

# レーザー分光法によるガスの温度および濃度測定

大 竹 一 友\*

## Laser Spectroscopic Measurements of Gas Temperature and Its Concentration

Kazutomo OHTAKE

### 1. はじめに

ガスの温度と濃度の測定に関しては、従来熱電対による温度測定や、サンプリングプローブによつてガスを吸引したのち分析する方法が一般的であつた。これらの方法は比較的簡便であり、特に熱電対による温度測定は、経済的な観点からも優れている。しかし一方で、このようなプローブを挿入することにより、温度場および流れ場の攪乱、プローブへの熱損失による反応場の冷却、それに伴う反応場の凍結などが生じるほか、プローブ内で反応が進むなど、得られたデータが実際の場のものからかなりずれる可能性がある。特に熱電対で透明なガスの温度を測定すると、熱電対感温部からの熱放射により指示温度が低下するため、それに対する補正が必要不可欠となる<sup>1)</sup>。さらに、応答の時定数が長いため、短時間の現象や非定常現象の測定が困難である。これに対し、このところのレーザーの普及により、随所で非接触かつ時定数の極めて短い測定が行える条件がそろつてきたこと、またその出力をコンピューターとオンラインで結び、統計的データ処理をするための機器がそろつてきたことなどから、レーザー計測法が時代の寵児として、多くの研究者から注目されるようになってきた。

レーザー計測の最も優れた点は、非接触かつ無補正であり、乱流燃焼や爆発などの非定常かつ速い現象の計測にも十分に追従することである。また、実験室的な火炎である減圧火炎のように、燃焼負荷率が極端に低い火炎では、プローブなどを挿入すると挿入点が消失してしまうが、このような場の計測にも威力を発揮する。さらに内燃機関の筒内現象の計測や、ボイラー内の燃焼計測にも応用できる可能性も出てくるなど、測定対象が急激に広がりつつある。

これまでの計測では、一点の計測が主流であつたが、センサー側の性能向上と相まつて、線計測・面計測を可能とするようになってきた。レーザー計測は光学的計測法であるため、このような光センサーとの組合せに逸速に成功し、コンピューターグラフィックス技術の大幅な向上に支えられて、従来式の一点の局所計測からでは、想像の域を出なかつた隣接した周囲の現象を直接計測できるようになるなど、この分野における計測技術の進歩と、燃焼現象の理解の質の高さには目を見張るものがある。本稿では、このような背景にあるレーザー計測について、特にガスの温度と濃度の計測に的をしぼり、その原理、計測例、特徴などを紹介する。

### 2. 温度と濃度の計測に応用できるレーザー分光学の原理と分類

レーザー分光学を用いて温度および濃度を計測する方法は、能動的 (Active) 手法である。すなわち、このほかの多くの分光学的手法が現象場から発する何らかの放射・吸収を利用する受動的 (Passive) 手法であるのに対し、現象場にレーザー光を照射し、計測対象化学種をエネルギー的に励起した後、それらがより下の順位に遷移するときに放射する光 (または電磁波) を利用するからである。

一般に光学的現象は、Maxwell の電磁方程式から決定される波動方程式によつて考察する<sup>2)</sup>。すなわち、

$$\left[ \nabla(\nabla) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t)$$

..... (1)

ここに、 $\vec{E}$  は入射電磁波の電界、 $c$  は光速、 $\vec{P}$  は誘導される電気的分極を表す。通常、数種類の振動数の電磁波が混在しているので、 $\vec{E}$ 、 $\vec{P}$  を Fourier 成分に展開し、

昭和 63 年 8 月 31 日受付 (Received Aug. 31, 1988) (依頼解説)

\* 豊橋技術科学大学教授 (Toyohashi University of Technology, 1-1 Hibarigaoka, Tempaku-cho Toyohashi 440)

Key words : laser spectroscopy ; optical measurement of temperature and concentration ; Raman scattering ; Rayleigh scattering ; laser induced fluorescence.

さらに  $\vec{P}$  を  $\vec{E}(\omega_i)$  のべき数で展開する (ここに  $\omega_i$  は混在している電磁波の  $i$  番目の電磁波の振動数である) ことができる. すなわち,

$$P(\omega_i) = \vec{\chi}^{(1)}(\omega_i) \cdot \vec{E}(\omega_i) + \sum_{jk} \vec{\chi}^{(2)}(\omega_i = \omega_j + \omega_k) : \vec{E}(\omega_j) \vec{E}(\omega_k) + \sum_{jkl} \vec{\chi}^{(3)}(\omega_i = \omega_j + \omega_k + \omega_l) : \vec{E}(\omega_j) \vec{E}(\omega_k) \vec{E}(\omega_l) + \dots \dots \dots (2)$$

ここに  $\vec{\chi}^{(1)}$  は, 場の線形感受率,  $\vec{\chi}^{(n)}$  は  $n$  次の非線形感受率であり, 強力な電磁波が照射された場合に, 電気的分極の非線形効果を生じさせる. 誘導ラマン現象はこれらの項によつてゐる.

すぐ後に述べるラマン・レーリ散乱は, 式 (2) の第一項で表される線形分極効果によつてもたらされる振動的分極効果により生じる. 分極とは, 電気的相極子が形成されることであり, これが振動して電磁波が生じる. 入射電磁波により誘起される分極現象は, 原子核の位置に影響され, 分子の回転, 振動によつて変調される. 高次の分極はかなり弱くなり,  $n$  の増加に伴い,

$$P^{(n+1)} / P^{(n)} = E / E_a \dots \dots \dots (3)$$

で表される. ここに  $E_a$  は, 分子内の原子間電界であり,  $3 \times 10^8$  V/cm 程度である.

非線形感受率における共振がはげしい分子では, 大出力レーザーを入射して, 非線形過程を励起できる. ガスのような等方場では, 反転対称のために, 二次の効果は生ぜず, 最低の非線形感受率は三次となる. CARS や Stimulated Raman gain/loss, Inverse Raman などは, この三次の非線形現象を利用する方法である. これらの詳細については, 後述する.

このほか, レーザー誘起蛍光法のように, 分子や反応基などが示す蛍光遷移過程を利用する方法もある. 上述のものが, 入射電磁波による励起準位が仮想のエネルギーレベル (照射された化学種に固有のエネルギーレベルでなくともよい) への励起でよかつたのに対し, これは化学種に固有なエネルギーレベルへの励起を必要とするので, 入射レーザー光の波長がそれに対応したもので, かつ強力なものでなければならない. 上述のものが入射レーザー光の波長を選ばなかつたのに対し, この場合の制約は厳しい. 近年, 波長を自由に選択できる安定な大出力色素レーザーが比較的簡単に利用できるようになり, レーザー誘起蛍光法は大幅な進歩をとげてきた.

### 3. レーザー分光学による温度と濃度の計測法と計測例

#### 3.1 ラマン散乱

レーザー光を入射された化学種は, 励起されて内部エネルギーレベルが上位準位に上昇した後, 再び下の準位に下降してくる時に, 光を放出する. このとき上位準位がはつきりと指定されない (仮想準位) のがラマン散乱である. 図1は振動準位間の遷移を示している. 現在

のエネルギーレベルよりも, 一つ上のレベルへの遷移に基づくものをストークスラマン散乱, 一つ下のレベルへのものを反ストークスラマン散乱とよんでいる. 前者は通常ラマン散乱と呼ばれているもので, また後者は CARS で利用される. 後述するレーリ散乱は現在と同じレベルへの遷移である. それぞれの振動レベルには回転レベルが付属しているため, このような振動レベル間の遷移に加えて, 回転レベル間の遷移法則 ( $J' = J + 0, \pm 1, \pm 2$ ) に沿つた遷移が生じる. したがつて得られるスペクトルは振動と回転の遷移が複合されたものとなるため, 図2に示すようになる.

(1) ストークスラマン散乱 分子の回転量子数を  $J$ , 振動量子数を  $v$  とすると,  $(J, v)$  から  $(J', v')$  への遷移による散乱光強度は, 次式により決定される.

$$I_{(J,v) \rightarrow (J',v')} = n \rho_{(J,v)} v I_0 \Omega \epsilon \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(J,v) \rightarrow (J',v')} \dots \dots \dots (4)$$

ここに  $n$  は計測対象化学種濃度,  $\rho_{(J,v)}$  はエネルギーレベル  $(J, v)$  にある化学種の存在確率,  $v$  は測定体積,  $I_0$  は, 入射光強度,  $\Omega$  は立体角,  $\epsilon$  は光学系の集光効率,  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(J,v) \rightarrow (J',v')}$  はエネルギーレベル  $(J, v)$  から  $(J', v')$  への遷移に関する微分散乱断面積である. ラマン散乱では, 図2に示すように入射波長からずれた波長にシグナルが出るので, 場に粒子などが存在してミー散乱が生じて影響を受けない利点がある.

図3に式(4)により計算した窒素分子のラマン散乱

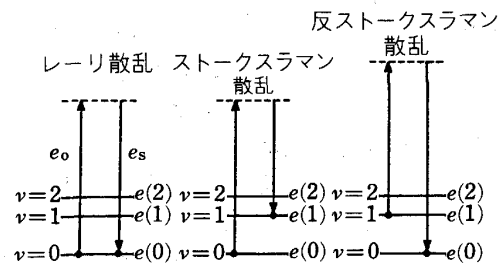


図1 ラマン・レーリ散乱における遷移レベルの概念図<sup>3)</sup>

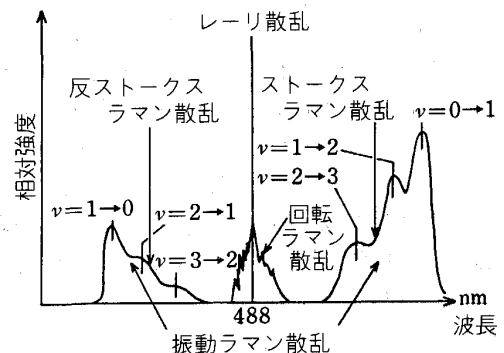
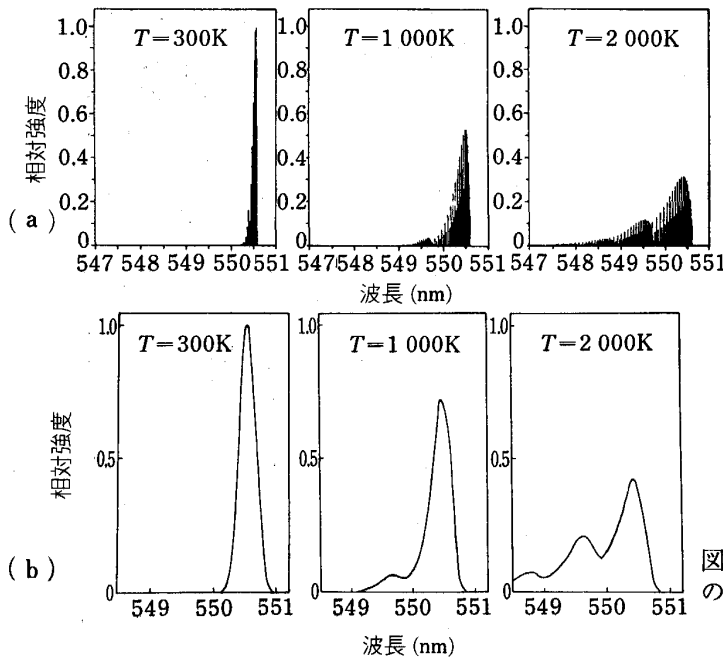


図2 Ar イオンレーザー (488 nm) 入射によるラマン・レーリ散乱スペクトルの概念図<sup>3)</sup>



(a) 理論値 (b) (a)の理論値の分光器出口スリットでのスペクトル理論計算値  
 図3 Ar イオンレーザー (488 nm) 入射による N<sub>2</sub> のストークスラマン散乱スペクトル<sup>3)</sup>

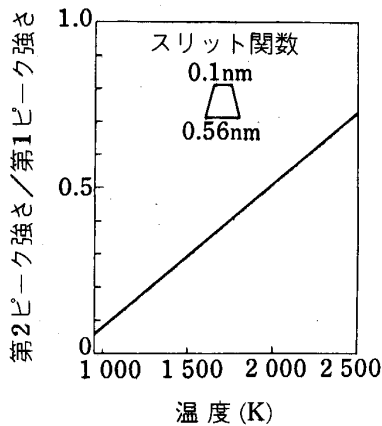


図4 N<sub>2</sub> のストークスラマン散乱スペクトルのピーク強度比と温度の関係<sup>3)</sup>

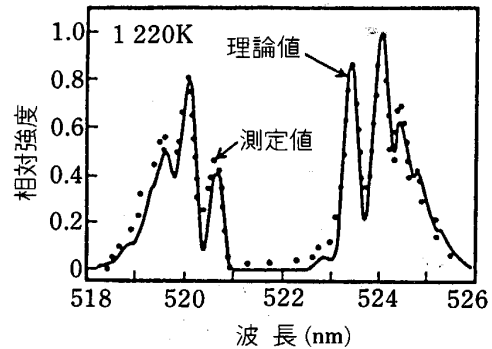


図5 Ar イオンレーザー (488 nm) 入射による CO<sub>2</sub> の振動ストークスラマン散乱スペクトルにおける実験値と理論値の比較<sup>4)</sup>

スペクトルを示す。温度が上昇するにつれて、高次の振動レベルに対応したスペクトルが現れてくる。各レベルに存在する分子数がボルツマン分布になっているとして、図のように実験値と合致する理論値に対応する温度として求めたり、 $v=0$  と  $v=1$  のピーク値の比から図4のような関係を利用して決定する。濃度については、 $v=0, 1, 2, \dots$  の各レベルにある化学種の総和が  $n$  であることを利用して決定する。各レベルにある化学種の数密度は、ボルツマン分布をしているので、 $v=0$  に対応するピークに着目する。現在の温度が決定したら、 $v=0$  のピークにおける計器出力 (単位時間あたりの光子数) の常温における値との比を求め、それを  $v=0$  のその温度における理論値と常温における値の比で除してやれば、それが現在の対象分子の数密度の常温における値との比を与える。

現在筆者の研究グループでは、N<sub>2</sub>、O<sub>2</sub>、CO<sub>2</sub> (図5)、H<sub>2</sub>O (図6) などのラマン散乱スペクトルに関する研究を完了している。ストークスラマン散乱過程は、エネルギーのやりとりをする分子の数が少ないので、エネルギーの偏りに関する問題はない。さらに、誘起蛍光のように、分子同志の衝突による励起分子の失活の問題もない。反面、散乱光強度が小さいため、小出力のレーザーでは S-N 比が低下する欠点がある。

(2) 誘導ラマン (Stimulated Raman) 散乱 大出力レーザーを入射すると式 (2) の高次の項が効きだしてくる。入射光およびラマン散乱光の振動数をそれぞれ  $\omega_0$ 、 $\omega_R$  とすると、 $\omega_0 - \omega_R$  だけが極端に強く出て、入射光強度の 1/2 にも達することがある。このようなラマン光を誘導ラマン光と呼ぶ。さらに、この  $\omega_0 - \omega_R$  が励起光となつて、 $\omega_0 \pm n\omega_R$  のラマン光も出る。CARS や逆ラマン散乱は、この光を利用する技術である。しかし、誘

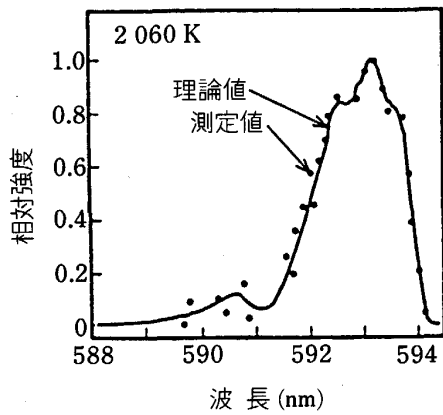


図6 Ar イオンレーザー (488 nm) 入射による H<sub>2</sub>O の振動ストークスラマン散乱スペクトルにおける実験値と理論値の比較<sup>4)</sup>

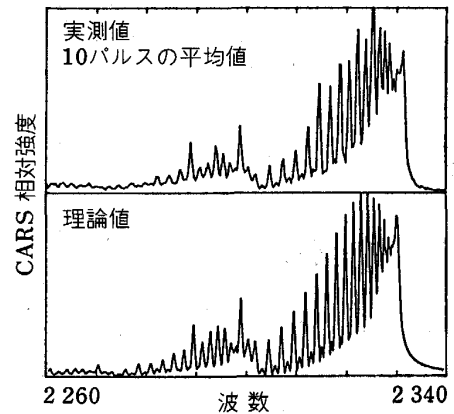


図8 メタン/空気予混合火炎帯における N<sub>2</sub> 分子の Q-バンド CARS スペクトルの実験値 (上段) と理論値 (下段) の比較<sup>6)</sup>

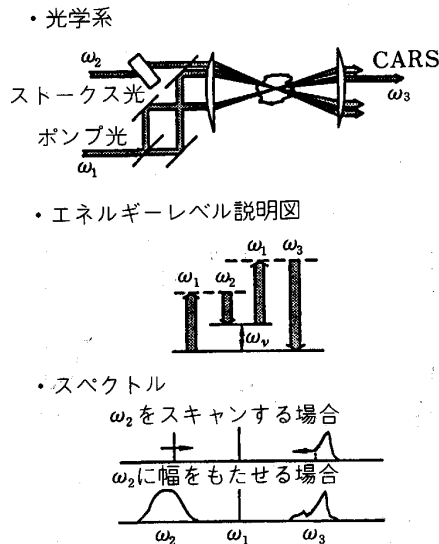


図7 CARS の原理図<sup>5)</sup>

導ラマン光それ自身を計測に利用する例はほとんどない。

(3)CARS 上述の  $\omega_0 - \omega_R$  が測定対象分子の共鳴活性振動数になると、図7に示すようなエネルギーレベル間の遷移が生じ、 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$  の振動数をもつコヒーレントな共鳴光が生じる。 $\omega_3$  が生じる過程が図1に示した反ストークスラマン遷移であることから、CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering) と呼ぶ。この場合には、光子の運動量保存則、すなわち位相整合条件が満足される必要がある。このため、入射光の方向を三つの光線の混合過程で位相整合がとれるように設定しなければならない。通常図7のように、光線を交差させて位相整合をとる BOX-CARS 方式が行われる。図8にメタン/空気予混合火炎帯における N<sub>2</sub> の Q-バンド CARS スペクトルを示す。CARS は S-N 比が著しく優れているので、図9のようなすす生成を伴う場や微粉炭

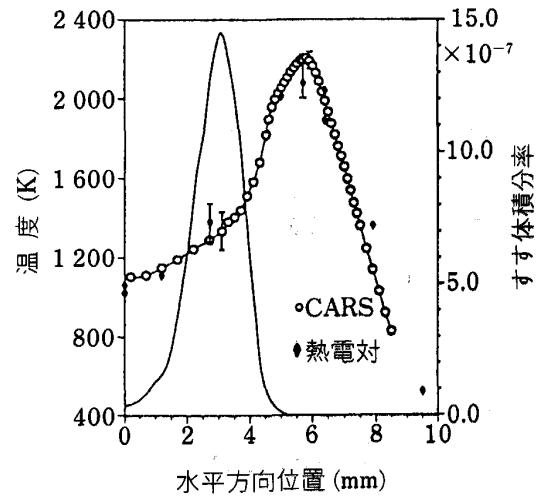


図9 エチレン/空気拡散火炎のすす生成領域における CARS による温度分布の測定例 (すす濃度はレーザー透過法によっている<sup>7)</sup>)

燃焼場にも適用可能である。しかし、圧力の上昇とともにスペクトルが狭化する現象があるため、測定点の局所の圧力を精度よく測定する必要があり、測定対象に制約がある。また、濃度についても 10 ppm 程度に下限があるため、低濃度の化学種の測定には不向きである。

(4)逆ラマン散乱 CARS に存在するこのような欠点を補うものが、図10に示す遷移方式を利用する逆ラマン散乱である。これは同図に示すように  $\omega_0 \pm \omega_R$  の振動数に起因する誘導ラマン光による逆ラマン吸収を利用する。通常吸収がうまくいくように、この振動数に近い弱い連続光を照射する。図11にメタン/空気の噴流火炎に適用した CO および N<sub>2</sub> の逆ラマン散乱の測定スペクトルを示す。理論値との整合は良好である。

(5)ラマン散乱方式の比較 次に以上4方式のラマン散乱方式についてその特徴を比較する。ストークスラマ

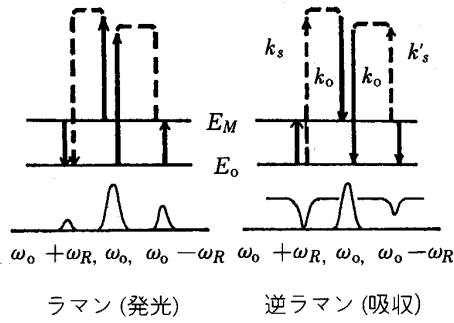


図 10 逆ラマン散乱の原理図<sup>8)</sup>

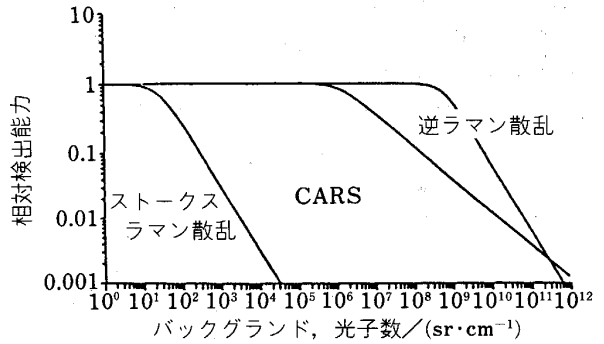


図 12 ストークスラマン散乱 (RS), 逆ラマン散乱 (IRS), CARS のバックグラウンドレベルによる測定可能領域<sup>9)</sup>

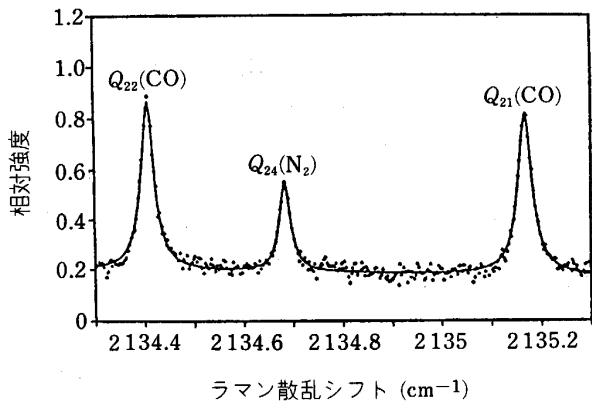


図 11 メタン/空気の噴流火炎中における CO の Q<sub>21</sub>, Q<sub>22</sub> バンドおよび N<sub>2</sub> の Q<sub>24</sub> バンドにおける逆ラマン散乱スペクトル<sup>9)</sup>

ン散乱は、信号光強度が弱いので、輝炎のある時は大出力レーザーを用いなければならないが、迷光の問題は解決されない。しかし、光学系が簡単なことは大きな利点である。これに対し CARS や逆ラマン散乱では、光学系はかなり大掛かりとなるが、迷光の問題からはほとんど解放され、強力な信号光が得られる。図 12 にこれら三つのラマン散乱方式における測定時の迷光の許容範囲を示す。逆ラマン散乱が迷光の点でも CARS にまさっている。

ラマン散乱方式には、このほかに RIKES ( $\omega_2$ ), CSRS ( $2\omega_2 - \omega_1$ ), HORSES ( $3\omega_2 - 2\omega_1$ ) など種々の方式があるが、測定例に乏しいためここでは省略する。

3.2 レーリ散乱

図 1 に示したように、入射光と同じ振動数の信号光が得られる。この場合の散乱光の強度は、次式のようになる。

$$I_r = C I_L N \sigma_R = \frac{C I_L p A_0 \sum X_i \sigma_{Ri}}{RT} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、C、I<sub>L</sub>、N は、それぞれ光学系定数、入射光強度、混合ガスの全分子数密度を示し、 $\sigma_R$  は実質散乱断面積で、各化学種のモル分率 X<sub>i</sub> とレーリ散乱断面積  $\sigma_{Ri}$  との積和である。p、A<sub>0</sub>、R、T は、それぞれ圧力、

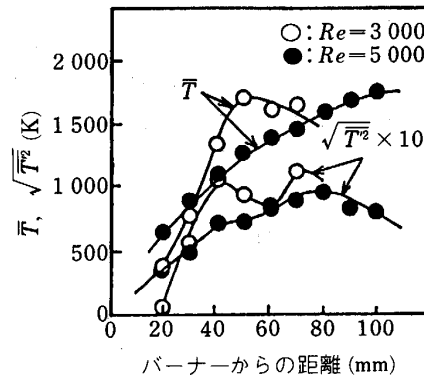


図 13 0.622 H<sub>2</sub> + 0.378 CH<sub>4</sub> を燃料とする空気中開放乱流拡散火炎の中心軸にそう温度分布<sup>10)</sup>

アボガドロ数、一般ガス定数、温度を表す。 $\sigma_{Ri}$  は成分ガスの屈折率  $n_i$  と次式により関係づけられる。

$$\sigma_{Ri} = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left( \frac{n_i - 1}{N_0} \right)^2 \sin^2 \theta \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\lambda$  は入射光の波長、N<sub>0</sub> はロシュミット数、 $\theta$  は入射光の偏向面と散乱光の観測方向とのなす角度である。温度測定は、式 (5) によつて常温における強度との比から求めるので、燃焼場のように燃焼の前後で成分変化が生じるものでは、燃焼の前後における実質散乱断面積の変化がないことが望ましい。筆者の研究グループでは、空気との拡散燃焼では 0.622 H<sub>2</sub> + 0.378 CH<sub>4</sub> を燃料とするものが、また燃料希薄条件の予混合燃焼ではメタン/空気の組合せが、 $\sigma_R$  の変化が燃焼の前後で ±5% 以内であることを見だし、これらを用いて乱流火炎の研究を行っている。図 13 に本方式による拡散火炎の中心軸にそう温度の時間平均値と温度変動の rms 値の分布を示す。レーリ散乱はストークスラマン散乱に比して約 10<sup>3</sup> 倍強い信号光強度が得られるため、このように乱流燃焼場の計測にも応用が可能である。しかし、場に微粒子が存在すると、信号光と同じ波長のミー散乱

が、信号光に加わるため、注意が必要となる。

入射光を線状、面状にし、検出器にラインセンサーや CCD カメラなどの面センサーを用いれば、点情報から線・面情報へと情報量を拡大することが可能となり、より確実な現象の理解が可能となる。

3.3 レーザー誘起蛍光法

この方法の最大の特徴は、CARS のような圧力狭化がなく、濃度の下限も ppm のオーダーまで測定可能であること、ポンプ光と誘導光とを位相整合させて混合する必要もないため、光学系が極めて単純であること、などである。しかし、測定対象分子に特有な波長の入射レーザー光が必要のため、色素レーザーが絶対的に必要となる。次に蛍光過程のモデルの中で、分子蛍光に応用できる 4 準位モデルについて述べる。図 14 はこのモデルのエネルギーレベルの説明図である。1 はある回転準位の初期状態、2 はレーザー光を吸収し励起された回転準位、3 と 4 はそれぞれ 2 および 1 が属する回転準位群を示している。ここでは簡単のために、3 と 4 をそれぞれ一つの準位とみなす。さらに 3 は 2 と、4 は 1 と同じ振動準位にあるとする。いま、 $N_i$  を準位  $i$  にある分子数密度とすると、各レベル間の遷移について、次の一連の関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -N_1(W_{12} + Q_{14}) + N_2(W_{21} + T_{21}) \\ &\quad + N_3T_{31} + N_4Q_{41} \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_1W_{12} \\ &\quad - N_2(W_{21} + T_{21} + T_{24} + Q_{23}) + N_3Q_{32} \\ \frac{dN_3}{dt} &= N_2Q_{23} - N_3(T_{31} + T_{34} + Q_{32}) \\ N_T &= N_1^0 + N_4^0 = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 \end{aligned} \right\} \dots(7)$$

ここで、 $W$ ,  $Q$ ,  $T$  は遷移確率係数、 $N_1^0$ ,  $N_4^0$  は初期数密度、 $N_T$  は各準位数密度の和である。次に、短時間のレーザー照射中  $1 \rightarrow 2$  の遷移が生じるのみで  $2 \rightarrow 3$

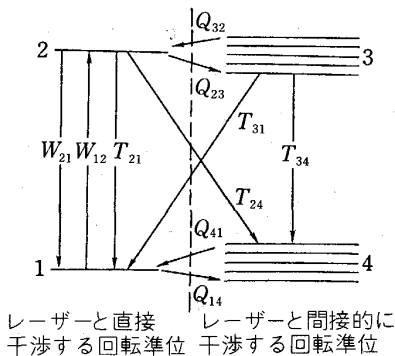


図 14 分子蛍光に応用される 4 準位モデルのエネルギー遷移の説明図

をはじめとする全ゆる遷移はまだ生じておらず、かつ定常状態が成立しているとする、

$$\left. \begin{aligned} N_2 &= N_1^0 W_{12} / (W_{21} + W_{12}) \\ &\quad \times [1 + W_{sat} / (W_{21} + W_{12})] \\ W_{sat} &= T_{21} + T_{24} + Q_{23} - (N_3 / N_2) Q_{32} \end{aligned} \right\} \dots\dots(8)$$

レーザー光強度を上昇していくと、 $W_{sat} \ll W_{12} + W_{21}$  が成立するようになり、レーザー吸収と誘導放射のみが支配的となつて、 $N_2$  は  $N_1^0 W_{12} / (W_{21} + W_{12})$  に漸近する。この状態が飽和蛍光であり、データを直接濃度に結び付けることが可能となり、極めて有利である。しかし、このためには強力なレーザーが必要である。このとき

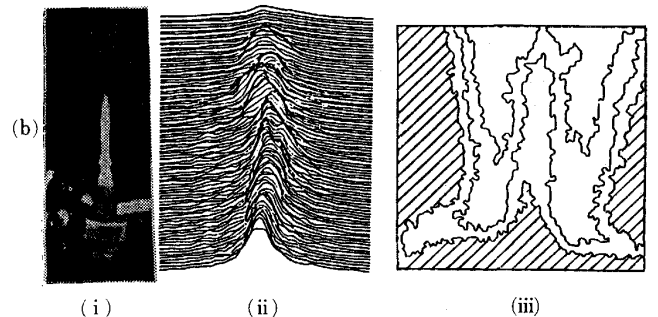
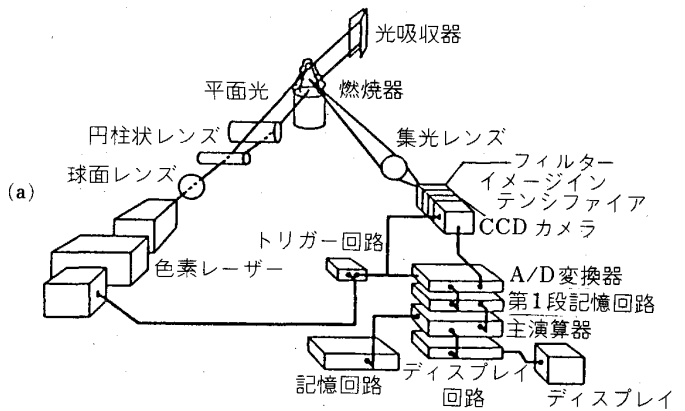
$$N_2 = N_1^0 g_2 / (g_1 + g_2) = N_{2sat} \dots\dots\dots(9)$$

となる。ここに  $g_i$  は準位  $i$  の縮退度であり、 $g_1 W_{12} = g_2 W_{21}$  なる関係にある。以上より、

$$N_T = N_1^0 / [g_1 \exp(-hcE/kT) / Z_r Z_v Z_e] \dots(10)$$

ここで  $E$  は全エネルギー、 $Z_r$ ,  $Z_v$ ,  $Z_e$  はそれぞれ回転、振動、電子のエネルギー分配関数である。実際の測定では、対象化学種に特有な振動数のレーザー光を照射し、出力された振動数  $\omega_F$  の蛍光強度  $I_F$  を測定し、次式により  $N_2$  を決定する。

$$N_2 = 4\pi I_F / \nu A_F c \omega_F \epsilon \Omega \dots\dots\dots(11)$$



(a) 光学系 (b) 天然ガス拡散バーナー炎の OH 濃度、測定結果 (i) 火炎外観、(ii) 高さ 40 mm、幅 30 mm の部分の OH の奥行き方向濃度、(iii) バーナー先端部分の 4 mm x 4 mm 範囲における OH 濃度

図 15 レーザー誘起蛍光法による火炎中の OH 濃度の二次元測定<sup>11)</sup>

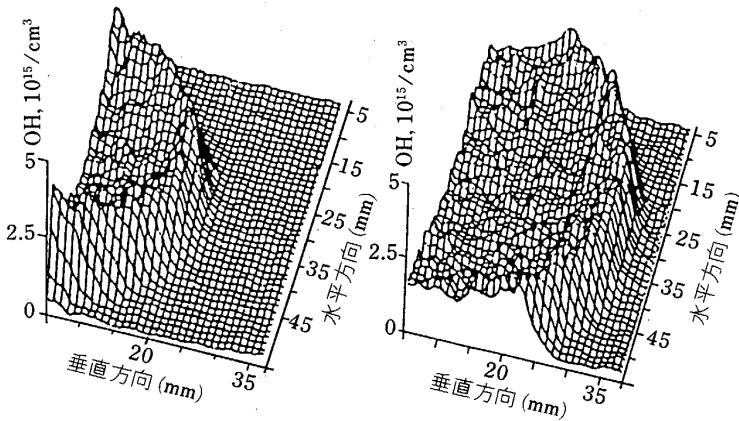


図 16 レーザー誘起蛍光法による、定容燃焼器中を伝播するメタン/空気火炎の OH 濃度の二次元分布<sup>12)</sup>

表 1 OH, CN, HN, NO などの代表的励起波長と蛍光発光例

化学種	励起レーザー波長 (nm)	蛍光発光波長 (nm)
OH	285.6	300~320
	310.123	306.87
	310.123	308.33
	309.86	313.69
	311.02	315.85
	311.97	317.45
CN	388.5	380~390
HN	336.0	336.0
NO	226.4	235~280

の分別ができないほどである。現在これらの分離法に頭をひねっている。

#### 4. おわりに

以上、レーザー分光学を利用したガスの温度と濃度の計測に関し、現在までに筆者の研究グループで行ってきたものを中心に、関連の文献のものを交えて紹介してきた。本文中にも記したが、レーザー計測は、非接触無補正の計測法であり、場を乱さずに計測が可能な極めて優れた特徴をもっている。今後、センサーやデータ処理器の発達に支えられて、その特徴を十分に発揮できる計測法が開発され、ますます現象の本質に迫ることが可能となろう。紙面の都合で十分な解説は難しかったが、関連文献にて補充していただければ幸いである。

#### 文 献

- 1) 大竹一友: 化学工学の進歩 21 「燃焼・熱工学」(化学工学協会編)(1987), p. 83 [槇書店]
- 2) S. S. PENNER, C. P. WANG and M. Y. BAHADORI: The Twentieth Symp. (Int.) on Combustion (1985), p. 1149 [The Combustion Inst.]
- 3) 吉川典彦, 大竹一友: 高温学会誌, 7 (1981), p. 227
- 4) 吉川典彦, 一沢 潤, 大竹一友: 日本機械学会論文集, 52 (1986), p. 3581
- 5) A. C. ECKBRETH: The Eighteenth Symp. (Int.) on Combustion (1981), p. 1471 [The Combustion Inst.]
- 6) L. RIMAL, K. A. MARKO and D. KLICK: The Nineteenth Symp. (Int.) on Combustion (1983), p. 259 [The Combustion Inst.]
- 7) R. L. FARROW, R. P. LUCHT, W. L. FLOWER and R. E. PALMER: 文献 2), p. 1307
- 8) 鎌田 仁: 日本機械学会第 492 回講習会テキスト「燃焼計測へのレーザーの応用」(1979), p. 69 [日本機械学会]
- 9) L. A. RAHN, P. L. MATTERN and R. L. FARROW: 文献 5), p. 1533
- 10) 大竹一友, 井田民男, 吉川典彦: 日本機械学会論文集, 52 (1979), p. 3771
- 11) G. KYCHAKOFF, R. K. HANSON and R. D. HOWE: 文献 2), p. 1265
- 12) R. G. CATTOLICIA, R. YOUSEN: 文献 2), p. 1273

ここに  $v$  は測定体積,  $A_F$  は蛍光放射遷移の速度定数,  $\epsilon$  は集光効率,  $\Omega$  は測定立体角である。

次に式 (9) によつて  $N_1^0$  を求め、式 (10) に代入して  $N_T$  を決定する。ただしこのとき、温度  $T$  が既知でなければならない。同時にストークスラマン散乱で測定するか、または波長の異なるレーザー光でもうひとつの蛍光測定を行い、これらを連立して解いて温度を決定する。蛍光測定では、これまで OH 濃度の測定が広く行われてきた。表 1 に OH に関する代表的な吸収・蛍光波長を CN, NH, NO などのものと示す。

図 15 は、面状に広げた入射光により照射された、天然ガスの拡散バーナー火炎における OH の濃度分布の瞬時値であり、二次元情報を的確に表している。図 16 は、同じく面状入射光を定容燃焼器内を伝播するメタン/空気予混合火炎に照射し、OH の蛍光の分布の時間的推移から、燃焼波の伝播を考察したものである。蛍光発光は入射光の波長とは離れたところに出力されるので、ミー散乱による妨害もなく、すすなどの存在する場でも、比較的よい S-N 比で測定が可能であるが、すすが高温下で発する固体放射強度が強くなってくると、妨害の度合いが強くなる。すすに関連して、その生成過程で重要と考えられる PAH (多環芳香族炭化水素) も蛍光発光をするが、PAH に属する多くの化学種が、極めて近い波長範囲に蛍光を発するため、これらが重なり合つてそ