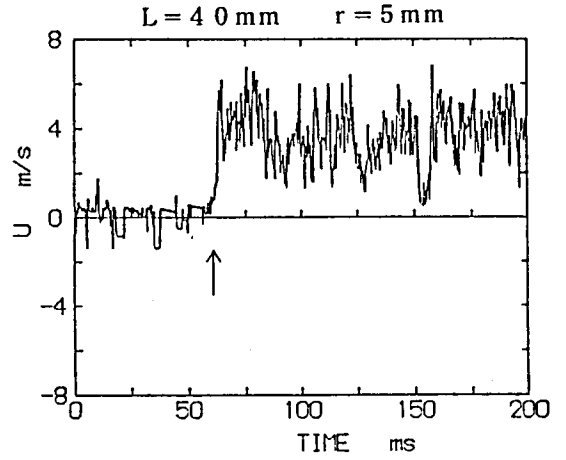
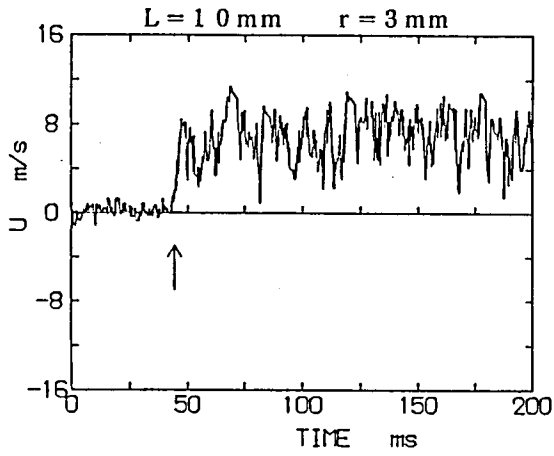


図 2 - 1 5 軸方向流速の時間履歴

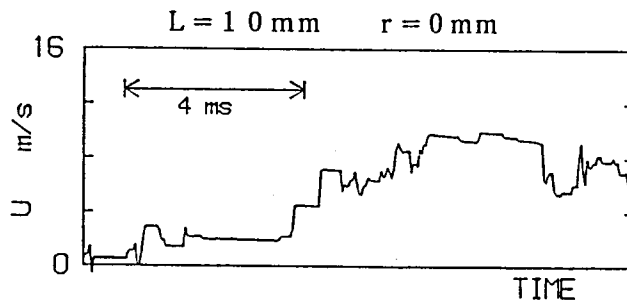


図 2 - 1 6 噴流先端部の速度勾配

先端部に存在していることがわかる。図 2 - 1 6 は図 2 - 1 5 の $L = 10\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$ における噴流先端部の軸方向速度の時間変化を拡大したものである。流速の増加は濃度の増加に比較して、緩やかに増加する傾向がある。これは CO_2 塊の前方の N_2 が噴流先端部の CO_2 塊により徐々に加速されるためと考えられる。

半径方向流速 V の時間履歴を検出し、その結果を図 2 - 1 7 に示す。図から半径方向流速の変動幅が比較的大きいことがわかる。 $L = 10\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$ では $L = 40\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$ に比べて速度変動幅は大きい。(図中、 $L = 10\text{mm}$ と $L = 40\text{mm}$ では縦軸の尺度が異なっている。) $L = 40\text{mm}$, $r = 5\text{mm}$ では半径方向流速が先端部で徐々に増加し、急速に正から負に流速が反転する時間履歴を示す。これはシュレーレン写真(図 2 - 1 1)にみられる噴流先端部の渦が測定点を通過することにより、半径方向流速が急速に反転する挙動を示していると考えられる。

次に軸方向流速と半径方向流速を 2 カラー・レーザ・ドップラ流速計を用いて同時測定を行った。 $L = 40\text{mm}$, $r = 10\text{mm}$ の位置での測定結果を図 2 - 1 8 に示す。半径方向流速はその先端部で急速に正から負に反転している。この時、軸方向流速は極大値を示す。噴流先端部にはシュレーレン写真からも認められるように大きなスケールの渦が形成されている。これは非定常層流噴流の渦内部の流速変化と同じ特徴をもっている。すなわち、渦がその中心付近で回転速度の速い挙動を示すために渦の中心が測定断面を通過する時刻で半径方向速度が正から負に急速に変化する。また、軸方向速度については渦の回転速度がその対流速度に付加されるので、軸方向流速が極大値を示すと考えられる。

2. 4 非定常層流噴流の渦形成と混合過程の数値解析

この節では先の 2. 3. 1 節で述べた非定常層流噴流の流動と濃度変化の挙動を数値解析し、実験結果と比較検討を行う。

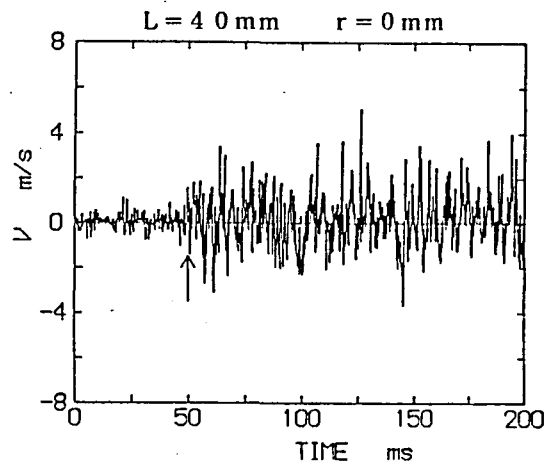
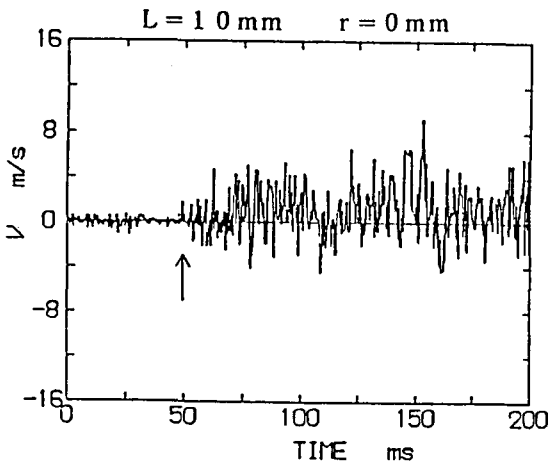
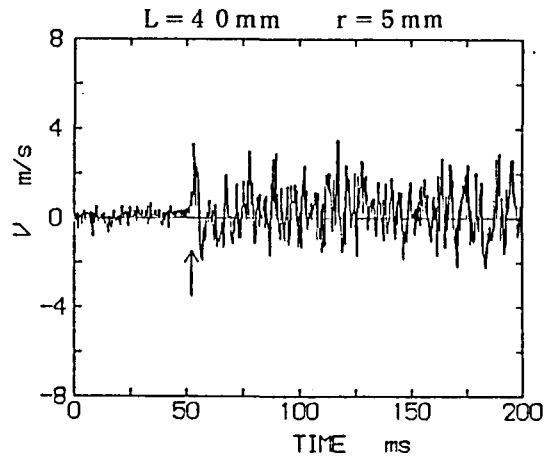
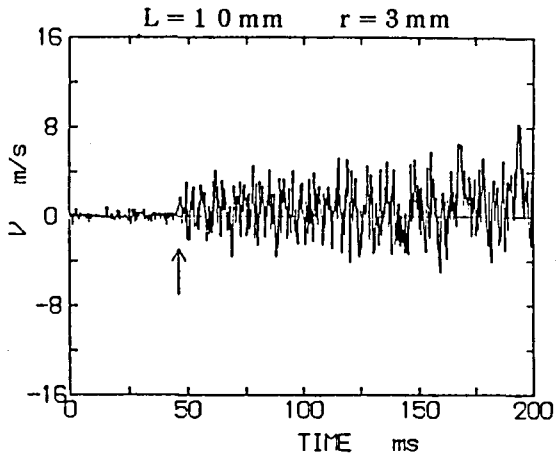


図 2 - 1 7 半径方向流速の時間履歴

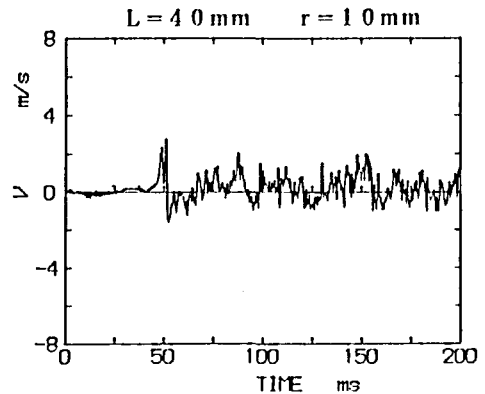
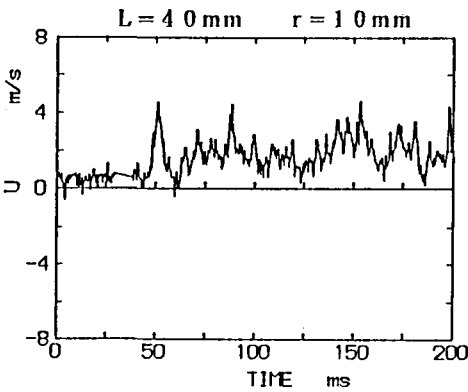


図 2 - 1 8 軸方向と半径方向流速の同時測定例

2. 4. 1 基礎式

基礎式は、質量保存式、運動量保存式、および成分保存式で、以下に列挙する。密度と粘性係数の変化を考慮している。流れ場は2成分系非定常2次元軸対称であるとする。

質量保存式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = 0 \quad (2-2)$$

運動量保存式：

z 方向：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u v) \\ &= - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial z} \mu \left[2 \frac{\partial u}{\partial z} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) \right) \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \right] + \rho g_z \end{aligned} \quad (2-3)$$

r 方向：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v v) \\ &= - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial z} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) \right)] \\
& - \frac{1}{r} \mu \left[2 \frac{v}{r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) \right) \right] \quad (2-4)
\end{aligned}$$

成分保存式:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (\rho C) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u C) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v C) \\
& = \frac{1}{Re \cdot Sc} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C}{\partial r} \right) \right] \quad (2-5)
\end{aligned}$$

ここで、 t : 時間, z , r : 軸および半径方向座標, u , v : 軸および半径方向速度, P : 圧力, C : 2成分混合での1成分の質量分率, ρ : 密度, μ : 粘性係数, D : 拡散係数, g_z : 重力加速度である。上式(2-2)~(2-5)は次の代表量により無次元化されている。 u_0 : ノズル出口速度, d_0 : ノズル内径, ρ_0 : ノズル流体密度, μ_0 : ノズル流体粘性係数, D_0 : ノズル流体と周囲流体間の拡散係数で一定値を仮定している。他の代表量については、代表時間 $t_0 = d_0 / u_0$, 代表圧力 $P_0 = \rho_0 \cdot u_0^2$, 代表重力加速度 $g_0 = u_0^2 / d_0$, 代表動粘性係数 $\nu_0 = \mu_0 / \rho_0$ とし、無次元量としてレイノルズ数 $Re = u_0 \cdot d_0 / \nu_0$, シュミット数 $Sc = \nu_0 / D_0$ を定義する。

2. 4. 2 計算方法

基礎式(2-2)~(2-5)を有限差分法により離散化した。式(2-3), (2-4)の対流項については5点使用の3次精度風上差分⁽¹³⁾, 式(2-5)については3点使用の2次精度風上差分とした。その他の項は2次精度の中心差分とした。時間差分は2次精度のAdams-Bashforth法による。

計算領域を図2-19に示す。 z , r はそれぞれ軸方向, 半径方向座標を示

す。 z_c , r_c はそれぞれ 1 番目の渦の中心における軸方向, 半径方向位置を示す。領域は無次元距離で軸方向に 6.84, 半径方向に 1.75 で, $r = 0.5$ の位置にノズルの内壁を与えた。ノズルリム厚, 計算領域のノズル長は, それぞれ 0.05, 0.30 とした。計算には等間隔スタガード格子を用い, 計算格子の一辺の大きさは軸方向に 0.06, 半径方向に 0.025 の等間隔とし, 無次元時間きざみ $\Delta t = 0.018$ である。

計算方法は次の通りである。但し, 上付き添え字 n と $n + 1$ はそれぞれ時間 t と $t + \Delta t$ の時の値を示す。

- (1) $(\rho C)^{n+1}$ は ρ^n , C^n , u^n と v^n を用いて濃度の保存式 (式(2-5)) から求める。
- (2) ρ^{n+1} と C^{n+1} はそれぞれ $(\rho C)^{n+1}$ と ρ と C の関係を与える状態方程式から求める。
- (3) $(\rho u)^{n+1}$ と $(\rho v)^{n+1}$ は ρ^n , C^n , u^n と v^n を用いて運動量の保存式 (式(2-3), (2-4)) から求める。このとき圧力は P^n を用いる。
- (4) u^{n+1} , v^{n+1} と P^{n+1} は H S M A C 法⁽¹⁴⁾ の収束計算により質量保存式 (式(2-2)) を満足させるように求める。

境界は $z = 0$ 断面において, $r < 0.5$ で, ノズル流速 $U(t)$, $r > 0.55$ で周囲流速 $u = 0.1$ を与えた。ノズル内流速は実験結果 (図 2-4) を参考にして, 時間平均値は 1.0 で, 周期 2.16, 振幅 0.388 の正弦曲線に近い時間変動を与えた。 z 方向下流境界および半径方向外側は自由境界とした。ノズル流体, 周囲流体はそれぞれ CO_2 , N_2 とし, 式(2-3)~(2-5)でのレイノルズ数, シュミット数はそれぞれ $Re = 4500$, $Sc = 0.5$ とした。

2. 4. 3 計算結果と検討

図 2-20 (a)には 2. 3. 1 節で測定した非定常層流噴流のシュリーレン写真, 図 2-20 (b)には実験と対応する時間での計算による等濃度線図を示す。

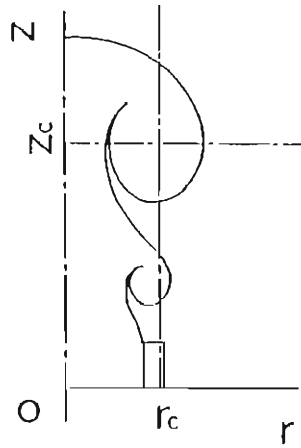
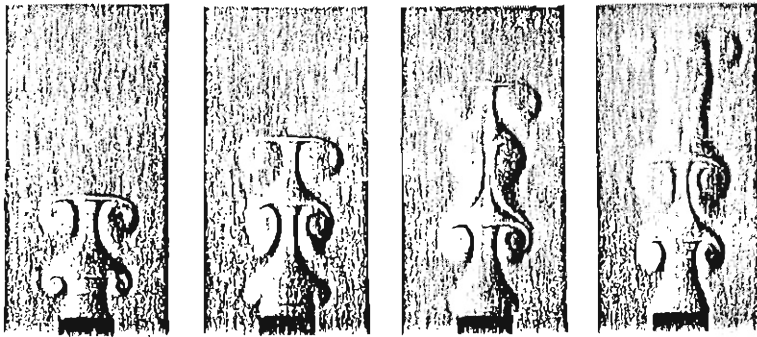
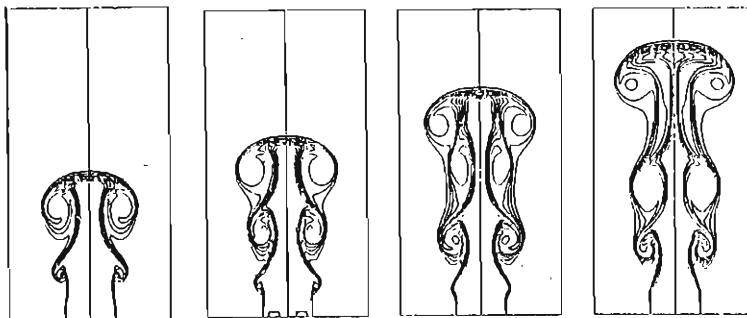


図 2 - 1 9 座標系



(a) $t = 40 \text{ ms}$ (b) $t = 60 \text{ ms}$ (c) $t = 80 \text{ ms}$ (d) $t = 100 \text{ ms}$

図 2 - 2 0 (a) 噴流の発達 of シュリーレン写真



(a) $t = 3.6$ (b) $t = 5.4$ (c) $t = 7.2$ (d) $t = 9.0$

図 2 - 2 0 (b) 噴流の発達 of 等濃度線図

無次元時間 $t = 3.6, 5.4, 7.2, 9.0$ はそれぞれ実時間で $40, 60, 80, 100\text{ms}$ に対応する。等濃度線の間隔は 0.1 である。計算では噴流先端での渦の形成をはじめ、連続した渦の発生、さらに $t = 80\text{ms}$ 以後に見られる 1 番目の渦が 2 番目の渦を巻き込む様子がよく予測できている。ノズル出口に近い位置ではノズル流体と周囲流体間の濃度勾配は急である。渦内部では周囲流体を巻き込み、濃度が濃淡の層をなしている。この層は時間経過に従い（下流ほど）不鮮明になる。これは周囲流体との分子混合が起こるためである。

図 2 - 2 1 は $r = 0$ での軸方向 CO_2 濃度分布の時間発達を示す。分布形状は $t = 7.2$ までのいずれの時間においてもノズル出口から噴流先端まで、ほぼ平坦であり初期濃度 ($C = 1.0$) をとり、先端部で急な勾配を示している。 $t = 9.0$ および 10.8 では先端部の濃度が下がるが、これは周囲流体の N_2 ガスの混合による。

図 2 - 2 2 (a) は $t = 5.4$ における等圧力線図である。等圧力線の間隔は 0.05 で、最大値は噴流の先端部で 0.146 、最小値は -0.500 である。3 つの渦が計算領域に形成されている。各渦の中心部では圧力が極小値を取り、噴流先端部と、渦と渦の間では極大値を取ることが分かる。図 2 - 2 2 (b) には $t = 5.4$ における噴流の中心軸より右領域の各点で速度ベクトル図を示す。

図 2 - 2 3 に $t = 3.6$ における渦中心 ($z = 2.32$) を通る半径方向断面の軸方向流速の分布を示す。 $r = 0.75$ 近傍に渦中心がある。その前後で軸方向流速 u の値が正から負に変化していることから、この渦が時計方向に回転していることがわかる。 $r = 0.5$ で u が大きくなるのは主流の流速が渦の回転により加速されるためである。

シミュレーションと実験結果を比較することにより、次の結果を得た。

(1) 図 2 - 2 0 (b) に示した CO_2 の等濃度線図はシュリーレン写真による結果とよく一致することがわかった。2 番目の渦の 1 番目の渦への吸収の様子もよく予測できた。

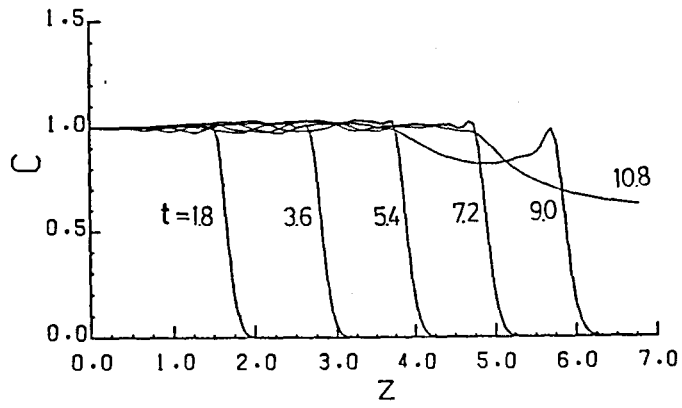


図 2 - 2 1 中心軸上濃度分布の時間発達

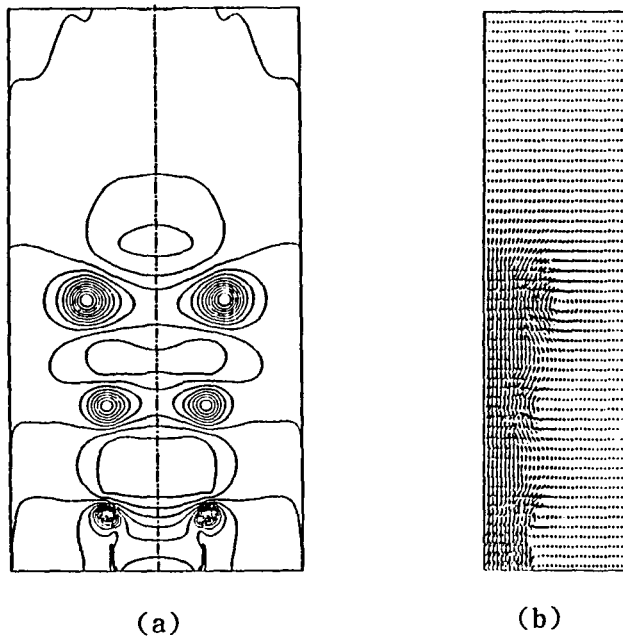


図 2 - 2 2 等圧力線図と速度ベクトル図 ($t = 5.4$)

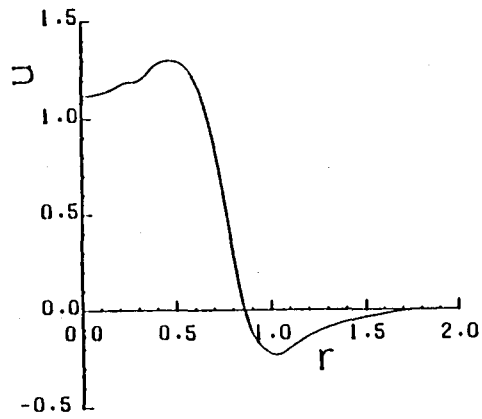


図 2 - 2 3 軸方向速度の半径方向分布 ($t = 3.6$, $z = 2.32$)

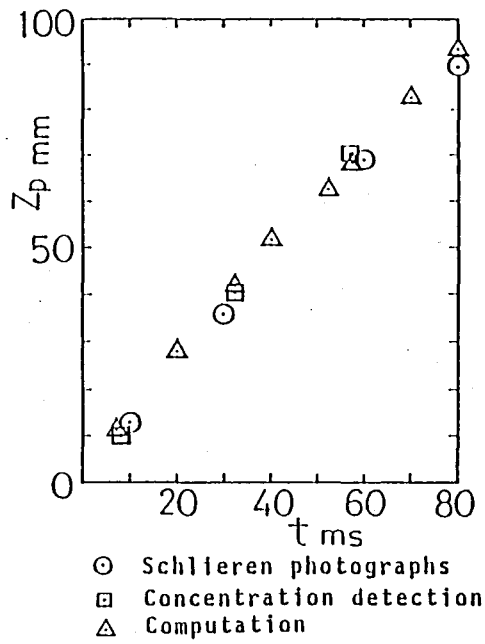


図 2 - 2 4 噴流先端の軸方向到達距離

(2) 図 2-24 に CO_2 噴出後の噴流先端部の軸方向到達距離 z_p の時間発達を示す。図 2-24 では計算結果をシュリーレン写真より読み取った値およびレーリ散乱法による濃度測定より求めた値と比較した。図 2-24 から計算結果は実験結果とよく一致することがわかる。噴流先端の到達距離は時間に対して直線的に変化している。

(3) CO_2 濃度の軸方向分布図 (図 2-21) から濃度は噴流の到達後急激に増加する。これは実験においてもみられる傾向である。

(4) 1 番目の渦の中心が通過する断面での軸方向速度の半径方向分布を図 2-23 と比較すると、外側領域で軸方向流速が正から負に反転していることが実験結果からも認められる。

2. 5 むすび

窒素 (N_2) の周囲流中に二酸化炭素 (CO_2) を噴出させる非定常噴流において、シュリーレン写真による観察、レーリ散乱法による濃度測定、LDV による流速の測定を行い、流動状況と混合過程を調べた。

非定常層流噴流について得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) 噴流中心軸に関して対称の大きな規則的渦が次々に発生し、順次下流に流れる。ただし、下流では噴流先端から 2 番目の渦はその上流の渦に吸収される。渦の対流速度は噴流中心部流速よりも遅い。2 番目以降の渦の発生周期はノズル管内の気柱振動の周期に対応している。

(2) 噴流の到達によって軸方向流速および CO_2 濃度は急速に増加するが、流速の変化は濃度変化に比べてゆるやかな傾向がある。これは CO_2 噴流直前の N_2 が噴流先端の CO_2 によって徐々に加速されるためと考えられる。この傾向は非定常乱流噴流においても同様にみられた。

(3) 各渦の上部 (下流部) には半径方向の外向き流れ、下部 (上流部) には内向き流れがあり、渦の中心部付近は剛体渦的、その外側は自由渦的な流れとな

っている。

(4) 噴流先端部および各渦の下流部には CO_2 濃度が高い層がある。これは、渦の下流部の半径方向外向き流れによって CO_2 濃度の高い流体を輸送するためである。渦の上流部では半径方向内向き流れにより周囲流体を噴流中心軸方向に巻き込み、渦の内部に CO_2 と N_2 の層が形成される。渦による流体の層状の巻き込みがおこることにより渦内部での分子混合が進む。

非定常乱流噴流については以下の通りである。

(5) 一對の大きなスケールの渦が噴流発達初期において噴流先端部に発生するが、 CO_2 と N_2 の層状の巻き込みは乱れのために明確ではなかった。

非定常層流噴流を2成分混合系による密度及び粘性係数の変化を考慮した非定常の質量、運動量、成分保存式を解くことにより数値予測し、実験結果と比較検討した。得られた結果は以下の通りである。

(6) シュリーレン写真で観測される渦の形成と2番目の渦の1番目の渦への吸収の様子が数値計算によりよく予測できた。

(7) CO_2 噴出後の噴出先端部の進行速度について計算結果はシュリーレン写真から求めた値、およびレーリ散乱による濃度測定から求めた値とよく一致する。噴流先端部到達直後における濃度、流速の時間変化についての特徴を計算は実験結果をよく予測している。

(8) 流れ場は軸方向の対流と噴流中に形成される渦の回転により特徴づけられる。渦の内部では周囲流体を層状に巻き込み、混合が促進される。

参考文献

- (1) Abramovich, G. N., "The Theory of Turbulent Jets", (1963), 3, MIT Press.
- (2) Rodi, W., "Studies in Convection", (edited by Launder, B. E.), 1, (1975), 79, Academic Press.

- (3) Witze, P. O., Sandia Laboratory Report, SAND80-8617, (1980).
- (4) 田中, 機論, 49-448, B, (1983), 2783.
- (5) 荒川, 波多野, 白樫, 脇屋, 機講論, 820-14, (1982), 202.
- (6) 田辺, 反橋, 鈴木, 藤本, 佐藤, 機論, 48-434, B, (1982), 2088.
- (7) 田辺, 反橋, 鈴木, 藤本, 佐藤, 機論, 49-448, B, (1983), 2879.
- (8) 田辺, 藤本, 佐藤, 内燃機関, 23-289, (1984), 9.
- (9) Yamada, H. and Matsui, T., Phys. Fluids, 22-7, (1979), 1245.
- (10) Yule, A. J., J. Fluid Mech., 89-3, (1978), 413.
- (11) Fujiwara, T., Taki, S., and Arashi, K., AIAA-86-0528, (1986), 1.
- (12) Reynolds, W. C., Rogers, M. M. and Sandham, N. D., Transport Phenomena in Turbulent Flows, (1988), 701, Hemisphere.
- (13) Kawamura, T. and Kuwahara, K., AIAA-84-0340, (1984), 1.
- (14) Hirt, C. W. and Cook, J. L., J. of Computational Physics, 10, (1972), 324.

第3章 定常乱流噴流の濃度と流速の連続同時測定

3.1 まえがき

乱流場における物質の乱流拡散は流速と濃度の変動の相互相関に起因する。このため、流速と濃度の瞬時、同時測定を行い、それらの相関を求めれば、物質の乱流輸送流束を直接求めることができるので、乱流輸送特性を調べ、また、乱流輸送のシミュレーションのための基礎データを求めるのに役立つ。流速の検出にはレーザ・ドップラ流速計(LDV)を用いることができる。濃度の時間・空間分解能をもつ検出法にはレーザ・レーリ散乱法、ラマン散乱法等があるが、レーリ散乱はLDVと併用する場合⁽¹⁾、LDV用散乱粒子からのミー散乱と同じ波長であるので、ミー散乱を用いて流速を検出している瞬間ではレーリ散乱によるガス濃度の検出ができないため、わずかに時間をずらした検出が不可欠となり、データ処理上の不便さを生じる。また、このため、流速と濃度の連続同時測定はできない。また、ラマン散乱は散乱断面積が小さく散乱光強度が弱いので連続測定に適さないと考えられる。

他方、レーザ誘起蛍光を用いる方法は散乱光強度が強いため、燃焼場での微量成分濃度の検出⁽²⁾、トレーサとしてヨウ素を用いた圧縮性流れの密度測定⁽³⁾や流れの可視化⁽⁴⁾等に応用されている。蛍光は散乱光強度が強いため濃度の連続測定に適すると考えられる。また、粒子からのミー散乱とは波長が異なるので、LDVと組合せ信号を分離して処理することにより濃度と流速の連続同時測定が可能になると期待される。本章ではその適用性を調べ、乱流噴流における測定例を示す。

3.2 実験装置と方法

図3-1にノズル8からの乱流噴流およびその周囲空気流を作る流れ回路を示す。ノズルからの噴流について、窒素ポンプ12から窒素ガスを取り出し、

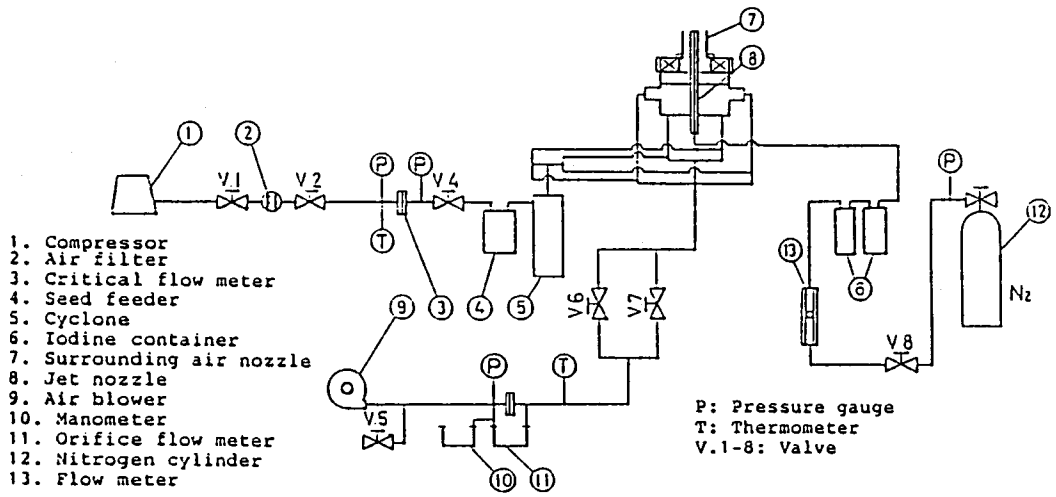


図 3 - 1 流れ回路

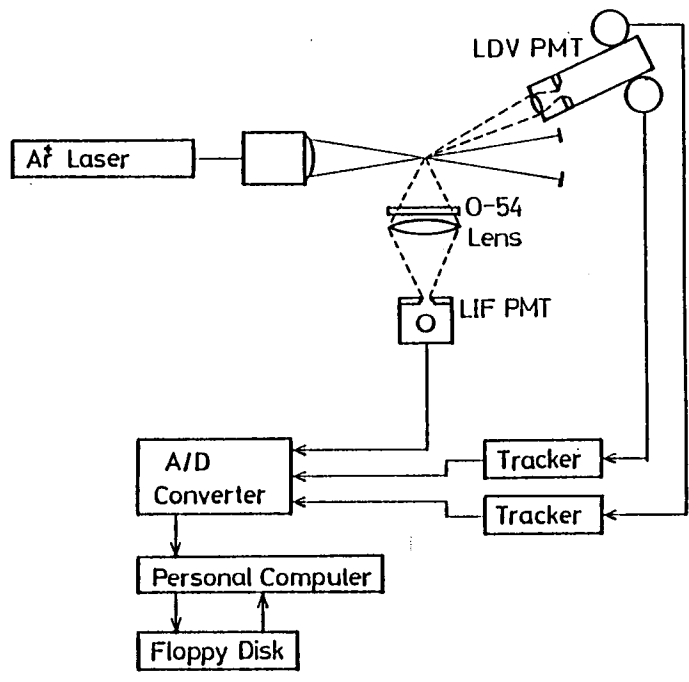


図 3 - 2 光学系とデータ処理系

流量を測定した後、結晶の破片状のヨウ素 (I_2) を充填した容器 6 を通すこと
によって、昇華した微量のヨウ素蒸気を含ませる。それをガラス製の円管ノズ
ル (内径 6 mm) から噴出させる。ヨウ素蒸気はアルゴンイオンレーザの波長
514.5nmの光を吸収して強い蛍光を発するために添加する。これはヨウ素分子の
電子励起状態 ($B^3\Pi_u$) および基底状態 ($X^1\Sigma_g^+$) 間の振動、回転遷移がアル
ゴンイオンレーザの514.5 nmに対応しているためである⁽⁴⁾。周囲空気流につい
てはブロー 9 からの空気を流量測定した後、4 方向に分けて周囲空気用ノズル
7 に送られる。周囲空気用ノズルは内径60mmのガラス製で乱流噴流ノズルと同
軸に設置されている。LDVによる流速測定には、空気中に散乱粒子を混入さ
せる必要があるのでこのための流路を設けている。すなわち、圧縮機 1 からの
空気はエアフィルタ 2、臨界オリフィス流量計 3 を経て、タルク粉体を充填し
た容器 4 を通り、LDVによる流速測定のための散乱粒子であるタルク粉体を
浮遊させる。タルク粉体の公称平均粒径は $3\ \mu\text{m}$ であるが、サイクロン形容器 5
を通すことによって粗大粒子を除去する。このタルク粉体を浮遊した空気を 4
方向に分け、ノズル部に流入する前で前記のブロー 9 からの空気と混合する。

図 3 - 2 に濃度と流速の同時計測のための光学系と信号処理系を示す。蛍光
の誘起光源はLDV用光源と併用し、2 W (全波長) のアルゴンイオンレーザ
を用いる。蛍光は約530nm以上の波長の光を通過させる色ガラスフィルタ (O-
54) を通して、レーザビームに直角の方向から集光レンズ (直径50mm f1.2)
によりフォトマル (LIF PMT) 前面のピンホール (直径 1 mm) に集光し、蛍光強
度を検出する。流速は 2 台のトラッカをもつ 2 波長 (514.5nm, 488nm) LDV
により軸方向および半径方向の 2 速度成分を検出する。流速の検出位置はレー
ザビームの交差位置であるが、蛍光強度の検出も同位置に合わせる。蛍光強度
の測定体積は約長さ 1 mm, 最大直径 0.15mm, 流速の測定体積は最大長さ 1.2mm,
直径 0.12mm 程度である。測定位置を移動するときは光学系は固定し、ノズル位
置を 3 次元移動装置で移動させる。蛍光強度とトラッカからの流速の信号は A

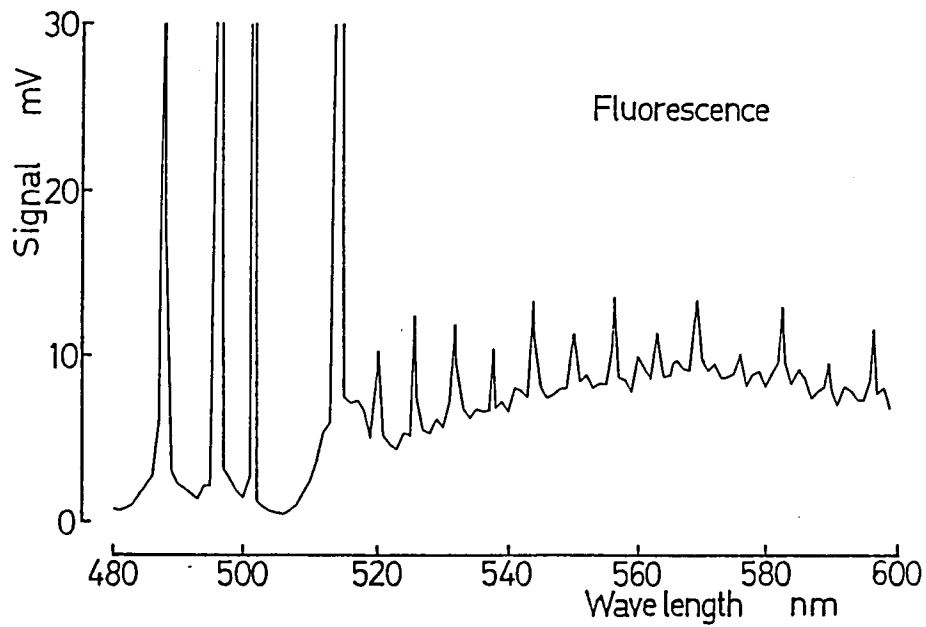


図 3 - 3 散乱光の分光分析

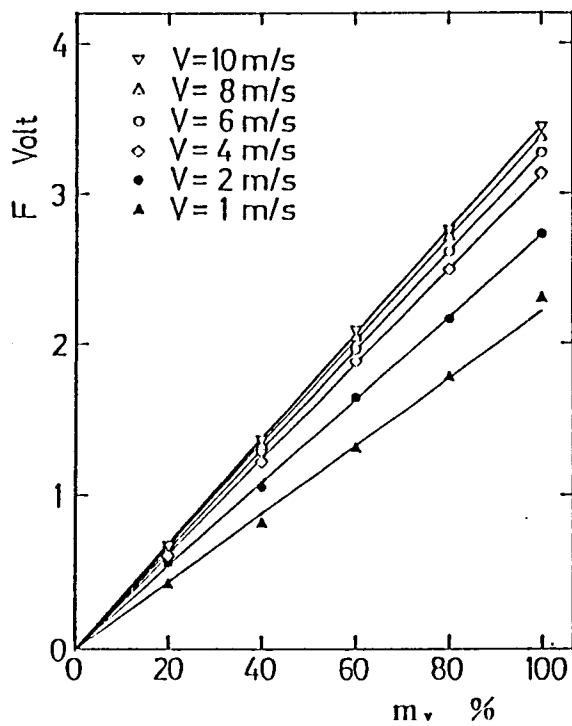


図 3 - 4 濃度（混合分率）と蛍光出力の関係

／D変換器を経てコンピュータに取り込まれる。データの1組（2速度および蛍光強度）の測定において各測定間のA／D変換の時間ずれは $2.5\mu\text{s}$ であるので、実用上十分同時測定と見なすことができる。データ個数は各測定値当たり24576個であり、これらはフロッピーディスクに記憶した後、コンピュータで統計処理する。

3. 3 測定方法の検討

測定に先立ち、測定法に関する検討を行った。このとき、図3-1における周囲空気流は必要があるときのみ用いた。図3-3は窒素ガス中にヨウ素蒸気を添加したガス中にアルゴンイオンレーザから発する全波長の光を入射したとき散乱される光を分光分析したものである。用いた分光器は、焦点距離200mm、分解能0.2nmの回折格子型である。波長515nm以下で大きいピークが4ヶ所に見られるが、これらはヨウ素を添加しない場合にも生じるものでレーザ光源に含まれる波長のレーリ散乱である。波長520nm以上の信号はヨウ素からのレーザ誘起蛍光であり、ヨウ素の添加がなければこれらの出力はなくなる。これらの強い蛍光のピーク波長は電子励起状態の振動準位 (v')₄₃と基底状態の振動準位 (v'') 間の遷移過程に基づく蛍光スペクトルに対応する⁽⁶⁾。この蛍光の強さはヨウ素の蒸気濃度（分子の数密度）と比例関係にあるので、色ガラスフィルタで約520nm以下の波長の光を除いて蛍光のみの強さを検出すればヨウ素の濃度に比例した蛍光強度が得られると考えられる。蛍光強度からヨウ素の濃度を知れば、2成分系（ヨウ素を含んだ流体と含まない流体）の流れ場でヨウ素をトレーサとして考えるとヨウ素を含んでいる方のガス濃度（体積混合分率）を知ることができる。

最初に同種ガス間での混合についての測定を考える。図3-4は、一定のヨウ素を含んだ窒素ガスと含まない窒素ガスの混合分率 m_v （体積分率）をかえて蛍光強度の出力 F をプロットしたものである。混合分率（体積分率）と蛍光強

度の中に直線関係があるが、流速が異なれば直線の傾きが異なることがわかる。流速が遅くなると蛍光強度が下がる傾向がある。これは蛍光に飽和の現象が加わるためであると考えられる。すなわち、ヨウ素分子が励起された後、励起された状態のままに居る分子があるため、流速の小さい場合は流速の大きい場合に比べて、レーザービームの当たっている範囲内にある基底状態の励起されうるヨウ素分子の数が少ないが、流速の大きい場合は次々に基底状態のヨウ素分子が流れによりレーザービーム内に送り込まれ、励起される分子が多くなるため蛍光強度が強くなると考えられる。しかし、流速、蛍光強度および混合分率の関係を図3-4のように前もって求めておき、流速と蛍光強度を同時に測定すれば流速と混合分率を同時に検出できることになる。

次に、異なる密度のガス間での混合における混合割合と蛍光強度の関係を評価するために図3-5に示す流れ回路を用いて実験を行った。流れ回路においてヨウ素の入ったU字管を通過させ、ヨウ素蒸気を含んだガス1（流量 Q_1 ）とヨウ素蒸気を含まないガス2（流量 Q_2 ）を混合する。ヨウ素の入ったU字管を通過するガス1の流量 Q_1 を一定に保ち、流量 Q_1 と流量 Q_2 を調整してノズル部に流れていく混合ガスのノズル出口での流速及び、ヨウ素を含んだガスの濃度を変化させる。使用するガスとしてはHe、空気、 N_2 、Ar、 CO_2 を選び、さまざまな組合せによってヨウ素を含むガスの濃度と蛍光強度の関係を調べた。

ノズル出口流速を $V = 1, 2, 4, 6, 8, 10$ m/sと変化させ、各々の速度に対してヨウ素の混入したガス1と混入していないガス2の体積割合を $m_v = 20, 40, 60, 80, 100\%$ と変えて蛍光強度 F を測定した。 m_v は次のように定義する。

$$m_v = Q_1 / (Q_1 + Q_2) \times 100 \quad (3-1)$$

Q_1 、 Q_2 はそれぞれガス1とガス2の体積流量である。混合割合と蛍光強度の関係を図3-6に、流速と蛍光強度の関係を図3-7に示す。He(+I₂) - Airはヨウ素を含むガス1としてHeを、ヨウ素を含まないガスとして空気

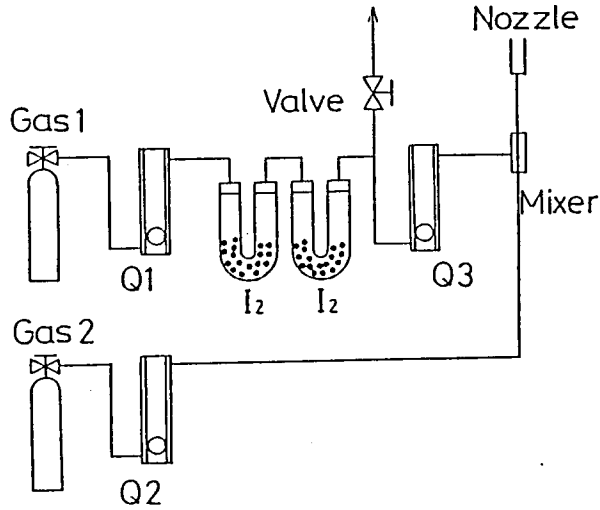


図 3 - 5 流れ回路

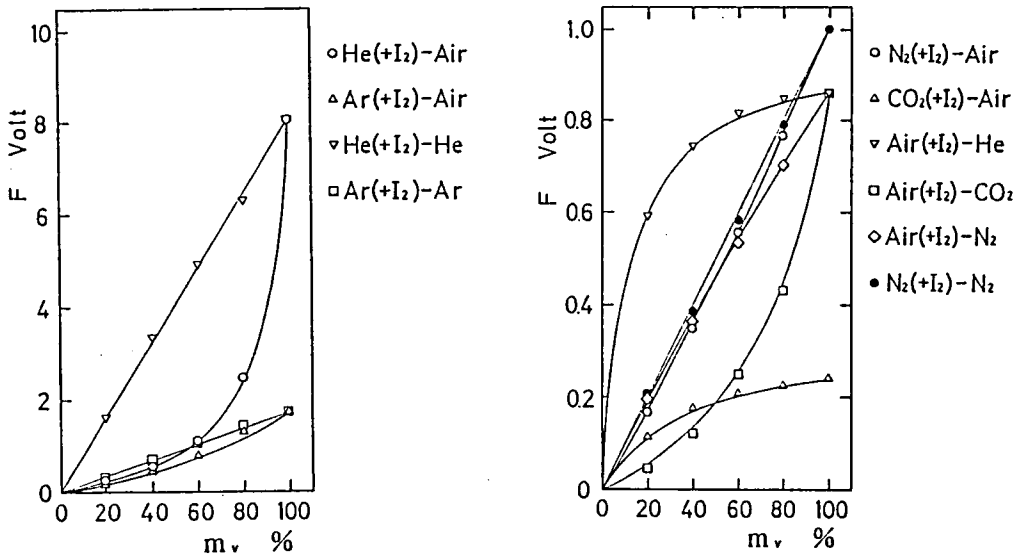


図 3 - 6 混合割合と蛍光強度の関係

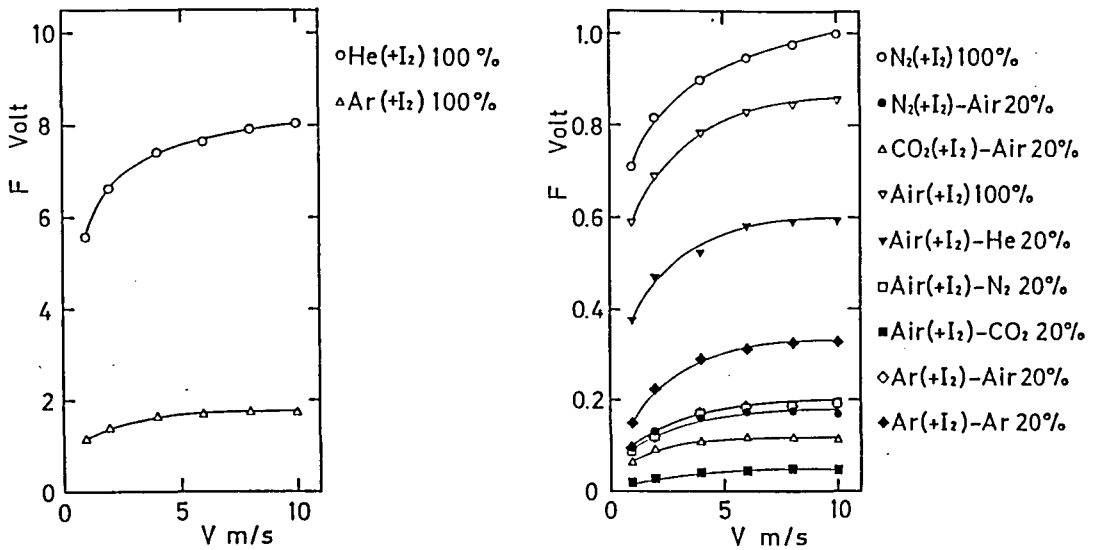


図 3 - 7 流速と蛍光強度の関係

を流した場合であることを示す。図 3 - 6 において $m_v = 100\%$ の蛍光強度をみると、ヨウ素を混入するガスによって蛍光強度が大きく異なることが分かる。同一ガスを用いた $\text{He} (+ \text{I}_2) - \text{He}$, $\text{Ar} (+ \text{I}_2) - \text{Ar}$, $\text{N}_2 (+ \text{I}_2) - \text{N}_2$ の場合には比例関係にある。一方, $\text{He} (+ \text{I}_2) - \text{Air}$, $\text{Ar} (+ \text{I}_2) - \text{Air}$, $\text{Air} (+ \text{I}_2) - \text{CO}_2$, $\text{N}_2 (+ \text{I}_2) - \text{Air}$ の場合は混合割合が大きくなるに従い、蛍光強度はしり上がりに大きくなっている。また, $\text{Air} (+ \text{I}_2) - \text{He}$, $\text{CO}_2 (+ \text{I}_2) - \text{Air}$, $\text{Air} (+ \text{I}_2) - \text{N}_2$ の場合には頭打ちの傾向がみられる。これはクエンチングの影響でクエンチングレートが $\text{CO}_2 > \text{Air} > \text{N}_2 > \text{Ar} > \text{He}$ の順で大きいためであると考えられる。

レーザー誘起蛍光強度 I_F はレーザー光強度が十分に小さい場合には一般に式(3-2)で表される。

$$I_F = A_{21} \cdot B_{12} \cdot N \cdot I / (A_{21} + Q_{21}) \quad (3-2)$$

ここで、 A_{21} は自然放出に関する遷移確率、 B_{12} は誘導吸収に関する遷移確率、 Q_{21} は衝突による消光の速度、 N は数密度、 I はレーザー光のエネルギー密度を各々表す。多成分系での消光速度⁽⁶⁾は式(3-3)によって表される。

$$Q_{21} = \sum_k q_k [M_k] \quad (3-3)$$

ここで、 q_k はガス k 成分のクエンチングレート係数、 M_k はガス k 成分の数密度である。式(3-2)、(3-3)と各ガスのクエンチングレート係数より計算で求めた混合割合と蛍光強度の関係を図3-6に実線で表している。ここで、式(3-2)の右辺の分母における A_{21} と Q_{21} の大小関係から分母の A_{21} を省略している。また、クエンチングレート係数は各純ガスにヨウ素を添加した場合の蛍光強度の測定から式(3-2)、(3-3)を用いて算出する。これによって蛍光強度のガスの種類に対する依存性が予測できる。

図3-7をみると、流速が大きくなると蛍光強度は強くなる傾向がある。また、混合割合、ガスの種類に関係なく相似な関係を示している。ここで濃度と流速の連続同時測定の適用を考える。同じ混合割合でも流速が異なれば蛍光強度も異なるが、ある混合割合での流速と蛍光強度の関係を予め求めておけば、流速と蛍光強度が分かれば、混合割合を求めることができる。この混合割合を知ることによりヨウ素を含むガスの濃度を算出することができる。以上のことより、LDVによる流速測定とLIFによる蛍光強度測定を同時に行うことによって、流速と濃度の連続同時測定が可能となる。

タルク粉体を浮遊させると粒子からの強いミー散乱が生じ、ガラスフィルタ(0-54)1枚では515nm以下のレーザー光源と同波長のミー散乱光を完全には除くことができず、2枚重ねて用いることにより、その影響を低減した。また、レーザービームが粒子を含むガス中を通過するとき、散乱、吸収等により強度が減衰する影響があり得るが、本実験範囲内ではその影響は有意ではなかった。

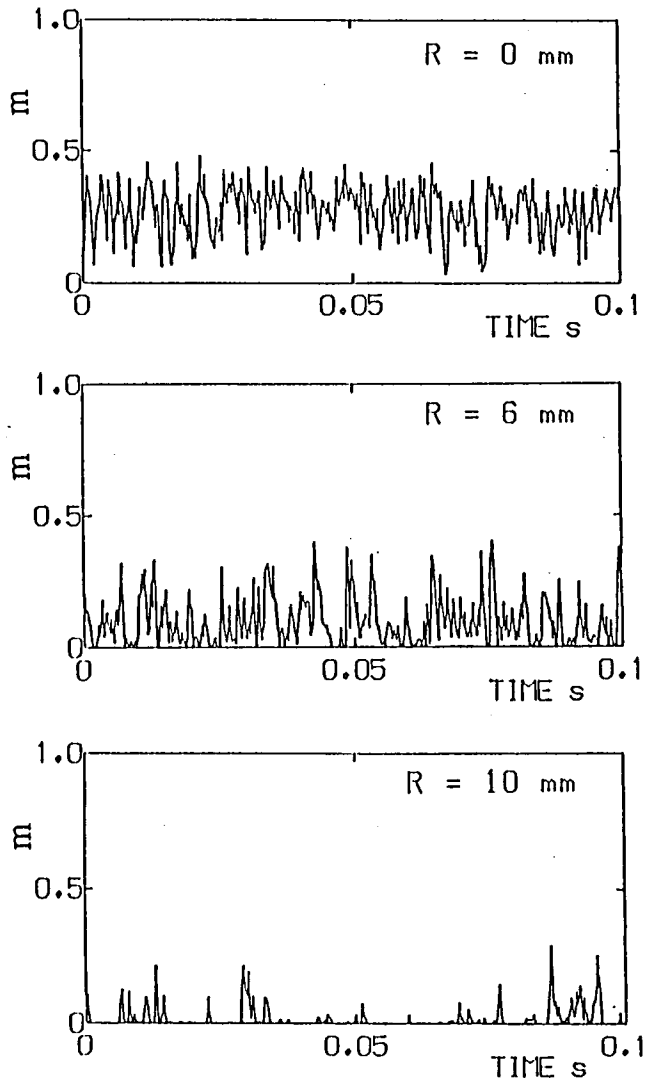


図 3 - 8 濃度変動の検出例 (ケース I)

3. 4 実験結果と考察

次の 2 種類の場合について測定を行った。平均流速 5 m/s の周囲空気流 (内径 60mm の周囲空気流ノズル出口でのレイノルズ数 19000) 中に円管ノズル (内径 6 mm) から窒素 (N_2) を噴出させて同軸乱流噴流 (平均流速 5.9 m/s, ノズル出口

のレイノルズ数2300) を作る場合をケース I (ほぼ等密度流体の場合), アルゴン (Ar) を噴出させて同軸乱流噴流 (平均流速5.9m/s, ノズル出口のレイノルズ数2500) を作る場合をケース II (ノズル流体の密度が周囲流体に比べて大きい場合) とする. 噴流と周囲流のノズルの先端は同一面としている. ノズル流体中にヨウ素を添加し, 周囲空气中にタルク粉体を浮遊させる.

3. 4. 1 周囲とほぼ同じ密度のガスを噴出する場合 (ケース I)

測定はノズル先端からの距離が100mmの断面で行ったので, 周囲空気流は噴流中心部まで混合し, 中心噴流に散乱粒子を浮遊させなくとも流速測定は十分行うことができた. まず, 噴流ノズル出口における蛍光強度を測定しておき, その強度で各測定点における蛍光強度を除することにより, 測定点でのノズル流体の混合分率 (体積分率) を求め, さらに質量分率に換算する.

図3-8にノズル流体の混合分率 (図3-8以下では質量分率に換算したものを示す.) m の時間的变化をいくつかの半径位置で示す. 噴流周辺部では間欠的なノズル流体の存在が見られる. 中心部でも濃度変動が大きく, 純粋の周囲流体またはノズル流は見られない.

図3-9にはノズル流体の時間平均濃度 \bar{m} および変動の2乗平均値 $m_{r.m.}$ の半径方向分布を示す. 時間平均濃度は中心軸上で極大値をとり, 濃度変動強さは時間平均濃度の勾配が大きい領域で極大値をとる傾向がある.

図3-10は半径方向流速と濃度の変動ならびに瞬時密度の積の時間平均量 $\overline{\rho v'' m''}$ の半径方向分布を示している. これはノズル流と周囲流の密度差による密度変動をも考慮した物質の半径方向への乱流輸送をあらわす. $\bar{\rho}$ は密度加重平均からの変動量をあらわす. これは定義から得られる次式(3-4)の右辺の各項を測定から求めて算出する⁽⁷⁾.

$$\overline{\rho v'' m''} = \bar{\rho} \cdot \overline{v'' m''} + \overline{\rho' v' m'} - \overline{\rho' v'} \cdot \overline{\rho' m'} / \bar{\rho} \quad (3-4)$$

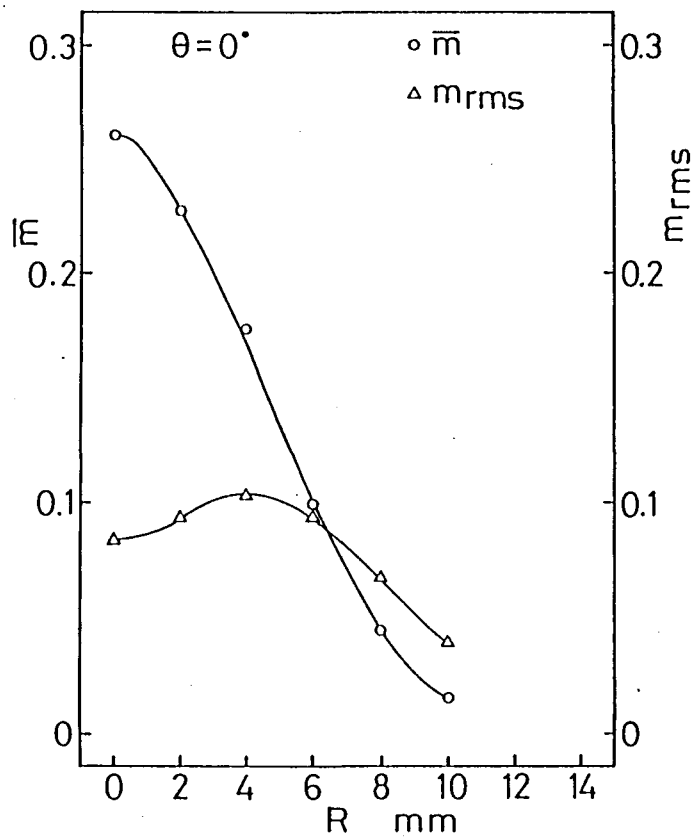


図 3 - 9 濃度およびその変動強さの半径方向分布 (ケース I)

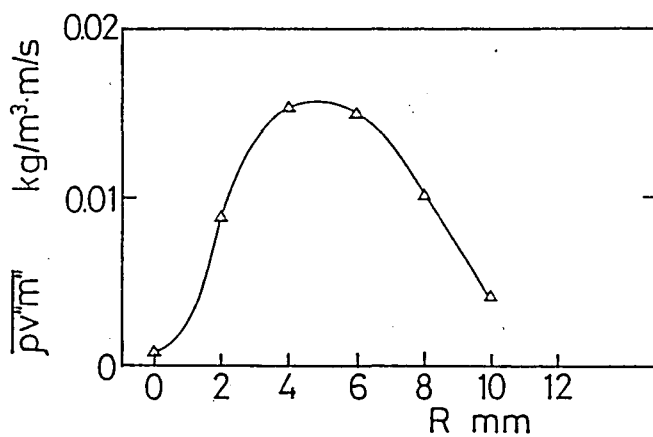


図 3 - 10 物質の乱流輸送流束の半径分布 (ケース I)

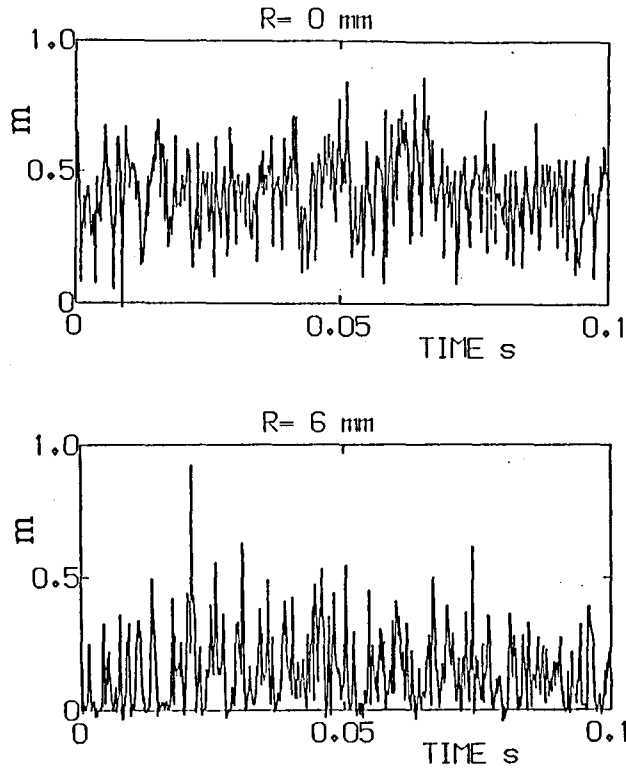


図 3 - 1 1 濃度変動の検出例 (ケース II)

' は通常の時間平均からの変動量を $\bar{\quad}$ は時間平均量をあらわす。瞬時密度は瞬時濃度から算出できる。図 3 - 1 0 より乱流噴流場における乱流物質輸送は時間平均濃度の減少する方向に生じるとする勾配拡散則に対応していることがわかる。

3. 4. 2 周囲よりも大きな密度のガスを噴出する場合 (ケース II)

測定はノズル先端からの距離が 50mm の断面で行った。

図 3 - 1 1 にノズル流体の混合分率 m の時間的变化を二つの半径位置で示す。噴流周辺部だけでなく中心部でも濃度変動が非常に大きいことが分かる。

図 3 - 1 2 にはノズル流体の時間平均濃度 \bar{m} および密度加重平均濃度 \tilde{m} およ

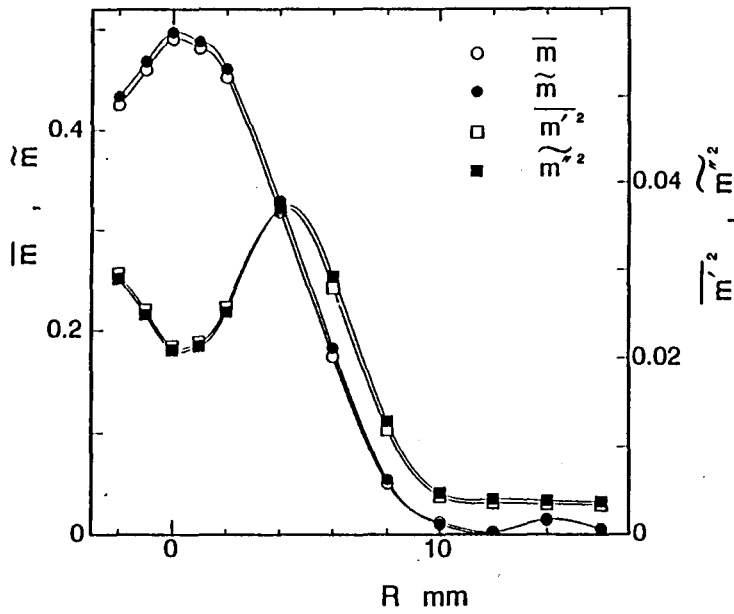


図 3 - 1 2 濃度およびその変動強さの半径方向分布 (ケース II)

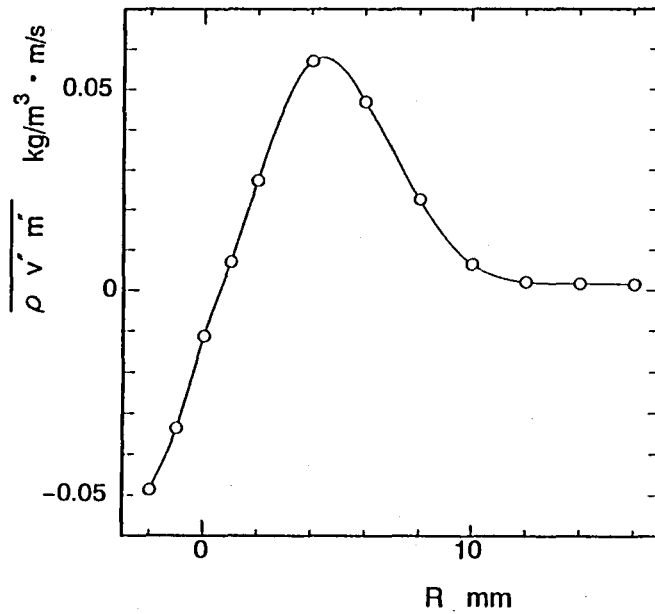


図 3 - 1 3 物質の乱流輸送流束の半径分布 (ケース II)

び変動量 $\overline{m'^2}$ と $\overline{m''^2}$ の半径方向分布を示す。時間平均濃度は中心軸上で極大値をとり、変動量の強さは時間平均濃度の勾配が大きい領域で極大値をとる傾向がある。図よりアルゴン（分子量 40）と空気（平均分子量 29）の場合には平均濃度および変動量について密度加重を考慮する影響はあまり大きくはないことがわかる。しかし、高温火炎ガスと空気の場合のようなさらに密度差の大きい場合にはこの影響を考慮する必要がある。

図 3-13 は半径方向流速と濃度の変動ならびに瞬時密度の積の時間平均量 $\overline{\rho v'' m''}$ の半径方向分布を示している。図よりこの場合に関しても乱流物質輸送は時間平均濃度の減少する方向に生じるとする勾配拡散則に対応していることがわかる。

3. 5 むすび

(1) アルゴンイオンレーザー励起によるヨウ素蒸気からの誘起蛍光が流速検出用のトレーサ粒子からのミー散乱と波長が異なることに着目し、レーザー誘起蛍光の検出と LDV の組合せによって濃度と流速の連続同時測定が可能であることを同種ガス間および、異種ガス間での混合について示した。

(2) (1) の計測法を乱流噴流へ適用し、乱流噴流におけるノズル流体の濃度（混合分率）の変動の検出や、流速と濃度の同時測定に基づく乱流輸送流束の測定例を示した。

この方法は二流体の乱流混合の計測に有用であると考えられる。

参考文献

- (1) 高城, 岡本, 大谷, 機論, 52-474, B, (1986), 785.
- (2) Lucht, R. P., Sweeney, D. W. and Laurendeau, N. M., Combust. Sci. and Tech., 42, (1985), 259.

- (3) Mcdaniel, J. C., Baganoff, D. and Byer, R. L., *Phys. Fluids*, 25-7, (1982), 1105.
- (4) 手島, 守谷, 森, 日本航空宇宙学会誌, 32-364, (1984), 309.
- (5) Balasubramanian, T. K., Bhale, G. L., Dixit, M. N. and Narasimham, N. A., *J. of Molecular Spectroscopy*, 88, (1981), 259.
- (6) Lucht, R. P., Ph.D. Thesis, Prudue University, (1981).
- (7) 高城, 岡本, 田地, 中筋, 近藤, 機論, 53-488, B, (1987), 1418.

第4章 拡散火炎の多点同時温度測定

4.1 まえがき

火炎内の状態を詳細に調べるには、温度の時間変動および空間的な瞬時分布を知ることが有効である。レーリ散乱法は比較的散乱断面積が大きく、散乱光強度の計測が容易である。レーリ散乱法を用いた火炎内の温度計測について幾つかの実験例が報告されているが^{(1) - (6)}、従来は測定点が一点のみの場合が多く、空間の温度分布を時間分解して測定した例については近年、検出器素子の多点化および、レーザ出力の向上にともない行われてきている。LongらはYAGレーザをもちいて水素-メタン拡散火炎において2次元平面上の温度測定を⁽²⁾、Rajanらは乱流予混合火炎において1次元上の多点温度測定を行っているが⁽³⁾、空間の温度分布を時間分解して測定した例は少ない。

そこで、本章ではレーリ散乱光強度を一直線上にフォトダイオードアレイをもつ検出器を用いて多点同時検出し、瞬時の空間温度分布を測定しようとする。このためにまず、本実験の測定法の問題点を明らかにし、その適用性を調べる。さらに、この測定法を乱れの異なる乱流拡散火炎に適用し、火炎内での温度の空間分布の挙動などを調べる。

4.2 実験装置と方法

測定対象とした火炎は円管ノズルから周囲空気流中にガス燃料を噴出させる同軸噴流形の乱流拡散火炎である。燃料ノズルは外径6mm、内径4.2mmのステンレス円管である。燃料にはボンベからの H_2 および N_2 の混合ガスを使用する。周囲空気は往復式圧縮機から蓄圧タンクに蓄えられ、タンク出口のレギュレータにより一定の出口圧力に調整される。その後、2種のフィルタにより $0.01\mu m$ 以上の粒子を取り除き、流量計により流量を調整する。さらに、ガラス球や金網などの整流部および縮流部を経て直径50mmの出口より流出する。図4-1

は多点同時温度測定装置の概略である。温度の検出には、レーリ散乱法を用いる。圧力と有効散乱断面積が一定の条件では気体の温度はレーリ散乱光強度に反比例するので、散乱光強度を検出して温度を知る。アルゴンイオンレーザビーム（3 W，全波長）を測定体積部に絞り込み、測定体積でのガス分子からのレーリ散乱光を入射レーザ光に対して直角方向からレンズ($f1.2$)で集光し、512個のフォトダイオードアレイで同時に受光する。測定体積の大きさは、512個の検出部に対する合計長さ29.2mm，直径約0.1mmである。ただし、散乱光をイメージ・インテンシファイアを用いて検出部で増幅しており、にじみにより測定体積長さ方向の空間分解能は230 μ m程度となる。1回の受光時間は0.3msであるが、1スキャンに要する時間間隔はA/D変換とデータ転送を含め11msである。また、一様な空気のみを流した場合のレーリ散乱光の受光信号のS/N比は約19であった。検出信号はコントローラでA/D変換され、マイクロコンピュータに転送された後処理される。多点同時検出用フォトダイオード(DARSS)とともに光電子増倍管(PMT)による測定を行った。PMTでは一点の測定であるが、一様空気流からのレーリ散乱光の受光強度に関するS/N比は約50で、DARSSに比べてS/N比が高く、また時間分解能は10kHzに設定し、測定体積は長さ1mm，直径約0.1mmである。DARSSとPMTによる測定は同一断面で行っている。ただし、DARSSの場合にはレーザ光が火炎中心軸を通るように入射し、測定位置はその入射光路上であるが、光電子増倍管(PMT)を用いた測定の場合には、空間分解能を上げるために入射レーザ光に相対的に火炎を直角方向に移動させ、測定体積の長手方向が火炎の周方向に沿うように測定点を設定する。レーリ散乱による温度測定では燃焼の前後で未燃ガスと既燃ガスの有効散乱断面積が変化せず一定であることが望ましいが、ガスの組成が変わるために散乱断面積の変化は避けられず、この変化をできるだけ少なくするように燃料を選ぶ必要がある。水素と窒素の混合割合を変えた燃料を空気と燃焼させたときの既燃ガスの散乱断面積 σ と空気の散乱断面積

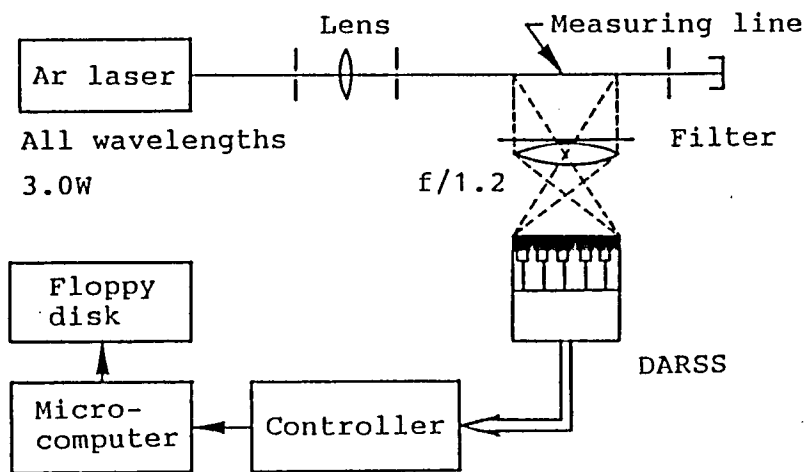


図 4 - 1 温度測定装置概略図

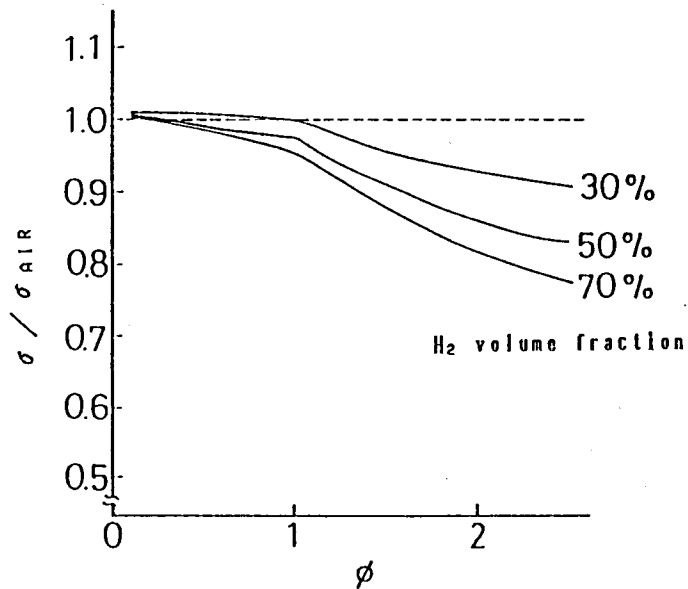


図 4 - 2 当量比に対する既燃ガスの散乱断面積

σ_{air} の比を当量比 Φ に対して図4-2に示す。図4-2中の数字は水素の体積比である。この際、各燃料および当量比における燃焼ガス組成は化学平衡計算により求めた。本研究では燃焼ガスの散乱断面積が空気と大きく変わらないことのために体積混合割合が水素30%と窒素70%の混合気を燃料とした。

図4-3に測定時の信号強度の例を示す。横軸は受光素子の番号を縦軸は受光強度を表している。図4-3中、(a)は空気からのレーリ散乱光強度、(b)は火炎にレーザを入射した場合に受光する光強度、(c)はレーザを入射しない場合の火炎の化学発光による光強度をおのおの示している。このことから、高温部ではレーリ散乱光強度が低下し、化学発光の影響が大きくなる。また、信号強度が下がると、ショットノイズの影響によりS/N比が下がる。このため本実験装置では受光時間を0.3ms以上に設定する必要があった。

検出信号には、レーリ散乱光のほかに火炎からの化学発光が含まれる。そこで、化学発光の時間平均した値を求め、検出信号から差し引くことによりその影響を軽減するようにした。また、化学発光の影響を少なくするために偏向フィルタとバンドパスフィルタを併用して検出器の前面に装着している。しかし、この方法によっても透過する化学発光強度は常温の空気からのレーリ散乱光強度に対して約5%となっている。炭化水素を含む燃料を用いると化学発光強度はさらに強くなることを確かめた。このため、本研究では水素のみを燃料成分とした。

4.3 実験結果と考察

本研究で測定対象とした水素30%と窒素70%の混合気を2種の異なる流速で燃料ノズルから噴出させた場合の乱流拡散火炎のシュリーレン写真を図4-4に示す。図4-4(a)は燃料ノズル出口での平均流速20m/s、レイノルズ数4100、周囲空気流速1.7m/sの場合である。火炎の外側が層状化し、内側に乱れた流れが見られる。外側の界面が乱れはじめるのはノズル出口より120mm下流

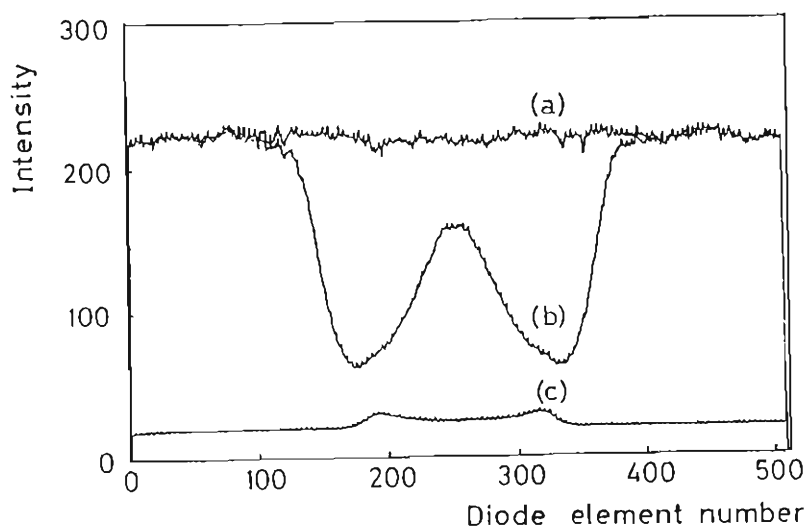


図 4 - 3 受光信号強度例



(a) $Re = 4100$



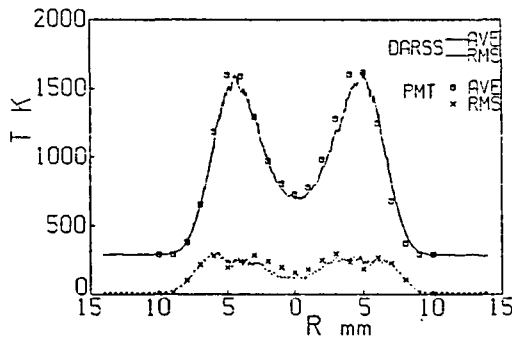
(b) $Re = 9700$

図 4 - 4 シュリーレン写真

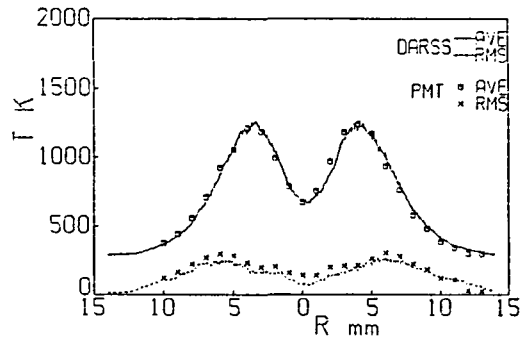
付近に認められる。図 4 - 4 (b)は燃料ノズル出口での平均流速48m/s, レイノルズ数9700, 周囲空気流速1.7m/sの場合である。ノズル付近でみられるような火炎の層状化した外側と乱れた内側の区別がノズル出口から30mm下流では明確でなくなり, 細かい凹凸の界面がみられる。

シュリーレン写真に対応する2種の拡散火炎に対して, 燃料ノズル出口から下流60mmの断面での測定結果を以下に示す。図 4 - 5 には, D A R S S で検出した瞬時温度分布の100回の平均値(図 4 - 5 中の実線)とその r m s 値(図 4 - 5 中の破線)および P M T で検出した時間変動温度値の平均値(図 4 - 5 中の□印)とその r m s 値(図 4 - 5 中の×印)を併記している。横軸の R は噴流中心軸からの半径方向距離を示している。図 4 - 5 より, 2種の検出方法による測定値はかなり良く一致していることがわかる。図 4 - 5 (a) はレイノルズ数4100の火炎, 図 4 - 5 (b) はレイノルズ数9700の火炎の場合で, いずれも平均温度分布は鞍型分布をしている。r m s 値は高レイノルズ数火炎では外側の温度勾配の大きな位置近くで大きくなる傾向があるが, 低レイノルズ数火炎ではその傾向は顕著でなく, 内側の変動強さも相対的に大きい。最高温度値をみると, レイノルズ数の高い場合は低い場合に比べて300K程度低くなることが認められる。

図 4 - 6 には図 4 - 5 と同じ下流位置での D A R S S で検出した瞬時温度波形の重ね合わせを示す。瞬時波形にみられる細かく鋭い波形はショットノイズが温度変動に重なっていると考えられ, 本研究では火炎の細かいスケールの温度変動をショットノイズから区別することは困難であるが, 次のようなことが言える。図 4 - 6 (a)のレイノルズ数が低い場合には温度波形の変動は外側よりも内側の界面付近で大きくなり, 図 4 - 6 (b)のレイノルズ数が高い場合には外側の温度勾配の急な部分での温度波形の変動が大きい。これは, シュリーレン写真で見られるように低レイノルズ数の火炎では内側に乱れがみられ, 高レイノルズ数の火炎では外側にも乱れがみられるようになることと対応していること

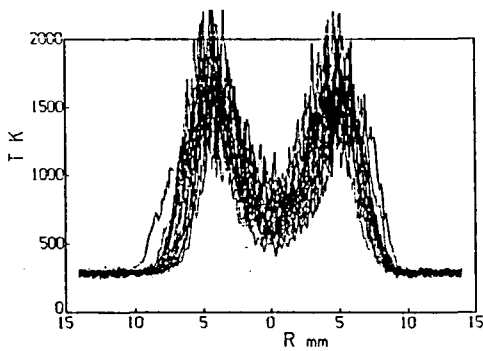


(a) $Re = 4100$

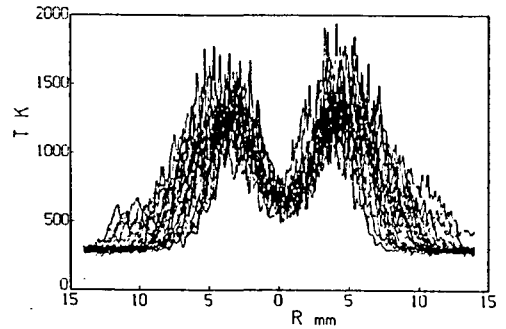


(b) $Re = 9700$

図 4 - 5 平均温度, 温度変動強さの分布

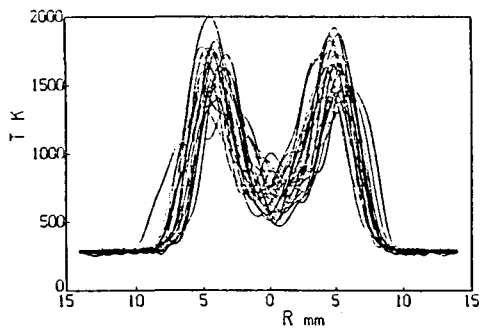


(a) $Re = 4100$

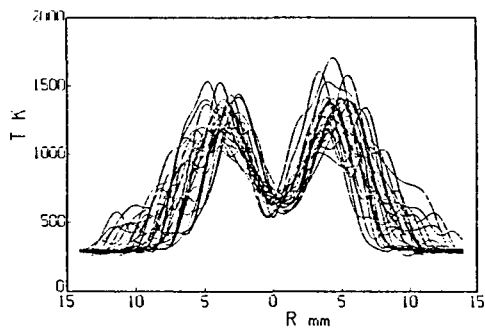


(b) $Re = 9700$

図 4 - 6 瞬時温度分布

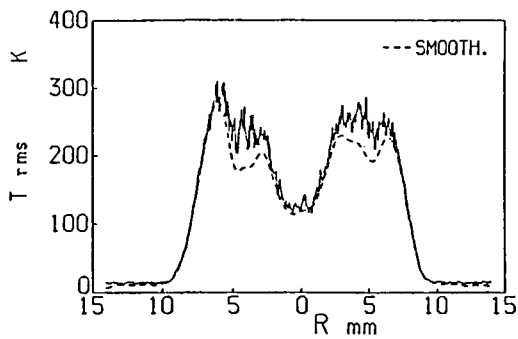


(a) $Re = 4100$

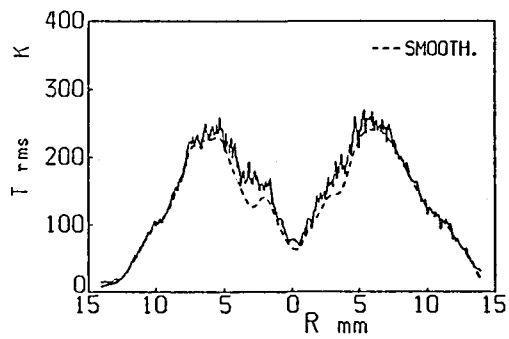


(b) $Re = 9700$

図 4 - 7 瞬時温度分布の平滑化波形



(a) $Re = 4100$



(b) $Re = 9700$

図 4 - 8 温度変動強さの分布

考えられる。また、図 4-6 (a), (b) の波形を比較するとレイノルズ数の高い場合はレイノルズ数の低い場合に比べ、最高温度が低い値をとる傾向がある。このことはレイノルズ数の高い方が時間平均の最高温度値も低くなることと対応している。レイノルズ数の高い場合は乱れの強さも大きくなり、火炎内のガス濃度の非平衡性（OH濃度が平衡濃度より高くなるなど）^{(6)・(7)}が増し、最高温度が下がる原因になると考えられる。また、レイノルズ数が小さい場合に瞬間火炎温度が最高断熱火炎温度（1660K）よりも高くなることがあるのは選択拡散の影響⁽⁸⁾によると考えられる。

図 4-7 には図 4-6 に示した瞬時波形について高速フーリエ変換を用いて波長が 2 mm 以下のショットノイズを含む変動成分を取り除くことにより平滑化を行った温度波形の重ね合わせを示す。これにより比較的大きなスケールの温度変動の影響を調べる。図 4-7 (a) のレイノルズ数の低い場合には中心軸付近に大きなスケールの変動がみられる。図 4-7 (b) のレイノルズ数の高い場合には火炎の外側で変動が大きくなり変動の幅が広がっている。また、平滑化処理をした後の温度波形についての変動の rms 値と元の温度波形についての rms 値を、図 4-8 に比較して示す。図 4-8 中実線が元の温度波形についての rms 値を、破線が平滑化処理をした後の温度波形についての rms 値を表している。この平滑化をしても rms 値が大きく変わらないことから、ある程度大きなスケールの温度変動がその rms 値に大きく影響を与えていると言える。

4. 4 むすび

レーリ散乱をダイオードアレイで検出することによる多点同時温度測定法をレイノルズ数の異なる 2 種の乱流拡散火炎に適用し、火炎内の半径方向の温度変動波形を検出し、測定法および測定結果の検討を行い次の結果を得た。

(1) 高温部ではレーリ散乱光強度が弱くなるためにショットノイズと火炎から

の化学発光によるノイズの比率が高くなる。化学発光はバンドパスフィルタと偏向フィルタを併用することにより低減できる。ショットノイズを下げるためと検出器の感度から現有のレーザー出力（3 W）では0.3msの計測時間が必要であった。検出器の空間分解能は0.23mmであるが、ショットノイズと細かい信号波形の区別が困難であった。これらの問題点はレーザー光強度を増すことによって改善されると考えられる。

(2) 波長が約2 mm程度以下の変動をフーリエ変換を用いて取り除き、平滑化処理を行っても温度変動のrms値はほとんど変化せず、平滑化処理をした温度波形に大きなスケールの変動波形がみられることから、乱流火炎内には比較的大きなスケールの温度の不均一が存在し、変動強さを支配していることがわかる。

(3) レイノルズ数の高い火炎では平均温度および瞬時温度の最大値が下がる傾向がある。この原因としてはガス組成の非平衡性および、選択拡散の影響が考えられる。

参考文献

- (1) 吉川, 丹羽, 大竹, 機論, 50-452, B, (1984), 1088.
- (2) Fourquette, D. C., Zurn, R. M. and Long, M. B., Combust. Sci. and Tech., 44, (1986), 307.
- (3) Rajan, S., Smith, J. R. and Rambach, G. D., Combust. Flame, 57 (1984), 95.
- (4) Namazian, M., Talbot, L., Robben, F. and Cheng R. K., Proc. 19th Symp. (Int.) Combust., (1982), 487.
- (5) Dibble, R. W. and Hollenbach, R. E., Proc. 18th Symp. (Int.) Combust., (1981), 1489.
- (6) Correa. S. M., Drake, M. C., Pitz, R. W. and Shyy, W., Proc. 20th

Symp. (Int.) Combust., (1984), 337.

(7) Drake, M. C., Pitz, R. W., Lapp, M., Fenimore, C. P., Lucht, R. P., Sweeney, D. W. and Laurendeau, N. M, Proc. 20th Symp. (Int.) Combust., (1984), 327.

(8) 高城, 多田, 小宮山, 機論, 56-527, B, (1990), 2109.

第5章 拡散火炎のOH濃度と温度測定

5.1 まえがき

火炎内の反応過程や非平衡性を理解するためには反応過程で生成されるラジカル(OH, CHなど)の濃度や温度の局所値を評価することが重要である。火炎内のラジカルに関する研究は近年のレーザー応用計測の発達にともない各所で行われてきている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。従来の研究においては, Nd:YAGレーザー励起による色素レーザーがOHラジカルの $A^2\Sigma^+-X^2\Pi(0,0)$ 吸収遷移過程の一つを励起するのに使用されている。また, OH誘起蛍光スペクトルは遷移レート方程式を適用することにより解析されており^(1,2), レーザ誘起蛍光による火炎内のOHラジカル濃度測定が行われている⁽³⁾⁻⁽⁷⁾。XeClエキシマレーザーはOHラジカルの $A^2\Sigma^+-X^2\Pi(0,0)$ 吸収遷移過程の波長に対応する308 nmの近くに発振波長をもつ。しかし, この発振波長幅は比較的広く, このためOHラジカルは数多くの吸収遷移過程により同時に励起される。それゆえ, XeClエキシマレーザーによって励起されたOHの蛍光スペクトルを評価するためにはこの多数の遷移過程による影響を考慮する必要がある。OH濃度を色素レーザーを用いず, エキシマレーザーのみにより計測を試みた例は従来の研究ではない。

そこで, 本章ではXeClエキシマレーザーを用いることにより, 大気圧下の水素拡散火炎を測定対象とし, 火炎内のOH濃度および温度の検出を行うことを目的とする。また, 遷移レート方程式を多数の吸収遷移過程の影響を考慮して解くことにより, OH誘起蛍光スペクトルを評価する。OH誘起蛍光スペクトル測定結果からOHラジカルの相対および絶対濃度の測定を行う。また, レーザ散乱光強度を発光スペクトルから分離することより, 火炎温度の測定を行い, その妥当性を調べる。

5.2 記号

本章で用いた記号を以下にまとめて示す。

- A_{21} : 自然放出に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの A 係数)
- B_{12} : 誘導吸収に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの B 係数)
- B_{21} : 誘導放出に対するアインシュタインの遷移確率 (アインシュタインの B 係数)
- c : 光速
- e : レーザ励起に関与する回転準位
- E_1 : 基底状態のエネルギー
- f_1 : 基底状態にある分子の数密度のうちレーザと共振する準位にある分子の分率
- f_2 : 励起状態にある分子の数密度のうちレーザと共振する準位にある分子の分率
- g_1 : $(=2J_1+1)$, 基底状態での回転縮退度
- h : プランク定数
- I_F : 蛍光強度
- I_R : レーザ散乱光強度
- i : 回転準位
- J : スピンの影響を考慮した回転量子数
- j : 励起状態の回転準位
- k : 基底状態の回転準位
- k_B : ボルツマン定数
- L : 測定体積長さ
- m_i : 換算質量
- N : スピンの影響を考慮していない回転量子数

N_0 : O H 分子の総数密度
 N_1 : 基底状態にある分子の総数密度
 N_2 : 励起状態にある分子の総数密度
 n_1 : 基底状態にある分子の数密度
 n_2 : 励起状態にある分子の数密度
 N_s : 分子数密度 [式(5-27)参照]
 P_L : レーザ光強度
 Q_{21} : 衝突による消光速度
 Q_{22} : 回転準位に対する緩和速度
 T : 火炎温度
 U_L : 誘導放出及び誘導吸収におけるエネルギー密度
 V : 測定体積
 ν : 振動量子数
 Z : 分配関数
 ν : 遷移周波数
 ε : 集光効率
 σ : 散乱断面積
 Ω : 集光光学系の立体角

上付き添え字

' : 励起状態
" : 基底状態

下付き添え字

₁ : 基底状態
₂ : 励起状態

5. 3 O H 蛍光スペクトルのシミュレーション

XeClエキシマレーザの発振波長 ($\lambda = 308\text{nm}$ 近傍) を用いて, O H 蛍光スペクトルを計測するために, 電子励起状態 ($A^2\Sigma^+$) の振動準位 (v') 0 と基底状態 ($X^2\Pi$) の振動準位 (v'') 0 間のエネルギー遷移における吸収線を用いる. 各エネルギー準位における分子数密度は遷移レート方程式により表される. 図 5-1 にエネルギー準位間の遷移過程を表す.

レーザ励起に関係していない励起状態のエネルギー準位のレート方程式⁽¹⁾は, 次式で与えられる.

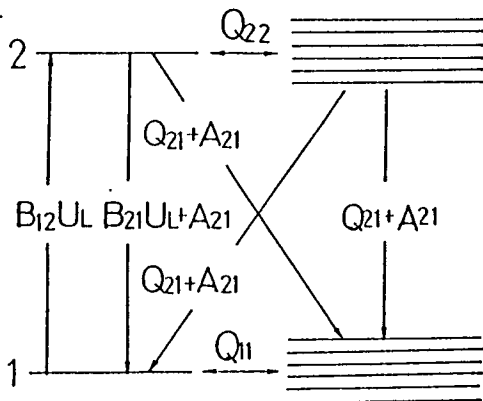
$$\begin{aligned} \frac{d n_2(i)}{d t} = & - n_2(i) \left[\sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j) + Q_{21}(i) \right. \\ & \left. + A_{21}(i) \right] + \sum_{j \neq i} n_2(j) Q_{22}(j, i) \end{aligned} \quad (5-1)$$

レーザ励起に関係した励起状態のエネルギー準位のレート方程式⁽¹⁾は, 次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \frac{d n_2(e_2)}{d t} = & - n_2(e_2) \left[\sum_{j \neq e_2} Q_{22}(e_2, j) + Q_{21}(e_2) \right. \\ & \left. + A_{21}(e_2) + B_{21} U_L \right] + n_1(e_1) B_{12} U_L \\ & + \sum_{j \neq e_2} n_2(j) Q_{22}(j, e_2) \end{aligned} \quad (5-2)$$

ここで, 下付き添え字_{1, 2}はそれぞれ基底状態, 励起状態を表し, $n_1(i)$, $n_2(i)$ はそれぞれ基底状態, 励起状態における*i*回転準位の分子数密度, $Q_{22}(i, j)$ は励起状態における*i*→*j* 遷移の緩和速度を表す. $Q_{21}(i, k)$, $A_{21}(i, k)$ はそれぞれ*i*→*k* 遷移の消光速度, 自然放出に対する遷移確率であり, $Q_{21}(i)$, $A_{21}(i)$ はそれぞれ以下の式で表される.

Laser-Pumped Upper Rotational Level
 Upper Rotational Levels



Laser-Pumped Lower Rotational Level
 Lower Rotational Levels

図 5 - 1 エネルギー遷移過程図

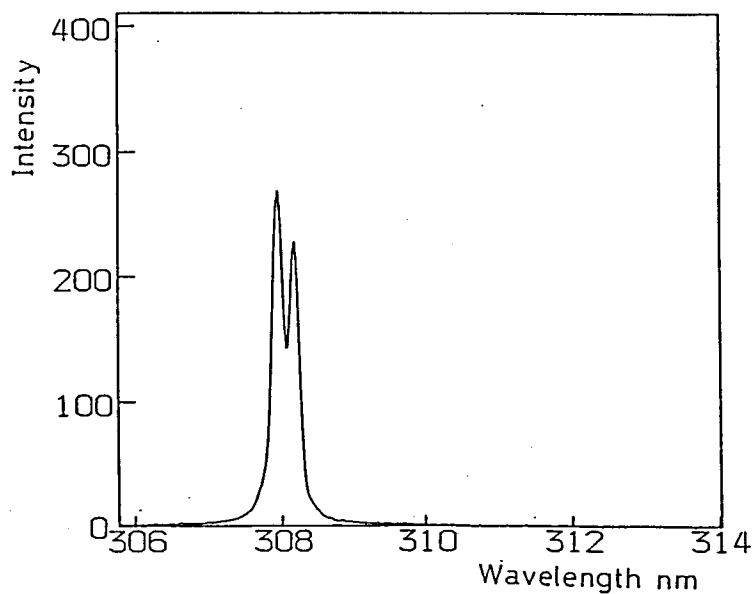


図 5 - 2 空気からの散乱スペクトル

$$Q_{21}(i) = \sum_k Q_{21}(i, k) \quad (5-3)$$

$$A_{21}(i) = \sum_k A_{21}(i, k) \quad (5-4)$$

式(5-1)において、準定常状態を仮定し、左辺を0とする。さらに、右辺の各項を $n_2(e_2)Q_{22}(e_2, i)$ で除すると次式を得る。

$$0 = - \frac{n_2(i)}{n_2(e_2)} \frac{\sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j) + Q_{21}(i) + A_{21}(i)}{Q_{22}(e_2, i)} + \frac{\sum_{j \neq i} n_2(j)Q_{22}(j, i)}{n_2(e_2)Q_{22}(e_2, i)} \quad (5-5)$$

式(5-5)において、 $A_{21} \ll Q_{21}$ ⁽¹⁾ を導入すると、 A_{21} が省略され、さらに式を展開すると、 $n_2(i)/n_2(e_2)$ ($i=1, 2, \dots$) を未知数とする連立方程式を得る。ここで、 $Q_{22}(i, j)$ と $Q_{21}(i)$ の値を知る必要がある。

$Q_{22}(i, j)$ は σ_{22} (緩和速度に対する遷移断面積) に比例するので、上式(5-5)中の Q_{22} の相互の比率は σ_{22} の比率に置き換えることができる。ここで、 σ_{22} の算出については、以下に示すChanとDailyがモデル化をした式(5-6)、(5-7)を用いた。

回転量子数の変化 $\Delta N \neq 0$ に関しては

$$\sigma_{22}(i, j) \propto g_j \exp(F\xi) \exp\{-A(300/T)^{\theta} \Delta E\} \quad (5-6)$$

回転量子数の変化 $\Delta N = 0$ に関しては

$$\sigma_{22}(i, j) \propto g_j f (T/300)^{\phi} \quad (5-7)$$

で表される。ここで、 g_j ($= 2J + 1$) は回転縮退度、 F 、 A 、 f は遷移定数

で表5-1の値を用い、 $\xi=0.5$, $\theta=0.7$, $\phi=0.8$ を用いた⁽¹⁾。Tは温度、 ΔE は遷移状態間のエネルギー差を表す。

表5-1 遷移定数⁽¹⁾

$\Delta N / N$	A (ΔN)	F ($\Delta N = \Delta J$)	F ($\Delta N \neq \Delta J$)	f (N)
1	0.0130	1.80	1.30	2.0
2	0.0085	1.35	0.75	1.5
3	0.0057	0.60	0.60	1.0
4	0.0037	-0.50	-0.50	0.6
5	0.0024	-1.60	-1.60	0.4
6	0.0016	-2.90	-2.90	0.3
7	0.0010	-4.60	-4.60	0.2
8	0.0007	-6.90	-6.90	0.15
9	0.0005	-9.20	-9.20	0.10
≥ 10	0.0003	-12.0	-12.0	0.10

また、 Q_{21} と Q_{22} の比率は次式(5-8)のように置き、式(5-5)に適用した。

$$f_q = \sum_{j \neq i} Q_{22}(i, j) / Q_{21}(i) \quad (5-8)$$

本章ではOH蛍光スペクトルの実験値と予測値の比較により、 f_q の最適値として、12.5を用いた。

エネルギー準位 $i \rightarrow k$ の遷移が生じたとき蛍光強度は次式のように表される。ここで、 ν_{ik} はこの遷移の生じる蛍光の周波数で、Diekeら⁽⁹⁾の値を用いた。アインシュタインのA係数 A_{21} にはDimphlら⁽⁹⁾の値を用いた。

$$I_F(i, k) = n_2(i) A_{21}(i, k) h c \nu_{ik} \epsilon \Omega V / 4\pi \quad (5-9)$$

図5-2にエキシマレーザを用いた空気からのレーリ散乱のスペクトルを示す。これはレーザの入射波長特性を表している。二つのピークをもつ波長特性を示しているが、このピークのうち短波長側(308.0nm)を第1ピーク(1st peak)、長波長側(308.2nm)を第2ピーク(2nd peak)とする。この入射波長領

域には多数のOHの励起線（吸収線）が関与しており，式(5-9)において蛍光強度を求める場合にそれぞれの励起線による影響を考慮する必要がある．そこで，多数の励起線が励起に関与する場合，個々の励起線は独立とみなし，互いに干渉しないと仮定する．多数の励起線のうちm番目の励起線による励起状態の分子数密度比 $n_2(i)/n_2(e_2)$ を式(5-5)より算出し， $n_2^m(i)/n_2^m(e_2)$ とおく．また，m番目の励起線で励起されるエネルギー単位における分子数密度 $n_2^m(e_2)$ は誘導吸収の速度に比例すると仮定し， $k_1 f_1^m B_{12}^m U_L^m$ で表されるとする．ここで，多数の励起線による励起状態の分子数密度 $\sum_m n_2^m(i)$ は次式(5-10)により表され，それらによる蛍光強度のスペクトルは式(5-9)中の $n_2(i)$ を式(5-10)で求められる $\sum_m n_2^m(i)$ で置き換えることにより算出できる．

$$\begin{aligned} \sum_m n_2^m(i) &= \sum_m (n_2^m(i)/n_2^m(e_2)) \times n_2^m(e_2) \\ &= \sum_m (n_2^m(i)/n_2^m(e_2)) \times k_1 f_1^m B_{12}^m U_L^m \end{aligned} \quad (5-10)$$

ここで， k_1 は比例定数，アインシュタインのB係数 B_{12} にはDimphlら⁽⁹⁾の値を用いた． U_L にはOHの各励起線に対応する入射レーザー光の相対強度を用い， f_1 については基底準位の分子数密度がボルツマン分布に従うと仮定して式(5-11)より算出した．

$$f_1 = g_1 \exp(-E_1/k_B T) / Z \quad (5-11)$$

ここで，分配関数 Z の算出には式(5-12)を用いた．

$$Z = \sum_{v''} \sum_{J''} g_1(J'') \exp(-E_1(v'', J'')/k_B T) \quad (5-12)$$

また，基底状態のエネルギー E_1 は振動エネルギー E_v と回転エネルギー E_r の和で表される．

$$E_1 = E_v + E_r \quad (5-13)$$

$$E_v = h c \{ \omega . (v + 1/2) - \omega . x . (v + 1/2)^2 + \omega . y . (v + 1/2)^3 \} \quad (5-14)$$

$$E_r = h c \{ B . - \alpha . (v + 1/2) \} J (J + 1) \quad (5-15)$$

式(5-14)と(5-15)において経験定数 $\omega .$, $\omega . x .$, $\omega . y .$, $B .$, $\alpha .$ については文献(10)からそれぞれの値を引用した。

5. 4 OH濃度の算出法

5. 4. 1 OH相対濃度の算出法

レーザ誘起蛍光を用いて、まずOHの相対濃度を求めることを考える。濃度の算出には下記の2レベルの遷移レート方程式(5-16)⁽²⁾を用いる。さらに、後述の5. 4. 2節の方法を用いれば、測定点中の一点についてのみOH濃度の絶対値を測定することより他の測定点での絶対値も知ることができ、測定の簡易化が図ることができる。ただし、誘導放出と誘導吸収の速度、 $B_{21}U_L$, $B_{12}U_L$ については多数励起の効果を考慮し、本実験で用いるレーザ発振波長に含まれる励起過程[Q1(1), Q1(2), Q1(3), P1(1), Q21(1), Q21(2), Q21(3), R2(2)]に対しての積算値で評価する。ここでの記号の表記法は文献(8)による。P, Q, Rはそれぞれ $N' - N'' = -1, 0, 1$ の遷移に対応し、括弧内の数字は基底状態の回転準位(N'')を、括弧外の数字は励起状態と基底状態の電子スピン状態を各々表す。ただし、一つの数字のみの場合は励起状態と基底状態の双方の電子スピン状態が同じであることを示す。

$$\frac{d N_2}{d t} = B_{12} U_L N_1 - (B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}) N_2 \quad (5-16)$$

式中で $B_{12}U_L$, $B_{21}U_L$ はそれぞれ次式で表す。上付き添字 m は m 番目の励起線に関与する量を表す。

$$B_{12}U_L = \sum_m f_{1m} B_{12m} U_L^m \quad (5-17)$$

$$B_{21}U_L = \sum_m f_{2m} B_{21m} U_L^m \quad (5-18)$$

また、分子の全数密度を N_0 とすれば、

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad (5-19)$$

準定常状態を仮定し、 N_2 について解けば、次式となる。

$$N_2 = \frac{N_0 B_{12} U_L}{B_{12} U_L + B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}} \quad (5-20)$$

OH蛍光強度は $N_2 A_{21}$ に比例するので、異なる測定位置でのOH蛍光強度の測定値の比 I_F^1 / I_F^2 は対応する測定位置での N_2^1 / N_2^2 に等しい。このことから、式(5-20)を異なる測定位置にそれぞれ適用し、その比をとることによりOHの相対濃度 N_0^1 / N_0^2 に関する式(5-21)を得る。

$$\frac{N_0^1}{N_0^2} = \frac{I_F^1}{I_F^2} \frac{Q_{21}^1}{Q_{21}^2} \frac{1}{\frac{(B_{12} U_L)^1}{(B_{12} U_L)^2}} \frac{\alpha^1 + 1}{\alpha^2 + 1} \quad (5-21)$$

ここで、上付き添え字の^{1,2}は測定位置の違いを表す。衝突による消光速度 Q_{21} は式(5-22)で表される⁽²⁾。

$$Q_{21} = \sum_i N_i \sigma_i v_i \quad (5-22)$$

$$v_i = (8 k_B T / \pi m_i)^{1/2} \quad (5-23)$$

ここで、 N_i は化学種 i の分子数密度、 σ_i は遷移断面積⁽⁶⁾、 v_i は化学種 i と

OH分子の相対速度， m_i は換算質量をそれぞれ表す． $B_{12}U_L$ ， $B_{21}U_L$ については式(5-17)，(5-18)を用いる．式(5-21)中の α は式(5-24)で定義する．

$$\alpha = \frac{B_{12}U_L + B_{21}U_L}{A_{21} + Q_{21}} \quad (5-24)$$

ここで， α の算出について考える．入射レーザー光強度を変えた場合の蛍光強度の比率は式(5-9)に式(5-20)を代入し，レーザー強度の異なる場合についてその強度比をとることによって式(5-25)で表される．

$$\frac{I_F^{(1)}}{I_F^{(2)}} = \frac{\alpha^{(2)} + 1}{\alpha^{(1)} + 1} \frac{U_L^{(1)}}{U_L^{(2)}} \quad (5-25)$$

$$\alpha^{(1)} / \alpha^{(2)} = U_L^{(1)} / U_L^{(2)} \quad (5-26)$$

ここで，レーザー強度の比率，および蛍光強度の比率と式(5-26)から α の値を求める．ただし，式(5-25)，(5-26)中の上付き添え字(1)，(2)はレーザー光強度のみが異なる場合の値を意味する．

5. 4. 2 OH絶対濃度の算出法

さらに，絶対値としてOHの分子数密度を求める方法を考察する．光学系の定数を消去するためにレーリ散乱光強度 I_R を表す次式を用いる．

$$I_R = P_L N_s \frac{d\sigma}{d\Omega} \epsilon \Omega L \quad (5-27)$$

式(5-27)のレーリ散乱強度と式(5-9)で表されるOH蛍光強度との比をとることにより，励起状態の分子数密度 $n_z(i)$ を求める．一方，励起回転準位でのOH分子数密度の相対値を式(5-10)から求め，相対値の総和で各値を除することより $f_z(i)$ を求める．ここで，括弧内の i は励起状態の回転準位を表す．ここで

求めた $n_2(i)$ と $f_2(i)$ から式(5-28)により励起状態にあるOH分子の総数密度 N_2 を、式(5-20)を変形した式(5-29)よりOH分子の絶対濃度を求める。

$$N_2 = n_2(i) / f_2(i) \quad (5-28)$$

$$N_0 = \frac{B_{12} U_L + B_{21} U_L}{B_{12} U_L} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) N_2 \quad (5-29)$$

5. 5 温度の測定法

火炎温度の検出にはレーリ散乱を用いる。圧力と有効散乱断面積が一定の条件では気体の温度はレーリ散乱光強度に反比例するので、レーリ散乱光強度から火炎温度を知ることができる。レーザ励起による火炎中の発光スペクトルには分子からの蛍光スペクトルも同時に含まれているために測定したスペクトルからレーリ散乱光強度のみを分離し評価する。

5. 6 実験装置と方法

図5-3に実験装置および光学系の概略を示す。測定対象とした火炎は円管ノズルから周囲空気流中にガス燃料を噴出させる同軸噴流形の層流拡散火炎である。燃料ノズルは外径6mm、内径4.2mmのステンレス円管である。燃焼ガスのレーリ散乱断面積が空気と大きく変わらないために体積混合割合が水素30%と窒素70%の混合気を燃料とした⁽¹¹⁾。周囲空気流はガラス球や金網などの整流部および縮流部を経て直径50mmの出口より流出する。流量条件はノズル出口平均流速5.2 m/s、出口でのレイノルズ数は1050、周囲流速は1.7 m/sとした。レーザ光源はXeClエキシマレーザ(発振波長308nm, 150mJ/pulse, 17ns/pulse: LAMBDA PHYSIK EMG-101MSC)を用いた。レーザ光は一度測定点に集光され、さらに後方でジュールメータ(MOLECTRON DETECTOR J50)により受け止められ、

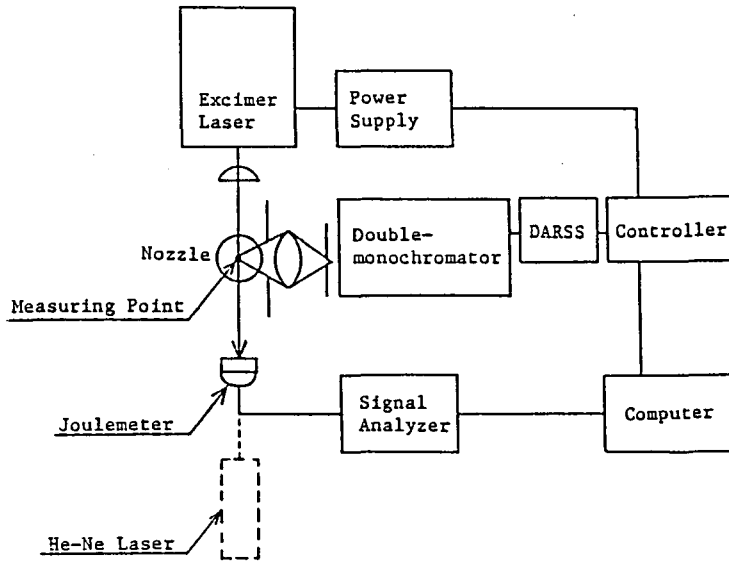


図 5 - 3 実験装置概略図

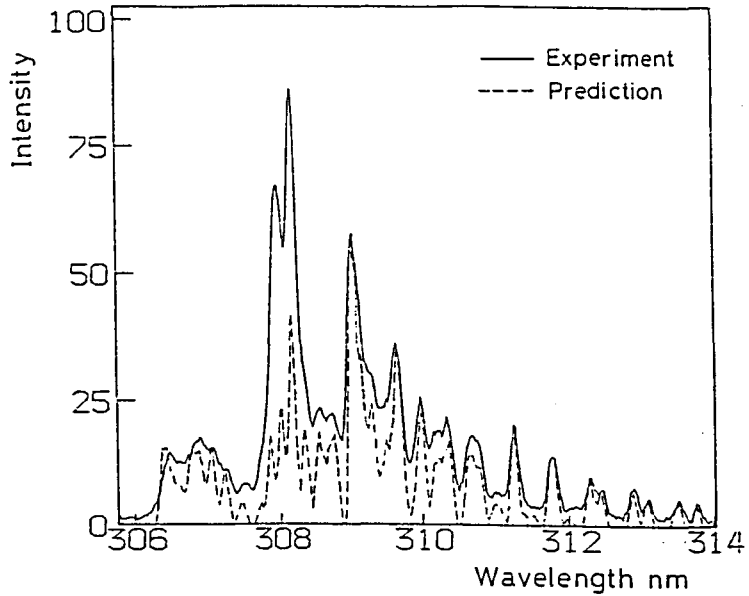


図 5 - 4 レーザ励起による火炎からの発光スペクトル (R = 4 mm)

1 パルス毎の強度が検出される。一方、散乱光はレーザー光と直角方向に集光し、分光器入射スリット上に結像し、分光後、512個の光ダイオード素子とイメージインテンシファイアからなる多チャンネル光検出器 (DARSS) によりスペクトルが検出される。レーザー光の光軸の設定にはHe-Neレーザーを補助として用いた。スペクトルは、エキシマレーザーの100パルスの積算強度を記録している。また、スペクトル分布の分解能は入射スリット幅、および検出器素子のにじみの両者から決まり約0.1nmである。測定位置はノズル下流30mm断面に設定した。

5. 7 実験結果と考察

5. 7. 1 OH蛍光スペクトル

図5-4の実線が火炎面に近い半径位置 $R = 4 \text{ mm}$ での火炎からのレーザー励起による発光スペクトルの測定値である。これは図5-2の場合とスペクトルの形状が異なり、OHの蛍光スペクトルが入射光波長の長波長、短波長の両側に現れ、レーリ散乱と重なってスペクトルを形成している。図5-4の破線および図5-5には5.3節で述べた方法により算出したOH蛍光スペクトルを示す。この計算には $P_1, P_2, Q_1, Q_2, R_1, R_2, P_{12}, Q_{12}, Q_{21}, R_{21}$ の遷移、回転量子数 $N = 0 \sim 16$ の範囲を計算の対象とした。また、計算においては半値幅0.1nmのスリット関数を考慮した。スペクトルの実測値と計算値を比較すると、入射波長領域以外では計算により実験結果を良く予測していることがわかる。入射波長領域近傍では実測値にはレーリ散乱が含まれているが、予測値にはOH蛍光のみであるために直接の比較はできない。また、スペクトル計算での設定温度を1350~1650Kの範囲で変化をさせ、温度がスペクトルに与える影響を評価したが、この範囲内では大きな変化はみられなかった。これは蛍光スペクトルのピークには多数の励起線が関与しており、温度による効果が相殺されているためと考えられる。実験においてもOH蛍光が顕著な $R = 3, 4, 5 \text{ mm}$ の位置におけるスペクトル分布はほぼ相似であり、温度によるOH蛍光スペクトル分布の変化は

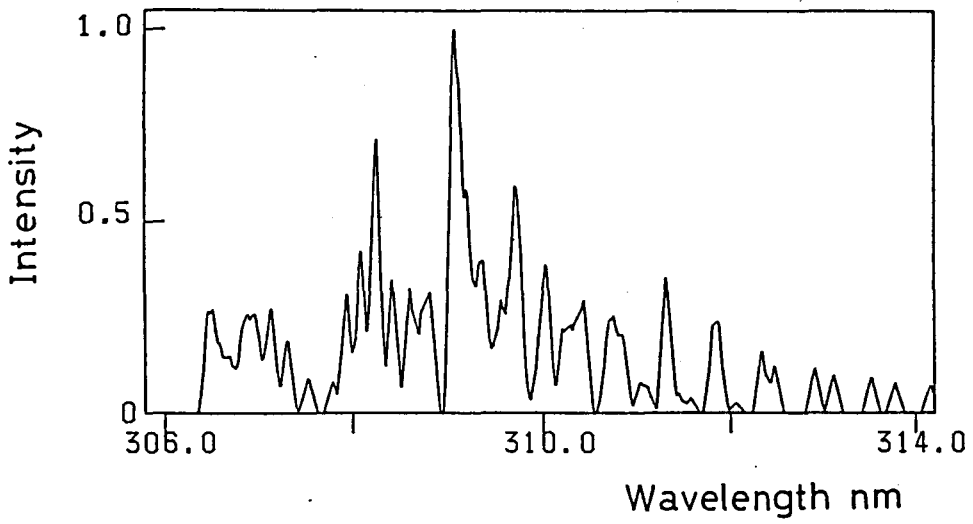


図 5 - 5 蛍光スペクトル計算結果

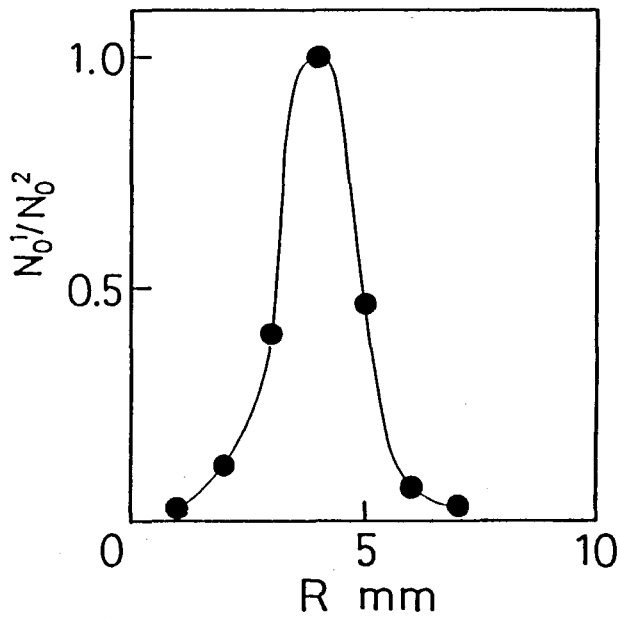


図 5 - 6 OH 相対濃度分布

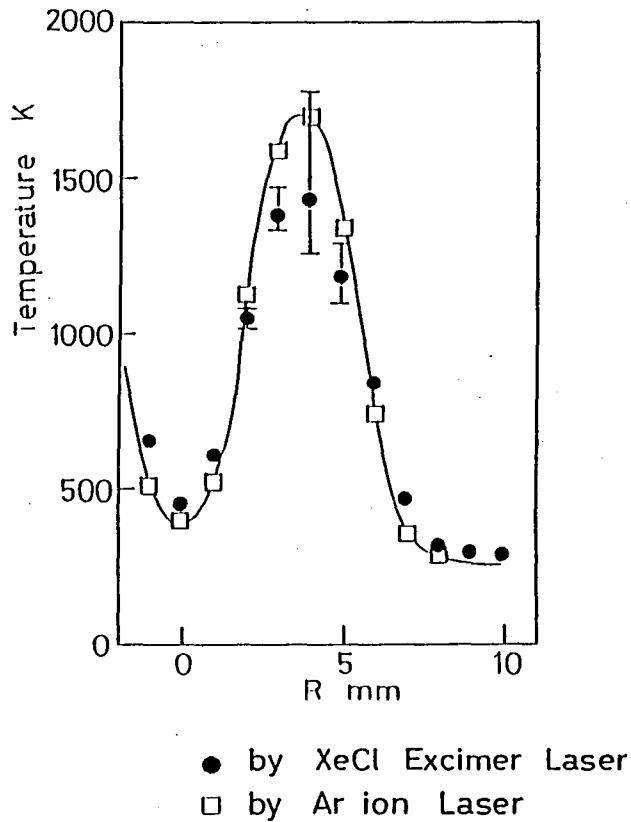


図 5 - 7 温度分布

ほとんど見られなかった。

5. 7. 2 OH濃度

OH濃度の相対値を5. 4. 1節の方法で測定し、その半径方向分布を図5-6に示す。ただし、蛍光強度の測定値としてレーリ散乱を含まない波長領域での蛍光強度の積算値を用いた。後述の火炎温度の半径方向分布の測定値と比較すると、温度分布と相似な形状を示し、火炎面近くの温度の高い位置でOH濃度も最高値を示している。

5. 4. 2節の方法でR = 4 mmの位置でのOH濃度の絶対値測定を行い、

$1.05 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (0.24 mole%)となった。ここでの絶対濃度測定における主な誤差要因としては測定断面積の値および、励起状態の分子数密度の分率 $f_2(i)$ の予測誤差が考えられる。

5. 7. 3 火炎温度

図5-4の半径位置 $R = 4 \text{ mm}$ での実験から得られたスペクトルと図5-5のスペクトル計算結果を対応させ、入射波長領域のOH蛍光強度を除去することによってレーリ散乱強度求め、火炎温度を算出した。その半径方向分布を図5-7に示し、アルゴンイオンレーザによるレーリ散乱光強度から求めた温度測定結果と比較した。温度はレーリ散乱を検出する各素子(波長)に対して求められるが、●はそれらの平均値、プロットに付記した縦線はそれらのばらつきの範囲を示す。本測定とアルゴンイオンレーザを用いた測定は比較的よく対応する。ただし、高温部ではばらつきが大きくなるが、これはレーリ散乱光強度が下がり、蛍光の予測の誤差が影響しやすくなるためと考えられる。

次にレーザ光強度と空気のレーリ散乱光強度、およびレーザ励起による火炎からの発光強度の関係を図5-8に示す。ここで●、▲はそれぞれ1st peak, 2nd peakの空気からの散乱光強度、○、△はそれぞれ1st peak, 2nd peakの火炎からの散乱光強度である。図5-8から次のことがわかる。

(1) 空気からの散乱光強度は1st peak, 2nd peakともほぼ線形である。しかし、強度の増加にともなって1st peakはやや線形より高くなっており、2nd peakでは線形よりはやや頭打ちの傾向を示している。これはエキシマレーザのレーザ強度を変えることによる特性変化によるものである。

(2) 火炎からの散乱光強度は空気からの散乱光に比べとも頭打ち傾向を示している。

この発光強度を得た同一のスペクトルから、1st peak, 2nd peakから離れたレーリ散乱の含まれない波長領域の比較的強度が高い4つのピーク(4つの波

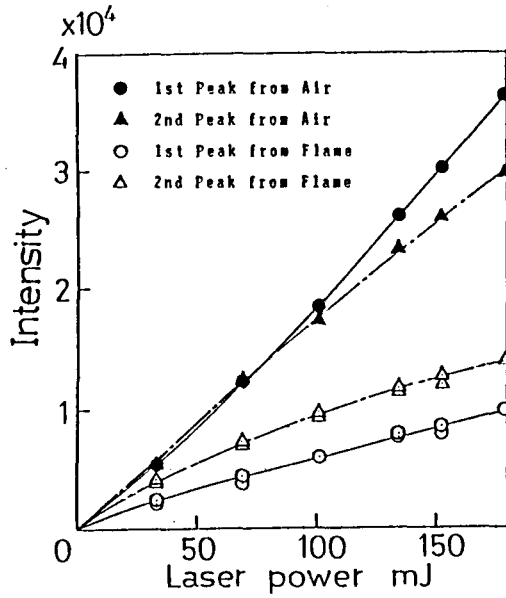


図 5 - 8 レーザ光強度と空気のレーリ散乱光強度およびレーザ励起による火炎からの発光強度の関係

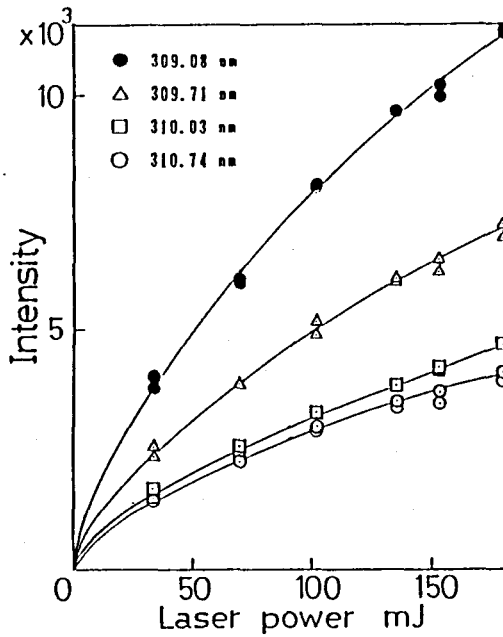


図 5 - 9 レーザ光強度とOH蛍光強度の関係

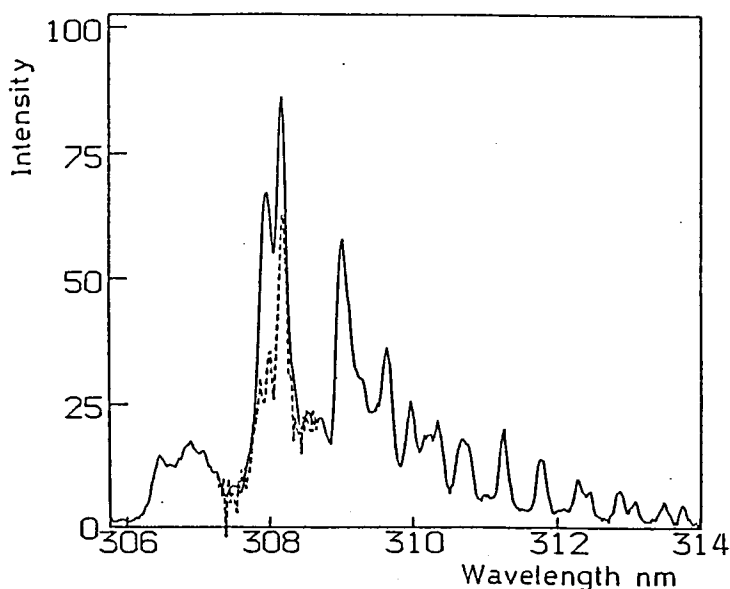


図5-10 レーリ散乱とOH蛍光の分離 (R = 4 mm)

長, 309.08nm, 309.71nm, 310.03nm, 310.74nm) を選び, OH 蛍光強度として測定し, 図5-9に示す. この図から,

(3) レーザ光強度の増加に対して, 蛍光強度の増加が頭打ちの傾向を示していることがわかる. これは蛍光の飽和現象によることを示している. また, この傾向はどの波長の蛍光に対してもほぼ等しく相似である.

図5-8のレーザ励起による火炎からの発光が頭打ちになっている原因としては, 1st peak, 2nd peakなどの入射光波長領域で, OH 蛍光とレーリ散乱光が混在し, 蛍光の飽和現象による頭打ち傾向が現れているためであると考えられる.

そこで, レーザ光強度のみを変えた2回の計測によってOH 蛍光とレーリ散乱光を各々測定し, レーザ光強度とOH 蛍光強度の関係が波長に依存せず相似であることと, レーリ散乱光強度がレーザ光強度に対して比例関係にあることより, レーザ光の発振波長領域に含まれるOH 蛍光を求め, レーリ散乱光と分

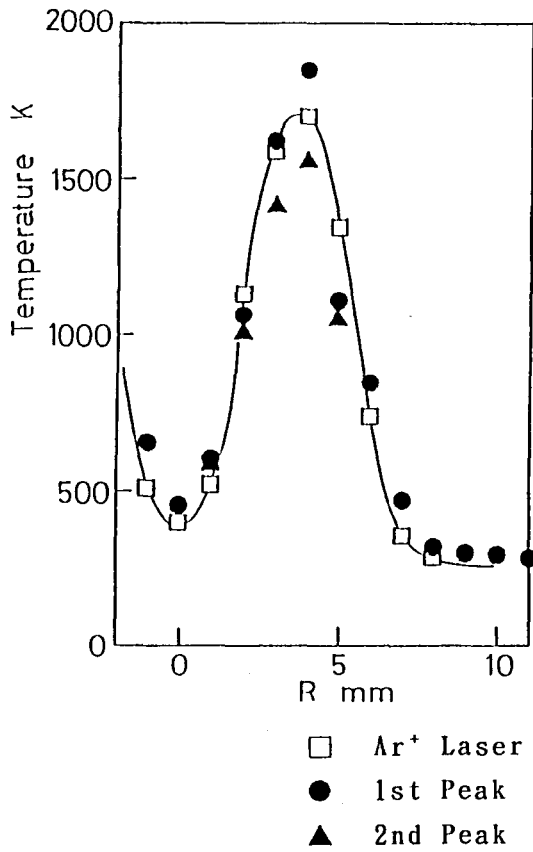


図 5 - 1 1 温度分布

離した。この方法で求めた入射波長領域でのOH蛍光強度スペクトルを図5-10の破線で示す。実線はレーリ散乱光を含めたスペクトル測定結果をそのまま示したものである。入射波長領域においてもOH蛍光が大きな強度をもっていることがわかる。

実線から破線を差し引くことによってレーリ散乱光強度が算出できる。このレーリ散乱光強度から半径方向の火炎温度分布を求めた結果を図5-11に示す。□はAr⁺レーザのレーリ散乱により測定した温度分布、●および▲は上記の方法により求めた火炎温度分布を示しており、アルゴンイオンレーザによる

計測とほぼ一致していることがわかる。

5. 8 むすび

エキシマレーザ励起によって層流拡散火炎中のOH蛍光スペクトルを検出し、レーリ散乱との組み合わせにより、火炎内のOH濃度と温度の測定を行った。得られた結果をまとめると以下のとおりである。

- (1) 多数の励起線が関与している火炎中のOH蛍光スペクトルを遷移レート方程式を導入して予測した。実測のスペクトルと比較し、かなりよい一致を得た。
- (2) OH濃度の相対値および絶対値を遷移レート方程式を用いて測定する方法を提示し、測定結果を示した。
- (3) (1)でのスペクトル計算結果を用いて入射波長領域のOH蛍光強度を除去することによってレーリ散乱光強度を求め、火炎温度を測定する方法ならびにレーザ光強度とレーリ散乱光強度、およびOH蛍光強度との特性の差異を利用してエキシマレーザ励起発光スペクトルからレーリ散乱とOH蛍光を分離し、レーリ散乱強度から火炎温度を測定する方法を示した。また、それらの測定結果とアルゴンイオンレーザによる測定結果を比較し、比較的よい一致を得た。

参考文献

- (1) Chan, C., and Daily, J. W., Applied Optics, 19-8, (1980), 1357.
- (2) Lucht, R. P., Ph.D. Thesis, Purdue University, (1981).
- (3) Kychakoff, G., Hanson, R. K. and Howe, R. D., Proc. 20th Symp. (Int.) Combust., (1984), 1265.
- (4) Cattolica, R., and Vesen, S., Combust. Flame, 68, (1987), 267.
- (5) Dyer, M. J. and Crosley, D. R., Optics Letters, 7-8, (1982), 382.
- (6) Drake, M. C. and Pitz, R. W., Experiments in Fluids, 3, (1985), 283.

- (7) 出口, 吉川, 大竹, 機論, 55-517, B, (1989), 2830.
- (8) Dieke, G. H. and Crosswhite, H. M., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 2, (1962), 97.
- (9) Dimpfl, W. L. and Kinsey, J. L., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 21, (1979), 233.
- (10) Herzberg, G., "Spectra of Diatomic Molecules", 2nd edition, (1950)
Van Nostrand Reinhold.
- (11) 小宮山, 高城, 松成, 機論, 54-502, B, (1988), 1486.

第6章 拡散火炎の酸素濃度と温度測定

6.1 まえがき

火炎内の反応過程において酸素は重要な分子であるので、局所的な酸素濃度を測定することは火炎の構造を理解する上で必要であると考えられる。ArFエキシマレーザの発振線（波長193 nm付近）は酸素分子の吸収遷移過程 Schumann-Runge帯（ $B^3\Sigma_u^- \leftarrow X^3\Sigma_g^-$ ）に対応し、これを用いることにより酸素分子からの誘起蛍光スペクトルを測定することが可能であると考えられる。また、酸素分子からの蛍光は温度に対する感度が高いことから、成分が変化しないガスの温度を測定する手段としても利用できる可能性がある。酸素分子は空気中に一定割合含まれていることからトレーサガスとして利用しやすい利点もある。酸素分子からのレーザ誘起蛍光の測定についてはHansonらにより酸素分子からの誘起蛍光強度像の測定^{(1)・(2)}、誘起蛍光スペクトルの予測計算⁽³⁾が行われているが、火炎中の酸素濃度について測定されている例は見当たらない。

本章では層流拡散火炎を対象とし、ArFエキシマレーザ励起により酸素分子からのレーザ誘起蛍光のスペクトル測定を行った。つぎに、遷移レート方程式を用いて酸素分子からの誘起蛍光スペクトルのシミュレーションを行い、蛍光強度のスペクトルと温度依存性を予測した。この結果に基づき、レーリ散乱と酸素分子からの誘起蛍光を同時に測定することにより、拡散火炎内の温度と酸素濃度測定を行い、本測定法の適用性を検討した。

6.2 記号

本章で用いた記号は次のとおりである。

- A_{21} : 自然放出に対するアインシュタインの遷移確率
- B_{12} : 誘導吸収遷移に対するアインシュタインの遷移確率
- B_{21} : 誘導放出遷移に対するアインシュタインの遷移確率

- c : 光速
 E_1 : 基底状態のエネルギー
 F_1 : 基底状態にある総数密度のうちレーザと共振する準位にある分子数密度の分率
 g_1 : 基底状態の回転縮退度
 h : プランク定数
 I_F : 蛍光強度
 k_B : ボルツマン定数
 N_T : 酸素分子の総数密度
 n_1 : 基底状態にある分子の数密度
 n_2 : 励起状態にある分子の数密度
 Q_{21} : 消光速度
 Q_{pre} : 前期解離による消光速度
 T : 温度
 U_L : 誘導放出および誘導吸収におけるエネルギー密度
 V : 測定体積
 v' : 励起状態での振動準位
 v'' : 基底状態での振動準位
 Z : 分配関数
 ν : 遷移周波数
 $\Delta\nu$: 前期解離によって生じるスペクトル線の広がり幅
 ε : 集光効率
 Ω : 集光光学系の立体角

6. 3 酸素分子からの誘起蛍光のシミュレーション

酸素分子の電子励起状態 ($B^3\Sigma_u^-$) と基底状態 ($X^3\Sigma_g^-$) 間の遷移過程を

2準位系の遷移レート方程式(6-1), (6-2)によって表し, 準定常状態を仮定することより, 励起状態での分子数密度 n_2 を求めると, 式(6-3)を得る.

$$\frac{d n_2}{d t} = B_{12} U_L n_1 - (B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}) n_2 \quad (6-1)$$

$$n_1 + n_2 = N_T \cdot F_1 \quad (6-2)$$

$$n_2 = \frac{B_{12} U_L F_1 N_T}{B_{12} U_L + B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}} \quad (6-3)$$

ここで, F_1 は基底状態にある総数密度に対してレーザと共振する回転準位に存在する分子数密度の割合を表し, ボルツマン分布に従うと仮定し, 式(6-4)を用いて算出した.

$$F_1 = g_1 \cdot \exp(-E_1 / k_B T) / Z \quad (6-4)$$

式(6-1)内の誘導吸収の遷移確率 B_{12} , 誘導放出の遷移確率 B_{21} , および自然放出の遷移確率 A_{21} に関しては文献(4)を参照した. U_L は誘導吸収および誘導放出を生じる遷移周波数に対応する入射レーザ強度を表す. この酸素分子の遷移過程において前期解離が生じる. 前期解離とは安定な電子状態のポテンシャル曲線と不安定な電子状態のポテンシャル曲線がある核間距離で交差し, 2つの電子状態が相互作用を及ぼしあう結果, 光の吸収によってその交点より上の振動準位に励起された分子が短時間の内に不安定な電子状態に移り, その電子状態の解離限界よりも低いエネルギーで解離を生じる現象である⁽⁶⁾. 前期解離による消光速度 ($Q_{pr.} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{s}^{-1}$) は衝突による消光速度に比べて十分大きいので, 全体の消光速度 Q_{21} は前期解離による消光速度で代表される⁽¹⁾. また, その値は式(6-5)を用いて求めた.

$$Q_{pr.} = 2 \pi c \Delta \nu \quad (6-5)$$

ただし、 $\Delta \nu$ は前期解離によって生じるスペクトル線の広がり幅を意味し、FrederickとHudsonによる測定結果⁽⁶⁾を用いた。基底状態におけるエネルギー E_1 は前章の式(5-13)～(5-15)を用いて算出した。

励起エネルギー準位からの自然放出によって生じる蛍光強度は式(6-6)のように表される。ここで、 ν_{21} はこの遷移の生じる蛍光の周波数を表す。遷移が生じる各振動準位間のエネルギー差 ($h c \nu_{21}$) については文献(7)を引用した。

$$I_F = n_2 A_{21} h c \nu_{21} \varepsilon \Omega V / 4 \pi \quad (6-6)$$

ArFエキシマレーザー光の発振波長幅は約0.5 nmあり、このため酸素分子の吸収励起過程を多数含む。この遷移過程ではPブランチとRブランチが支配的である⁽⁸⁾。吸収遷移がArFエキシマレーザーの発振波長によって誘起されるもので、放出される蛍光の波長が測定範囲内(190-240 nm)である必要からシミュレーションを行う際の振動準位としては励起状態では $v' = 4 - 13$ 、基底状態では $v'' = 0 - 12$ を選択した。また、スペクトル計算における温度の設定値はレーリ散乱により算出した温度値を用いた。

6. 4 火炎温度の測定法

火炎温度の測定にはレーリ散乱を用いる。圧力と有効散乱断面積が一定の条件では気体の温度はレーリ散乱光強度に反比例するので、レーリ散乱光強度から火炎温度を知ることができる。本研究では燃焼ガスのレーリ散乱断面積が空気と大きく変わらないように燃料ガスの混合比を設定した⁽⁹⁾。また、測定光におけるレーリ散乱光の波長域に含まれる背景光の影響は空気とヘリウムガスの双方のレーリ散乱光を測定し、散乱断面積比より求めた。

6. 5 酸素濃度の測定法

式(6-1)～(6-6)より、蛍光強度 I_F は火炎内の酸素分子の数密度と温度の関数となっている。そこで、式(6-3)を式(6-6)に代入し、両辺を N_T で除することによって式(6-7)を得る。

$$I^{\circ}_F = \frac{I_F}{N_T} = \frac{A_{21} B_{12} F_1 U_L h c \nu_{21} \epsilon \Omega V / 4\pi}{B_{12} U_L + B_{21} U_L + A_{21} + Q_{21}} \quad (6-7)$$

ここで、 I°_F は一定分子数密度当りの蛍光強度の計算値を表す。そこで、相対数密度 $N_T(1)/N_T(2)$ を求めるために式(6-8)を用いた。

$$\frac{N_T(1)}{N_T(2)} = \frac{I^{\circ}_F(1)}{I^{\circ}_F(2)} \frac{I^{\circ}_F(2)}{I^{\circ}_F(1)} \quad (6-8)$$

ここで、(1),(2)は測定位置の違いを表す。蛍光強度 (I°_F) はシミュレーションより算出するが、その際の温度値としては火炎内で測定したレーリ散乱光強度より求めた値を用いた。 I°_F はレーザ誘起酸素分子からの蛍光強度の測定値を表す。さらに、絶対濃度を求める場合には火炎周辺で測定した酸素濃度を大気濃度とおくことにより、酸素分子濃度の半径方向分布を算出した。

6. 6 実験装置と方法

実験装置及び光学系は前章の図5-3と同じものを用いている。ただし、レーザ光源としてはXeClエキシマレーザ内に充填するガスを変えることによりArFエキシマレーザ(発振波長193nm, 17ns/pulse : LAMBDA PHYSIK EMG-101MSC)として使用している。測定対象とした火炎は円管ノズルから周囲空気流中にガス燃料を噴出させる同軸噴流形の層流拡散火炎である。燃料ノズルは外径6mm, 内径4.2mmのステンレス円管である。燃焼ガスのレーリ散乱断面積が空気と大き

く変わらないために体積混合割合が水素30%と窒素70%の混合気を燃料とした⁽⁹⁾。周囲空気流はガラス球や金網などの整流部および縮流部を経て直径50mmの出口より流出する。流量条件は燃料ノズル出口平均流速5.2m/s, 出口でのレイノルズ数は1050, 周囲空気流速は1.7m/sとした。また, 酸素分子からの誘起蛍光強度の温度依存性を評価する実験においては上記の拡散バーナの代わりに加熱空気発生器を設置した。この熱発生部はシリコニット発熱体よりなり, 測定点の温度を最高1100Kまで加熱可能であった。この場合, 温度測定にはPt/Pt+13%Rhの熱電対を用いた。

レーザー光は測定点に集光され, さらに後方でジュールメータ (MOLECTRON DETECTOR J50) により受け止められ, 1パルス毎の強度が検出される。一方, 散乱光はレーザー光と直角方向に集光し, 分光器入射スリット上に結像し, 分光後, 512個の光ダイオード素子とイメージインテンシファイアからなる多チャンネル光検出器 (DARSS) によりスペクトルが検出される。レーザー光の光軸の設定にはHe-Neレーザーを補助として用いた。スペクトルは, エキシマレーザーの100パルスの積算強度を記録している。また, スペクトル分布の分解能は入射スリット幅, および検出器素子のにじみの両者から決まり約0.82nmである。測定位置はノズル下流30mm断面に設定した。また, 測定するスペクトルの範囲が190~230nmにおよぶので, 分光器内の回折格子は中心波長300nm, 600本/mmを用いた。

火炎からの蛍光スペクトルを測定する場合に測定波長に対する測定機器 (レンズ, ミラー, 回折格子, 検出器) の感度効率を補正する必要がある。このために重水素ランプの放射光強度をあらかじめ測定し, 感度効率を算出し, 蛍光スペクトルの測定結果に適用した。

6. 7 実験結果と考察

図6-1に大気圧下での層流拡散火炎においてArFエキシマレーザーによる誘起蛍光スペクトルの測定例を示す。測定点の半径位置は火炎面に近く, ノズル中

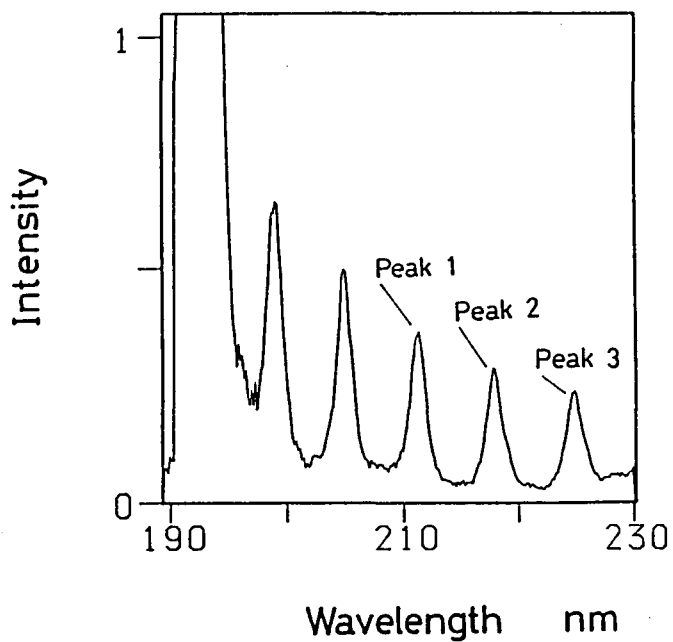


図 6 - 1 火炎からの蛍光スペクトルの測定結果 (R = 6 mm)

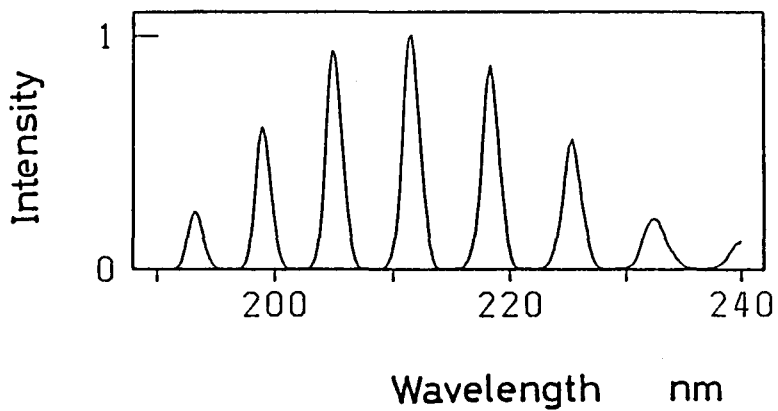


図 6 - 2 蛍光スペクトルの計算結果 (R = 6 mm)

心から $R = 6 \text{ mm}$ の位置で、ノズル出口からの軸方向距離は 30 mm 下流である。このスペクトルには ArF エキシマレーザの発振波長域に比較的強度の強いレーリ散乱がみられる。波長 199.0 nm 付近の蛍光強度には酸素分子からの振動ラマン散乱も含まれる。その他の蛍光スペクトルは酸素分子からの誘起蛍光によるものである。

図 6 - 2 は図 6 - 1 に示した $R = 6 \text{ mm}$ の位置での火炎温度 ($T = 1405 \text{ K}$) に対応する酸素分子からの蛍光スペクトルを遷移レート方程式を含む式 (6-1) ~ (6-6) より算出したものである。分光器及び検出器 (DARSS) によるスペクトル線幅の広がり を考慮するため半値幅 0.82 nm のスリット関数を用いている。図 6 - 2 に示したシミュレーションによる蛍光スペクトルの現れる波長は図 6 - 1 の実験結果による蛍光スペクトルの波長と対応し、実験で計測された蛍光が酸素分子からのものであることが認められる。以下で述べる蛍光強度の温度依存性および酸素濃度測定については比較的蛍光強度が強く、レーリ散乱の影響を受けにくい図 6 - 1 に記した 3 つのピークを選択し、実験値と計算値の比較検討を行った。

図 6 - 3 にはノズル下流 30 mm 断面における火炎温度の半径方向分布を示す。最高温度は断熱状態での火炎温度にほぼ対応する。温度測定に用いたレーリ散乱光強度はレーザ発振波長域において測定される散乱スペクトル強度である。ただし、この発振波長域のスペクトル強度には図 6 - 2 の計算結果より認められるように酸素分子からの蛍光スペクトルも同時に含まれる。しかし、その蛍光強度はレーリ散乱に比べ比較的弱く、最大でも 3 % 程度であるので、レーリ散乱光強度を求めるときにはその蛍光強度の影響を考慮せずに処理を行った。

図 6 - 4 に酸素分子からの蛍光強度の温度依存性を示す。ここでは測定対象として加熱によって生じる異なる温度の空気を用い、温度の違いによる酸素分子からの蛍光強度の変化について測定値と計算値の比較検討を行った。図 6 - 4 の縦軸は一定分子数密度当りの蛍光強度を表す。測定した蛍光強度には酸素

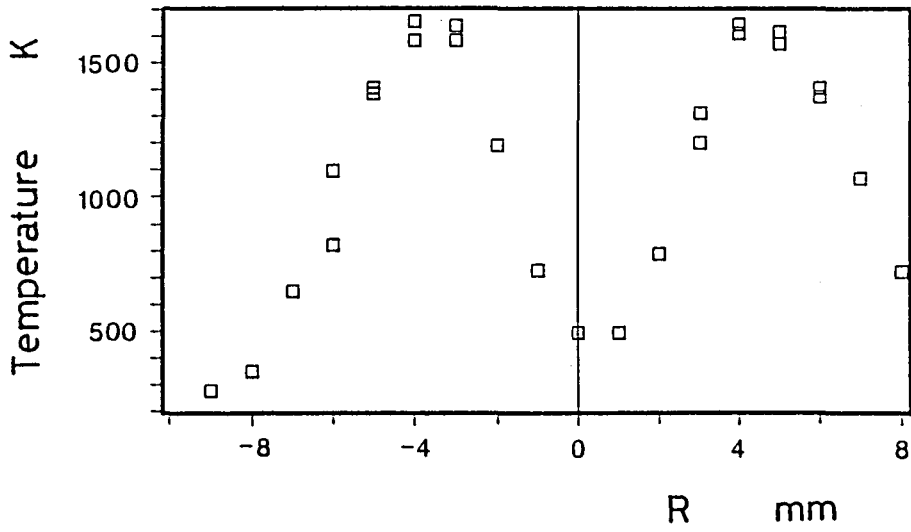
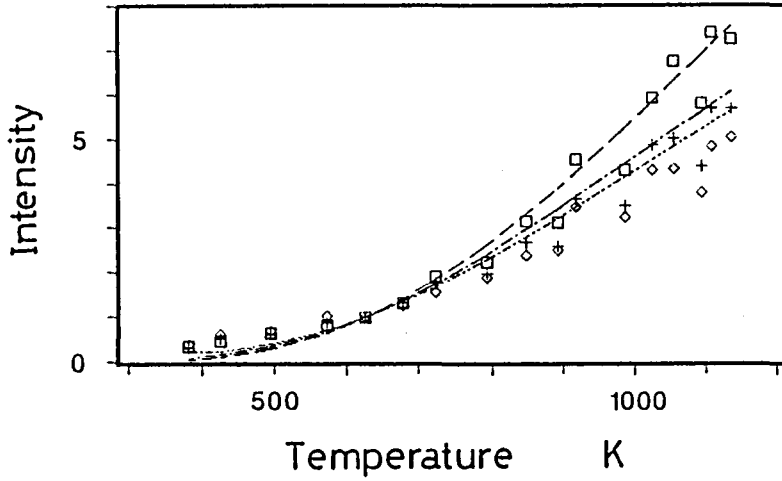


図 6 - 3 火炎温度の半径方向分布 (L = 30mm)



□:Peak 1 +:Peak 2 ◇:Peak 3 by Experiment
 ---:Peak 1 - - -:Peak 2 ····:Peak 3 by Simulation

図 6 - 4 蛍光強度の温度依存性

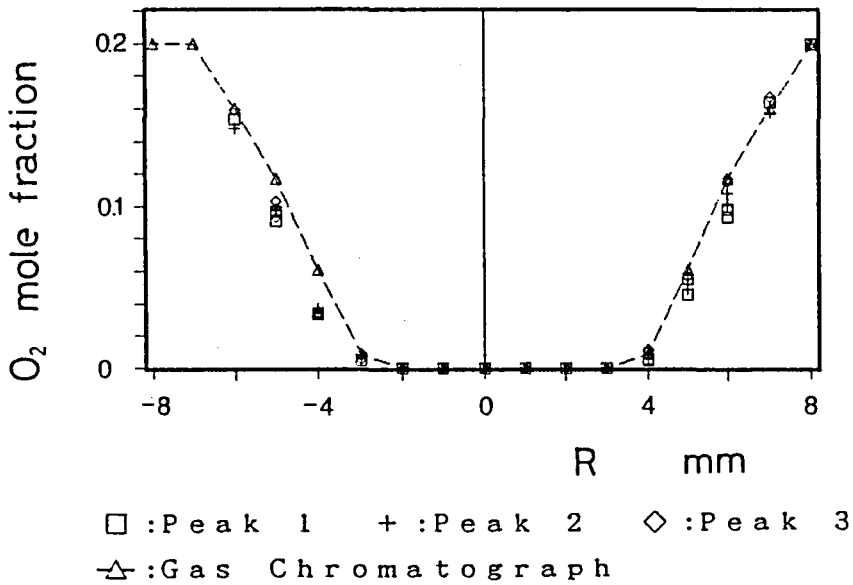


図 6 - 5 酸素濃度の半径方向分布 (L = 30mm)

分子からの誘起蛍光スペクトル測定結果 (図 6 - 1) より比較的蛍光強度の強い 3 つの蛍光ピークを選択した。図 6 - 4 において線表示は計算結果を、点表示は測定結果をそれぞれ示す。蛍光強度は温度の増加にともない、著しく増加し、温度に対する依存性が強いことが分かる。レーリ散乱光は温度の増加に伴い減少するため、高温度における散乱光強度が弱くなる傾向があるが、酸素分子からの蛍光強度は高温度においてその蛍光強度が増加することから、高温領域における温度測定に適すると考えられる。また、この図 6 - 4 において各蛍光強度ピークの温度依存性を計算はよく予測していることが認められる。蛍光強度に温度依存性が生じるのは温度変化によって一つの基底状態のエネルギー準位を占める分子数密度の割合が変わり、一つの吸収遷移によって励起される分子数密度が変化するためである。そこで、次にこの温度依存性を考慮して拡散火炎内の酸素濃度測定を試みた。

図6-5は6.5節の方法により、水素拡散火炎内の酸素分子濃度を測定し、その半径方向分布を示したものである。図6-5中、ピーク1~3は図6-1と同一波長の蛍光スペクトル強度による測定結果を表す。おのおの測定点においてピークの違いによる測定結果のばらつきは比較的少ない。また、これらの測定結果をガスクロマトグラフによる分析結果と比較し、ほぼ一致する分布が得られた。

酸素分子からの蛍光強度は高温において顕著に強くなることから本測定法は高温領域での微小酸素濃度測定に適用できると考えられる。

6.8 むすび

(1) 酸素分子がArFエキシマレーザの発振波長(193nm)に吸収帯をもつことを利用し、層流拡散火炎において酸素分子からのレーザ誘起蛍光スペクトルの測定を行った。遷移レート方程式を用いて蛍光スペクトルの予測計算をし、実験結果と比較検討を行い、それらに対応することが認められた。

(2) 加熱空気での酸素分子からのレーザ誘起蛍光スペクトルを測定し、蛍光強度の温度依存性を測定した。次に、遷移レート方程式を用いて蛍光スペクトル強度の温度依存性について予測計算を行い、実験結果と比較し、よい一致を得た。

(3) レーザ発振波長領域におけるレーリ散乱光強度から拡散火炎内の温度の測定を行い、これと同時計測した蛍光スペクトル強度から拡散火炎内の酸素濃度の半径方向分布を測定した。この結果をガスクロマトグラフによる分析結果と比較し、よい一致を得た。

参考文献

- (1) Lee, M. P., Paul, P. H. and Hanson, R. K., Optics Letters, 11-1, (1986), 7.

- (2) Lee, M. P., Paul, P. H. and Hanson, R. K., *Optics Letters*, 12-2, (1987), 75.
- (3) Lee, M. P. and Hanson, R. K., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 36-5, (1986), 425.
- (4) Allison, A. C., Dalgarno, A. and Pasachoff, N. W., *Planet. Space Sci.*, 19, (1971), 1463.
- (5) 西川, その他, *物理辞典*, (1984), 1097, 培風館.
- (6) Frederick, J. E. and Hudson, R. D., *J. Molec. Spectrosc.*, 74, (1979), 247.
- (7) Krupenie, P. H., *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1-2, (1972), 423.
- (8) Herzberg, G., "Spectra of Diatomic Molecules", 2nd edition, (1950) Van Nostrand Reinhold.
- (9) 小宮山, 高城, 松成, *機論*, 54-502, B, (1988), 1486.

第7章 結論

レーザを用いた計測では流れなどの状態を乱さず、応答速度も流動変化に比べて十分早いことから、乱流場の変動を含む高分解能を必要とする測定に応用できる。また、波長可変の高出力レーザ光を用いることにより火炎内の反応中間生成物の濃度計測が可能となる。本研究では非定常な流れ、密度の不均一な流れおよび、燃焼によって温度と密度が不均一になる流れを測定対象とし、散乱光強度の比較的強いレーリ散乱およびレーザ誘起蛍光の各特長に着目し、個々の測定場にレーザ計測を試み、その流動とスカラー量（濃度、温度）の挙動を評価することを目的とした。

得られた結果は各章の終わりでまとめているが、さらに要約すると次のようになる。

第2章では窒素（ N_2 ）の周囲流中に二酸化炭素（ CO_2 ）を噴出させる非定常噴流において、シュリーレン写真による観察、レーリ散乱法による濃度測定、LDVによる流速の測定を行い、流動状況と混合過程を調べた。

非定常層流噴流について得られた結果を要約すると次のとおりである。

- (1) 噴流中心軸に関して対称の大きな規則的渦が次々に発生し、順次下流に流れる。ただし、下流では噴流先端から2番目の渦はその上流の渦に吸収される。渦の対流速度は噴流中心部流速よりも遅い。2番目以降の渦の発生周期はノズル管内の気柱振動の周期に対応している。
- (2) 噴流の到達によって軸方向流速および CO_2 濃度は急速に増加するが、流速の変化は濃度変化に比べてゆるやかな傾向がある。これは CO_2 噴流直前の N_2 が噴流先端の CO_2 によって徐々に加速されるためと考えられる。この傾向は非定常乱流噴流においても同様にみられた。
- (3) 各渦の上部（下流部）には半径方向の外向き流れ、下部（上流部）には内向き流れがあり、渦の中心部付近は剛体渦的、その外側は自由渦的な流れとな

っている。

(4) 噴流先端部および各渦の下流部には CO_2 濃度が高い層がある。これは、渦の下流部の半径方向外向き流れによって CO_2 濃度の高い流体を輸送するためである。渦の上流部では半径方向内向き流れにより周囲流体を噴流中心軸方向に巻き込み、渦の内部に CO_2 と N_2 の層が形成される。渦による流体の層状の巻き込みがおこることにより渦内部での分子混合が進む。

非定常乱流噴流については以下の通りである。

(5) 一對の大きなスケールの渦が噴流発達初期において噴流先端部に発生するが、 CO_2 と N_2 の層状の巻き込みは乱れのために明確ではなかった。

非定常層流噴流を2成分混合系による密度及び粘性係数の変化を考慮した非定常の質量、運動量、成分保存式を解くことにより数値予測し、実験結果と比較検討した。得られた結果は以下の通りである。

(6) シュリーレン写真で観測される渦の形成と2番目の渦の1番目の渦への吸収の様子が数値計算によりよく予測できた。

(7) CO_2 噴出後の噴出先端部の進行速度について計算結果はシュリーレン写真から求めた値、およびレーリ散乱による濃度測定から求めた値とよく一致する。噴流先端部到達直後における濃度、流速の時間変化についての特徴を計算は実験結果をよく予測している。

(8) 流れ場は軸方向の対流と噴流中に形成される渦の回転により特徴づけられる。渦の内部では周囲流体を層状に巻き込み、混合が促進される。

第3章ではレーザー誘起蛍光と散乱粒子からのミー散乱では散乱波長が異なることに着目し、レーザー誘起蛍光の検出とLDVの組合せによって濃度と流速の連続同時測定を試みた。得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) アルゴンイオンレーザー励起によるヨウ素蒸気からの誘起蛍光が流速検出用のトレーサ粒子からのミー散乱と波長が異なることに着目し、レーザー誘起蛍光の検出とLDVの組合せによって濃度と流速の連続同時測定が可能であること

を同種ガス間および、異種ガス間での混合について示した。

(2) (1)の計測法を乱流噴流へ適用し、乱流噴流におけるノズル流体の濃度（混合分率）の変動の検出や、流速と濃度の同時測定に基づく乱流輸送流束の測定例を示した。

第4章ではレーリ散乱をダイオードアレイで検出することによる多点同時温度測定法をレイノルズ数の異なる2種の乱流拡散火炎に適用し、火炎内の半径方向の温度変動波形を検出し、測定法および測定結果の検討を行い次の結果を得た。

(1) 高温部ではレーリ散乱光強度が弱くなるためにショットノイズと火炎からの化学発光によるノイズの比率が高くなる。化学発光はバンドパスフィルタと偏向フィルタを併用することにより低減できる。ショットノイズを下げるためと検出器の感度から現有のレーザー出力（3W）では0.3msの計測時間が必要であった。検出器の空間分解能は0.23mmであるが、ショットノイズと細かい信号波形の区別が困難であった。これらの問題点はレーザー光強度を増すことによって改善されると考えられる。

(2) 波長が約2mm程度以下の変動をフーリエ変換を用いて取り除き、平滑化処理を行っても温度変動のrms値はほとんど変化せず、平滑化処理をした温度波形に大きなスケールの変動波形がみられることから、乱流火炎内には比較的大きなスケールの温度の不均一が存在し、変動強さを支配していることがわかる。

(3) レイノルズ数の高い火炎では平均温度および瞬時温度の最大値が下がる傾向がある。この原因としてはガス組成の非平衡性および、選択拡散の影響が考えられる。

第5章ではエキシマレーザー励起によって層流拡散火炎中のOH蛍光スペクトルを検出し、レーリ散乱との組み合わせにより、火炎内のOH濃度と温度の測定を行った。得られた結果をまとめると以下のとおりである。

(1) 多数の励起線が関与している火炎中のOH蛍光スペクトルを遷移レート方程式を導入して予測した。実測のスペクトルと比較し、かなりよい一致を得た。

(2) OH濃度の相対値および絶対値を遷移レート方程式を用いて測定する方法を提示し、測定結果を示した。

(3) (1)でのスペクトル計算結果を用いて入射波長領域のOH蛍光強度を除去することによってレーリ散乱光強度を求め、火炎温度を測定する方法ならびにレーザ光強度とレーリ散乱光強度、およびOH蛍光強度との特性の差異を利用してエキシマレーザ励起発光スペクトルからレーリ散乱とOH蛍光を分離し、レーリ散乱強度から火炎温度を測定する方法を示した。また、それらの測定結果とアルゴンイオンレーザによる測定結果を比較し、比較的よい一致を得た。

第6章ではArFエキシマレーザ励起によるレーザ誘起蛍光により拡散火炎内の酸素分子からの誘起蛍光スペクトル計測を行った。レーリ散乱光と同時計測することにより火炎内酸素濃度と温度の測定を行った。得られた結果をまとめると以下の通りである。

(1) 酸素分子がArFエキシマレーザの発振波長(193nm)に吸収帯をもつことを利用し、層流拡散火炎において酸素分子からのレーザ誘起蛍光スペクトルの測定を行った。遷移レート方程式を用いて蛍光スペクトルの予測計算をし、実験結果と比較検討を行い、それらが対応することが認められた。

(2) 加熱空気での酸素分子からのレーザ誘起蛍光スペクトルを測定し、蛍光強度の温度依存性を測定した。次に、遷移レート方程式を用いて蛍光スペクトル強度の温度依存性について予測計算を行い、実験結果と比較し、よい一致を得た。

(3) レーザ発振波長領域におけるレーリ散乱光強度から拡散火炎内の温度の測定を行い、これと同時計測した蛍光スペクトル強度から、拡散火炎内の酸素濃度の半径方向分布を測定した。この結果をガスクロマトグラフによる分析結果と比較し、よい一致を得た。

謝 辞

本研究は大阪大学工学部産業機械工学科輸送現象学講座において行われたものである。その間終始懇切なご指導と有益なご助言と賜り、本論文の執筆に際しても綿密な校閲をいただいた大阪大学 高城敏美教授に謹んで感謝の意を表します。

また、本論文の作成に際して、ご校閲とご指導をいただいた大阪大学 水谷幸夫教授、辻 裕教授に深く感謝致します。

さらに、折りに触れ有益なご助言と激励を賜った本講座 岡本達幸助教授、平井秀一朗助手に、心から感謝の意を表します。

本研究の遂行にあたっては研究室に在籍した大谷昭博，松成佳樹，近藤武文，加守田昌史，毛馬大成，新谷保之，田中知樹の諸氏をはじめとする研究室諸氏の多大なるご協力をいただいた，ここに記して謝意を表します。

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

