超過濃予混合火炎のふく射特性*

奥山正明^{*1}, 越後亮三^{*2}, 吉田英生^{*2}
古田基^{*3}, 花村克悟^{*4}

Spectral Radiation Properties of Super Fuel-Rich Premixed Flame

Masaaki OKUYAMA, Ryoza ECHIGO, Hideo YOSHIDA,
Motoi KODA and Katsunori HANAMURA

An experimental study has been made on the radiation properties of laminar, luminous premixed flame at atmospheric pressure. By installing a pair of porous media at the upstream and downstream sides of the combustion space, excess enthalpy burning was applied for the methane/air mixture. As a result, a luminous flat flame with very low burning velocity was realized, unlike the conventional combustion. In the spectral range 0.4-4.0 μm , measurements were made on spectral radiation intensity and spectral transmittance; taking the emission from the flame into account, the absorptivity and adsorption coefficient for the flame were also obtained. It was found that the luminous radiation mainly consists of a continuous spectrum from the solid phase and band spectra from gases, while emitted radiation is partially absorbed by radiative gases. In particular, at wavelengths larger than 2.4 μm , radiation of gases is stronger than that of the solid phase.

Key Words: Premixed Combustion, Thermal Radiation, Porous Media, Spectroscopic Measurement, Radiation Property, Luminous Flame, Soot

1. 緒言

輝炎のふく射特性に関する従来の研究は、拡散火炎^{(1),(2)}や、すすを生成しやすい炭化水素系燃料等を用いた予混合火炎⁽³⁾で行われてきた。輝炎からの放射については、不透明な固体微粒子群から放射される連続スペクトルであるという考え方と、連続スペクトルというよりもバンドスペクトルに近い、いわば輝炎を特徴づける物質からの放射とする考え方⁽⁴⁾、更に固体の連続スペクトルと気体のバンドスペクトルとが重なり合ったものとする考え方⁽²⁾等があり、いまだ明らかにされていない。

一方、著者らは、地球温暖化の主因とされている炭酸ガスの排出低減を目的として、“炭素固定化制御燃焼法”を提案した⁽⁵⁾。これは、ふく射変換体として機能する多孔性固体を用いて、燃料過濃な予混合気(炭化水素系燃料・空気)に、エネルギー再循環による燃焼促進法を適用して輝炎を形成し、燃料中の炭素の一部を固定炭素として系外へ取り除くものである。この燃焼法を用いると、気相中において通常の可燃範囲では輝炎を呈することのないメタン・空気予混合火炎でさえ

すすを生成し、その上、安定した一次元火炎が形成された。この時の燃焼速度は、極めて遅く大気圧下で約2cm/sであった。従来、予混合火炎の火炎構造を明らかにするために減圧下という特殊な条件下で燃焼速度を遅くし反応帯の幅を広げ実験を行っていたが、本燃焼法によれば燃焼速度は気相中における燃焼速度に比べて1桁程度小さいため反応帯の幅が広がり、大気圧下でも火炎構造に関する研究を行うことができる。このことは燃焼学的に興味深いばかりでなく、大気圧下で高い空間分解能が実現できるので、すすの生成過程に関する研究が容易になる利点を有している。

そこで、本研究では、多孔性固体を装備した燃焼器を用いて、炭化水素系燃料の中で炭素含有率の最も低いメタン(C/H比;1/4)と空気との予混合気から輝炎を形成し、輝炎の発光スペクトル及び吸収スペクトルを測定することにより、輝炎のふく射特性について検討を行ったので報告する。

2. 実験装置

図1は燃焼器の概略図を示す。燃焼器はステンレス製で、その内側と外側は断熱材で覆われている。断熱材に囲まれた流路(断面;100mm×100mm)内には、ふく射変換体として作用するセラミック多孔性固体IとIIを60mm離して設置した。火炎は、この多孔性固体I及びIIに挟まれた空間に一次的に形成される。また、燃焼器には、火炎のふく射特性を測定するために

* 原稿受付 平成5年12月27日。

^{*1} 正員, 山形大学工学部 (〒992 米沢市城南4-3-16)。^{*2} 正員, 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。^{*3} 東京工業大学工学部。^{*4} 正員, 岐阜大学工学部 (〒501 11 岐阜市柳戸1-1)。

図1 燃焼器の概略図

幅20mm、高さ15mmの解放型の窓を2ヶ所設けた。この窓のところには、火炎の予混合気流速と同程度の乾燥窒素ガスを流し、火炎と燃焼器外側の空気との接触を遮断して、火炎が乱れることのないようにした。また、本実験に用いた分光器のスリットが縦型であることに合わせて、空間分解能を高めるため燃焼器を横にして設置した。この場合の火炎の一次元性に関する確認は、目視と温度測定により行った。その結果、燃焼器中央付近と窓の付近との火炎温度の温度差は火炎温度約1100Kに対し約30度程度であった。

火炎の発光と吸収スペクトルを測定するための実験系を図2(a)に示す。実験系は、火炎の吸収スペクトルを測定するための光源（ハロゲン光源 24V 300W）L1、凹面鏡M1、M2、平面鏡PM1、PM2と回折格子型赤外分光光度計から構成されている。本実験では、凹面

図2(a) 実験系の概略図

図2(b) 燃焼器内の測定光路

鏡と平面鏡を、図2(a)のように燃烧器の中央に焦点を結ぶように設置しているため、図2(b)に示すように、光路の立体角(δ)は約4度となり、火炎内では最大で流れ方向に3mmの幅を持つ。しかし、後述するように、発熱反応帯から十分に離れた位置において測定する場合、この立体角の内部では各化学種の濃度や火炎温度が概ね一様であり、空間分解能に対する精度上の問題はないと考えられる。

本実験において測定した波長(λ)は、発光スペクトルの場合0.9~4.0 μm 、吸収スペクトルの場合0.4~4.0 μm であり、波長分解能は半値幅で3nmである。測定して得られた火炎のふく射スペクトルについて、文献⁽⁶⁾等に公表されている炭化水素系の吸収スペクトルを基に同定することは原理的には可能である。しかし、炭化水素系の場合、ほぼ同じ波長帯(3.0~3.5 μm 付近)に吸収帯を持つので、より詳しく同定するためには、スリット幅等の条件を揃えた場合のガスの吸収スペクトルが必要となる。そこで、同定の基準となる炭化水素系純ガス(CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_6H_6)の吸収スペクトルを測定するため、光源(ハロゲン光源 24V 300W)を図2(a)のL2に、また、純ガス用セル(図3)は試料室(図2(a)のTC)に設置した。 CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 の光路長(s)は1mm、 C_6H_6 では66mmである。セル内圧力は絶対圧で、それぞれ0.6, 1.0, 2.0, 2.0, 1.0気圧であった。

なお、図2(a)に示すように、光源L1から燃烧器までの光路、燃烧器から分光器の入口までの光路、および分光器をアクリルの箱で囲み、乾燥空気と乾燥窒素ガスを常時注入することにより、光路中の水蒸気による吸収を十分に減少させた。

3. 実験条件と方法

図4に、火炎の発光及び吸収スペクトルの測定実験を行った条件を●で示す。図中のAndrewsとBradley⁽⁷⁾の曲線は、気相中でのメタン・空気予混合火炎の燃烧速度であり、この曲線上でのみ火炎が維持される。前述のように、気相中におけるこの可燃範囲では燃料過濃な条件でも輝炎を呈することはない。一方、右側の曲線は本燃烧法による燃料過濃側の可燃限界曲線⁽⁵⁾であ

る。火炎はこの曲線の左側の領域で維持される。この場合、当量比(ϕ)が1.8以上で輝炎が確認された。

本燃烧器で形成される火炎の全体を把握するために、代表例として、当量比(ϕ)=2.6, 予混合気流速(u)=4.4cm/sにおける火炎の温度分布を図5に示す。測定は、直径0.1mmのK型熱電対で行った。(図5のグラフは、ふく射補正を行っていない。)横軸の座標 x は、上流側多孔性固体Iの下流端からの距離である。輝炎は、 $x > 10\text{mm}$ で観察される。通常、すすの粒子径や数密度等の変化は、発熱反応帯近傍で急激であるが、その下流側ではそれほど顕著ではない^{**1}。本燃烧法は、

図3 炭化水素系純ガスの吸収率測定用セル

図4 可燃範囲と実験条件

図5 火炎の温度分布 ($\phi=2.6$, $u=4.4\text{cm/s}$)

^{**1} 減圧下(20mmHg)で行われた従来の研究^{(8),(9)}によると、生成されたすすの数密度等は、50ms後にほぼ一定になるといわれている。すすは、その間、核生成から始まって、表面成長、合体を経て集団化していく。その時、すすの粒子径や数密度の変化は、特に発熱反応帯近傍で急激であるが、反応帯から離れた位置では、それほど顕著ではないことが報告されている。

前述のように燃焼速度が非常に遅くなるため、発熱反応帯の下流側においても反応は非常に緩慢となる。そこで、測定位置は、発熱反応帯から十分離れた $x = 50\text{mm}$ とした。本実験では、すすの除去は行っていないので、時間と共に下流側の多孔性固体Ⅱにすすが付着して目詰まりが起きてくる。しかしながら、輝炎内の温度や予混合気の温度は、準定常と見なせる時間がある。そこで実験条件は、準定常と見なせる時間が分光実験に要する時間より長く維持できるところを選んだ。

発光スペクトルの測定実験において、測定データは、凹面鏡や平面鏡の反射率、回折格子の効率、石英ガラスの吸収等の影響を含んでいるので、火炎からの発光スペクトルの測定データ ($I_{f,ex}(\lambda)$) に補正係数 ($C(\lambda)$) を乗じて上述の影響を取り除き、火炎からの発光スペクトル ($I_f(\lambda)$) を得た^{**2}

一方、吸収スペクトルの測定実験では、火炎を通過した光源L1の透過光 ($I_{out}(\lambda)$) は、光源L1からの入射光 ($I_{in}(\lambda)$) と火炎からの発光 ($I_f(\lambda)$) の寄与からなり、次式で表される。

$$I_{out}(\lambda) = I_{in}(\lambda) e^{-\kappa(\lambda)\xi} + I_{f,b}(\lambda) (1 - e^{-\kappa(\lambda)\xi}) \quad (1)$$

但し、

$I_{f,b}(\lambda) (1 - e^{-\kappa(\lambda)\xi}) = I_{f,b}(\lambda) \epsilon(\lambda) = I_f(\lambda) = C(\lambda) I_{f,ex}(\lambda)$,
ここで、 $I_{f,b}(\lambda)$ は火炎温度における黒体ふく射強度、 $\epsilon(\lambda)$ は射出率、 ξ は火炎の幾何学厚さ、 $\kappa(\lambda)$ は吸収係数である。また $I_{in}(\lambda)$ 、 $I_{out}(\lambda)$ は、前述の補正を施したスペクトルである。そこで、ふく射エネルギーに対するKirchhoffの法則が成り立つと仮定し、火炎の吸収率 ($\alpha_f(\lambda)$) 及び吸収係数 ($\kappa(\lambda)$) は、次式により求めた。

^{**2} 補正は以下の方法で行った。燃焼器の位置に黒体炉を設置し、炉を十分に加熱した後、 $0.4 \sim 4.0 \mu\text{m}$ の波長範囲で、黒体炉からの発光スペクトルを測定した。測定されたスペクトル ($I_{b,ex}(\lambda)$) は、光路中の諸要素の影響のため、炉内温度における黒体ふく射のスペクトル ($I_b(\lambda)$) と一致しない。そこで、これらの比 ($C(\lambda) \equiv I_b(\lambda)/I_{b,ex}(\lambda)$) を補正係数として火炎から射出されたスペクトル ($I_f(\lambda) = C(\lambda) I_{f,ex}(\lambda)$) を求めた。

$$\alpha_f(\lambda) = 1 - e^{-\kappa(\lambda)\xi} = 1 - \frac{I_{out}(\lambda) - I_f(\lambda)}{I_{in}(\lambda)} \quad (2)$$

$$\kappa(\lambda) = -\frac{1}{\xi} \ln(1 - \alpha_f(\lambda)) \quad (3)$$

火炎の発光スペクトル測定実験の場合、 $I_{b,ex}(\lambda)$ 、 $I_{f,ex}(\lambda)$ を、吸収スペクトル測定実験では、 $I_{out}(\lambda)$ 、 $I_{in}(\lambda)$ 、 $I_{f,ex}(\lambda)$ を測定し、さらに、スペクトル同定のために、炭化水素系純ガス (CH_4 、 C_2H_2 、 C_2H_4 、 C_2H_6 、 C_6H_6) の吸収率測定も行った。

4. 実験結果及び考察

4.1 発光スペクトル 図6に参考となる炭化水素系純ガスの吸収スペクトルを、図7(a)~(e)に各当量比 (ϕ) における火炎の発光スペクトルを示す。図7の縦軸は相対ふく射強度である。予混合気流速 (u) は、いずれも 4.4cm/s である。まず、図7の中で唯一当量比 (ϕ) が1以下である(e)に注目する。この場合のスペクトルは H_2O と CO_2 によるものであると考えられるが、以下に述べる理由により CO_2 の寄与は無視できる。すなわち、 CO_2 の吸収係数の大きさは、 H_2O と比較し、 $2.0 \mu\text{m}$ 付近で約 $1/100 \sim 1/20$ 、 $2.7 \mu\text{m}$ 近傍で約 $1/10 \sim 1/5$ 程度であり、さらに、本実験において、光路中における H_2O の除去は行っているが、 CO_2 に関しては行っていないことを考え合わせると、火炎中の CO_2 からの発光は、光路中に存在する CO_2 により吸収され则认为られる。

図6、7を全体的にみて、不輝炎となる $\phi < 1.8$ では、バンドスペクトルであるが、輝炎が生じる $\phi \geq 1.8$ では、連続スペクトルになる。また、当量比が大きくなると、輝炎の相対ふく射強度が強くなることがわかる。一方、 $3.3 \sim 3.4 \mu\text{m}$ のスペクトルは、 $\phi = 0.6$ では現れないが、 $\phi \geq 1.4$ では現れる。しかも、当量比 (ϕ) の増加と共に強くなっている。図6よりこの波長帯に吸収帯を持ち、しかも測定位置での濃度の高い化学種を考えると、未燃分のメタンからの発光であると考えられる。

図6 各種炭化水素の吸収スペクトル

4.2 吸収スペクトル はじめに, $\phi=2.6$ の場合を代表例として吸収スペクトルについて考える. 図8には, (a)光源L1の放射スペクトル, (b)光源から放射された光が輝炎中を通過したときの透過光スペクトル, (c)輝炎からの発光スペクトル, (d)輝炎の吸収率及び(e)吸収係数を示す. 発光及び透過光スペクトル(a)~(c)の縦軸は相対ふく射強度である. なお, (a), (b)の $2.5\mu\text{m}$ 以上の相対ふく射強度は, $2.5\mu\text{m}$ 以下の相対ふく射強度に比べて10倍に拡大している.

図7 火炎の発光スペクトル (I_f)

図8 輝炎の吸収スペクトル測定実験における各種スペクトル分布

図8(a)~(c)は火炎の吸収スペクトル測定実験で測定して得られたスペクトル分布である。(a),(b)は共に波長に対して相対ふく射強度の変化が著しい。(c)は $1.6\mu\text{m}$ 以上の相対ふく射強度がほとんど一定である。この(a)~(c)は、(d),(e)を求めるために用いた。

図8(d)は、式(2)を用いて得られた輝炎の吸収率($\alpha_f(\lambda)$)である。 $1.0\mu\text{m}$ 以下の波長帯において、図8(c)では輝炎から射出されるふく射強度は弱いが、図8

(d)及び(e)では吸収率、吸収係数共に大きくなっている。図8(c)~(e)の $3.3\sim 3.4\mu\text{m}$ 付近のスペクトルは、発光スペクトルの場合と同様に主に未燃分のメタンによるものと考えられる。なお、図7(a)と図8(c)の当量比(ϕ)及び予混合気流速(u)は同一条件であるが、相対ふく射強度のスペクトル分布は少し異なっている。本来、発光・吸収スペクトルの測定実験は共に同じ測定条件で行うべきであるが、本実験では、発光ス

図9 吸収率に対する各当量比による変化($\alpha_f(\lambda)$)

図10 吸収係数に対する各当量比による変化($\kappa(\lambda)$)

ペクトル測定実験(図7)の測定波長は20nm単位であるのに対して、吸収スペクトル測定実験(図8)では200nm単位で行っている。吸収スペクトルの測定実験においては光源の発光(図8(a))、輝炎中を通過した後の透過光(図8(b))、輝炎の発光(図8(c))をそれぞれ測定するので、輝炎を形成した後はその都度下流側多孔性固体に付着したすすを焼き飛ばす必要があり測定にはかなりの時間を要する。しかしながら、全測定波長(0.4~4.0 μm)において各測定を同じ環境下で行うためにはできるだけ短時間で行う必要がある。そこで、測定波長単位は準定常とみなせる時間内で測定することのできる200nmとし、測定に要する時間を短縮した。但し、測定条件をも同じにすれば、得られるスペクトルには再現性のあることを確認している。

図8(e)は、式(3)を用いて得られた輝炎の吸収係数($\kappa(\lambda)$)である。2.7 μm 付近はその周囲のスペクトルに比べ値が小さくなっている。図8(c), (d)を見比べても、この波長帯における相対ふく射強度と吸収率が共に小さい。これは輝炎の温度が約1100Kと比較的低いために、輝炎から射出されたふく射エネルギーよりも、輝炎中に存在する H_2O による吸収の方が強くなり、その結果、吸収係数等の値は小さくなったと考えられる。

次に、当量比を変化させた場合について考える。図9(a)~(d)及び図10(a)~(d)は、それぞれ、各当量比における吸収率と吸収係数である。これらの図より、発光スペクトルと同様に、不輝炎はバンドスペクトルであり、輝炎は連続スペクトルであることがわかる。 $\phi \leq 2.4$ では、 $\phi = 2.6$ とは異なり2.7 μm 付近では周囲のスペクトルより大きくなっている。 $\phi \leq 2.4$ では、生成されるすすの量が少なくなり、すすから射出されるふく射エネルギーは弱くなる。一方、 H_2O は、自身が射出する強さの方が、すすから射出されたふく射を吸収する強さよりも優勢であるために、2.7 μm 付近のスペクトルは周囲より大きくなっているものと考えられる。

4.3 輝炎のふく射特性 すずを球形と仮定した場合、すす粒子の吸収係数($\kappa_s(\lambda)$)は、Mieの理論⁽¹⁰⁾を基に考えれば、次式で表わされる。

$$\kappa_s(\lambda) = c_1 \lambda^{-c_2} \quad (4)$$

ここで、 c_1 は定数で、 c_2 は0.9~1.0の値をとる。本研究で得られた輝炎の吸収係数と式(4)を比較するために $\phi = 2.4$ と2.6の場合につき、両対数表示で図11(a), (b)に示す。図中の点線は、式(4)で $c_2 = 1.0$ とした場合の吸収係数である。この両者を比較すると、1.0~2.4 μm の波長範囲で傾きが一致するものの、その他の波長帯では全く異なった傾きになっている。

一方、一点鎖線は、Pendorfにより級数展開された以

下の式⁽¹¹⁾を用いて、すす粒子の散乱を考慮に入れて求めた吸収係数($\kappa_{sp}(\lambda)$)である。

$$\kappa_{sp}(\lambda) = \pi N r^2 Q_{abs}(\lambda) = \pi N r^2 \{ Q_{ext}(\lambda) - Q_{sca}(\lambda) \} \quad (5)$$

ここで、

$$\begin{aligned} Q_{sca}(\lambda) &= \frac{8\alpha(\lambda)^4}{3} \left(\frac{n^2-1}{n^2+2} \right)^2 \\ &\times \left[1 + \frac{6\alpha(\lambda)^2}{5} \left(\frac{n^2-2}{n^2+2} \right) + \alpha(\lambda)^4 \left\{ \frac{3}{175} \left(\frac{n^6+41n^4-284n^2+284}{n^2+2^2} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{900} \left(\frac{n^2+2}{2n^2+3} \right)^2 [15+(2n^2+3)^2] \right\} \right] \quad (6) \\ Q_{ext}(\lambda) &= \frac{24n^2k\alpha(\lambda)}{Z_1} + \left[\frac{4n^2k}{15} + \frac{20n^2k}{3Z_2} \right. \\ &\quad \left. + 4.8n^2k \frac{7(n^2+(nk)^2)^2+4(n^2-(nk)^2-5)}{Z_1^2} \right] \alpha(\lambda)^3 \\ &\quad + \frac{8}{3} \left\{ \frac{[(n^2+(nk)^2)^2+(n^2-(nk)^2-2)]^2-36n^4k^2}{Z_1^2} \right\} \alpha(\lambda)^4 \quad (7) \end{aligned}$$

式(6), (7)中の Z_1 , Z_2 サイズパラメータ $\alpha(\lambda)$ は、以下の通りである。

$$Z_1 = (n^2+(nk)^2)^2 + 4(n^2-(nk)^2) + 4 \quad (8)$$

$$Z_2 = 4(n^2+(nk)^2)^2 + 12(n^2-(nk)^2) + 9 \quad (9)$$

$$\alpha(\lambda) = (2\pi r)/\lambda \quad (10)$$

上の各式において、 r はすす粒子の半径、 N はすす粒子の数密度、 n , k はすすの複素屈折率 $m = n(1-ik)$ を表すが、これらは未知数である。 $m = 1.57(1-i0.36)$ とした場合、 r と N を、実験データに一致するように決定すると、この $\phi = 2.4$ の時、 $r = 70\text{nm}$, $N = 5.6 \times 10^{14}\text{m}^{-3}$, $\phi = 2.6$ の時、 $r = 70\text{nm}$, $N = 6.7 \times 10^{14}\text{m}^{-3}$ となった。これらの数字については、従来の研究におけるアセチレン・酸素火炎⁽⁸⁾やメタン・酸素火炎⁽¹²⁾, ⁽¹³⁾で得られた値と比較すると、 r と N の両者ともオーダーは一致している。また、著者らが提案してい

図11 輝炎と固体微粒子群の吸収係数の比較

る炭素固定化制御燃焼における炭素固定化率⁽⁵⁾ともバランスする^{**3}。以上のことより、すすの散乱を含めた吸収係数($\kappa_{sp}(\lambda)$)の計算で用いたすすの半径と数密度は、十分に妥当性のある値であると考えられる。

そこで、図11の吸収係数を基に、輝炎のふく射特性について検討を行う。図11において、波長(λ)が約 $2.4\mu\text{m}$ 以下では、本実験で得られた吸収係数($\kappa(\lambda)$)は、式(5)のすす粒子による散乱を考慮した吸収係数($\kappa_{sp}(\lambda)$)と一致しているが、 $2.4\mu\text{m}$ 以上では、式(5)の計算値から大きくずれている。

次に、 $2.4\mu\text{m}$ 以上での吸収係数の差について考えるために、不輝炎($\phi=1.4$)の場合に注目すると、図7(d)、図9(c)、図10(c)において $2.4\mu\text{m}$ 以上では連続スペクトルになっていることから、この波長帯では、未燃分等を含むふく射性気体に起因するスペクトルが現れていると考えられる。すなわち、実験から得られた値($\kappa(\lambda)$)と計算値($\kappa_{sp}(\lambda)$)との差は、ふく射性気体による吸収係数であると考えられる。

以上のことより、輝炎のふく射特性は、球形の固体微粒子群からのふく射のみで議論をすることはできず、 H_2O 、 CH_4 等のふく射性気体の射出・吸収特性も考慮したものであり、特に、 $2.4\mu\text{m}$ 以上の波長帯では、ふく射性気体によるふく射の方が、固体微粒子群によるふく射よりも優勢であると考えられる。

5. 結 論

本研究では、ふく射によるエネルギー再循環を用いて、大気圧下でメタン・空気予混合火炎により輝炎を形成し、そのふく射特性について分光学的に検討した結果、以下の結論を得た。

^{**3} 燃料のメタンに含まれる炭素のうち、すすに変換した割合(炭素固定化率)は、すすの密度を $2000\text{kg}/\text{m}^3$ と仮定すると、 $\phi=2.4, 2.6$ の場合それぞれ1.4, 1.8%であった。この数字は、ガス分析から得られた炭素固定化率が、 $\phi=2.6$ 、 $u=2.4\text{cm/s}$ の場合、6~11%、また、 $\phi=3.0\sim 3.5$ 、 $u=2.4\text{cm/s}$ の場合、約20%であったことと比較しても、オーダー的に一致している。

(1) 輝炎からのふく射は、固体微粒子群から射出された連続スペクトルと輝炎中に存在するふく射性気体から射出されたバンドスペクトルの単純な足し合わせではなく、火炎温度やすすの数密度等の条件によっては、固体微粒子群から射出されたふく射をふく射性気体分子が吸収したスペクトルになる。

(2) 本研究で得られた輝炎では、 $2.4\mu\text{m}$ 以下において、すす粒子の散乱を考慮した吸収係数と比較的良好一致した。 $2.4\mu\text{m}$ 以上では、すす粒子からのふく射よりも H_2O や CH_4 等のふく射性気体のふく射による影響が大きいことがわかった。

本研究は一部文部省科学研究費補助金、一般研究A(01420023)により行われたものであることを記して謝意を表す。

文 献

- (1) Gore, J.P. and Faeth, G.M., *Proc. 21th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1986), 1521.
- (2) 佐藤・国友・吉井・橋本, 機論, 35-270, 2, (1969), 384.
- (3) Hamadi, M.B., Vervisch, P. and Coppalle, A., *Combust. Flame*, 68, (1987), 57.
- (4) Echgo, R., Nishiwaki, N., and Hirata, M., *Proc. 11th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1967), 381.
- (5) 越後・吉田・花村・奥山・小金沢・土方, エネルギー・資源, 11-4, (1990), 358.
- (6) 水島・島内, 赤外吸収とラマン効果, (1988), 212, 共立全書.
- (7) Andrews, G.E. and Bradley, D., *Combust. Flame*, 19, (1972), 275.
- (8) Bone, V., Homann, K.H. and Wagner, H.G.G., *Proc. 10th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1965), 503.
- (9) Bockhorn, H., Fetting, F., Wannemacher, G. and Wenz, H.W., *Proc. 19th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1982), 1413.
- (10) Mie, G., *Ann. Phys.*, 25-3, (1908), 377.
- (11) Penndorf, R.B., *J. Opt. Soc. Am.*, 52-8, (1962), 896.
- (12) D'Alessio, A., Di Lorenzo, A., Sarofim, A.F., Beretta, F., Masi, S. and Venitozzi, C., *Proc. 15th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1975), 1427.
- (13) D'Alessio, A., Di Lorenzo, A., Borghese, A., Beretta, F., and Masi, S., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1977), 695.