ラマンおよびレーリー散乱による火炎温度の測定*

RAMAN and RAYLEIGH Thermometries in Flames

吉川典彦**・藤川武敏**,**
Norihiro YOSHIKAWA, Taketoshi FUJIKAWA丹羽智明**・大竹一友**
Chiaki NIWA and Kazutomo OHTAKE**Key words:** Combustion; flame; thermometry; RAYLEIGH scattering; RAMAN scattering**Abstract**

The use of RAYLEIGH and vibrational RAMAN spectroscopic techniques in flame temperature measurements is examined. The experimental apparatus consisted of an Argon-ion laser (1.2 W at 488 nm), a double monochromator, a recording system (photon-counter or data recorder), and a pair of multi-pass reflectors, which were used when high scattering light intensity was required. In an experiment using the RAMAN spectroscopy, an H₂ diffusion flame has been investigated. The results of N₂ and O₂ vibrational temperature measurements are presented, and the temperature profiles for N₂ are further examined in comparison with the profiles determined through thermocouple measurements. CH₄-air premixed flames have been studied for the assessment of RAYLEIGH scattering spectroscopy. Time-averaged temperature profiles of a laminar flame obtained by this technique are compared with the results of thermocouple measurements. RAYLEIGH thermometry has also been applied to a turbulent flame, demonstrating that this technique provides reliable temperature determination with sufficient time resolution.

1. 緒 言

温度計測は火炎の実験研究において重要なものの一つであるが、在来の熱電対による測定あるいは吸収・発光を利用した光学的測定は、原理的に幾つかの不備な点をもっている。前者は、最も一般的な測定技術であるものの、接触型プローブであるため、測定場に対して物理的にも化学的にも複雑な乱れを与えるという欠点がある。後者は、非接触測定であるため乱れは導入されないが、光路に沿った積分量の測定に限定され局所的な計測は不可能である。

近年、こうした従来の方法にかわり、高出力レーザーを用いた散乱光計測法が幾つか開発され、燃焼場に適用して理想的な三次元非接触測定を行った実験例も多くなってきている。ECKBRETH¹⁾は、ラマン散乱、CARS(Coherent Anti-STOKES RAMAN Spectroscopy)、レーリー散乱、レーザー蛍光法等の温度・化学種濃度測定法について、その基本原理と最近の代表的な研究成果を列挙して、秀れた解説を与えているので参照されたい。

筆者らは、上記の計測法のうち、比較的容易に実験ができる振動ラマン散乱とレーリー散乱の二つの方法を用いて火炎の温度測定を行い、おのおのの測定法の特徴・問題点を明らかにした。

振動ラマン散乱による温度測定は、現在、最も確立された散乱光計測法の一つであり、すでにいくつかの報告がなされている^{2)~6)}。ラマン散乱の測定で問題となるのは、散乱断面積が微小である点である。そのため、測定対象は化学発光の少ない火炎に限定され、さらに、散乱光強度をできるだけ高くする必要がある。本研究では、多重反射装置等を導入して散乱光強度を高め、水素拡散火炎中の窒素と酸素分子のラマンスペクトルを測定した。そして、得られたスペクトルの形状を理論計算によるスペクトルの形状と比較するという方法によって、おのおのの分子の振動温度を決定して、比較・検討を行った。

レーリー散乱光は、ラマン散乱光に比べて非常に高い強度をもつことが知られている。しかしながら、同一波長のミー散乱光およびレーザー背景光との区別が困難であるという理由により、レーリー散乱による測定はつい最近までそれほど注目されていなかった。しかし、DIBBLEら^{7),8)}は、試験気体中の微粒子を除去してミー散乱光の影響を消去すれば、高い時間分解能で温度変動の測定が可能であることを示した。筆者らはまず、メタン-空気予混合層流火炎を用いて時間平均の温度測定を行った。そして、さらに、乱流予混合火

* 昭和56年12月1日、第19回燃焼シンポジウムで一部発表。昭和57年6月28日原稿受理

** 豊橋技術科学大学工学部エネルギー工学系

*** 現勤務先：豊田中央研究所

炎において温度変動を計測して、レーリー散乱光を用いれば、かなり良い精度で測定ができることを示した。

なお、ラマン散乱、レーリー散乱を用いた時間平均の温度測定の実験では、同時に熱電対による測定を行い、散乱光計測の結果との比較・検討を行った。

2. 散乱光測定装置

第1図は測定装置の概略を示す。光源としてはアルゴンイオンレーザー (NEC-GLG3200, 水平偏光) を用いて、波長 488 nm (最大出力約 1.2 W) で発振させる。レーザーの入射ビームは、平面鏡 M_1 で反射した後にレンズ L_1 で絞られて、測定場に導かれる。

ラマン散乱の実験では、レーザーの出力を 1 W にまで上げ、さらに、FUJIWARA 社の実験装置と同様に、一対の多重反射用球面鏡 M_2, M_3 と、球面鏡 M_4 を装備して、散乱光強度を高めた。レンズ L_1 を通過したビームは、多重反射セル内で 10 回程度反射して二つの集光部をつくるが、そのうちの一方 B を測定に用いる。多重反射により、散乱光強度は約 3 倍に増加した。一方、球面鏡 M_4 は分光器と反対方向への散乱光を集めるためのもので、散乱光強度はさらに約 2 倍に増加する。測定点 B での散乱光は、レンズ L_2 でダブルモノクロメーター (日本分光 CT-25ND, 焦点距離 250 mm, 逆分散 0.72 nm/mm) の入口スリット上に焦点を結び、分光された後に光電子増倍管 (HTV-R 585) で検知される。ここからの出力信号は、微弱光測定に有利なフォトンカウンター (HTV-C767) で計数されその結果がペンレコーダ (YEW-Type 3056) に記録された。測定に際しては分光器の波長送り装置を 0.1 nm/30 sec で駆動して、フォトンカウンターの計数時間を 10 秒に設定して、同一測定点での計測を 2 回行いその平均値をとった。測定の空間分解能は、レンズ L_2 によって、測定点での像の大きさがダブルモノクロメーターの入口スリット平面上にどのくらいの大きさに拡大されるかを測定することにより決定できる。すなわち、レンズ L_2 による像の拡大率を m 、入口スリットの幅を w 、高さを h とした時、測定体積は直径 (幅) w/m 、高さ h/m の円柱となり、これを空間分解能として表すことができる。こうして決定された空間分解能は幅 120 μm × 高さ 1 mm である。分光器のスリット関数は、空気からのレーリー散乱光を計測することにより得られたが、上底 0.094 nm, 下底 0.55 nm の台形である。このスリット関数は、理論計算において、いったん得られたラマン線スペクトルを補正する際に用いられた。

レーリー散乱はラマン散乱に比べて 10^8 倍程度の高

第1図 散乱光測定装置の概略

い強度をもつ点が有利であるが、ミー散乱光とレーザー背景光の影響を消去または減少させる必要がある。このため、時間平均温度の測定では、第1図の球面鏡 M_2, M_3, M_4 を取り除き、さらに、ライトストップ S_1, S_2 を加えて、ミラーやレンズ表面での不必要な乱反射光をできるだけ防止して、レーザー背景光を減少させた。こうした処置により散乱光強度も低下するが、それでも、計測に十分なレベルの強度が得られた。一方ミー散乱の影響は、試験気体をすべて防塵フィルター (市川毛織 IK-B9657S, 公称 0.3 μm まで除去) を通過させた後に使用したため、ほとんど無視できる程度にまで抑えられた。散乱光強度の測定には、ラマン散乱の実験と同一の光電子増倍管とフォトンカウンターを用いているが、レーザー出力は 0.6 W, 空間分解能は幅 100 μm × 高さ 250 μm , フォトンカウンターの計数時間は 1 秒とした。

レーリー散乱光を用いた温度変動の測定では、レーザー背景光を減少させるため、球面鏡 M_4 は取り除いているが、高い時間分解能を得るためには十分強い散乱光を維持する必要があり、多重反射鏡 M_2, M_3 は残して使用した。散乱光強度の計測には、HTV-R 928 光電子増倍管を用いており、これに 10 k Ω の抵抗と光電子増倍管のショットノイズ低減のための 0.007 μF のコンデンサーを付加している。この回路の RC 時間定数 70 μs は、温度変動の特性時間よりも十分短いものである。出力電圧は DC アンプ (豊田工機 AA 3300) で約 100 倍に増幅され、データレコーダー (TEAC-SR-50) に収録され、データはコンピュータ (SORD-M 223 Mark II) により処理させて、平均温度、rms 温度、および PDF (確率密度関数) が計算された。また、温度変動の波形は、シンクロスコープ (IWATS-U-DS-6020) でモニターされ、ウェブメモリー (NF Model WM-852) に記録された後に、XY レコーダー (YEW-Type 3078) に出力される。なお、レーザーの出力は 1 W, 空間分解能は幅 150 μm × 高さ 500 μm であった。

3. 振動ラマン散乱による温度測定

第2図に測定に用いた水素の同軸流拡散火炎の概形と測定領域を示す。水素の流量はフローコントローラーにより 14.3 cc/s の一定値に保たれて内径 7 mm のノズルに導かれる。ノズルの周囲には火炎を安定させるために内径 47 mm の円筒を設置して、周囲流空気を 80 cc/s の流量で供給している。測定は、軸方向に 10 mm から 50 mm まで 10 mm 間隔で、半径方向に 0 から 8 mm まで 2 mm 間隔で行った。測定に際してはレーザーを照射しない場合の火炎の化学発光強度をも計測して、この分を差し引いてラマン散乱光スペクトルを決定した。

第3図は、 $z=50$ mm, $R=6$ mm の位置における窒素分子のストークスバンドのスペクトルを示す。図中横軸は波長、縦軸は散乱光の相対強度を示し、測定値は点で示されている。本研究では、LAPP⁹⁾の提唱した方法を用いて温度を決定した。すなわち、第1ピークと第2ピークとの強度比を(図中の N_0 と N_1 は 10 秒間に計数された光子数である)、平衡状態のスペクトルの理論計算結果と比較して、両者が一致した場合の温度をもって振動温度とした*。この測定点における温度は 1,340 K であり、得られたスペクトルの形状は、図中に実線で示された理論スペクトルの形状とよい一致を示している。こうした温度の決定方法は、第2ピークが明瞭に現われる 1,000 K 以上の温度領域で有効である。

第4図は、第3図と同一の測定点における酸素の振動ラマンスペクトルを示す。理論スペクトルの形状は窒素の場合ほどには、測定値とのよい一致を示さない。また、窒素による温度測定の結果は第2図のすべての測定点でかなりの信頼性のあるものであったのに対して、酸素分子の場合には、散乱断面積が窒素分子の約 2.5 倍であるにもかかわらず、その反応性のために、信頼できる測定は火炎反応面の後方の領域に限定された。

第5図は窒素の振動温度の分布を示す。比較のために、熱電対による測定結果も示してある。熱電対は素線径 50 μ m の Pt-6% Rh と Pt-30% Rh を接続した後シリカコーティングを施したものをを用いており、温度指示値に熱伝導・熱輻射の補正を考慮して温度を決定している**9)~11)。なお、 $z=10$ mm のノズル近傍の

第2図 水素拡散火炎の概形と測定領域

第3図 窒素分子のラマン・ストークスバンド・スペクトル

第4図 酸素分子のラマン・ストークスバンド・スペクトル

火炎高温部で熱電対の測定が完遂していないのは、熱電対素線が溶融したためである。ラマン散乱による測定は、こうした高温域でも可能である点が秀れているが、反面、火炎の発光強度も増加して散乱光強度とほぼ同じレベルにまで達するため S/N 比が低下するという点が問題となる。窒素の分子数密度も高く火炎発

* ここでは、理論計算の具体的な方法までは詳述しないので、文献2), 6), 9)を参照されたい。

** 補正項を求める際に、燃焼ガスの物性値が必要となるが空気のものを用いて計算を行った。また、熱伝導の補正項は繰り返し計算によって求めている。補正量は測定点により異なるが、最高で約 150 K 程度であった。

第5図 ラマン散乱と熱電対による測定の比較

光の影響も少ない火炎反応面後方の領域での測定のほうが、信頼性のより高い結果を与えている。 $z=30, 40, 50$ mm におけるラマン散乱と熱電対の結果を比較すると、両者はよい一致を示しており、この測定領域では両測定法ともかなりよい精度を与えていると考えられる。

4. レーリー散乱による温度測定

4.1 測定原理⁷⁾ ラマン散乱による温度の決定では、スペクトルの形状を求めて理論計算と比較する必要があったが、弾性散乱であるレーリー散乱の場合には散乱光強度の測定だけで十分であり、温度の決定は簡単となる。

測定場に複数の化学種が存在するときのレーリー散乱光強度 I_s は次式で与えられる。

$$I_s = K \sigma_{\text{eff}} n I_0 \quad (1)$$

ここで、 K は光学系によって決定される定数、 n は気体の全分子数密度、 I_0 は入射光強度である。また、 σ_{eff} は測定場の有効散乱断面積であり、各化学種の散乱断面積およびモル分率をおのの σ_i, x_i とすると、

$$\sigma_{\text{eff}} = \sum_i x_i \sigma_i \quad (2)$$

を得る。分子数密度は、理想気体の状態方程式により次のように表される。

$$n = p A_0 / RT \quad (3)$$

ここで p, A_0, R, T はおのの圧力、アボガドロ数、普遍気体定数、絶対温度を示す。(3)を(1)に代入すると、以下の(4)を得る。

$$I_s = K \sigma_{\text{eff}} I_0 p A_0 / RT \quad (4)$$

ここで、 K と I_0 を一定と考えて、さらに、火炎の場合圧力も一定とみなしてよいので、(4)は新たな定数 C を介して、(5)のように表現される。

$$I_s = C \sigma_{\text{eff}} / T \quad (5)$$

上式は、レーリー散乱光強度が、有効散乱断面積に

第6図 メタン-空気混合気の有効レーリー散乱断面の変化

比例して、温度に反比例することを示している。したがって、有効散乱断面積が一定の場合には、レーリー散乱光強度の測定から温度を決定することが可能となる。もちろん、散乱断面積一定の条件は一般の火炎の場合に成立しない。しかし、以下に示すように、メタン-空気の化学量論混合気では、近似的に有効散乱断面積を一定とみなすことができ、レーリー散乱光を用いて温度決定が可能となる。

第6図は、メタン-空気予混合気の場合のレーリー散乱断面積の変化を示す。図の横軸は予混合空気比、縦軸の散乱断面積は窒素に対する相対値である。図中、実線は高温側 2,250 K の (これは混合気の最高断熱火炎温度に近い値である)、破線は低温側 500 K の散乱断面積を示している。なお、散乱断面積の計算は、 $N_2, O_2, H_2, CO_2, H_2O, CO, OH, H, O$ の九つの化学種を考慮して行った平衡計算の結果に基づいている。また、一点鎖線は未燃ガスの散乱断面積の値を表している。メタン-空気予混合火炎の場合には、空気比が1以上の領域においては、反応による断面積の変化は3%以内であり、ほぼ散乱断面積一定の条件が満足されているといえる。NAMER ら¹²⁾は、14の化学反応を考慮して火炎反応帯内での一次元反応計算を行い、反応に伴う断面積の変化を詳細に追求しているが、結果は第6図とほぼ同じで、断面積はほぼ一定とみなしうる。

上記の議論では、各化学種の散乱断面積は、温度に対して一定と仮定しているが、実際には温度の上昇とともにわずかではあるが増加する¹³⁾。たとえば、メタンの場合には、300 K から 2,000 K までの温度上昇で約4%の散乱断面積の増加がある。しかし、第6図からわかるように、各化学種の温度依存性を無視して得られた有効散乱断面積は反応に伴い一般に減少する傾向があるので、むしろ温度による断面積の増加はその値を一定に保つ方向に作用している。

4.2 層流予混合火炎の測定 第7図に測定に用いた空気比1のメタン-空気層流予混合火炎の概形を示

第7図 メタン-空気層流予混合炎の概形と測定領域

す。ノズルはラマン散乱の実験に用いたものと同一であり、予混合気は 46 cc/s で流している。火炎を安定させるための空気周囲流は、内径 59mm の円筒中で 100 cc/s の流量に設定されている。測定は軸方向に 10mm から 50mm まで 10mm 間隔で、半径方向に 0 から 10 mm まで 1mm 間隔で行った。なお、火炎反応帯内の温度変化を調べるために、ノズル先端から 5mm の点では、0.1mm の間隔で測定を行った。

防塵フィルターを用いたために、試験気体中への微粒子の除去が十分に行われたことと、燃焼による気体膨張のため周囲の空気中にある微粒子が測定場から追い出されたことにより、ミー散乱の影響はほとんど完全なまでに消去された。レーザー背景光は、レーリー散乱光強度に対してかなり低いレベルに抑えることができたが、それでも、温度測定誤差の要因となるため本研究では、レーリー散乱断面積の非常に小さいヘリウム（未燃混合気の約 1.4% の断面積）をノズルに流して、レーザー背景光の強度を正確に算定している。その結果、レーザー背景光の未燃混合気中でのレーリー散乱光に対する相対強度は、最大で 4% 程度であることがわかった。また、火炎からの化学発光は、レーザー光をカットして正確に計測することができるが、最大で未燃混合気のレーリー散乱光強度の約 1.7% であることがわかった。

第8図には、レーリー散乱によって得られた火炎の温度分布が、熱電対の測定結果といっしょに示されている。温度決定に際しては、常温における未燃ガスの散乱光強度を基準にしている。また、熱電対は前述のものを再度使用している。 $z=10$ mm の火炎中心付近で温度が急激に低下しているのは、この部分で測定点が内炎の内側に入っていくためである。以前と同様、内炎の高温部分で熱電対が溶融してしまい、測定が不可能となった。 $z=10$ mm 以外で、レーリー散乱光と熱電対の結果を比較すると、両者はかなりよい一致を

示しているが、レーリー散乱による測定値のほうが少し高い値になっているのは、温度決定の基準を前述のように未燃混合気の散乱光強度にとっているため、反応帯から離れるに従って周囲の空気が混入して空気比が増大し、それに伴う散乱断面積の変化が無視できなくなるためと考えられる。第6図からもわかるように、散乱断面積は空気比の増加に伴い減少している。したがって、散乱断面積一定と仮定して未燃ガスの値を基準にしているため、散乱光強度の変化をすべて温度変化によるものとみなしてしまい、実際よりも温度を高く算出することになる。実際、こうした影響が少ない内炎および中心軸付近では、空気比があまり大きくなりすぎないため、両測定値はよりよい一致を示すのである。

第9図は $z=5$ mm における内炎付近での温度測定の結果である。内炎の内側では常温であった気体が、反応によって 2,200 K 程度までに急激に加熱されている過程が示されている。このような部分での正確な温度測定は、従来の熱電対ではきわめて困難なもので、

第8図 レーリー散乱と熱電対による測定の比較

第9図 レーリー散乱光を用いたメタン-空気予混合炎反応帯内の温度分布測定

本測定法のように高い空間分解能をもつ非接触測定法でのみ可能なものである。なお、反応途中での散乱断面積の変化は、この場合も考慮していないが、それに伴う測定誤差は最大でも約 60 K と計算できる。

4.3 乱流予混合火炎の測定 第 10 図に空気比 1 のメタン-空気予混合乱流火炎の内炎の様子を示す。ノズルは二重管構造になっており、予混合気は内側の内径 8 mm の管から 210 cc/s の流量で供給されており、その外側の内径 10 mm の外筒からは火炎保持のためのパイロット火炎用の水素が 1.7 cc/s で供給されている。この実験では周囲空気が流は使っていない。火炎の予混合気ノズル出口レイノルズ数は 2,150 で、内炎は上下に約 10 mm の振幅で変動している。図中の (a) ~ (e) は測定点を示し、おのおの、中心軸上でノズル先端から 10, 20, 25, 30, 40 mm の位置にある。

第 11 図には、上記の各測定点での散乱光強度の時間変化が示してある。本実験の場合には、多重反射ミラーを使用しているため、前の実験と比べてレーリー散乱光強度は増加しており、レーザー背景光、火炎の

化学発光のレベルは相対的にかなり低くなっている。図中、散乱光強度の高い部分は低温域を、低い部分は高温域を表している。測定点 (a) は内炎内側の未反応領域、(e) は外側の既反応領域に対応しており、光電子増倍管のショットノイズを除いてほぼ一定強度を示している。このショットノイズは、散乱光強度がさらに上昇すれば相対的にまったく問題のないレベルまで引き下げることが可能であるが、この実験の状態でも温度変動に対応する強度変化に比較すれば、ほぼ許容できる範囲内にあると考えられる。測定点 (b) ~ (d) では、火炎反応帯が上下に通過するが、その結果として未燃領域の低温部分と既燃領域の高温部分が交互にやってくる。また、ノズルに近い部分では、低温域の持続時間が長くなっていることがわかる。温度変動の特性時間は、場所により異なるが、0.5~1 ms 程度である。

第 12 図は、各測定点で 10,000 個のデータを集積して得られた確率密度関数 (PDF) のグラフ、平均温度 T_{mean} 、rms 温度 T_{rms} を示している。図で横軸は温度を示すが、目盛りは、温度が散乱光強度に反比例することにより、双曲軸となっている。また、縦軸は確率を示しているが、最大頻度で正規化されている。測定点が (a) から (b) に移動するにつれて、すそが高温部分にまで伸びるようになり、さらに、(c) と (d) においては 2,000 K の周辺に第 2 のピークが現れ、最後に (e) では低温部分はまったく存在しなくなる。(a) から (e) に移動するに伴い、平均温度は上昇している。しかし、rms 温度は、最も変動の激しい $z=25\sim30$ mm の周辺でピーク値をとっている。こうした測定結果は妥当なものと考えられ、レーリー散乱による温度変動計測は十分に信頼できるものであるといえる。

第 10 図 メタン-空気乱流予混合火炎の概形と測定点

第 11 図 各測定点でのレーリー散乱光強度の時間変化

第 12 図 各測定点における確率密度関数 (PDF)、平均温度 (T_{mean})、rms 温度 (T_{rms})

5. む す び

本研究では、ラマン散乱とレーリー散乱を用いた計測法により火炎の温度を決定した。両測定法に関して本研究で得た重要な点を以下に総括する。

i) ラマン散乱による火炎温度の決定には、普通最も分子数密度の高い窒素分子を用いてストークスバンドのスペクトルを測定する方法が最も有利であり、信頼性の高い結果を与える。

ii) 本研究で用いた多重反射ミラー等の装置は、ラマン散乱光強度を高めるのに効果的であった。しかしながら、それでも、水素拡散火炎のノズル近傍の窒素分子の密度の低い領域では信頼できる測定は不可能であった。単純な見積りから、散乱光強度をさらに4~5倍に増加させると火炎の全域での測定が可能となることがわかった。

iii) レーリー散乱光による計測は、散乱断面積変化の少ない火炎に限られるが、高い精度で温度を決定することができる。そのため、従来の計測方法では非常に困難な火炎反応帯内での精確な温度分布測定も可能となる。

iv) レーリー散乱光の測定上最も問題となったのはレーザー背景光であるが、この影響は十分な精度で評価できる。また、火炎の化学発光の影響も同様に算定できた。防塵フィルターを用いることにより、ミー散乱光はほぼ完全なまでに排除された。

v) レーリー散乱法により、乱流火炎の数kHzのオーダーの温度変動を測定することが可能であり、測定結果は定性的にも定量的にも十分妥当なものである。

ラマン散乱分光技術の開発において、名古屋大学工学部藤原俊隆教授に多くのご教示をいただいたので、ここに感謝の意を表する次第です。

本研究の一部は文部省科学研究費(課題番号446084, 昭和54・55年度一般研究(B), 研究代表者 大竹一友)を用いて遂行された。

参考文献

- 1) ECKBRETH, A. C.: Recent Advances in Laser Diagnostics for Temperature and Species Concentration in Combustion, 18th Symp. (Intl.) on Combustion (1981), pp. 1471-1488.
- 2) LAPP, M., GOLDMAN, L. M. and PENNEY, C. M.: RAMAN Scattering from Flames, Science, Vol. 175 (1972), pp. 1112-1115.
- 3) LAPP, M., PENNEY, C. M. and GOLDMAN, L. M.: Vibrational RAMAN Scattering Temperature Measurements, Optics Communication, Vol. 9, No. 2 (1973), pp. 195-200.
- 4) FUJIWARA, T. and OHKUBO, Y.: Flame Study Using Vibrational and Rotational Laser RAMAN Scattering, 8th Intl. Colloq. on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems at Minsk, U.S.S.R. (1981) (to be published in AIAA "Progress in Astronautics and Aeronautics" Series).
- 5) STEPHENSON, D. A. and AIMAN, W. R.: A Laser RAMAN Probe of a Premixed Laminar Flame, Combustion and Flame, Vol. 31 (1978), pp. 85-88.
- 6) 吉川典彦, 大竹一友: レーザーラマン散乱分光による濃度と温度の測定, 高温学会誌, Vol. 7, No. 6 (1981), pp. 227-236.
- 7) DIBBLE, R. W., RAMBACH, G. D. and HOLLENBACH, R. E.: Laser RAYLEIGH Thermometry in Turbulent Flames, 18th Symp. (Intl.) on Combustion (1981), pp. 1489-1500.
- 8) DIBBLE, R. W., RAMBACH, G. D., HOLLENBACH, R. E. and RINGLAND, J. T.: Simultaneous Measurement of Velocity and Temperature in Flames Using LDV and CW Laser RAYLEIGH Thermometry, 1981 Fall Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute, Tempe, Arizona (1981).
- 9) 藤川武敏: ラマン及びレーリー散乱による温度・濃度の測定, 豊橋技術科学大学修士論文 (1982).
- 10) 日本機械学会: 伝熱工学資料(改訂第3版) (1975).
- 11) 日本機械学会: 技術資料 "燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法" (1980), pp. 202-207.
- 12) NIMER, I., SCHEFER, R. W. and CHAN, M.: Interpretation of RAYLEIGH Scattering in a Flame, Spring Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute, Univ. of California, Irvine (1980).
- 13) GRAHAM, S. C., GRANT, A. J. and JONES, J. M.: Transient Molecular Concentration Measurement in Turbulent Flows Using RAYLEIGH Light Scattering, AIAA J., Vol. 12, No. 8 (1974), pp. 1140-1142.