

## 希薄予混合気の消炎限界近傍の火炎特性の計測および燃焼促進に関する研究

川添, 裕三

<https://doi.org/10.15017/1931903>

---

出版情報：九州大学, 2017, 博士（工学）, 課程博士  
バージョン：  
権利関係：

希薄予混合気の消炎限界近傍の火炎特性の計測  
および燃焼促進に関する研究

九州大学 大学院工学府 機械工学専攻  
川添 裕三

<b>1章</b>	<b>緒論</b> .....	<b>1</b>
1-1	はじめに.....	1
1-2	従来の火炎温度計測手法.....	6
1-2-1	NaD 線反転法.....	6
1-2-2	二色法.....	6
1-2-3	熱電対.....	6
1-2-4	化学発光.....	7
1-3	一次元予混合火炎の構造.....	12
1-4	酸素富化による内燃機関の希薄条件下の燃焼促進.....	13
1-5	本研究の目的.....	13
<b>2章</b>	<b>発光分光計測システム</b> .....	<b>14</b>
2-1	はじめに.....	14
2-2	集光部分.....	14
2-3	分光部分.....	19
2-4	火炎温度の計測.....	20
2-5	本章のまとめ.....	20
<b>3章</b>	<b>伸長を受ける層流予混合火炎の火炎温度の推定手法の検討</b> .....	<b>21</b>
3-1	はじめに.....	21
3-2	対向流バーナ.....	21
3-3	実験結果および考察.....	27
3-3-1	二枚火炎と一枚火炎の消炎特性.....	27
3-3-2	火炎温度のひずみ率への依存性.....	30
3-3-3	発光強度のひずみ率への依存性.....	33
3-3-4	C <sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比と火炎温度の関係.....	39
3-3-5	当量比の推定.....	41
3-3-6	乱流予混合火炎の温度の推定手法に関する検討.....	43
3-4	本章のまとめ.....	46
<b>4章</b>	<b>発光強度のピーク間距離を用いた反応帯厚さの推定</b> .....	<b>47</b>
4-1	はじめに.....	47
4-2	本研究で使⽤したバーナ.....	48
4-2-1	矩形ノズルバーナ.....	48
4-2-2	対向流バーナ.....	50
4-3	実験結果および考察.....	50

4-3-1	最大ピーク間距離 $d$ の当量比への依存性 .....	50
4-3-2	最大ピーク間距離 $d$ のひずみ率への依存性.....	54
4-4	本章のまとめ .....	56
<b>5 章</b>	<b>燃料希薄な予混合火炎の燃焼促進.....</b>	<b>57</b>
5-1	はじめに.....	57
5-2	本研究で使用した装置.....	57
5-2-1	対向流バーナ .....	57
5-2-2	急速圧縮膨張装置.....	57
5-2-3	実験条件および方法 .....	59
5-2-3-1	層流燃焼速度および火炎温度の計算 .....	59
5-2-3-2	対向流火炎の消炎限界 .....	60
5-2-3-3	最適点火時期 (MBT) における酸素富化の影響.....	60
5-3	実験結果および考察.....	61
5-3-1	層流予混合火炎に与える酸素富化の影響.....	61
5-3-2	最適点火時期における酸素富化の影響 .....	65
5-4	本章のまとめ .....	74
<b>6 章</b>	<b>結論.....</b>	<b>75</b>
	参考文献.....	77
	謝辞.....	83

# 1 緒論

## 1-1 はじめに

科学技術の発展に伴って我々の生活は日々豊かになり、人々の移動や物・情報のやり取りも高速化、多様化が進んでいる。しかし快適性や利便性の追求によって我々は多量のエネルギーを消費するようになった。資源エネルギー庁のエネルギー白書[1]によると、国内の最終エネルギー消費量は、1973年から2015年において1.2倍に増加している。2015年においては、最終エネルギー消費量の内、約半分は電力および輸送用動力として使用されたものである。最終エネルギー消費の約半分以上を占める電力や輸送用動力はどのようにして得られているのだろうか。ここで図1-1、図1-2に国内の発電電力量における電源構成の推移および最終エネルギー消費量における運輸部門のエネルギー源別割合の推移を示す。図1-1より国内消費電力の9割近くは石油や石炭、天然ガスなどの化石燃料を燃やす火力発電によって生み出されている。また図1-2より国内運輸部門における9割強のエネルギー源が石油から精製される炭化水素系の燃料であることから、燃焼による熱エネルギーを動力として取り出す内燃機関が主に利用されていることが分かる。したがって我々の生活に燃焼が深く関わっており、その恩恵を受けていると言える。しかし、化石燃料の採掘可能量には限界があることから、その有効利用への取り組みや、化石燃料の燃焼によって発生する二酸化炭素および窒素酸化物が原因と考えられる地球温暖化や大気汚染といった環境問題の解決に向けた様々な取り組みが世界各国で行われている。炭化水素系の燃料ではない新たなエネルギー源として、発電部門では太陽光、風力、地熱、運輸部門では燃料電池などの開発も行われているが、コストや耐久性、エネルギー供給の安定性、膨大なインフラ整備の必要性を考えると、これらのエネルギー源の普及には時間を要すると言わざるを得ない。したがって、当面は燃焼によるエネルギー変換に頼らざるを得ず、より高効率で環境負荷が低い燃焼装置の開発が求められる。

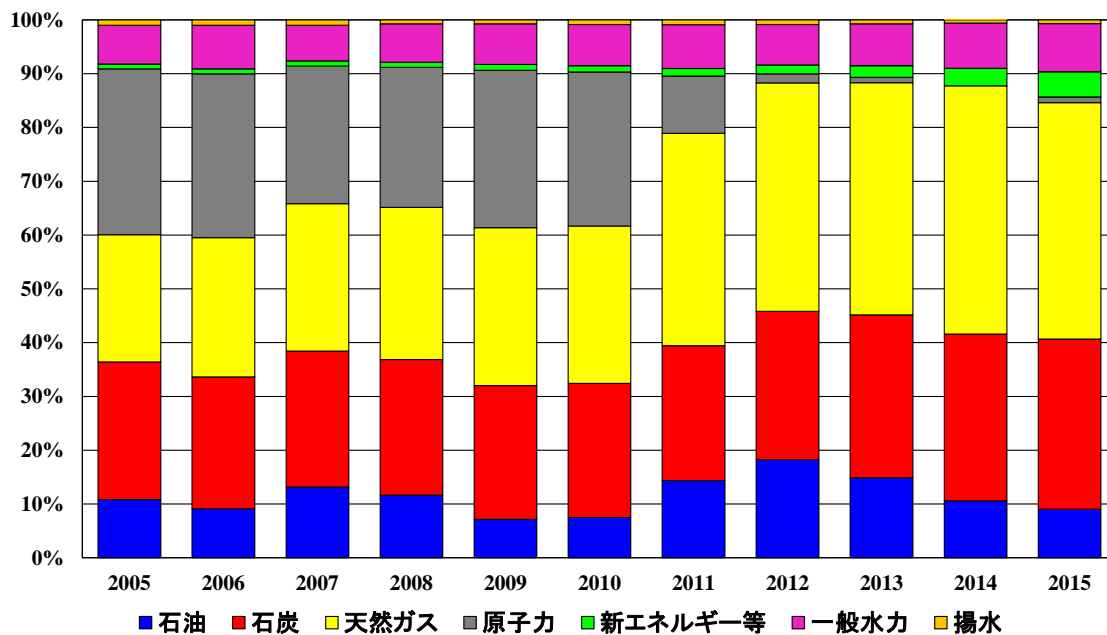


図 1-1 国内の発電電力量における電源構成の推移[1]

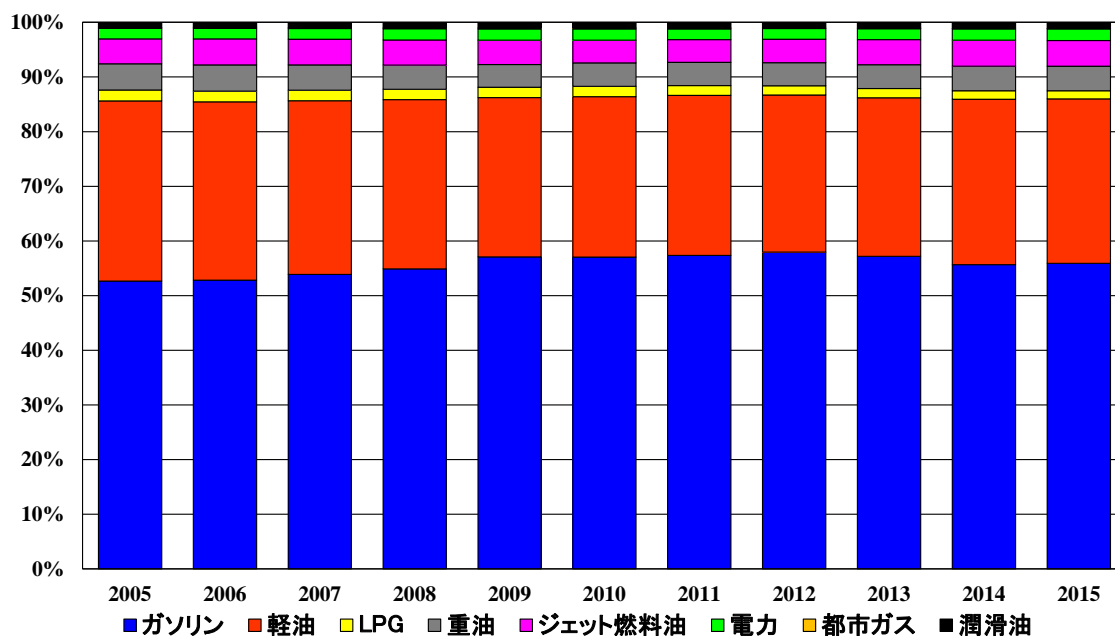


図 1-2 国内の輸送部門における最終エネルギー消費量のエネルギー源別の推移[1]

国内の主要な動力源である内燃機関において、予混合希薄燃焼は比熱比の増加による理論熱効率の向上および火炎温度の低下による冷却損失低減と NO<sub>x</sub> 排出量の低減に有効な燃焼方式である[2]。しかしながら、希薄燃焼では、燃焼速度が低下[3, 4]することにより燃焼期間が増大するなどの欠点がある。燃焼期間が増大すると時間損失の増加によって図示熱効率が低下してしまう。したがって、希薄燃焼においては、燃焼を促進し、燃焼速度を向上させる必要がある。燃焼促進手法としては、乱れによる燃焼促進効果を利用した乱流予混合燃焼が挙げられる。乱流予混合燃焼では、混合気中の乱れによって、火炎面の複雑性が増加し、単位時間・単位体積あたりの燃料消費量、すなわち、燃焼速度が飛躍的に向上することが知られている[3,5]。乱流予混合燃焼を用いることによって、乱流燃焼速度が増加するため、内燃機関においては、等容度の増加による図示熱効率の向上が期待できる。そのため希薄燃焼における乱流強化も重要な燃焼促進手法であり、火花点火機関における乱流強化の導入に関する研究も行われ、その燃焼期間短縮の効果も報告されている[6, 7]。しかしながら、乱流燃焼速度は、乱れ強さの増加に伴って無限に増加することはない。図 1-3 に乱流燃焼速度と乱れ強さの関係[3]を表した図を示す。この図より乱れ強さの増加に伴って乱流燃焼速度は増加するが、ある所から減少に転じ、やがて消炎に至ることが分かる。これは、乱れの燃焼促進効果には限界があることを示している[8]。乱流予混合火炎の消炎は、火炎伸長による局所的な消炎が原因であると考えられている[9, 10]。局所的な消炎については火炎全体の消炎へと移行すると考えられる。火炎伸長論は、Karlovitz[9]により提案された理論である。速度勾配のある流れ場に火炎が存在する場合、火炎に平行な方向の流れの速度勾配により火炎帯が伸長され、火炎帯から予熱帯への熱損失が増加し、火炎の温度が低下し、局所的な燃焼速度が低下する。速度勾配がある限界値を超えると局所的な消炎が発生する。このような理論に基づき、Karlovitz の提唱した速度勾配のある流れ場が厳密に成り立つ流れ場が、よどみ流れであるとして、佐藤[11]は、よどみ流中に形成された燃料希薄な水素、メタン空気予混合火炎および燃料過濃なプロパン、ブタン空気予混合火炎の消炎特性が、燃料過濃な水素、メタン空気予混合火炎および燃料希薄なプロパン、ブタン空気予混合火炎の消炎特性と異なるなどの新しい事実を明らかにした。また、強い乱れの乱流予混合火炎に対して、OH や CH のレーザー誘起蛍光法 (Laser Induced Fluorescence: LIF) と温度の同時計測を適用した研究[12, 13]もあるが、これまで、乱流予混合火炎において、火炎伸長論で予測されたような流れ場の速度勾配による局所的な火炎温度や燃焼速度の低下を実験的に明らかにした例はない。これは、高速で変動する乱流予混合火炎片の挙動を計測するのに十分な時間および空間分解能をもった計測手法が確立されていないこと他にならない。

乱流予混合火炎の消炎限界近傍では、局所的な燃焼速度の低下が理論的に予測されている。乱流予混合火炎では、局所的な反応帯は流れの下流方向に移動しており、その方向や速度は複雑に変動しているため、直接燃焼速度を測定することは非常に困難である。しか

し、反応の空間的スケールを表す反応帯厚さは燃焼速度と密接な関係を持っていると考えられ[14]、消炎限界では反応帯の厚さが増大すると考えられる。また、乱流予混合火炎は火炎と乱れの相互作用によって様々な火炎構造を呈する[15]。乱流予混合火炎の火炎構造を決定する因子には、乱流レイノルズ数や乱流場の特性時間、燃焼反応の特性時間などがある。乱流場の特性時間は、乱れ強さ  $u'$  や乱流スケールといった統計的な平均量から求められる。燃焼反応の特性時間は、代表的な特性時間である  $\delta/S_L$  が用いられる。（ $\delta$  は火炎帯厚さ、 $S_L$  は層流燃焼速度である）これらの特性時間を用いて表される無次元数には、乱流カルロピッツ数や乱流ダムケラー数があり乱流火炎構造を決定する上で重要な無次元数となる。このような無次元数を用いて乱流火炎の火炎構造を分類したものが乱流燃焼ダイアグラムであり、数々の研究者によって提案されている[16, 17]。乱流燃焼ダイアグラムの例として Borghi[17]により提案されたものを図 1-4 に示す。ここで、横軸の  $L$  は乱れの積分スケール、 $Da = S_L / \delta \cdot L / u'$  は乱流ダムケラー数、 $Ka = \delta / S_L \cdot u' / \lambda$  ( $\lambda$  は乱れのテイラーマイクロスケール) は乱流カルロピッツ数、 $R_L$  は積分スケールを用いた乱流レイノルズ数である。 $Ka < 1$  の領域は層流火炎片領域 (flamelet regime) と呼ばれる。層流火炎片領域の中で、 $u' / S_L < 1$  の領域はしわ状層流火炎 (wrinkled laminar flame) と呼ばれ、 $u' / S_L > 1$  では、火炎は乱れによってたたみ込まれたようになり多重火炎 (multiple flamelet) となる。 $u' / S_L > 1$  の領域では、火炎は局所的な伸張を受け、 $u' / S_L$  がさらに増大すると  $Ka = 1$  となり、層流火炎片が伸張を受けて局所的に消炎することを意味する。Damköhler は、 $Da = 1$  および  $Ka = 1$  の線に囲まれた領域には、分散型反応帯火炎が存在するとして、層流火炎帯厚さ  $\delta$  よりも小さいスケールの渦により、火炎帯内において乱れの渦運動による乱流輸送が支配的となり、火炎帯が厚くなるとする仮説を提唱した[18]。しかしながら、Furukawa ら[19]は、静電探針を用いて乱れのスケールが層流予混合火炎の厚さよりも小さい乱流場に形成された予混合火炎の局所的な反応帯の厚さや曲率半径におよぼす選択拡散の影響を調べ、局所的な反応帯の厚さが層流予混合火炎の厚さと等しいことや乱れのスケールが層流予混合火炎の厚さよりも小さい乱流場に形成された予混合火炎の局所的な反応帯においても分子輸送過程が重要な役割を果たしていることを明らかにした。したがって、乱流予混合火炎の構造を把握するためにも、局所的な火炎温度や反応帯の厚さの変化を実験的に明らかにすることが必要である。このように、乱流予混合燃焼において高速で変動する乱流予混合火炎の消炎限界近傍の火炎温度および反応帯厚さを計測することは、高効率の内燃機関の開発ならびに乱流予混合火炎の構造を把握する上で重要な役割を果たすと考える。さらに、図 1-3 に示したように、混合気を希薄にしていくと小さい乱れ強さで消炎してしまうことから、内燃機関において、希薄な条件で乱流予混合燃焼を実現させるためには、乱流強化以外の燃焼促進手法を導入する必要があると考える。

以上のように、内燃機関の熱効率向上および排出ガスの清浄化に有効であると考えられる乱流予混合希薄燃焼では、乱れの燃焼促進効果に限界が存在すること、混合気を希



薄にしていくと小さい乱れ強さで消炎してしまうことの2つの課題がある。これらの課題に対して、乱流予混合火炎の消炎限界近傍の火炎温度および反応帯厚さの計測手法の確立、内燃機関の燃料希薄な条件における燃焼促進手法に関する検討を行う必要があると考える。

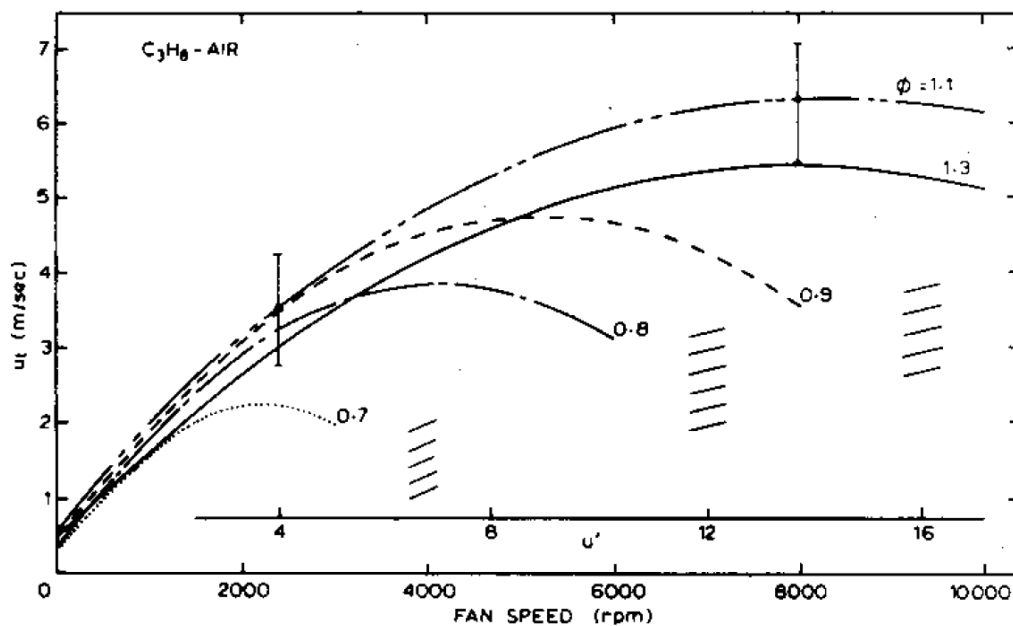


図 1-3 乱流燃焼速度と乱れ強さの関係[3]

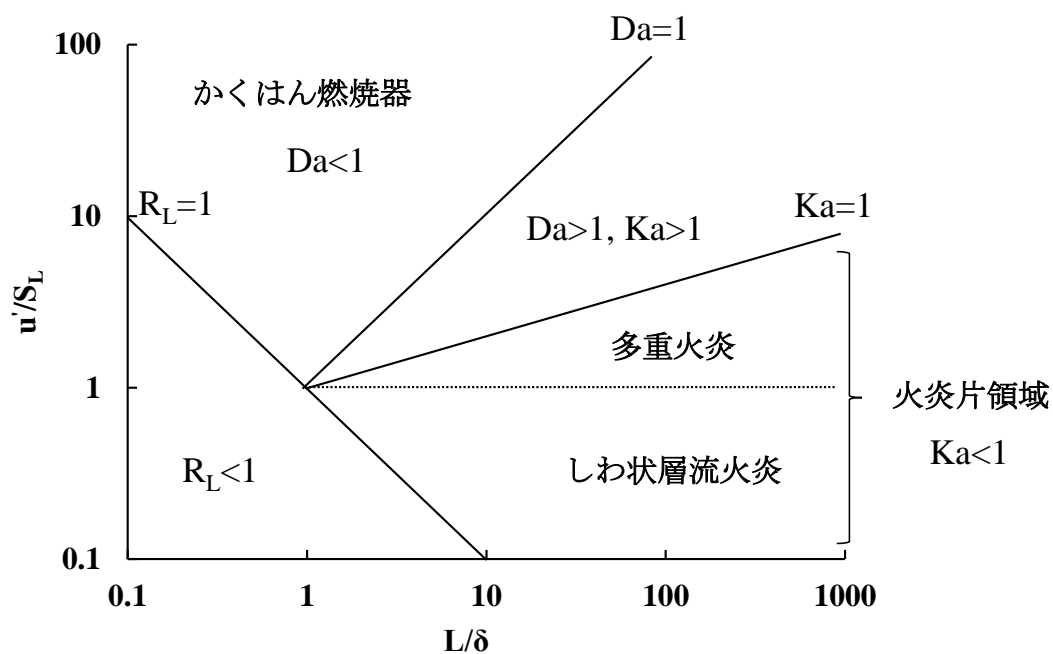


図 1-4 Borghi の乱流火炎構造ダイアグラム[17]

## 1-2 従来の火炎温度計測手法

### 1-2-1 NaD 線反転法

NaD 線反転法[20]は、Na 原子の炎色反応を利用した温度計測手法である。高温のガスの中に、Na 原子が存在すると、589.0nm および 589.6nm の波長の黄橙色の光を発する。これを Na-D 線と呼ぶ。Na-D 線を発する光源の輝度温度を  $T_0$ 、高温ガスの温度を  $T_f$  とすると、高温ガスを通して光源のスペクトルを計測するとき、 $T_0 = T_f$  の場合に、検出される強度が光源の強度と一致する。 $T_0 < T_f$  の場合には、光源の連続スペクトル中の Na-D 線のみが明るくなり、 $T_0 > T_f$  の場合には、Na-D 線のみが暗くなる。この手法は、計測対象の温度が定常な場合には有効な計測法である。しかしながら、計測対象の温度が変動する場合、その都度  $T_0 = T_f$ 、すなわち光源の輝度温度と計測対象の温度が一致する様に光源の輝度温度を変化させなければならず、乱流火炎のような高速で変動する火炎の温度を計測する場合には不適切である。

### 1-2-2 二色法

二色法[21, 22]は、主に、ディーゼル火炎などすす粒子などを多く含む火炎を対象に温度やすす粒子の濃度を計測するための手法である[23, 24]。火炎中にすすなどの固体粒子が多く存在する場合、それらからの発光は連続のスペクトルとなる。固体粒子などからの放射強度は、粒子の温度  $T$  と光路上の総粒子数の関数であることを利用して、連続スペクトル中の任意の二波長を選択して、それぞれの単色放射強度を計測することにより、連立方程式から粒子の温度  $T$  と粒子数を表す指標となる KL 値を求めることが可能である。この手法では、先に述べたように、火炎から固体粒子からの連続スペクトルが得られることが前提である。炭化水素・空気乱流予混合火炎から固体粒子からの連続スペクトルが観察される条件は限られており、仮に観察されたとしても燃焼場全体から固体粒子の放射が得られない可能性もあることを考慮しなければならない。

### 1-2-3 熱電対

熱電対[25]は、温度の計測で最も幅広く利用されている手法である。火炎の温度計測で使用される熱電対は JIS 規格で B, R, S, K 型があり、測定温度範囲はそれぞれ 600～1700℃、0～1600℃、0～1600℃、0～1000℃、0～1200℃である。現在は、素線直径が 0.1mm のものも利用されており、高い空間分解能で温度を計測することが可能である。また、被覆を施さない裸熱電対は、温接点が直接高温のガスと接触するために、被覆を施した熱電対よりも高い精度で温度を計測することができる。しかし、燃焼場で使用さ

れる白金を使用した熱電対では、白金の触媒作用があるために、酸化マグネシウムなどのコーティングを施す必要がある。熱電対は、接触式であるので使用方法が適切であれば、火炎の温度を高い精度で計測することが可能である。しかしながら、高速で変動する乱流予混合火炎の温度計測への適用を考慮すると、応答性の問題が生じる。近年では、熱電対の信号計測部に熱慣性補償回路を設けて熱電対を用いた応答性の良い温度計測手法も研究されているが、広範囲にかつ高い周波数で変動する温度場に対して補償回路の時定数を一定としていることなどを考えると、乱流火炎の温度計測への適用までには解決すべき課題も多いと思われる。また、熱電対を用いて、高い空間分解能で計測するために素線直径を 0.1mm 以下にした場合に、燃焼場の流動および温度変動による熱電対の温接点の破断が懸念される。さらに、接触式であるために計測対象である乱流火炎やその流れ場に与える影響も考慮しなければならない。

#### 1-2-4 化学発光

火炎からの発光は、熱的な発光（熱放射）と化学発光に分けられる。熱放射は、火炎中に固体粒子が存在するときに観察され、連続のスペクトルとなる。一方で、化学発光[26]は、燃焼反応で生成された活性な原子・分子（ラジカル）が、反応の余剰エネルギーを一時的に内蔵して励起状態となったあと基底遷移する際に、そのエネルギー差に相当する波長の光を発する現象である。化学発光は、燃焼反応に起因して発生するので、燃焼状態と密接に関わる指標として注目されている。図 1-5 に二準位系で模擬した化学発光過程を示す。励起されたラジカルが内蔵した全てのエネルギーが化学発光として発せられるのではなく、一部は他の原子や分子との衝突により失活する。二原子分子 AB の電子状態は、電子のエネルギー、原子間の振動エネルギーおよび分子の回転エネルギーの状態によって決まる。図 1-6 は、二原子分子の励起状態と基底状態のポテンシャルエネルギー曲線[27]を模式的に示したもので、分子の状態が振動遷移する場合は、励起状態のある振動準位  $v'$  から基底状態のある振動準位  $v''$  にエネルギーの状態が変化する。振動遷移については、振動量子数  $v$  の間に選択規則はなくその分子がとりうる全ての遷移が起こる。振動遷移による化学発光の場合は、 $AB(0, 0)$  の様に、各状態の振動量子数を用いて表す。回転準位については、回転量子数  $J$  の間に規則があり、 $J'-J''$  が 1, 0, -1 となる遷移が起こる。それぞれの回転遷移による発光スペクトルは P 枝、Q 枝、R 枝と呼ばれる。回転エネルギーの遷移を伴う振動スペクトルの場合は、 $AB(0, 0)Q$  の様に表す。

炭化水素・空気予混合火炎からは、図 1-7 に示す様に、307nm の  $OH(0, 0)R$ 、431nm の  $CH(0, 0)Q$ 、470.5nm の  $C_2(1, 0)$ 、515.5nm の  $C_2(0, 0)$  をそれぞれバンドヘッドとする  $OH(0, 0)$  帯、 $CH(0, 0)$  帯、 $C_2(1, 0)$  帯、 $C_2(0, 0)$  帯（以下、 $OH$ 、 $CH$ 、 $C_2(1, 0)$ 、 $C_2(0, 0)$ 、または、 $C_2(1, 0)$  および  $C_2(0, 0)$  を  $C_2$  スワンバンドと記す）といった固有のバンドスペク

トルが観察されることは古くから知られている[26]. 図 1-8 に, OH, CH の励起ラジカルの生成機構[28, 29]を示す.  $C_2$  の生成機構に関しては未だ統一的な見解は得られていない. 以前より, このような火炎からの発光を計測して, 火炎構造や燃焼状態を明らかにしようとする試み[30-36]が行われてきた. しかし, これらの研究では, 火炎からの発光を単レンズ系で集光していたため, 空間分解能が低く, 火炎のどの部分からの発光を計測しているのかよくわからないという問題点があった.

この問題点を解決するために, カセグレン光学系を使用した発光分光計測システム[37, 38]が開発された. この計測システムを使用することにより, 計測の空間分解能は  $10^{-1}$  mm 程度と, 飛躍的に改善され, 火炎反応帯内部の OH, CH,  $C_2$  などの発光強度分布を計測することが可能となった[39]. これらの中で, 火炎反応帯における OH, CH,  $C_2$  などの中間生成物の濃度が平衡状態であるとの仮定が成り立てば,  $C_2$  スワンバンドの 470.5 nm バンドと 515.5 nm バンドの発光強度比( $C_2(0, 0)/C_2(1, 0)$ )と火炎温度の間には一義的な関係があることが理論的に導かれた[40]. これは,  $C_2$  スワンバンドの発光を計測することにより, 火炎温度を推定することが可能であることを示している. このような観点に立脚して, 橋本らは,  $C_2$  スワンバンドの発光を計測して火炎温度を推定する手法を確立することを目的とし, 矩形ノズルバーナを使用して, メタン・空気, プロパン・空気層流予混合火炎における  $C_2$  スワンバンドからの発光と火炎温度の関係を詳しく調べ, 図 1-9 に示すように,  $C_2$  スワンバンドの発光強度比( $C_2(0, 0)/C_2(1, 0)$ )と火炎温度の間には一義的な関係があることを実験的に明らかにした[41]. しかし, この研究で使用した層流予混合火炎は, 火炎伸長の影響を受けない火炎であるため, 乱流予混合火炎のように火炎伸長の影響を受ける火炎の温度を推定するためには, 火炎伸長の影響を考慮する必要があると考える.

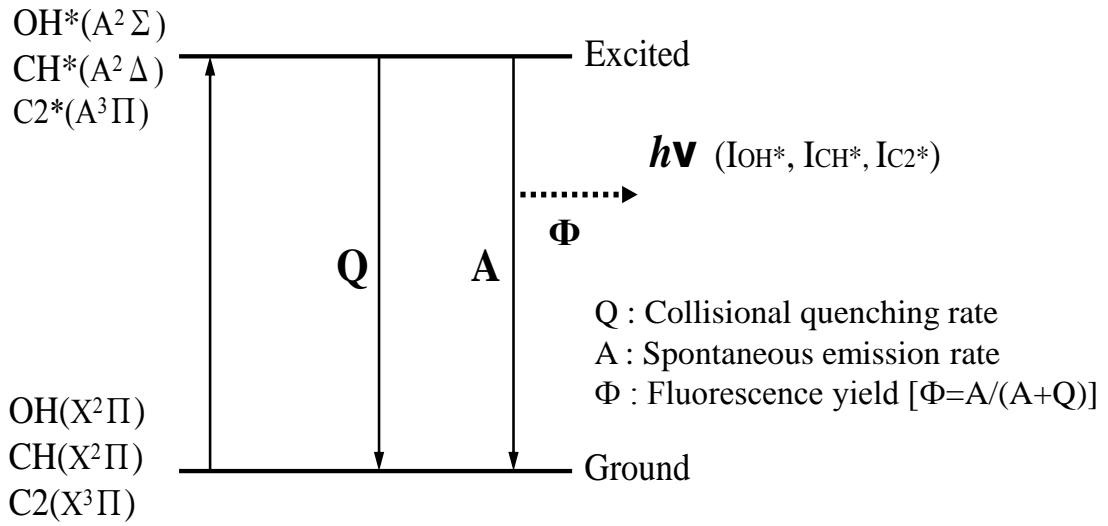


図 1-5 化学発光遷移過程の概略 (二準位系)

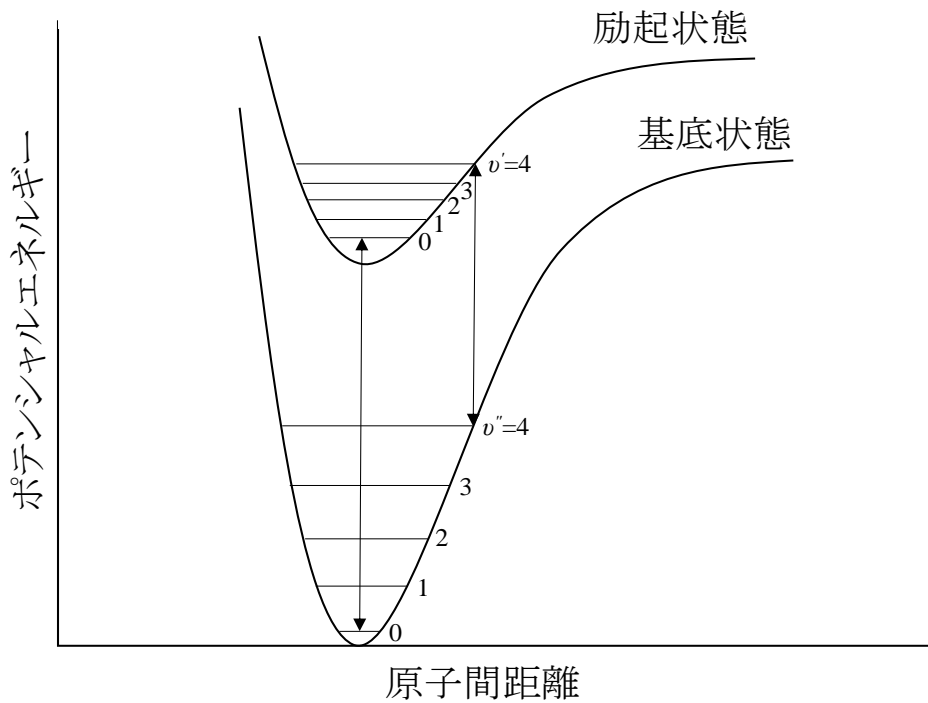


図 1-6 二原子分子のポテンシャル曲線[27]

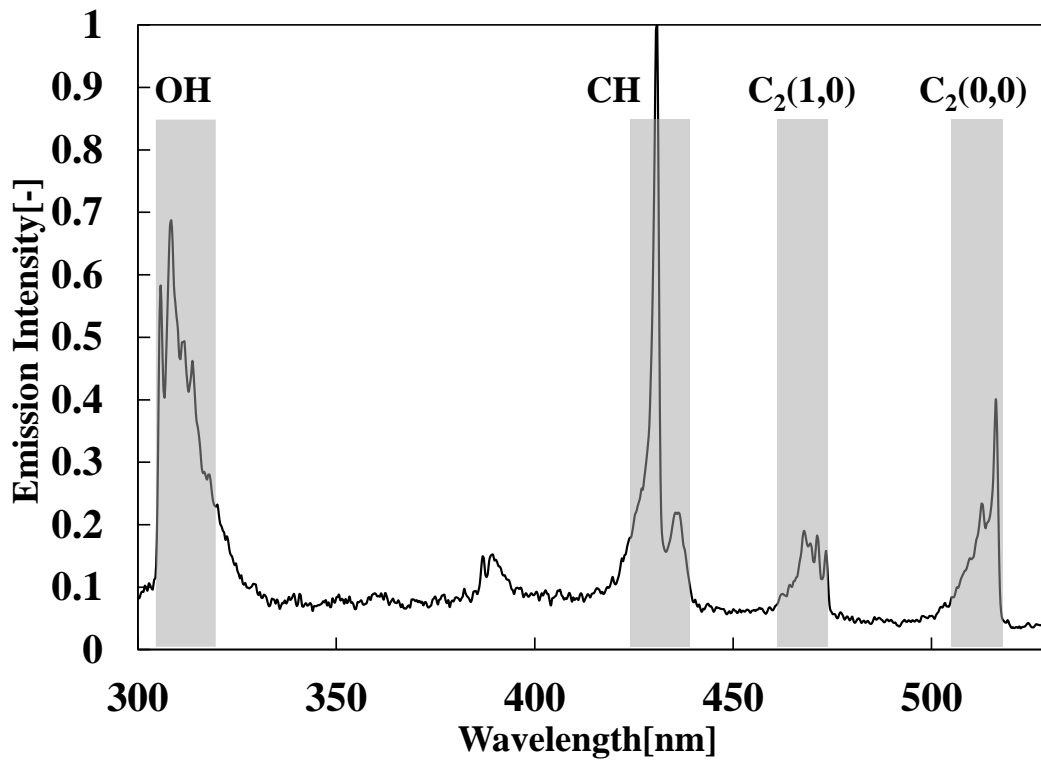


図 1-7 炭化水素・空気予混合火炎の化学発光スペクトル

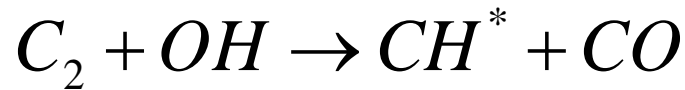
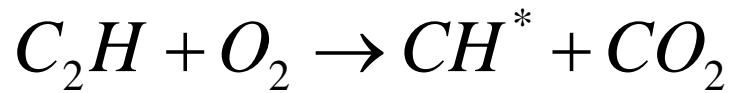
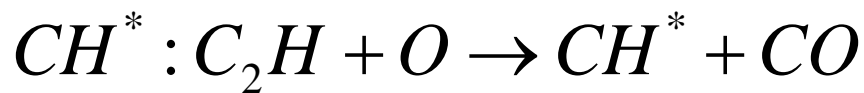
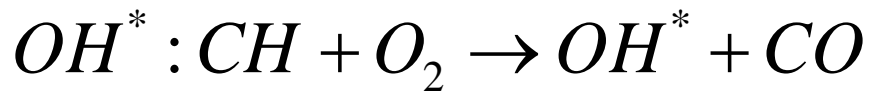


図 1-8 励起ラジカル(OH,CH)の生成機構[28, 29]

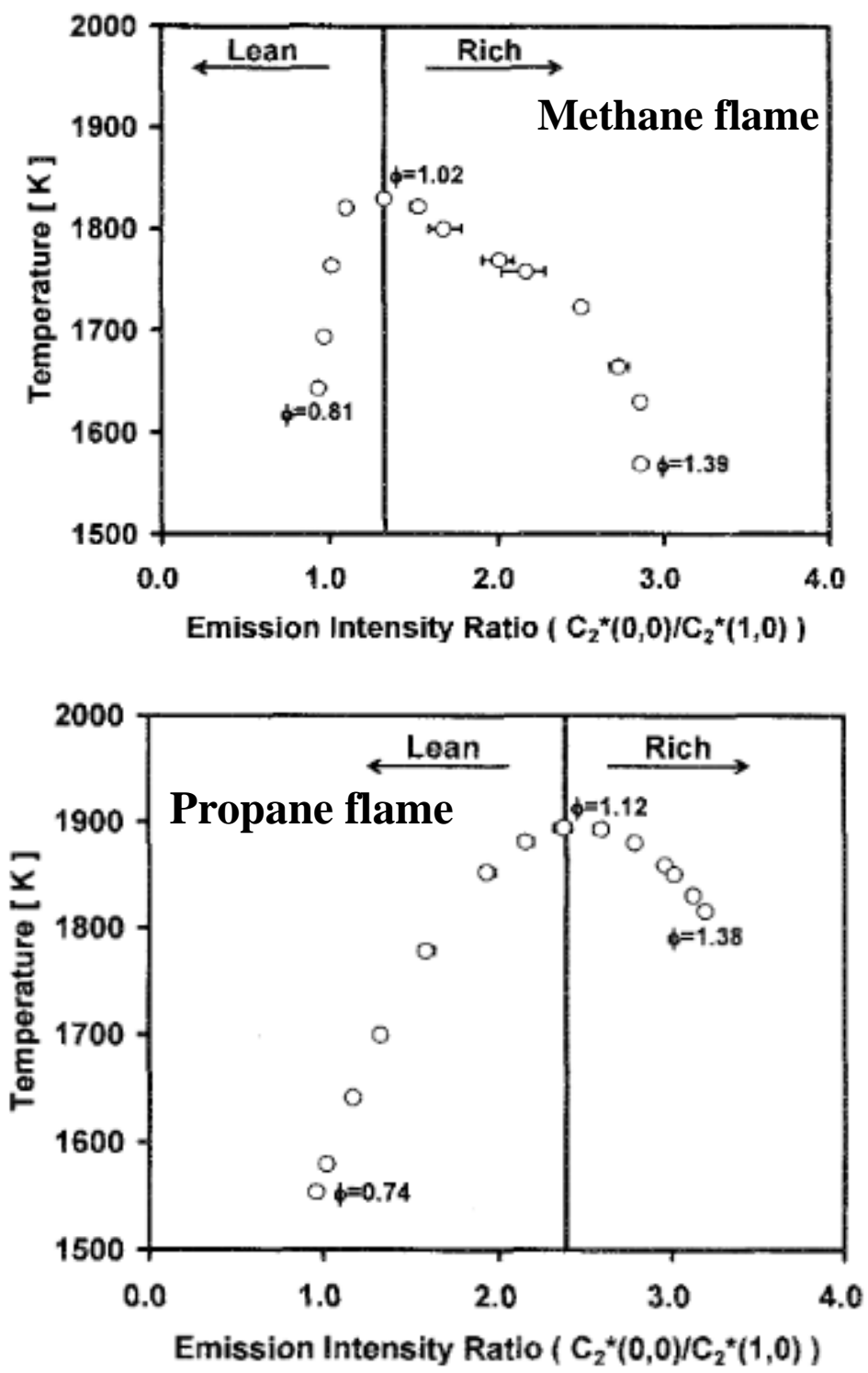


図 1-9 伸長を受けない火炎の温度と C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比の関係[41]

### 1-3 一次元予混合火炎の構造

一次元の予混合火炎における反応帯の概要[42]を図 1-10 に示す。図中の  $X$  は流れ方向の距離、 $T_u$  および  $T_b$  はそれぞれ、未燃混合気および燃焼ガスの温度を示している。火炎帯は予熱帯と反応帯に分けられる。予熱帯では、温度の上昇が主に反応帯からの熱伝導により行われる。一方、反応帯では、燃焼反応の発熱により温度上昇している。この予熱帯と反応帯を分ける温度  $T_i$  は、火炎温度の  $X$  方向分布における変曲点である。仮に、火炎帯内の温度分布を計測することができれば、反応帯厚さを計測することが可能であるが、乱流予混合火炎の局所的な火炎帯内の温度分布を計測することは非常に難しいため、温度の流れ方向の分布から反応帯の厚さを直接計測することは容易ではない。したがって、反応帯厚さに関連する何らかの指標を用いて、反応帯厚さの変化を捉える必要がある。化学発光は、燃焼反応に起因して発生することから、その発光強度のピークが最大となる位置は反応帯内に存在しており、反応帯厚さと関係があることが予想される。そこで、化学発光強度から反応帯厚さを表す指標を決定する。

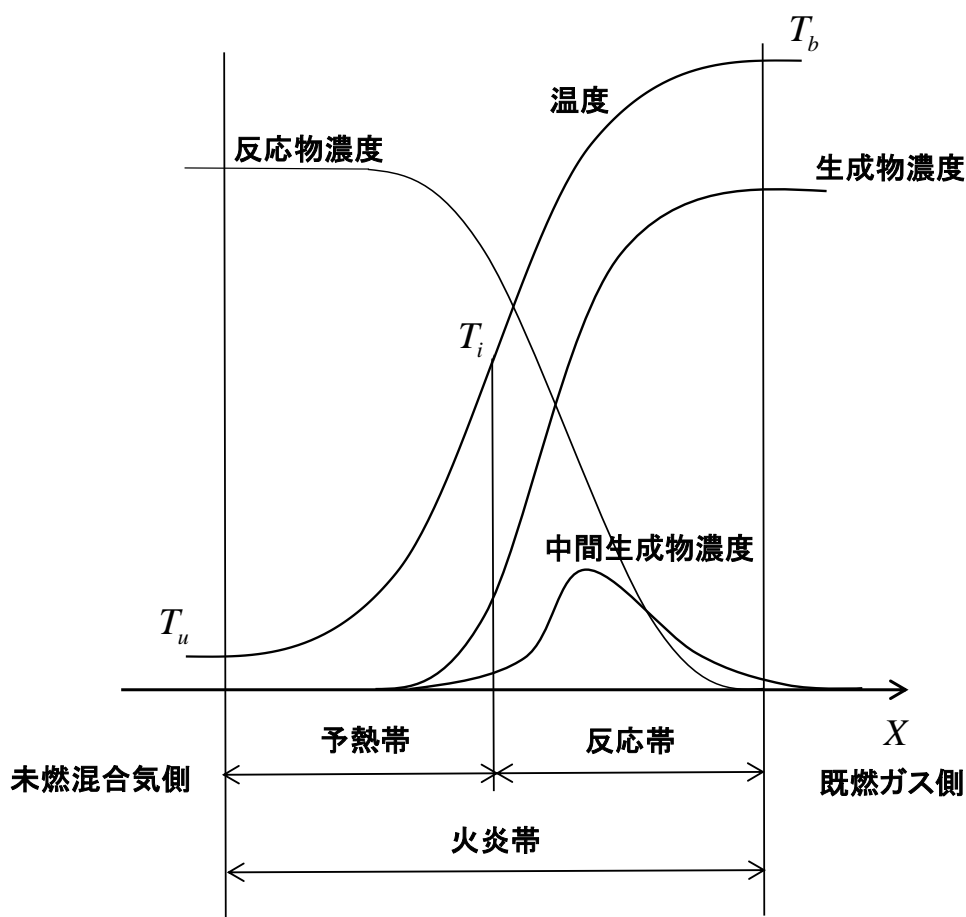


図 1-10 予混合火炎の一次元の構造[42]



## 1-4 酸素富化による内燃機関の希薄条件下の燃焼促進

先に述べたように、混合気を希薄にしていくと、小さい乱れ強さで消炎してしまうことから、内燃機関において、希薄な条件で乱流予混合燃焼を実現させるためには、乱流強化以外の燃焼促進手法を導入する必要がある。乱流強化以外の燃焼促進手法としては、燃料改質を利用した廃熱回収手法による水素添加[43]やプラズマ点火[44]などが研究されている。これらの手法は、エンジン本体の仕様を大幅に変更するものではなく、周辺装置の追加や点火装置の変更によって燃焼促進を図る方法である。本研究では、このようにエンジン本体の仕様を大幅に変更することなく燃焼促進を期待できる装置として酸素富化膜[45]に着目した。酸素富化膜は、膜の両面の差圧を利用して、酸素富化空気を生成するものである。吸気系に装着することにより、エンジンへの酸素濃度の高い空気の供給が期待できる。このような観点から、本研究では酸素富化燃焼[46]に着目した。酸素富化燃焼は、断熱火炎温度が高くなる利点を利用して、アンモニアなどの難燃性燃料の燃焼性の向上[47, 48]や工業用などの高負荷燃焼が要求される分野などで多く用いられ、研究も行われている[49-58]。一方で、火炎温度の増加による NO<sub>x</sub> の排出量の増加が課題であり、その排出量を抑制するための基礎的な研究[59-62]も行われている。酸素富化燃焼の火花点火機関への応用に関する研究も行われている[63-65]。この中で、梶谷ら、金野らの研究[63, 64]では、当量比一定の下で酸素濃度を増加させることにより、断熱火炎温度を増加させて、暖気運転時の未燃炭化水素の低減や部分負荷領域における希薄運転限界の拡大、燃焼期間の短縮といった効果が得られることなどを報告している。しかし、希薄燃焼では、火炎温度の低下による冷却損失の低減というメリットがあるため、断熱火炎温度を増加させずに燃焼の促進、すなわち燃焼速度の向上を図る酸素富化手法の検討も必要ではないかと考える。

## 1-5 研究目的

乱流予混合希薄燃焼では、乱れによる燃焼促進効果に限界があること、混合気の希薄化に伴い小さい乱れ強さで消炎してしまうという2つの課題がある。本研究では、これらの課題に対して、伸長を受ける予混合火炎の消炎限界近傍の火炎温度および反応帯の厚さを計測する手法の確立、および内燃機関において燃料希薄な条件における酸素富化の燃焼促進効果を明らかにすることを目的とする。

## 第2章 発光分光計測システム

### 2-1 はじめに

本章では、消炎限界付近の火炎温度および反応帯厚さを計測するための発光分光計測システムについて説明する。第1章で述べたように、炭化水素を燃料とする火炎では OH, CH, C<sub>2</sub> などの中間生成物からの固有のバンドスペクトルを計測して火炎構造や燃焼状態を明らかにしようとする試み[30-36]が行われてきた。しかし、これらの研究では、火炎からの発光を単レンズ系で集光していたため、空間分解能が低いという問題点があった。

この問題点を解決するために、カセグレン光学系を使用した発光分光計測システム [37, 38]が開発され、計測の空間分解能は 10<sup>-1</sup> mm 程度と、飛躍的に改善され、火炎反応帯内部の OH, CH, C<sub>2</sub> などの発光強度分布を計測することが可能となった。

本研究では、時間・空間分解能の高い発光分光計測を行うために、小嶋らの研究[39]で用いられたカセグレン光学系を使用した発光分光計測システムに橋本ら[41]が改良を加えたシステムを使用した。本研究で用いた発光分光計測システムの概略を図 2-1 に示す。実験装置は主に燃焼装置部分、集光部分、分光部分に分けられる。燃焼装置部分では、空気および燃料がボンベから減圧弁、MFC (Mass flow controller) を経て合流し、燃焼装置に供給される。集光部分では燃焼装置で形成される火炎からの発光をカセグレン光学系により光ファイバへ集光する。分光部分では光ファイバにより導かれた光を各波長帯に分光し、光電子増倍管により電気信号に変換する。その後、信号を差動型アンプによって 10<sup>5</sup> から 10<sup>6</sup> 倍に増倍し、12 bit の分解能の A/D コンバータにより A/D 変換した後にパソコンに記録する。以下に実験装置の詳細を述べる。

### 2-2 集光部分

本研究で用いたカセグレン光学系の概観を図 2-2 に示す。また、使用したカセグレン光学系の構造を図 2-3 に示す。カセグレン光学系は互いに向き合った凹面鏡と凸面鏡及び光ファイバから構成される。発光源からの光はこの凹凸向かい合った鏡に反射された後、光ファイバに集光される。このカセグレン光学系の特徴として、主に二つの点が挙げられる。まず、焦点位置において非常に高い集光率分布が得られるよう設計されていることである。カセグレン光学系の集光分布を図 2-4 に示す。この高い集光率分布により、計測体積部分の寄与度が大きくなり、それ以外からの光をほぼ無視できる。次の特徴として、従来のレンズ光学系で問題となっていた色収差が、鏡のみで構成されるカセグレン光学系では理論上全くなく、計測体積形状及び計測位置に対して波長依存性が無

いことが挙げられる。

本研究で用いたカセグレン光学系の測定体積は、集光率ピーク値の  $1/e^2$  倍で切り取った領域として定義し、短径 0.1 mm 長径 0.8mm のラグビーボールのような形をしている。計測体積の概略を図 2-5 に示す。本光学系の集光経路を図 2-6 に示す。本光学系も受光光学系の性質上、空間積分計測を行っているが、光学系が焦点近傍に非常に高い集光密度を有しているため、発光源の変動が集光体積の約 10%つまり  $10^{-2}$ mm の大きさまで計測可能となっている。また、3 軸自動制御ステージにカセグレン光学系を固定し、計測位置とその移動を制御した。カセグレン光学系の移動速度は、30mm/s とした。0.1mm の計測体積を持つカセグレン光学系を、30mm/s の速さで移動させ、発光分光信号を 10kHz のサンプリング周波数で記録する。したがって、本計測システムの反応帯における発光強度の分布の空間分解能は約  $3 \times 10^{-3}$  mm である。

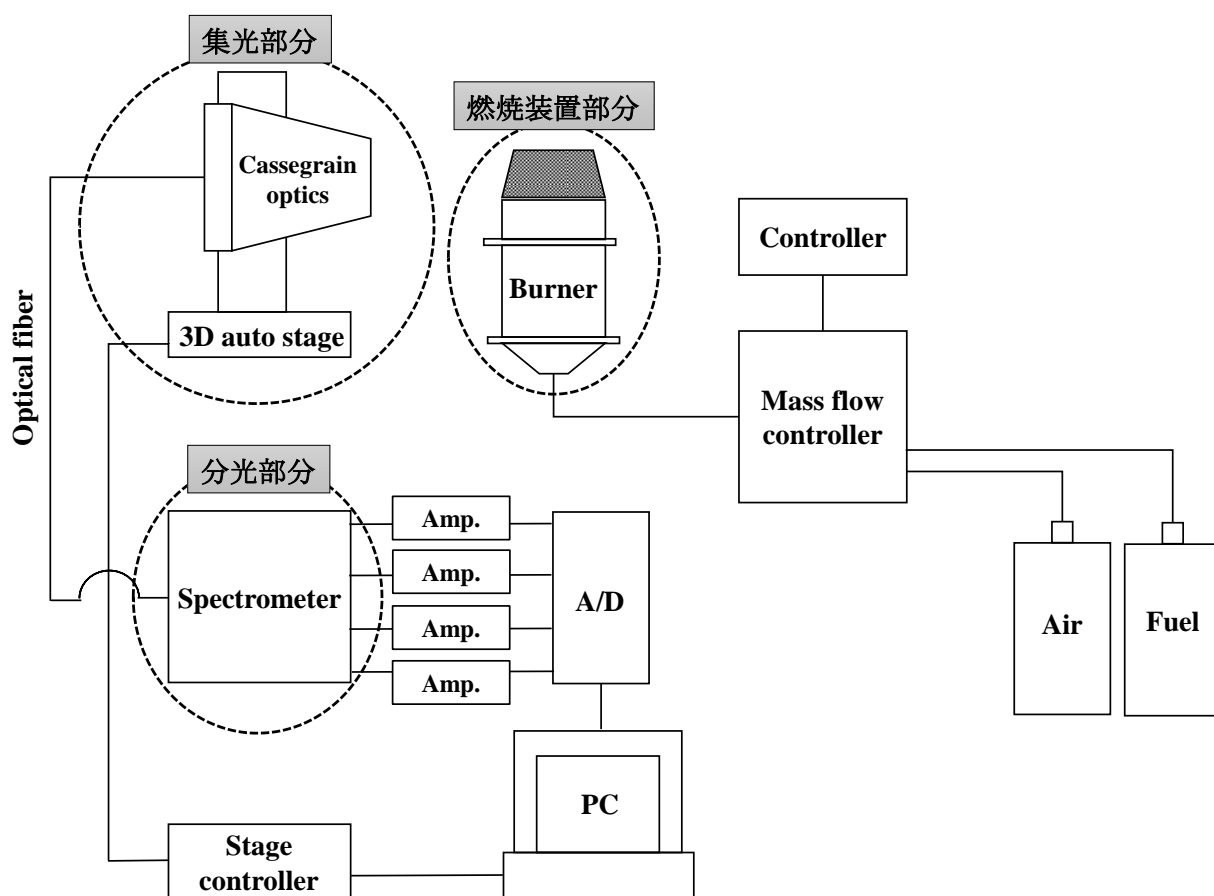


図 2-1 発光分光システム概略図

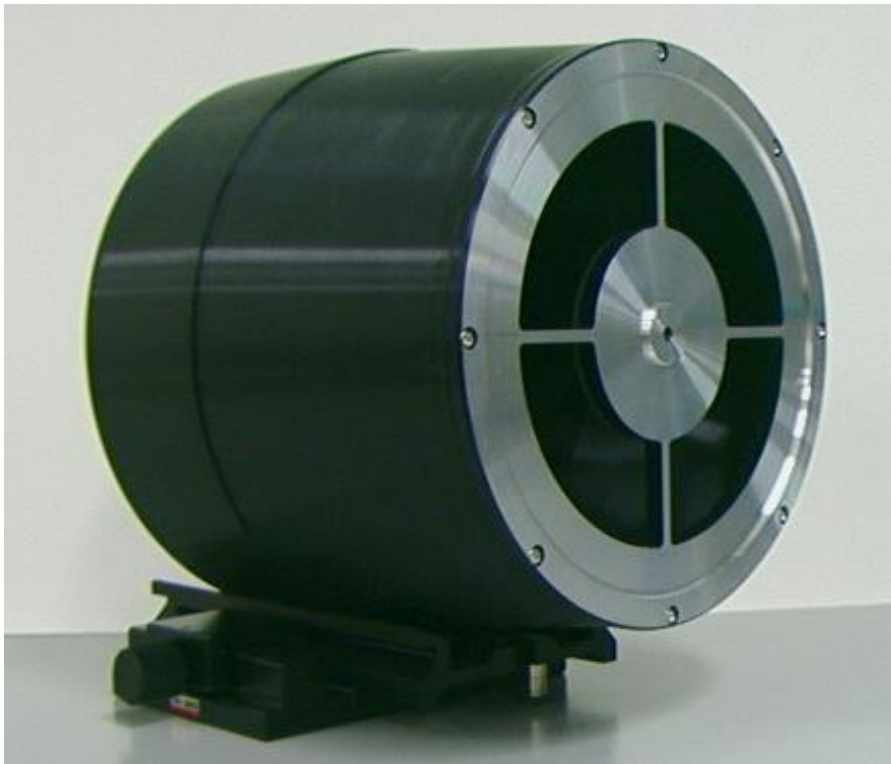


図 2-2 カセグレン光学系

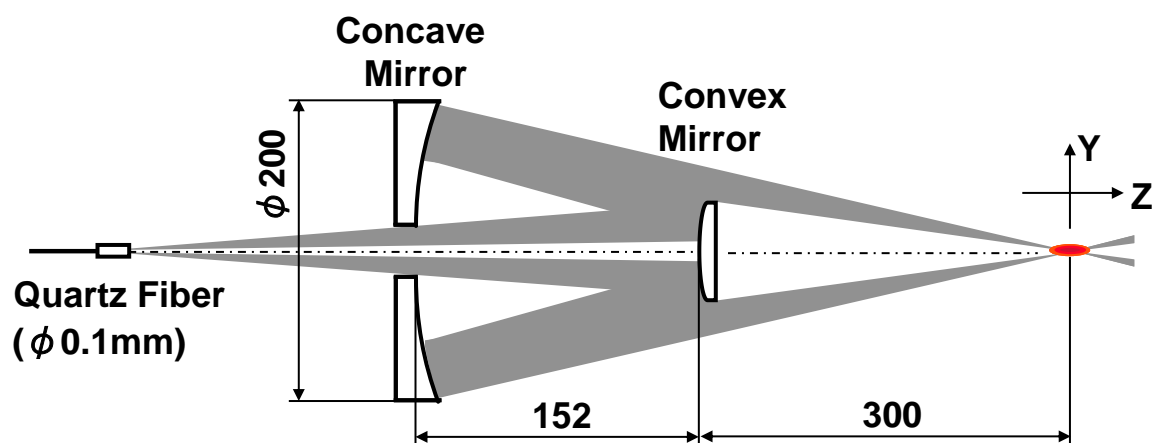


図 2-3 カセグレン光学系の構造

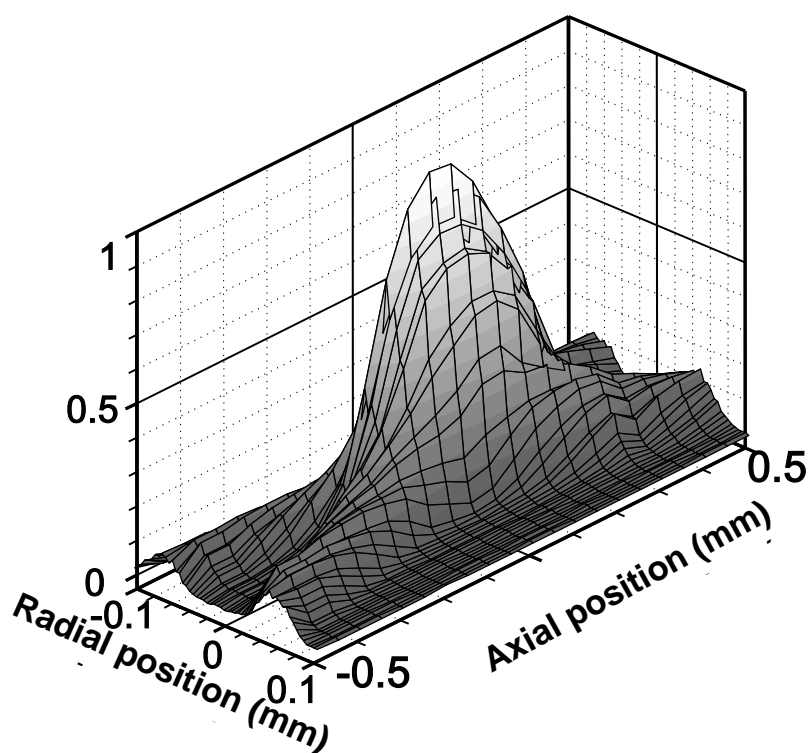


図 2-4 カセグレン光学系の集光率分布

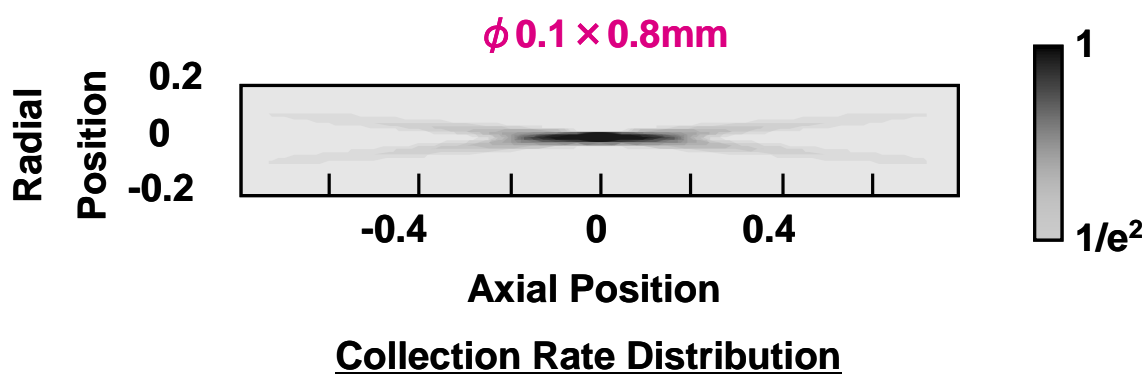


図 2-5 カセグレン光学系の集光体積

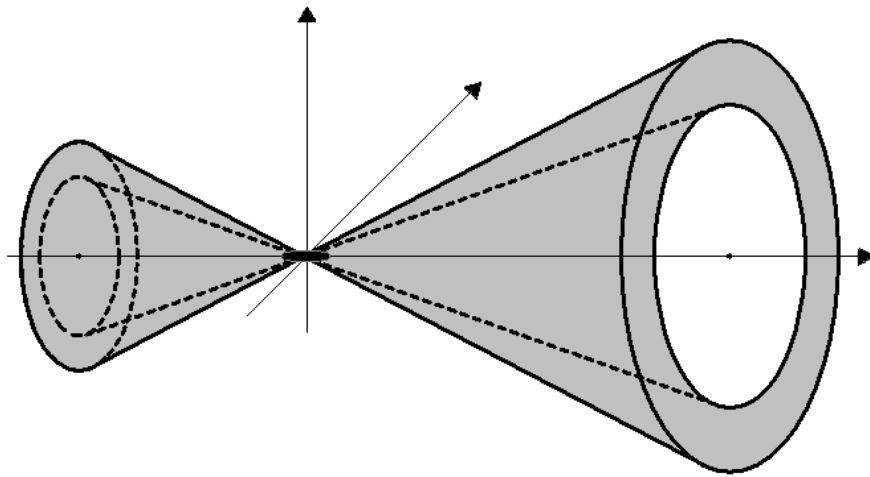


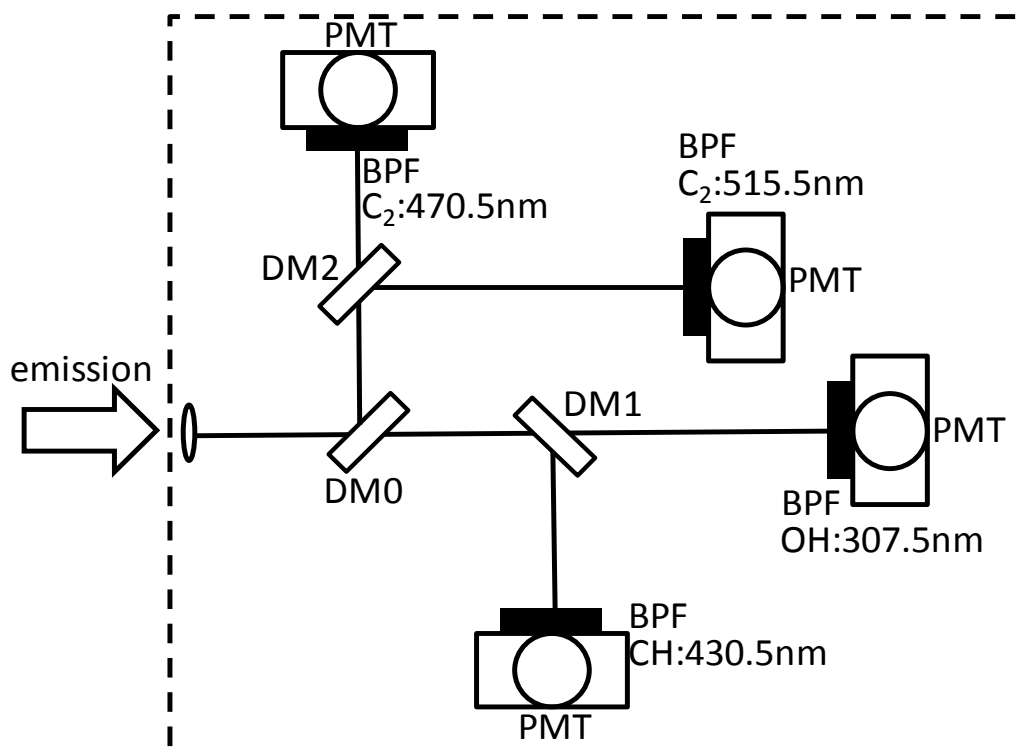
図 2-6 カセグレン光学系の集積経路

## 2-3 分光部分

炭化水素・空気予混合火炎では、短波長側から OH, CH および, C<sub>2</sub> の二つの振動バンドである C<sub>2</sub>(1,0), C<sub>2</sub>(0,0) の化学発光が観察される。本研究ではこれら四つの波長帯の化学発光を計測する。カセグレン光学系によって集光された光は光ファイバにより分光器へ導かれる。分光器は三つのダイクロイックミラーと四つの干渉フィルタ、光電子増倍管によって構成されている。集光された光は、まず、ダイクロイックミラーの透過と反射の機能を利用して、長波長側と短波長側に分割される。燃料希薄領域で微弱な C<sub>2</sub> の発光を効率よく検出することが可能なように、本研究では、図 2-7 に示すように、C<sub>2</sub>(1,0) の発光波長より長い波長と短い波長に分離した後、さらにダイクロイックミラーで OH と CH, C<sub>2</sub>(1,0) と C<sub>2</sub>(0,0) の分離を行う配置とした。その後、分離された光は、干渉フィルタでそれぞれ OH, CH, C<sub>2</sub>(1,0), C<sub>2</sub>(0,0) の発光波長である 307.5nm バンド 431.5nm バンド, 470.5nm バンド, 515.5nm バンドに分離される。小嶋ら[72]は、ブンゼンバーナ上に形成した伸長を受けないメタン・空気層流予混合火炎について、局所的な化学発光の高分解波長スペクトルから OH と CH, C<sub>2</sub> に関する回転および振動スペクトル強度と当量比の関係を検討し、各ラジカルの化学発光スペクトルの当量比への依存性は、各波長帯に隣接するブランチを包括した発光帯として取り扱っても問題のない事を明らかにしている。したがって、本研究では、307.5nm の OH(0,0)R, 431.5nm の CH(0,0)Q, 470.5nm の C<sub>2</sub>(1,0), 515.5nm の C<sub>2</sub>(0,0) をそれぞれバンドヘッドとする OH(0,0)帯, CH(0,0)帯, C<sub>2</sub>(1,0)帯, C<sub>2</sub>(0,0)帯を各ラジカルの代表的な特性として取り扱う。干渉フィルタの仕様を表 2-1 に示す。分離された光は光電子増倍管で電気信号に変換され、10kHz のサンプリング周波数で A/D 変換される。また本研究の燃料希薄領域での C<sub>2</sub> からの発光が微弱であるため、光電子増倍管の出力を高倍率に増幅しなければならない。高倍率に増幅すると、わずかなノイズも増幅され、信号の S/N 比が著しく低下する。このノイズ源として、差動型アンプ等の駆動電源に用いられているスイッチング回路が挙げられる[41]。スイッチング回路はトランジスタ、ダイオード、出力トランスなどのノイズの要因となる多くの部品から構成されているので、ノイズを低減することは容易ではない。その対策としてスイッチング回路をバッテリー駆動方式とすることで大幅にノイズは低減された[41]。

表 2-1 干渉フィルタ仕様

	中心波長(nm)	半値幅(nm)	ピーク透過率(%)
OH	307.5	10	53
CH	431.5	3	54
C <sub>2</sub> (1,0)	470.5	8.5	77
C <sub>2</sub> (0,0)	515.5	7	74



PMT : Photomultiplier Tube  
 BPF : Band Pass Filter  
 DM : Dichroic Mirror

図 2-7 分光器概略

## 2-4 火炎温度の計測

火炎温度の計測には、線径  $100\mu\text{m}$  の Pt・Rh 20%-Pt・Rh 40% 熱電対を使用した。熱電対の計測位置は発光計測を行う位置と同様の位置に挿入し、視認される火炎帯内で得られる計測値の中で最大となる値を火炎温度とした。

また、本研究で使用した熱電対には二酸化ケイ素のコーティングがされておらず、混合気濃度過濃側では、白金の触媒効果によって火炎の温度が増加する。さらに、溶接部のふく射によって火炎の温度が低下する。しかしどちらも補正は行っていない。

## 2-5 本章のまとめ

本章では、予混合火炎からの化学発光を計測する発光分光システムについて説明した。高い空間分解能を持つカセグレン光学系と微弱な発光信号を検出する分光器、アンプおよび A/D コンバータにより、高い空間分解能を持った発光分光システムが構築された。



# 第3章 伸長を受ける層流予混合火炎の 火炎温度の推定手法の検討

## 3-1 はじめに

橋本らの研究[41]では、伸長を受けないメタン・空気、プロパン・空気層流予混合火炎の  $C_2$  スワンバンドの発光と火炎温度の関係を詳しく調べ、 $C_2$  スワンバンドの発光強度比( $C_2(0, 0)/C_2(1, 0)$ )と火炎温度の間には一義的な関係があることが明らかとなった。しかし、乱流予混合火炎の反応帯では、火炎の伸長、すなわち流れ場のひずみ率や曲率の影響を受けて反応速度や化学種濃度、熱発生率が変化すると考えられるため、 $C_2$  スワンバンドの発光と火炎温度に対する火炎伸長の影響を明らかにする必要がある。また曲率の影響に関しては、小嶋らの研究[66]によって化学発光強度の比においては、依存性がみられなかったと報告されている。

そこで本章では、 $C_2$  スワンバンドの発光を計測して、乱流予混合火炎のように火炎伸長の影響を受ける火炎の温度を推定する手法を確立することを目的として、火炎伸長が  $C_2$  スワンバンドの発光強度比( $C_2(0, 0)/C_2(1, 0)$ )、火炎温度に与える影響を詳しく調べた。

## 3-2 対向流バーナ

火炎伸長が火炎温度と  $C_2$  スワンバンドの発光強度におよぼす影響を詳しく調べるために、対向流バーナ[67]を使用した。対向流バーナの概略および形成される予混合火炎の直接写真を図 3-1 に示す。対向流バーナは主流ノズルの出口直径  $d$  が 10mm の一対の円形ノズルバーナを同軸上に垂直に対向して配置した。上部、下部の主流ノズル両方から混合気を等しい流速で噴出させて流れを衝突させることにより、よどみ面近傍に定常・定在のひずみを受ける一次元性の高い双子火炎を形成することができる。また、上部の主流ノズルから混合気の変わりに窒素ガスを等しい流速で噴出させ流れを衝突させることにより、よどみ面近傍に定常・定在の一枚火炎を形成することも可能である。

対向流場では、火炎の伸長すなわち、火炎面に垂直方向の速度勾配はバーナ軸方向の速度勾配そのものである。本研究では、このバーナ軸方向の速度勾配をひずみ率として定義する。バーナ軸方向の速度勾配を変化させるためには、ノズルから吹き出す予混合気の対向流速と上下のノズル間の距離  $L$  のいずれか、あるいは両方を増減すればよい。上下のノズル間のガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  のバーナ軸方向の分布が potential flow の条件[68]を満足する場合には、流れ場のひずみ率  $\varepsilon$  は式(1)により求められる。

ここで,

$V_u$ : 上部の主流ノズルからの出口流速

$V_l$ : 下部の主流ノズルからの出口流速

$L$ : 上下のノズル間距離

である.

$$\varepsilon = \frac{V_u + V_l}{L} \quad \dots(1)$$

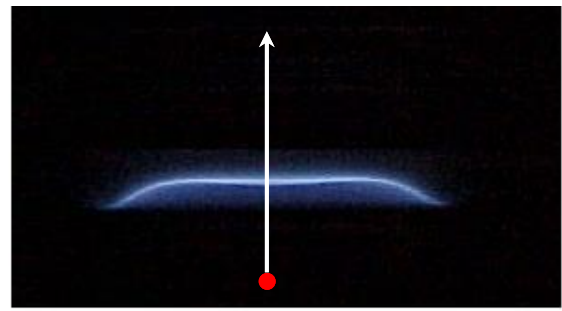
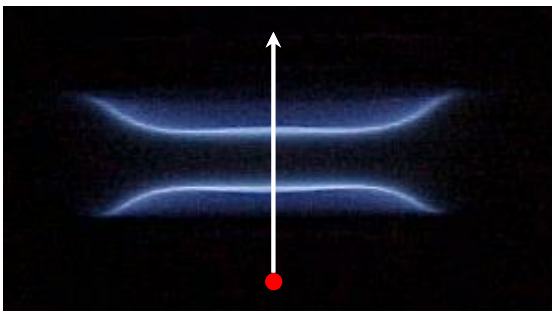
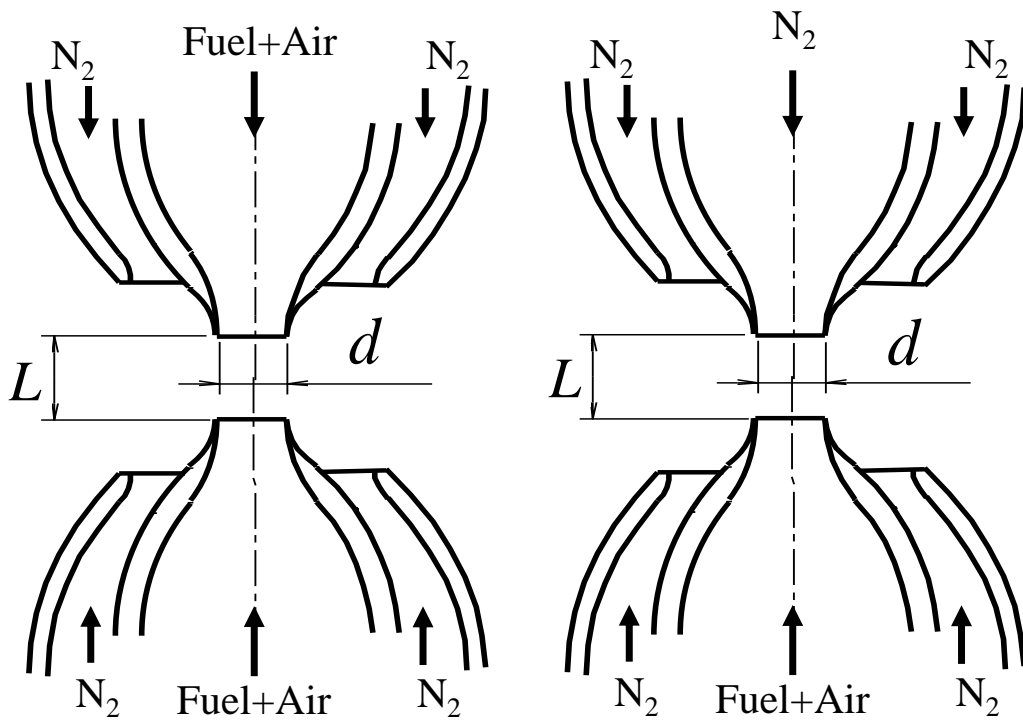


図 3-1 対向流バーナの概略とカセグレンの移動方向 (左: 双子火炎, 右: 一枚火炎)

レーザ流速計を用いて、予め、非燃焼時および燃焼時のガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  のバーナ中心軸上の分布を調べた結果を図 3-2 および図 3-3 に示す。ノズルからの吹き出し速度を一定とし、ノズル間の距離  $L$  が異なる場合の非燃焼時の速度分布を図 3-2、ノズルからの吹き出し速度およびノズル間の距離  $L$  を一定として、非燃焼時と燃焼時の速度分布を図 3-3 に示す。ここでは、バーナ軸方向上向きの速度を正として表した。

非燃焼時には、ガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  はよどみ面に向かって減少し、よどみ面でゼロになる。ノズル間の距離  $L$  がノズルの出口直径  $d$  より大きい( $L > d$ )場合、ガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  の減少率は一定でなく、potential flow の条件を満たしておらず、式(1)を用いてひずみ率  $\varepsilon$  を表すことはできない。一方、ノズル間の距離  $L$  がノズルの出口直径  $d$  以下( $L \leq d$ )の場合、減少率は一定で、potential flow の条件を満たしており、式(1)を用いてひずみ率  $\varepsilon$  を表すことができる。

燃焼時には、ガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  は火炎面に向かって減少するが、火炎面の近傍では火炎反応帯における熱膨張のために、いったん加速し、極大となるが、再び減少し、よどみ面でゼロになる。火炎面の近傍を除く領域では、ガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  の減少率は、非燃焼時のそれと等しい。火炎面近傍におけるひずみ率  $\varepsilon$  は、非燃焼時のそれに比べて大きい。本来、ひずみ率  $\varepsilon$  は燃焼時のガス流速のバーナ軸方向成分  $V_z$  の分布から求めるべきである。しかし、消炎限界近傍の火炎に散乱粒子を混入すると、消炎限界よりも高い温度で消炎するため、消炎限界の火炎面近傍の速度分布を計測することは事実上不可能である。したがって、本研究ではノズル間の距離  $L$  はノズルの出口直径  $d$  以下( $L \leq d$ )の範囲で変化させ、非燃焼時の速度分布から式(1)に基づきひずみ率を求めた。

ノズル間距離  $L$  のみを変化させる方法(以下  $L$  変化と示す)と、主流ノズルの出口流速  $V_h$ 、 $V_l$  のみを変化させる方法(以下  $V$  変化と示す)とで発光強度および火炎温度に変化があるのかを調べた。対向流バーナを用いて当量比  $\phi = 0.8$  のメタン・空気予混合火炎の一枚火炎を形成し  $L$  変化、 $V$  変化させた場合の発光強度および火炎温度を図 3-4 から図 3-6 示す。発光強度、火炎温度ともに  $L$  変化と  $V$  変化には大きな違いはみられず、同様の傾向がみられた。しかし、 $V$  変化は  $L$  変化に比べて低いひずみ率で消炎に至った。これは  $L$  変化がマイクロメータによって  $0.01\text{mm}$  オーダーで連続的に変化させることができるのに対し、 $V$  変化は MFC によって流量を変化させるため、流れ場に急激な変化をもたらす。そのため、 $L$  変化よりも先に消炎したと考えられる。したがって、消炎限界近傍では、ノズル間距離  $L$  を操作することによってひずみ率を変化させた。

燃料にはメタン、プロパンおよびブタン、酸化剤には乾燥空気をを用い、混合気の当量比  $\phi$  は  $0.8$  から  $1.2$  の範囲で変化させた。上下のノズルより等しい当量比の混合気を等しい流速 ( $0.5$  から  $5.0\text{ m/s}$ ) で噴出させ、ノズル間の距離  $L$  を  $10$  から  $4.0\text{ mm}$  の範囲で変化させた。これにより、ひずみ率  $\varepsilon$  は  $125$  から  $2500\text{ s}^{-1}$  の範囲で変化する。混合気を噴出させる主流ノズルの外側に設けた副流ノズルから窒素ガスを流すことで、周囲の酸

素の進入を防ぐとともに火炎の尾を消した.

発光の計測では, 火炎に対してカセグレン光学系をバーナ中心軸上で垂直に 30 mm/s の速度で移動させて, 反応帯における OH, CH, C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度の分布を 10 kHz のサンプリング周波数で記録した.

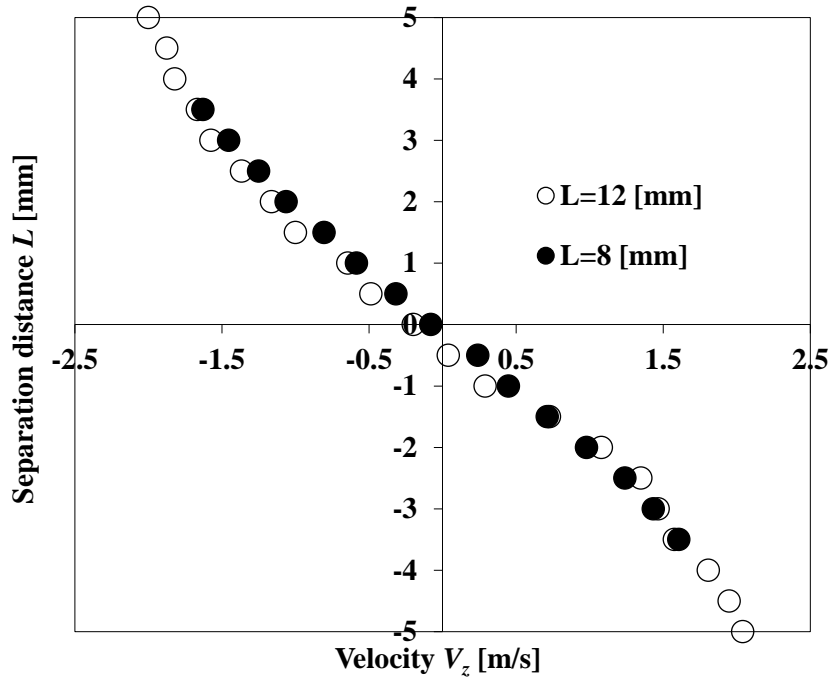


図 3-2 ガス流速のバーナ軸方向成分のバーナ中心軸上の分布（非燃焼時）

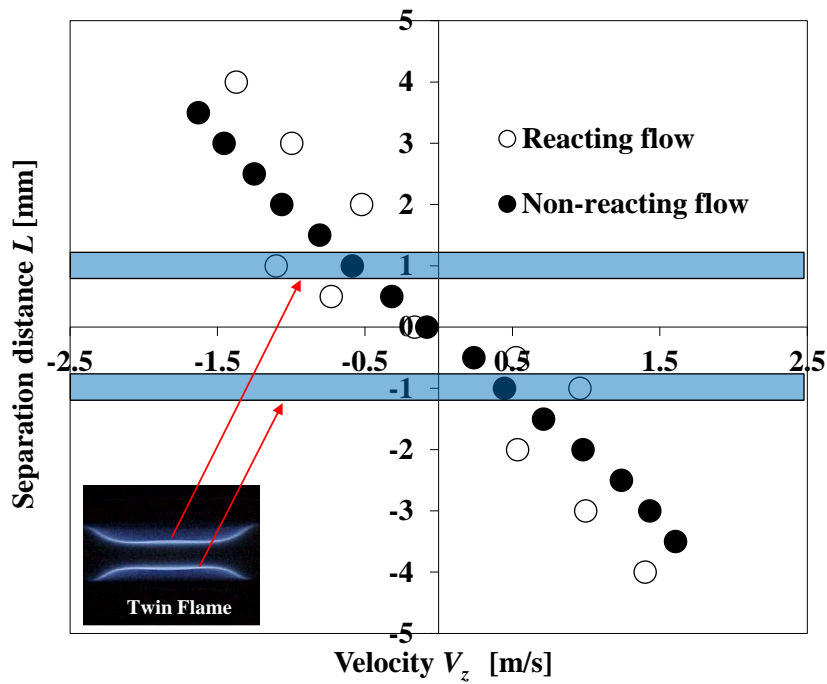


図 3-3 ガス流速のバーナ軸方向成分のバーナ中心軸上の分布（燃焼時）

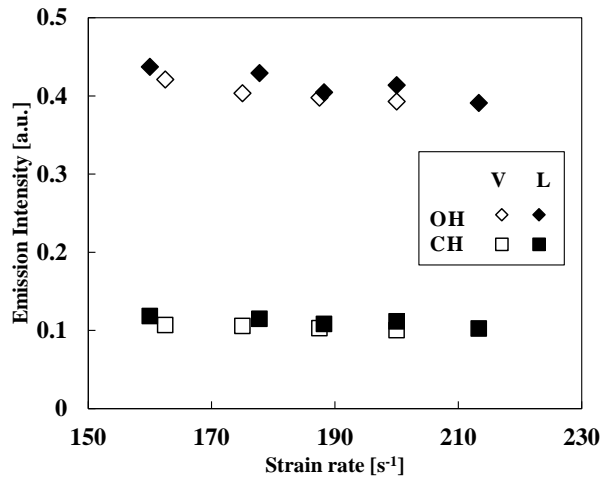


図 3-4 L 変化と V 変化の比較 (OH と CH の発光強度)

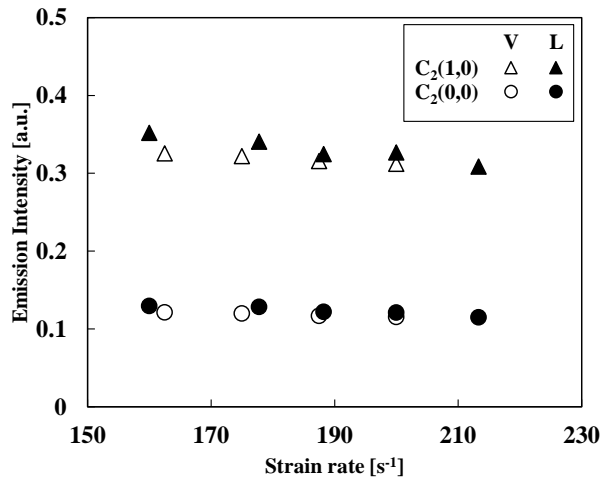


図 3-5 L 変化と V 変化の比較 (C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度)

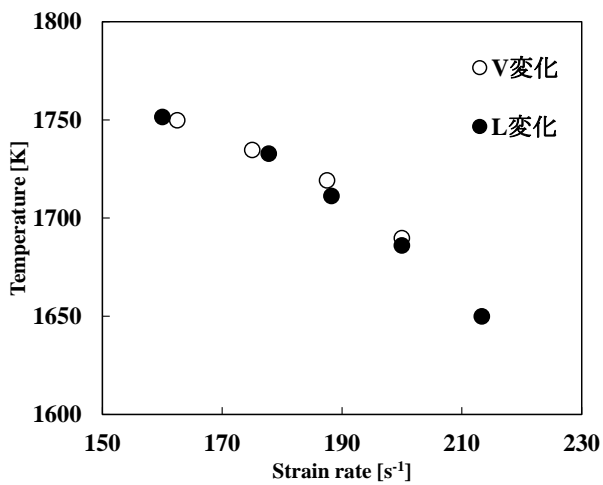


図 3-6 L 変化と V 変化の比較 (火炎温度)

### 3-3 実験結果および考察

#### 3-3-1 二枚火炎と一枚火炎の消炎特性

対向流火炎では、流れ場のひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、火炎伸長により火炎の温度が減少し、燃焼速度が減少するために、火炎はよどみ面の方向へ移動し、混合気の局所流速と燃焼速度が釣り合う位置に安定する。したがって、対向流双子火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、双子火炎の間の距離は減少し、一方の火炎の発光を計測しているとき、他方の火炎からの発光が障害となる。この現象は、特に、燃料希薄なメタン・空気予混合対向流双子火炎で顕著に見られる。図 3-7 に示すように、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、二つの火炎はほぼよどみ面に位置し、一つの火炎になったような状態で消炎するために、一つの火炎からの発光を高い精度で計測することは事実上不可能である。

そこで、本章では、上部のノズルから混合気の代わりに窒素ガスを噴出させ、下部のノズルから噴出させた混合気流と衝突させることにより、よどみ面近傍に対向流一枚火炎を形成させ、流れ場のひずみ率  $\varepsilon$  が火炎温度と発光強度におよぼす影響を調べた。対向流一枚火炎と双子火炎で消炎限界のひずみ率  $\varepsilon$  がどのように異なるかを、メタン・空気、プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎（以下、本章ではメタン火炎、プロパン火炎、ブタン火炎と記す）について調べた結果を図 3-8 に示す。

メタン火炎とプロパン火炎およびブタン火炎を比べると、メタン火炎では、消炎限界のひずみ率  $\varepsilon$  は当量比が 0.9 近傍で極大となり、それより燃料希薄側、過濃側に減少する。一方、プロパン火炎およびブタン火炎では、消炎限界のひずみ率  $\varepsilon$  は当量比が 1.2 近傍で極大となり、それより燃料希薄側、過濃側に減少する。

この結果は、ルイス数  $Le$  の効果によるものと考えられる。すなわち、ルイス数  $Le$  は、温度拡散速度  $\alpha$  と物質拡散速度  $D$  の比として、式(2)に示すように定義され、反応帯近傍における熱輸送と物質輸送の比を表す。

$$Le = \alpha/D \quad \dots(2)$$

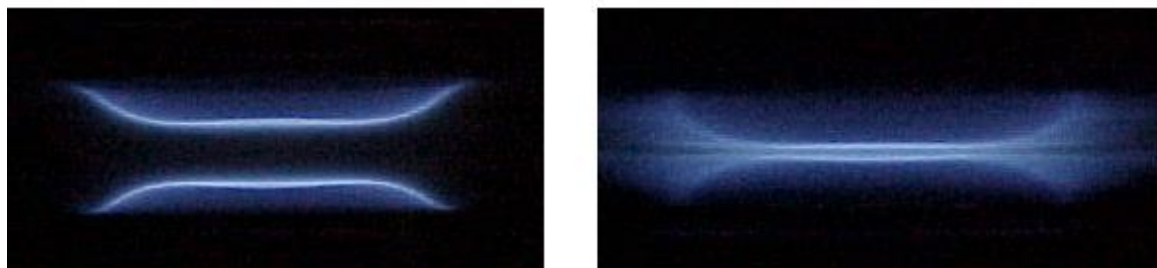


図 3-7 二枚火炎の画像(左：低いひずみ、右：消炎限界近傍)

レイス数  $L_e$  が 1 より小さい ( $L_e < 1$ ) 場合、熱と物質の輸送において、熱輸送より物質輸送が勝り、火炎が強められ、その結果、消炎限界のひずみ率  $\varepsilon$  は大きくなる。一方、レイス数  $L_e$  が 1 より大きい ( $L_e > 1$ ) 場合、熱と物質の輸送において、物質輸送より熱輸送が勝り、火炎が弱められ、その結果、低いひずみ率  $\varepsilon$  で消炎する。燃料希薄なメタン火炎、燃料過濃なプロパン火炎およびブタン火炎が前者に、燃料過濃なメタン火炎、燃料希薄なプロパン火炎およびブタン火炎が後者に相当する。

対向流双子火炎と一枚火炎を比べると、いずれの場合も、双子火炎の消炎限界のひずみ率  $\varepsilon$  は一枚火炎のそれと比べて大きい。これは、双子火炎では、よどみ面を境に火炎と燃焼ガスが対称に存在しているため、火炎面背後に温度勾配が存在せず、そのために下流方向への熱損失が生じない断熱の火炎であるのに対し、一枚火炎は上部の主流ノズルより室温の窒素ガスを噴出させているため、下流方向への熱損失が生じるためである。

そこで、消炎限界近傍の双子火炎と一枚火炎の火炎温度を調べてみた。ここでは代表的な例として、当量比  $\phi$  が 0.9 の場合のプロパン・空気対向流双子火炎と一枚火炎の消炎限界近傍の火炎温度を調べた結果を図 3-9 に示す。

一枚火炎、双子火炎ともに、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると火炎温度は減少し、ほぼ等しい火炎温度で消炎することがわかる。対向流双子火炎が火炎伸長により消炎するのに対し、対向流一枚火炎は火炎伸長と熱損失により消炎する。そのために、一枚火炎は双子火炎に比べて、はるかに低いひずみ率  $\varepsilon$  で消炎する。

先に述べたように、対向流双子火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、双子火炎の間の距離は減少し、レイス数  $L_e$  が 1 より小さい ( $L_e < 1$ ) 場合には、あたかも一枚の火炎のようになる。ひずみ率  $\varepsilon$  が高い場合、双子火炎からの発光を分離することが困難なため、本章では、対向流一枚火炎における流れ場のひずみ率  $\varepsilon$  が火炎温度と OH, CH, および  $C_2$  からの発光強度におよぼす影響を調べた。



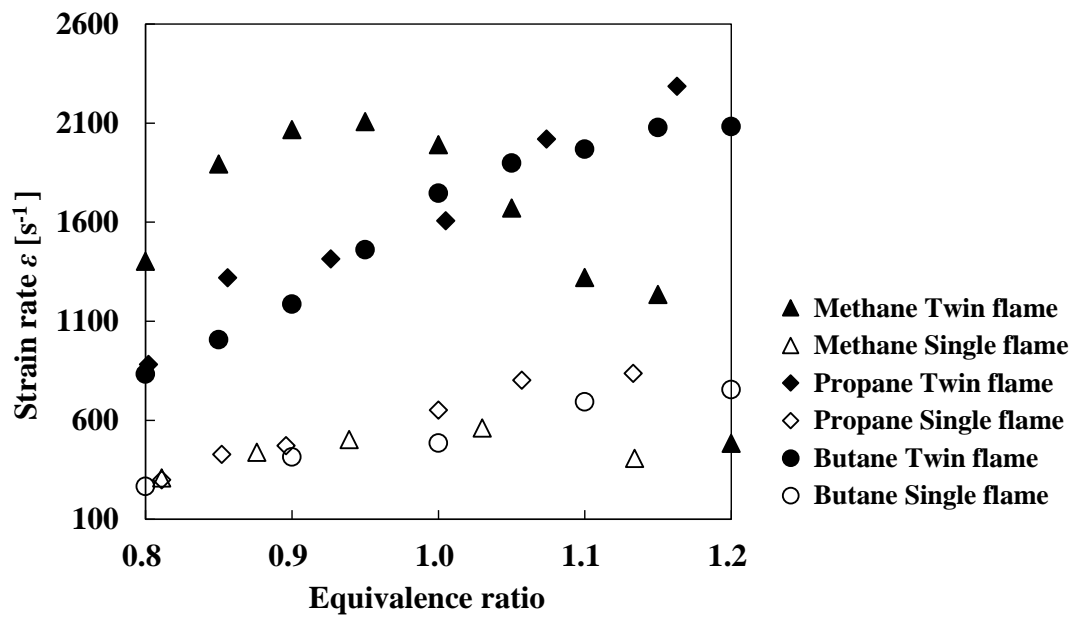


図 3-8 二枚火炎と一枚火炎の消炎限界ひずみ率の当量比への依存性

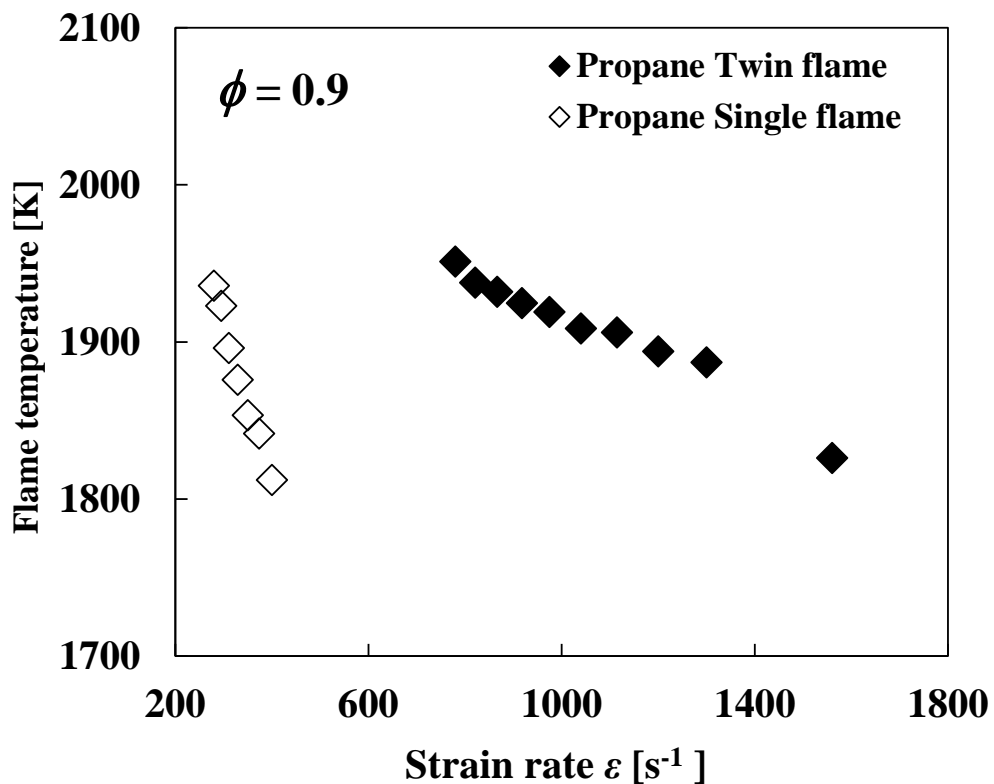


図 3-9 プロパン・空気予混合二枚火炎と一枚火炎の火炎温度のひずみ率への依存性

### 3-3-2 火炎温度のひずみ率への依存性

メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎の温度のひずみ率 $\varepsilon$ への依存性を調べた結果を図 3-10 に示す。なお、熱電対を挿入した場合と挿入しない場合では、消炎限界のひずみ率に顕著な差異は見られなかった。

伸長を受けないメタン火炎の温度は、当量比が 1.0 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるメタン火炎の温度は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。伸長を受けないプロパン火炎は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるプロパン火炎およびブタン火炎の温度は、ひずみ率が低い時は当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。ひずみ率が高くなると、当量比が 1.2 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎共に、ひずみ率 $\varepsilon$ が増加すると、火炎温度は単調に減少し、消炎する。燃料希薄な火炎は、低いひずみ率 $\varepsilon$ で消炎し、燃料過濃な火炎は、高いひずみ率 $\varepsilon$ で消炎する。メタン火炎に比べて、プロパン火炎およびブタン火炎は、高いひずみ率 $\varepsilon$ で消炎する。

このようにを更に明確にするために、伸長を受けない火炎の温度と伸長を受ける消炎限界近傍の火炎の温度をメタン火炎およびプロパン火炎について比較したのが図 3-11 である。

メタン火炎では、伸長を受けない火炎の温度は当量比 1.0 付近で極大となり、消炎限界の火炎温度は当量比 1.1 付近で極大となる。消炎限界の火炎温度はそれより希薄側、過濃側共に減少する。消炎限界の火炎温度は燃料希薄側で低い。燃料過濃側では、伸長を受けない火炎の温度と消炎限界の火炎温度の差が小さい。特に、当量比が 1.2 の火炎では、伸長を受けない火炎の温度からわずか 53K 減少しただけで消炎する。燃料過濃なメタン火炎は極めて消炎しやすいことがわかる。これは、ルイス数 $L_e$ の効果で、火炎が弱められたためであると考えられる。

プロパン火炎およびブタン火炎では、伸長を受けない火炎の温度は当量比 1.1 付近で極大となり、消炎限界の火炎温度は当量比 1.1 から 1.2 付近で極大となる。消炎限界の火炎温度はそれより希薄側では減少する。燃料希薄側で消炎限界の火炎温度が低い。プロパン火炎およびブタン火炎は、メタン火炎に比べて、消炎限界の火炎温度が全般的に低く、火炎伸長による火炎温度の減少量も大きい。

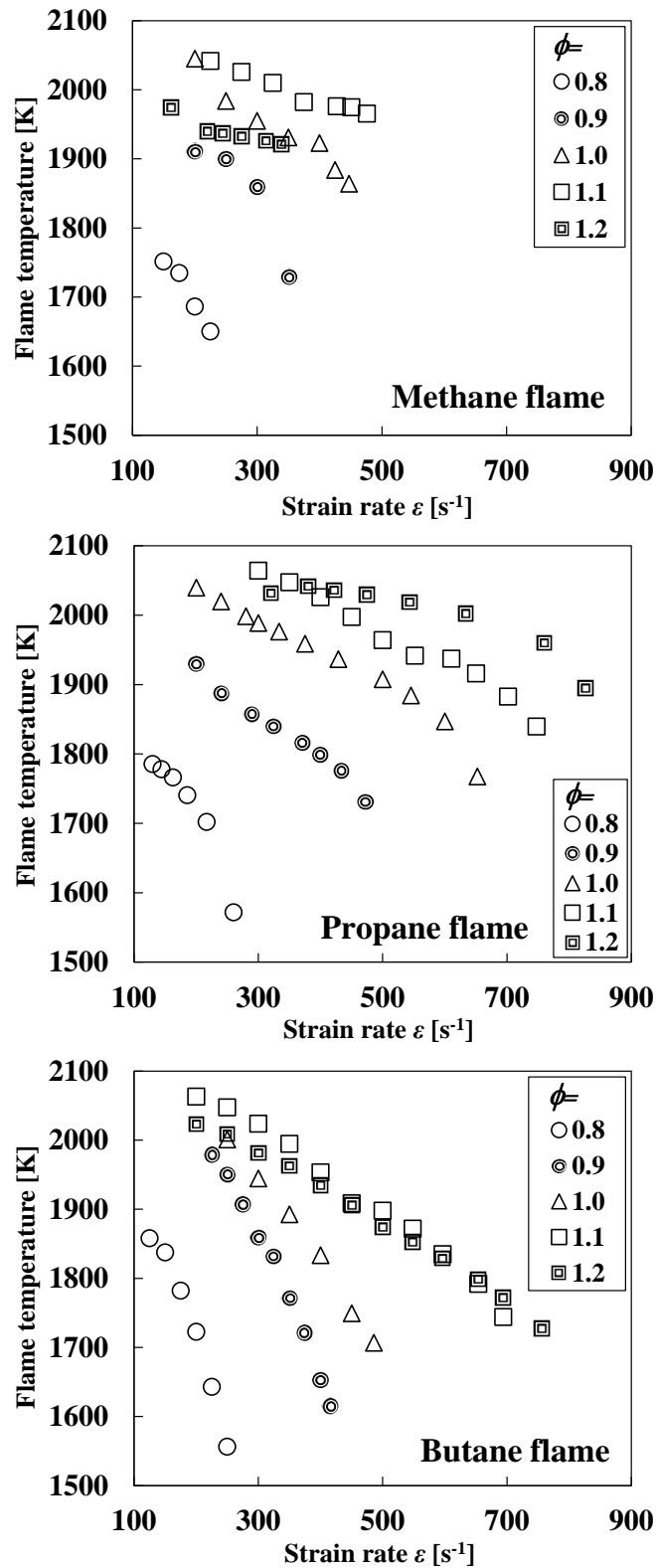


図 3-10 一枚火炎の火炎温度のひずみ率への依存性

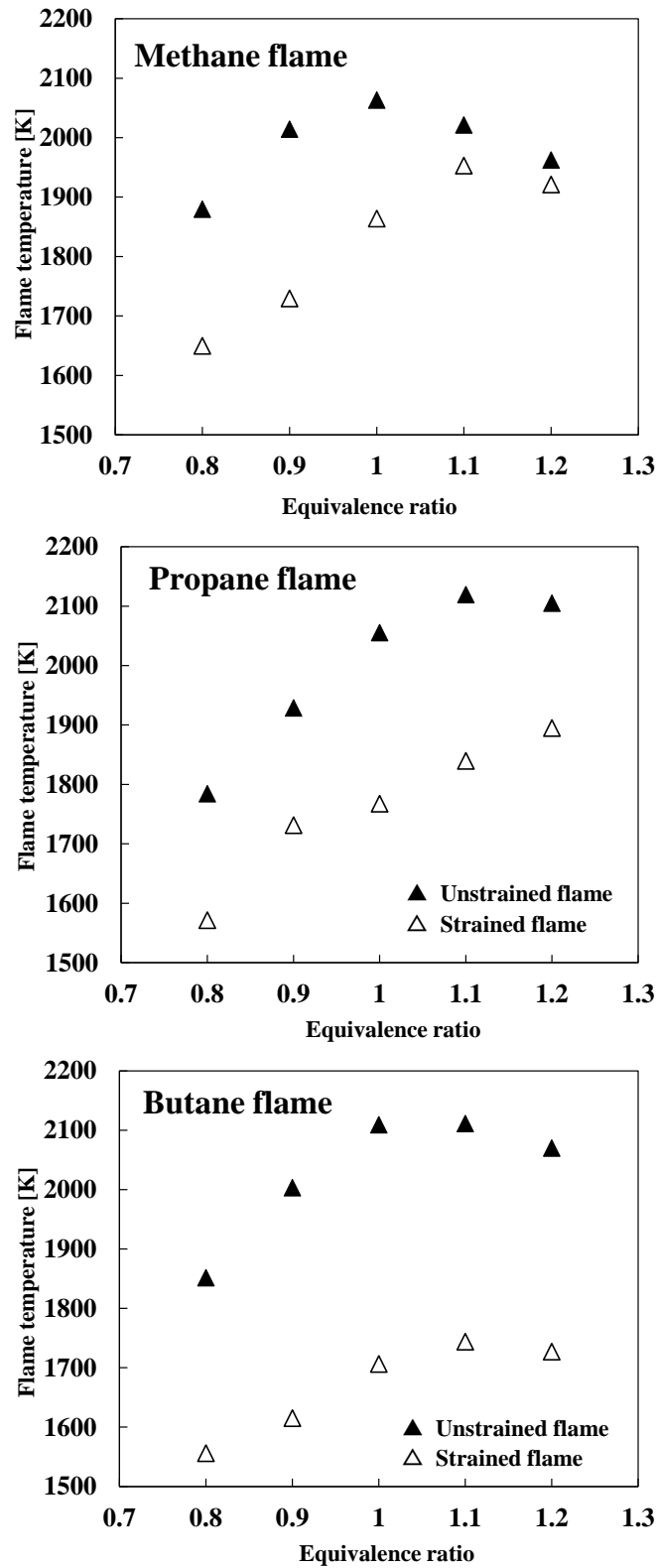


図 3-11 伸長を受けない層流予混合火炎の火炎温度と伸長を受ける層流予混合一枚火炎の消炎限界の火炎温度の比較

### 3-3-3 発光強度のひずみ率への依存性

メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎からの OH, CH, C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性を調べた。ここで、本研究における OH, CH および C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度は、伸長を受けない火炎において火炎温度が極大となる当量比における発光強度で正規化して示した。すなわち、メタン火炎では当量比が 1.0 のときの発光強度、プロパン火炎およびブタン火炎では当量比が 1.1 の時の発光強度で正規化して示した。

メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎からの OH の発光強度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性を図 3-12 に示す。伸長を受けないメタン火炎の OH の発光強度は、当量比が 1.0~1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるメタン火炎の OH の発光強度は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。伸長を受けないプロパン火炎の OH の発光強度は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるプロパン火炎およびブタン火炎の OH の発光強度は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎共に、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、OH の発光強度は単調に減少し、消失する。

プロパン火炎およびブタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が小さいとき、当量比が 1.1 の火炎の OH の発光強度は当量比が 1.2 の火炎の OH の発光強度と同じ程度かそれよりもより大きい。ひずみ率  $\varepsilon$  が大きい消失限界近傍では、当量比が 1.1 の火炎の OH の発光強度は当量比が 1.2 の火炎の OH の発光強度より小さくなる。ひずみ率  $\varepsilon$  の高い消失限界近傍では、当量比が 1.2 の火炎の温度は当量比が 1.1 の火炎の温度より高いためであると考えられる。

メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎からの CH の発光強度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性を調べた結果を図 3-13 に示す。伸長を受けないメタン火炎の CH の発光強度は、当量比が 1.0~1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるメタン火炎の CH の発光強度は、当量比が 1.1 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する。

伸長を受けないプロパン火炎の CH の発光強度は、当量比が 1.2 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少する[41]。伸長を受けるプロパン火炎およびブタン火炎の CH の発光強度は、当量比が 1.2 近傍で極大となり、それより希薄側では減少する。メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎共に、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると CH の発光強度は単調に減少し、消失する。プロパン火炎およびブタン火炎の CH の発光強度の減少率は、メタン火炎のそれに比べて大きい。これは、プロパン火炎とブタン火炎の温度の減少率がメタン火炎のそれに比べて大きいためと考えられる。

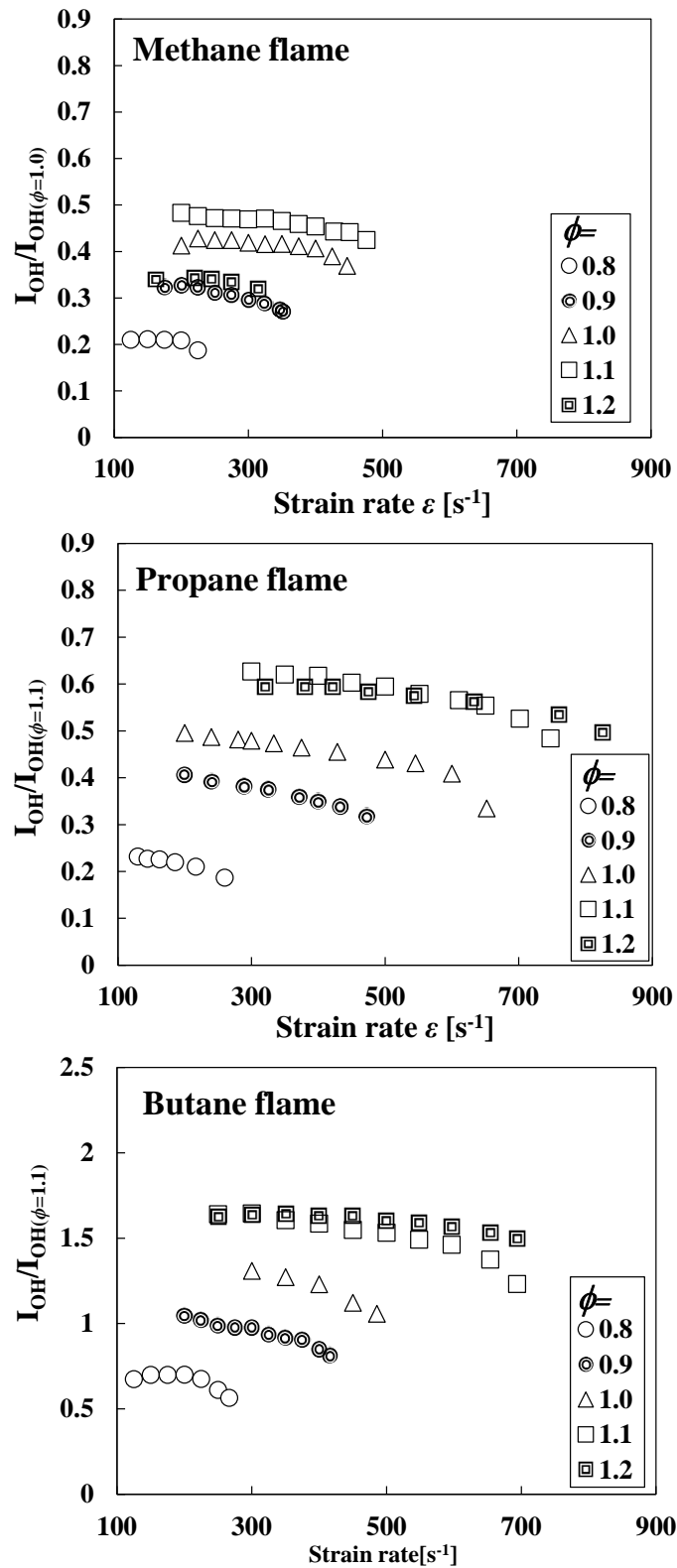


図 3-12 OH の発光強度のひずみ率への依存性

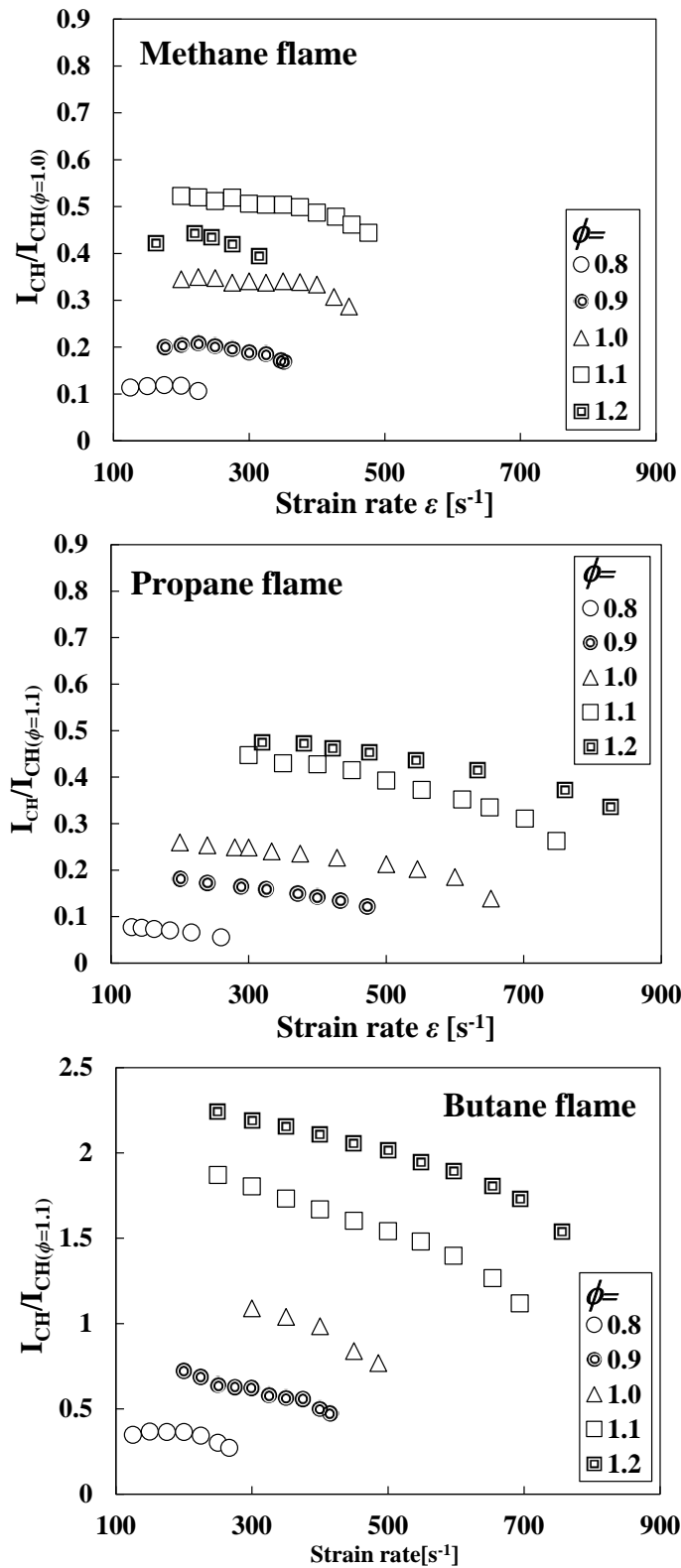


図 3-13 CH の発光強度のひずみ率への依存性

メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎からの  $C_2$  スワンバンドの発光強度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性を調べた結果を図 3-14 および図 3-15 に示す。

伸長を受けない火炎では、OH、CH の発光強度は、当量比が 1.0~1.2 近傍で極大となり、それより希薄側、過濃側に減少するのに対し、 $C_2$  スワンバンドの発光強度は当量比が 1.2 から 1.3 近傍で極大となり、それより燃料希薄側に減少し、燃料希薄域では、極めて微弱でとなる[41]。したがって、本章で調べた範囲では、メタン火炎、プロパン火炎およびブタン火炎共に当量比が 1.2 の場合が最も  $C_2$  の発光強度が高い。メタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、 $C_2(1,0)$  の発光強度は、いったん増加して、極大となり、減少し、消失する。一方、プロパン火炎およびブタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、 $C_2(1,0)$  の発光強度は単調に減少して、消失する。プロパン火炎とブタン火炎の  $C_2(1,0)$  の発光強度の減少率は、メタン火炎のそれに比べて大きい。

メタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、 $C_2(0,0)$  の発光強度は、いったん増加して、極大となり、減少し、消失する。一方、プロパン火炎とブタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、 $C_2(0,0)$  の発光強度は単調に減少して、消失する。プロパン火炎とブタン火炎の  $C_2(0,0)$  の発光強度の減少率は、メタン火炎のそれに比べて大きい。

メタン火炎では、ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、 $C_2(1,0)$  および  $C_2(0,0)$  の発光強度は、いったん増加して、極大となり、その後減少する傾向が見られるが、その原因は不明である。メタン火炎の温度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性を再度注意深く観察したが、火炎温度がいったん増加して、極大となり、その後減少する例は見られなかった。

以上、プロパン火炎およびブタン火炎では、流れ場のひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると、OH、CH、 $C_2$  からの発光強度は単調に減少するという新しい事実が明らかにされた。これは、混合気の当量比が一定でも、単純に火炎からの発光のみを計測して火炎温度や混合気の当量比を推定することは不可能であることを示している。



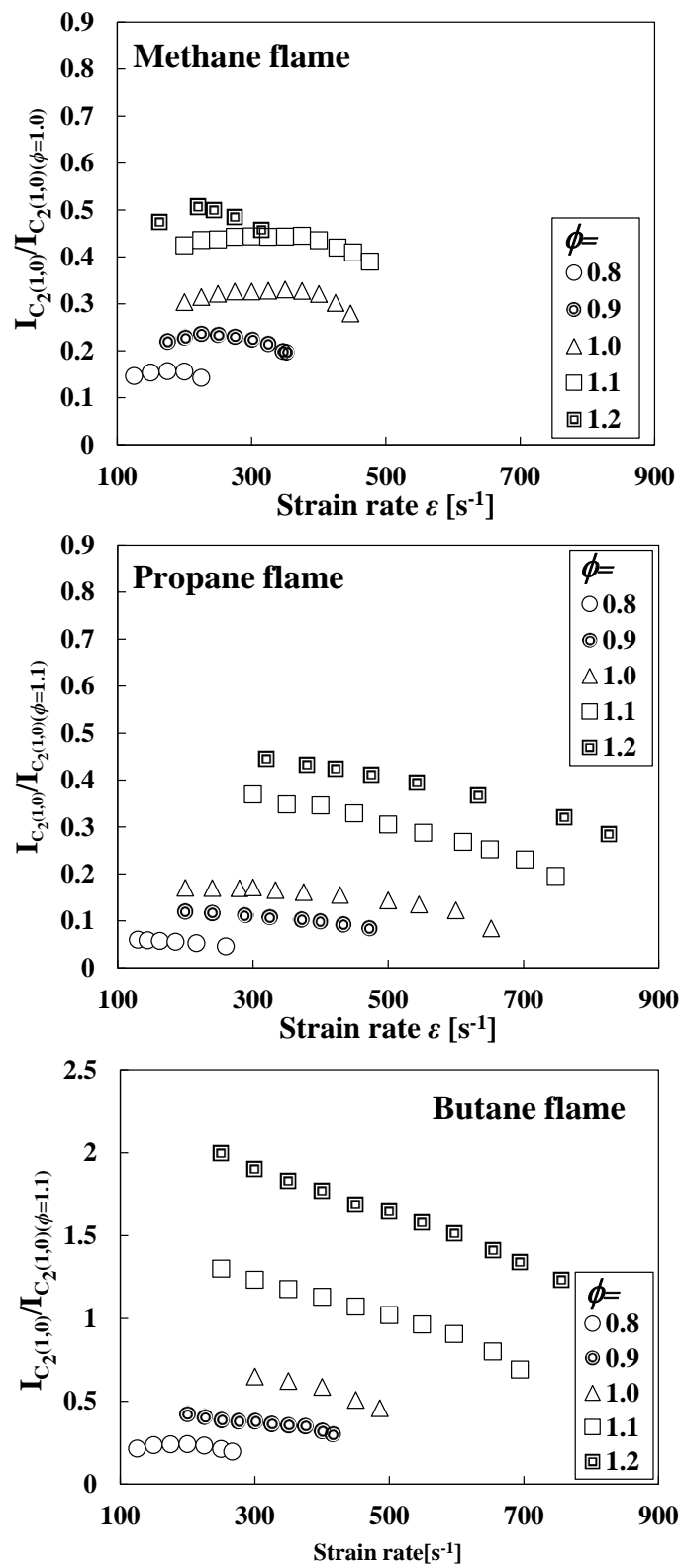


図 3-14  $C_2(1, 0)$  の発光強度のひずみ率への依存性

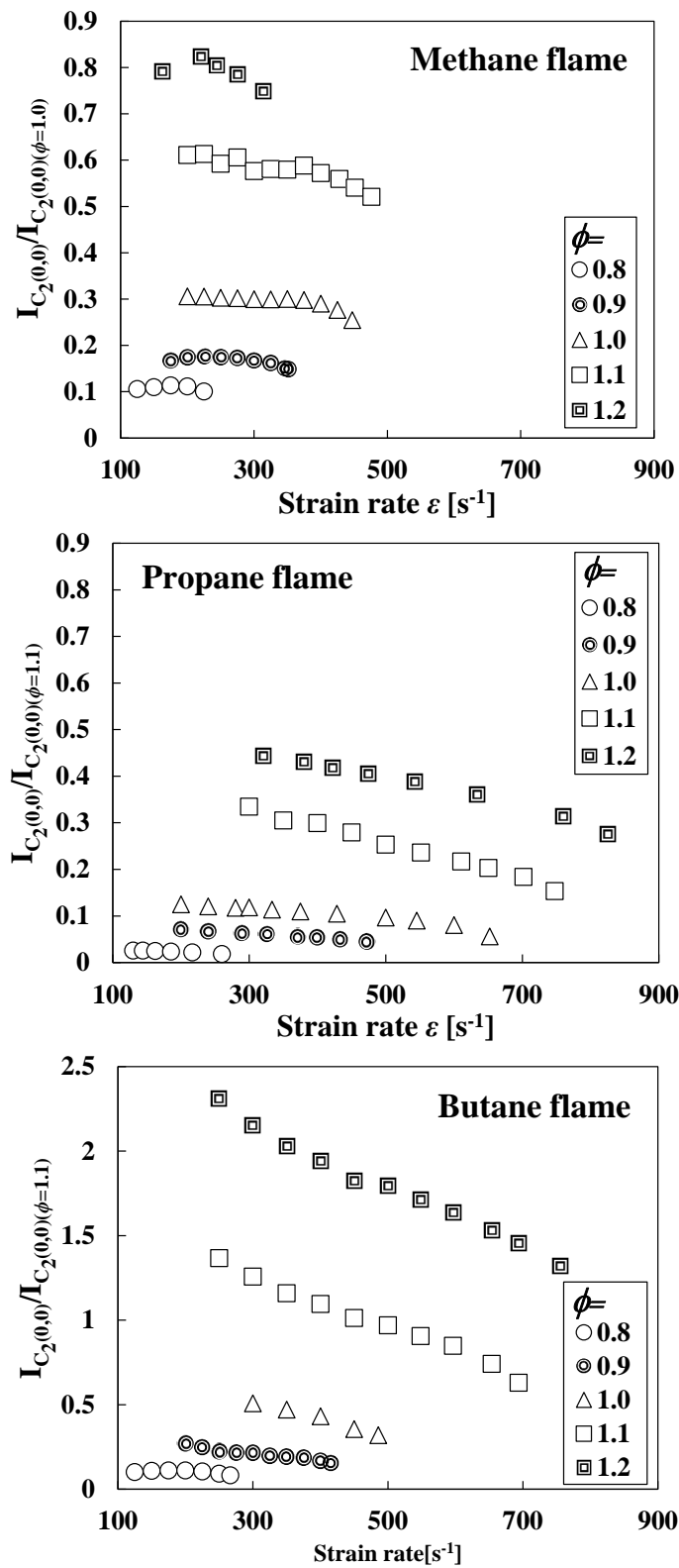


図 3-15  $C_2(0, 0)$  の発光強度のひずみ率への依存性

### 3-3-4 C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比と火炎温度の関係

火炎温度および C<sub>2</sub>(1, 0) と C<sub>2</sub>(0, 0) の発光強度のひずみ率  $\varepsilon$  への依存性から, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の関係を調べた結果を図 3-16 に示す.

メタン火炎では, ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると, 火炎温度は減少するが, 燃料希薄側のひずみ率の大きな消炎限界近傍では, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))は, ほとんど一定となるか, あるいはわずかに増加する. このために, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の間に一義的な関係を見いだすことはできない.

プロパン火炎では, ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると, 火炎温度は減少し, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))は減少する. C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の間には混合気の当量比によって異なる一義的な関係がある. 予め混合気の当量比が明らかであれば, 本研究で得られた C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の関係に基づき火炎温度を推定することが可能であると考えられる.

ブタン火炎では, ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると, 火炎温度は減少し, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))は減少する. ひずみ率  $\varepsilon$  が大きな消炎限界近傍では, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))の減少率は燃料過濃側で小さくなる.

以上, 保有する炭素数が少ない燃料であるメタンを用いた場合, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比から伸長を受ける層流予混合火炎の温度を推定できる可能性は低い, 保有する炭素数がメタンに比べて多い燃料であるプロパンおよびブタンを用いた場合, C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の間には混合気の当量比ごとに異なる一義的な関係があるため, 予め混合気の当量比が明らかであれば, 本研究で得られた C<sub>2</sub>スワンバンドの発光強度比(C<sub>2</sub>(0, 0)/ C<sub>2</sub>(1, 0))と火炎温度の関係に基づき伸長を受ける層流予混合火炎の温度を推定することが可能であるということが明らかとなった.

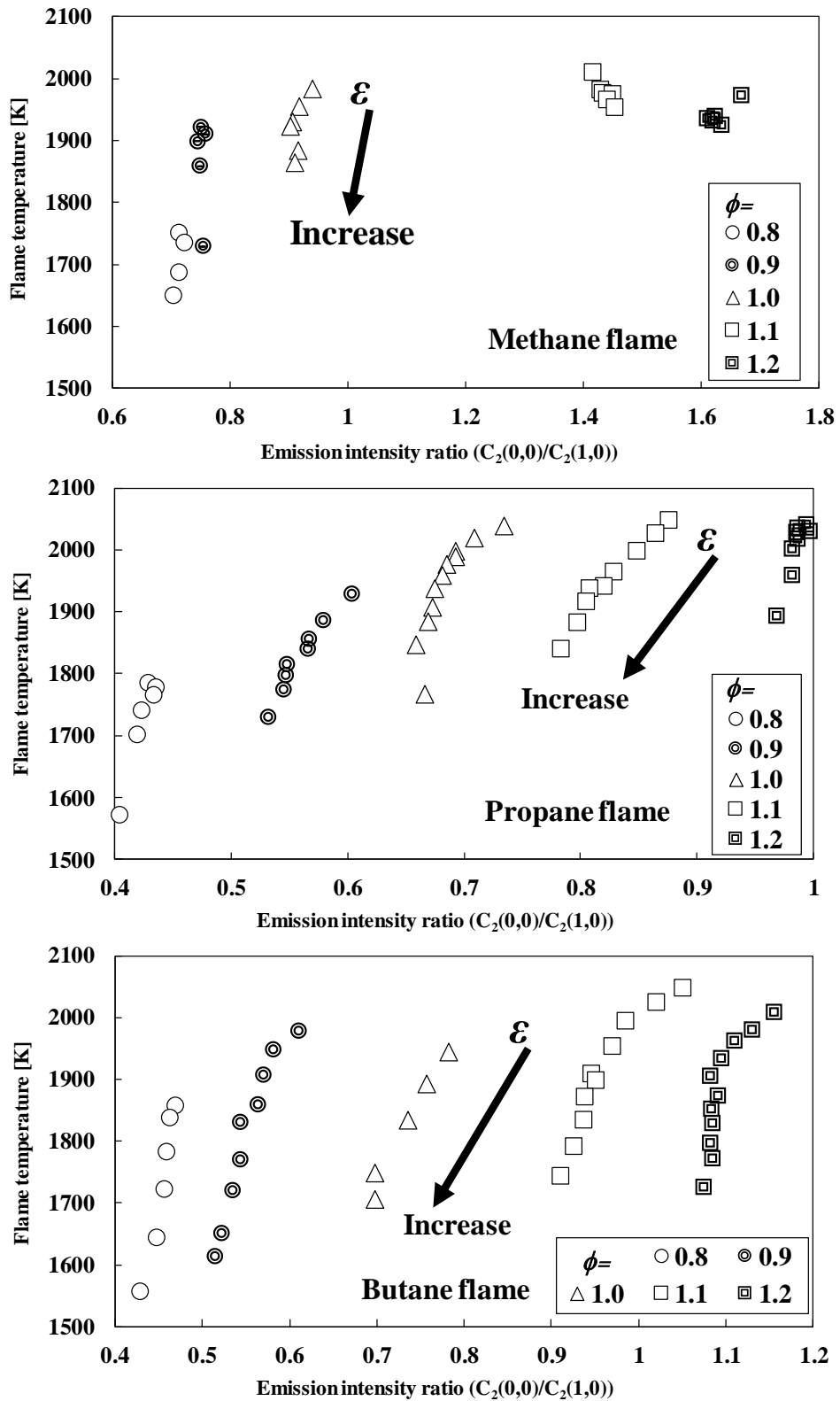


図 3-16  $C_2$  スワンバンドの発光強度比( $C_2(0,0)/C_2(1,0)$ )と火炎温度の関係

### 3-3-5 当量比の推定

前節では、伸長を受けるプロパンおよびブタン火炎について、 $C_2$ スワンバンドの発光強度比( $C_2(0, 0)/C_2(1, 0)$ )と火炎温度の間には混合気の当量比によって異なる一義的な関係があることが明らかとなった。つまり、当量比が既知であれば伸長を受ける火炎の $C_2$ スワンバンドの発光強度比から火炎温度を推定することが可能である。当量比は本来、予混合気作成の段階で分かっている値であり、伸長を受ける曲率のない層流予混合であれば、火炎温度を推定するためには $C_2$ スワンバンドの発光を計測することで可能となる。しかし、乱流予混合火炎のような曲率を有する火炎では、選択拡散効果により局所の混合気組成が変化する可能性も報告されている[69-71]。したがって、 $C_2$ スワンバンドの発光強度比から乱流予混合火炎の局所的な温度を推定するためには当量比を推定する手法について検討が必要である。

予混合火炎の当量比の推定に有用であると考えられているOHとCHの発光強度比と当量比の関係[72-78]を基に、対向流バーナを用いて形成したプロパンおよびブタン火炎のOHとCHの発光強度比のひずみ率への依存性について調査した。図3-17にプロパンおよびブタン火炎のOHとCHの発光強度比のひずみ率への依存性を示す。図3-17の結果から、OHとCHの発光強度比はひずみ率の増加に伴い単調に増加している。また、ひずみ率が一定のとき、伸長を受けない火炎におけるOHとCHの発光強度比と当量比の関係[72]と同様に、当量比の増加に伴い、OHとCHの発光強度比は減少する。したがって、乱流予混合火炎の局所的な混合気濃度が変化する場合、OHとCHの発光強度比から当量比を推定するためには流れ場のひずみ率の情報が必要であることが明らかとなった。

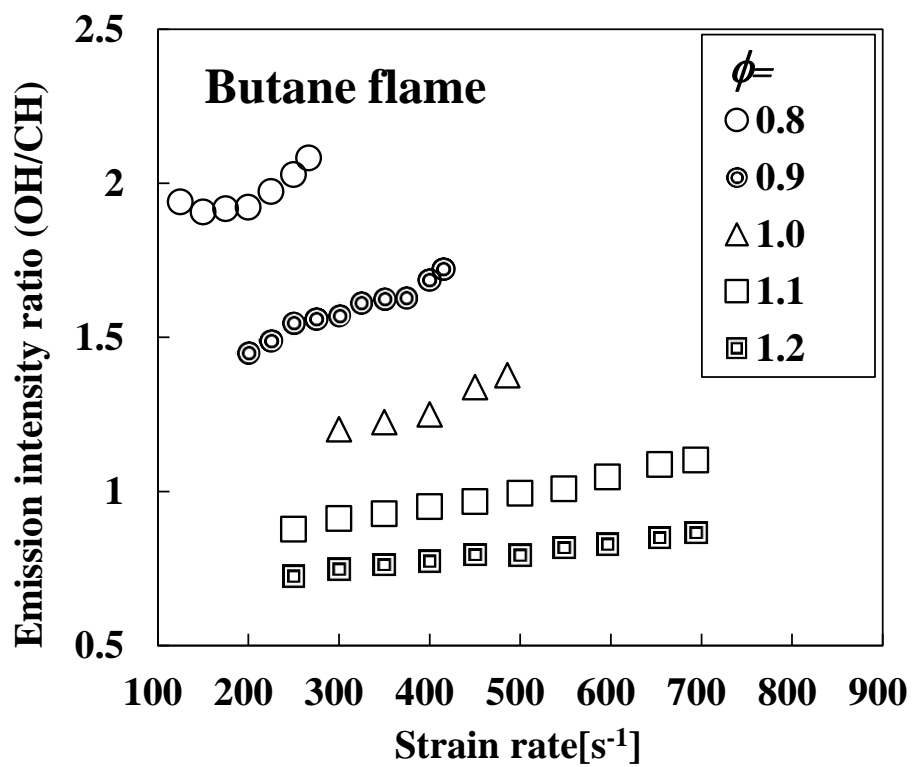
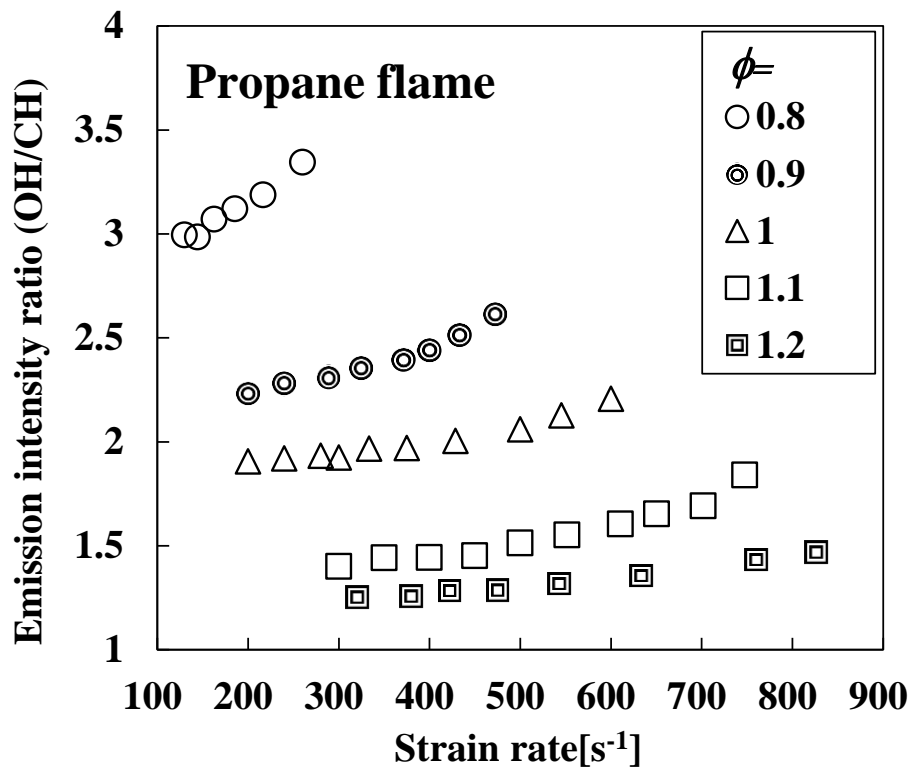


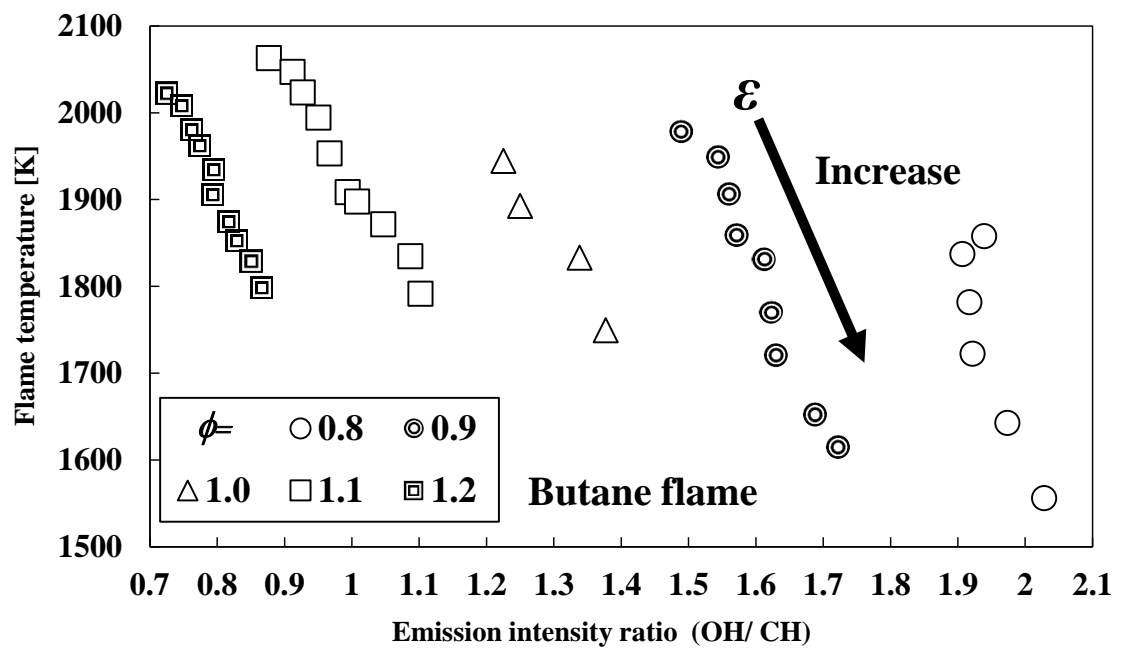
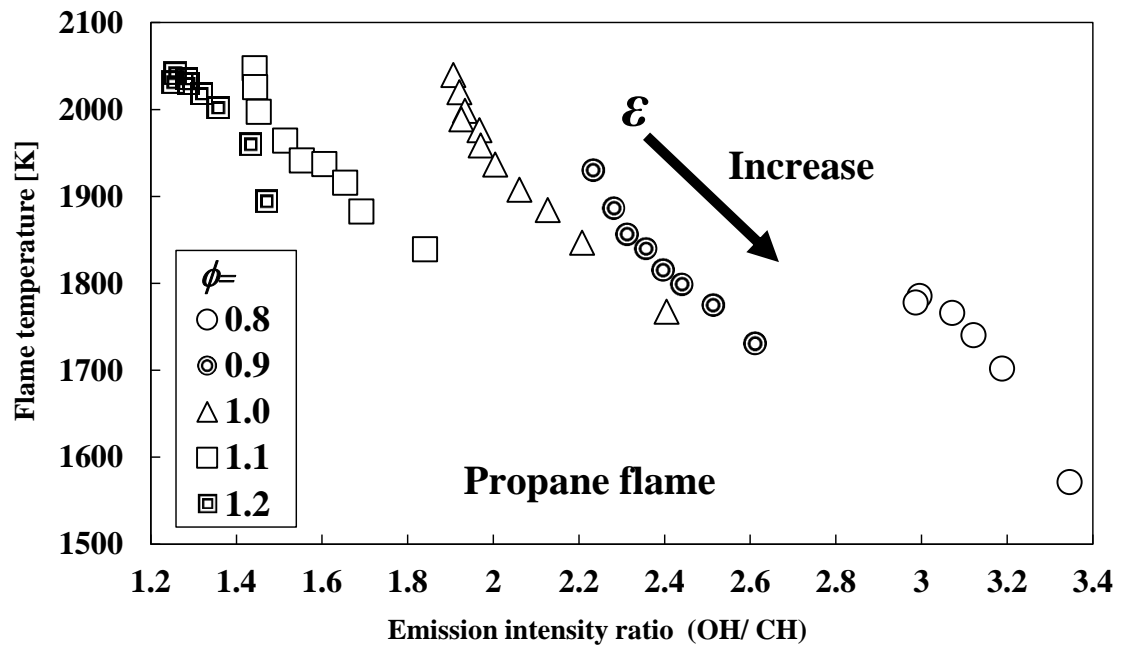
図 3-17 OH と CH の発光強度比のひずみ率への依存性

### 3-3-6 乱流予混合火炎の温度の推定手法に関する検討

これまでの結果から、 $C_2$  スワンバンドの発光強度の比を用いて、乱流予混合火炎の温度を推定するためには、当量比が既知であること、および当量比を推定するためには、流れ場のひずみ率の情報が必要であることが明らかとなった。一方、図 3-10 で示したように、伸長を受ける火炎の温度  $T$  は、当量比  $\phi$  およびひずみ率  $\varepsilon$  によって決まる。したがって、 $C_2$  スワンバンドの発光強度の比と OH と CH の発光強度比の 2 つの比を用いることによって、乱流予混合火炎の温度だけでなく局所的な混合気濃度およびひずみ率を推定することが可能であると考えられる。そこで、 $C_2$  スワンバンドの発光強度比と OH と CH の発光強度比の 2 つの比から火炎温度と当量比を推定する手法について検討する。

伸長を受けるプロパン火炎およびブタン火炎の火炎温度と OH と CH の発光強度比の関係を図 3-18 に示す。ひずみ率が増加すると火炎温度は減少し、OH と CH の発光強度比は単調に増加する。図 3-16 に示した  $C_2$  スワンバンドの発光強度比と火炎温度の関係と同様に、OH と CH の発光強度比と火炎温度の関係においてもそれぞれの当量比ごとに一義的な関係が存在することが明らかとなった。これらの関係を用いて、乱流予混合火炎の温度を推定する手法を図 3-19 に示す。OH と CH の発光強度比と火炎温度のグラフをデータベース A、 $C_2$  スワンバンドの発光強度比と火炎温度のグラフをデータ B とする。OH、CH、 $C_2$  の発光強度の値が既知で、当量比および火炎温度が未知である時、初期温度  $T_A$  を設定する。その初期温度  $T_A$  と OH と CH の発光強度比を用いて当量比  $\phi_A$  を導く。次に当量比  $\phi_A$  と  $C_2$  スワンバンドの発光強度比の関係から  $\phi_A$  を用いて  $T_B$  が定まる。そして、 $T_B$  を  $T_A$  として再度データベース A で使用する。この過程を  $n$  回繰り返し、 $T_A - T_B$  が無視できるほどに収束すれば、その値を真の温度  $T$  とする。またその時の当量比も真の当量比  $\phi$  である。このような過程をとることにより、火炎温度を導くことができる。

先に述べたように、対向流双子火炎は下流方向に熱損失のない断熱の火炎である、一方、対向流一枚火炎では、火炎背後に室温の窒素が存在する極めて熱損失の大きな火炎である。いずれの火炎も、乱流予混合火炎の火炎片の要素としては、非現実的な火炎であると言わざるを得ない。乱流予混合火炎の火炎片は下流方向に燃焼ガスが存在する断熱でない火炎と考えられる。flamelet regime の乱流予混合火炎では、乱れがそれ程強くない場合には、一つの流線上に一枚の火炎片が存在する single sheet regime、乱れが強くなると、一つの流線上に複数の火炎片が存在する multiple sheet regime、更に乱れが強くなると、局所的に消炎が起きる broken sheet regime が形成されると考えられている[79]。消炎限界近傍の火炎片を実験的に検出するためには、乱流予混合火炎の火炎片からの熱損失に関して、さらに詳細な検討が必要であると考えられる。





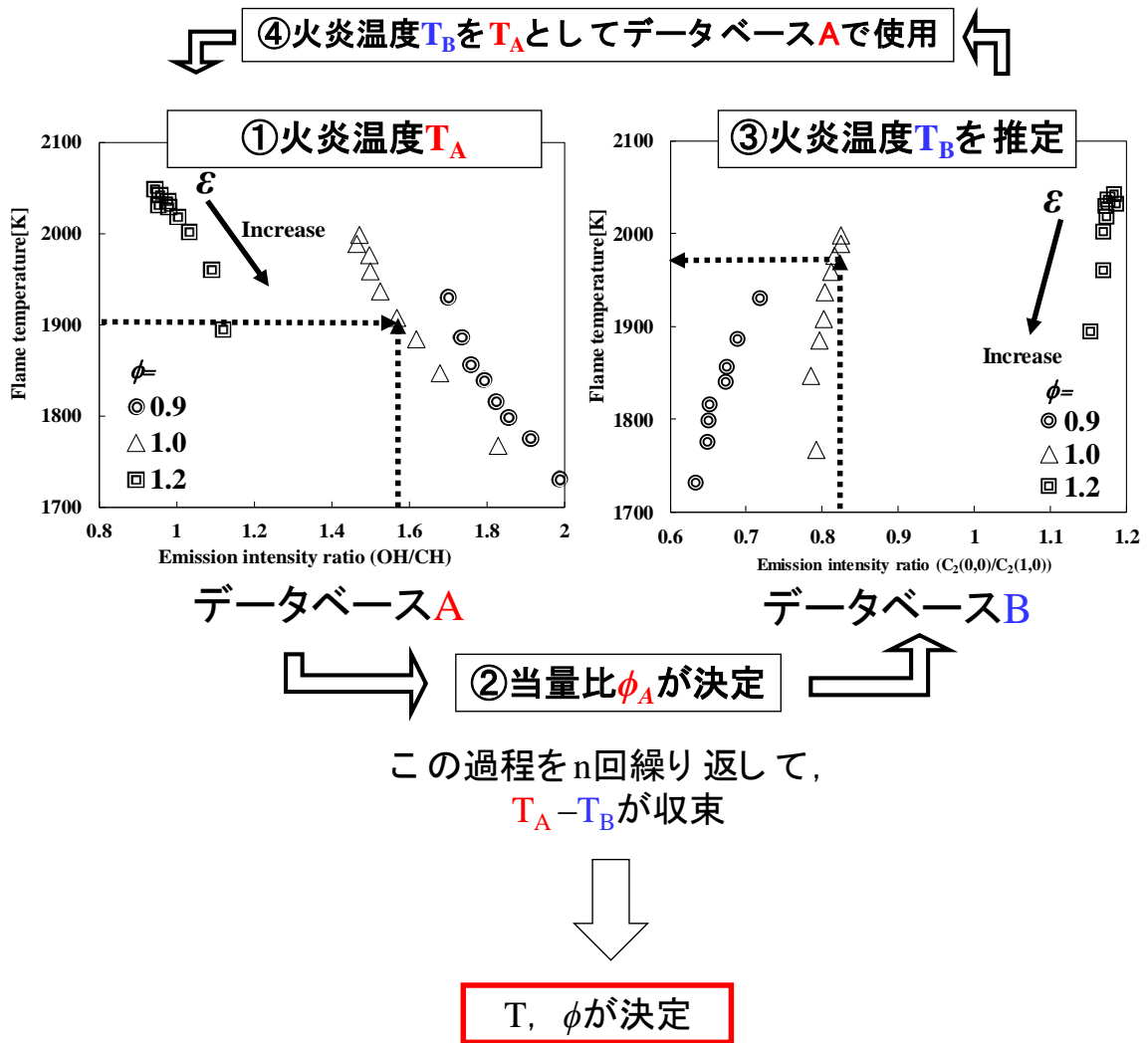


図 3-19 乱流予混合火炎の温度の推定手法

### 3-4 本章のまとめ

本章では、 $C_2$ スワンバンドの発光を計測して、乱流予混合火炎のように火炎伸長の影響を受ける火炎の温度を推定する手法を確立することを目的として、当量比0.8から1.2の範囲で、火炎温度と $C_2$ スワンバンドの発光強度比およびOHとCHの発光強度比に与えるひずみ率の影響を、伸長を受けるメタン・空気予混合火炎、プロパン・空気予混合火炎およびブタン・空気予混合火炎について詳しく調べた。その結果、以下のような結論を得た。

メタン・空気予混合火炎では、流れ場のひずみ率が増加すると、火炎温度は減少するが $C_2$ スワンバンドの発光強度比はほとんど変化しない。保有する炭素数が少ない燃料であるメタンを用いた場合、 $C_2$ スワンバンドの発光強度比から曲率のない伸長を受ける層流予混合火炎の温度を推定できる可能性は低い。

プロパン・空気およびブタン・空気予混合火炎では、 $C_2$ スワンバンドの発光強度比と火炎温度の間には混合気の当量比によって異なる一義的な関係がある。保有する炭素数がメタンに比べて多い燃料であるプロパンおよびブタンを用いた場合、混合気の当量比が既知であれば、本章で得られた $C_2$ スワンバンドの発光強度比と火炎温度の関係に基づき、伸長を受ける曲率のないプロパン・空気予混合火炎およびブタン・空気予混合火炎の温度を推定することが可能である。

OHとCHの発光強度比はひずみ率の増加に伴い単調に増加するため、プロパン・空気およびブタン・空気乱流予混合火炎のような曲率を有する火炎では、OHとCHの発光強度比から当量比を推定するためには流れ場のひずみ率の情報が必要である。

火炎の温度 $T$ は、当量比 $\phi$ およびひずみ率 $\varepsilon$ に依存するため、 $C_2$ スワンバンドの発光強度比とOHとCHの発光強度比を用いて、プロパン・空気およびブタン・空気乱流予混合火炎のような曲率を有する火炎の温度を推定可能である。但し、適用可能なのは、火炎温度が約1550Kから2050K、当量比が0.8から1.2、ひずみ率が約125から800 1/s 範囲までである。

# 第4章 発光強度のピーク間距離を用いた 反応帯厚さの推定

## 4-1 はじめに

乱流予混合火炎のように流れ場のひずみの影響を受ける火炎では、火炎伸長によって火炎反応帯からの熱損失が増大し、火炎温度が低下し、燃焼速度が低下するために、局所的な消炎が発生すると考えられている。しかしながら、これまで高速で変動する乱流予混合火炎片の挙動を計測する手法が確立されていないために、消炎限界近傍の火炎片の温度などを実験的に観察した例なかった。このような観点から、第3章では、高速で変動する乱流予混合火炎片の挙動を計測することを想定して、高い空間分解能を持った発光分光システムを用いて、対向流バーナ上に形成した予混合火炎の温度および  $C_2$  スワンバンドの発光強度比の関係に与える当量比および流れ場のひずみ率の影響を調べた。その結果、 $C_2$  スワンバンドの発光強度比と OH と CH の発光強度比の2つの比から火炎温度を推定できることを明らかにした。

消炎限界近傍の乱流予混合火炎では、局所的な火炎温度の低下から燃焼速度も低下すると考えられる。乱流予混合火炎では、局所的な反応帯は流れの下流方向に移動しており、その方向や速度は複雑に変動しているため、直接燃焼速度を測定することは困難である。しかし、反応の空間的スケールを表す反応帯厚さは燃焼速度と密接な関係を持っていると考えられ[14]、消炎限界では反応帯の厚さが増大すると考えられる。さらに、第1章でも述べたように、乱流予混合火炎の構造を明らかにする上でも乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを計測することは重要であると考えられる。しかしながら、火炎帯内の温度分布を計測することは非常に難しいために、反応帯の厚さを直接計測することは容易ではない。したがって、反応帯厚さに関連する何らかの指標を用いて、反応帯厚さの変化を捉える必要がある。

化学発光は、燃焼反応に起因して発生することから、その発光強度のピークが最大となる位置は反応帯内に存在しており、反応帯厚さと関係があることが予想される。そこで、OH, CH,  $C_2$  などの励起ラジカルのピーク間の距離が最大となる各位置の幅を最大ピーク間距離  $d$  と定義し、実験的指標として用いた。ピーク間距離の概要を図4-1に示す。

本章では、第3章で使用した発光分光システムを用いて、予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを推定する手法を確立することを目的として、OH, CH,  $C_2$  などの励起ラジカルの最大ピーク間の距離  $d$  の当量比および流れ場のひずみ率への依存性を調べた。

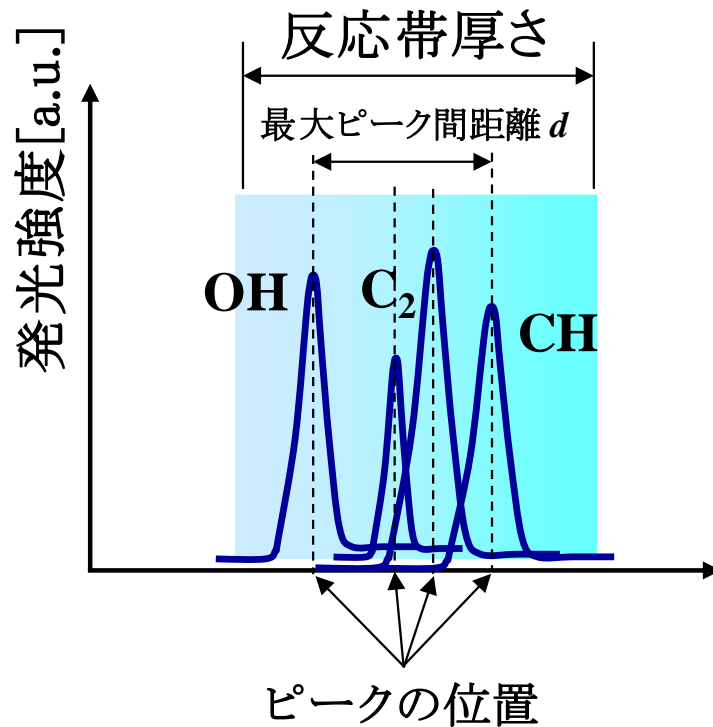


図 4-1 最大ピーク間距離  $d$  の概要

## 4-2 本研究で使用したバーナ

### 4-2-1 矩形ノズルバーナ

矩形ノズルバーナは、図 4-2 に示すような拡散筒と整流筒および出口形状が縦 50mm, 横 8mm のノズルからなる。乱れのない流れを得るために、拡散筒にはガラスビーズ、整流筒には 4 枚の金網メッシュが取り付けられている。このバーナにより変動が少なく二次元性の良い安定な火炎が得られる。バーナ部に至るまでに炭化水素・空気予混合燃料を定められた割合で安定して供給することができるように MFC を設け、流量設定器により流量を制御して当量比を任意に設定できる仕様とした。使用した MFC は、最大流量の $\pm 1.5\%$ ほどの誤差を生じるため、毎回ガスクロマトグラフィを用いて濃度検定を行った。

実験に先立ち、計測位置が発光強度および火炎温度に与える影響を調べた。矩形バーナを用いて当量比  $\phi=0.8$  のプロパン・空気混合火炎を形成し、ノズル出口からの高さを 0.5mm 刻みで変化させた場合の発光強度および火炎温度を図 4-3 に示す。ノズル出口近傍では各ラジカルの発光強度、火炎温度ともに低くなっており、火炎上部では傾き

が緩やかになっていることがわかる。ノズル近傍ではノズルへの熱損失により火炎温度が減少し、その影響で発光強度が低く計測されたと考えられる。これより計測位置については発光強度、火炎温度の変化がほとんどみられない高さを当量比ごとに調べた上で決定するものとした。

燃料はプロパンおよびブタンを用いて、当量比  $\phi$  は 0.9 から 1.2 まで 0.1 刻みで設定した。混合気流速は 0.9m/s とした。カセグレン光学系の移動速度および A/D コンバータのサンプリング周波数は、第 3 章と同様に、それぞれ、30mm/s、10kHz とした。火炎からの発光をカセグレン光学系の集光体積を火炎に対して水平に移動させることにより計測し、カセグレン光学系の計測体積が予混合火炎を通過して得られる鋭いピークのある信号の極大値を発光強度とした。最大ピーク間距離の算出では、火炎角度を考慮し、火炎面に対して垂直方向の距離に補正した。その際の火炎角度は実験条件ごとに火炎の写真を撮影し、その画像から計測した。

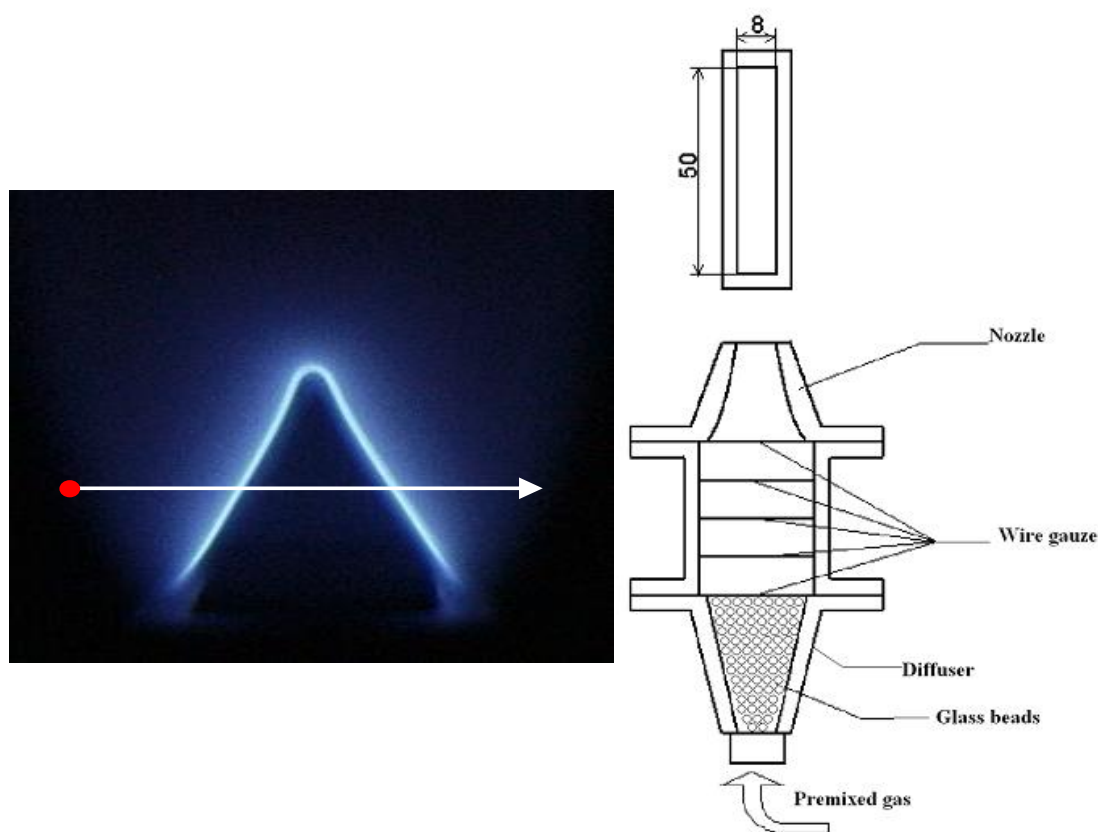


図 4-2 矩形ノズルバーナの概略とカセグレンの移動方向

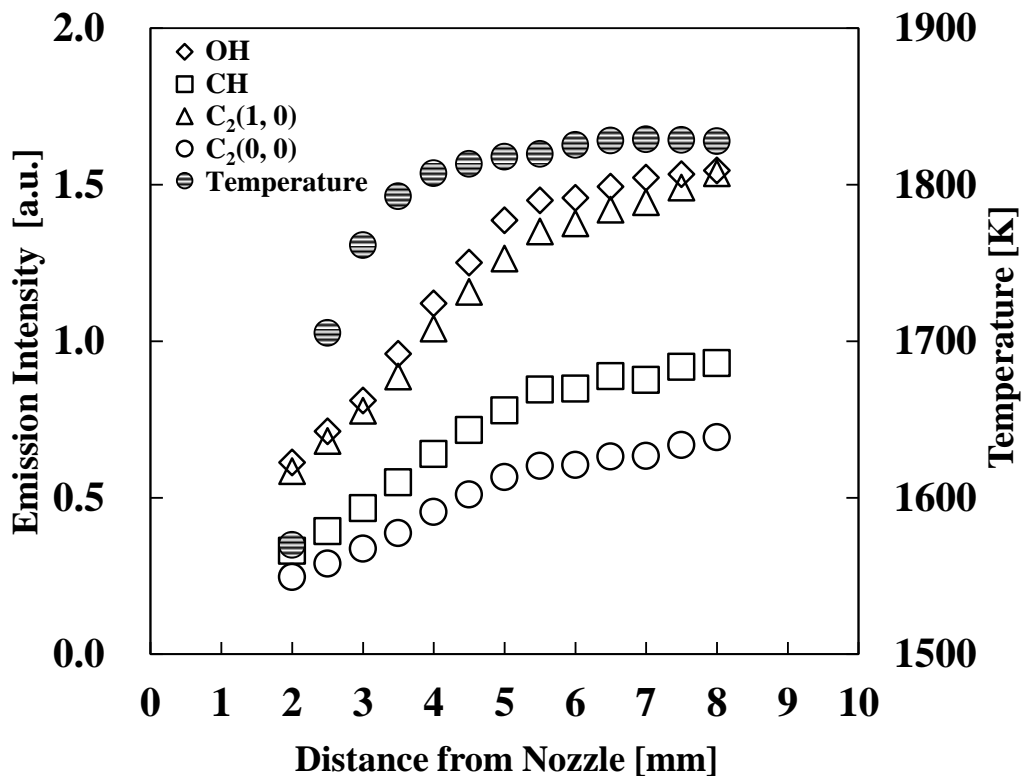


図 4-3 発光強度と火炎温度に与える計測位置の影響

#### 4-2-2 対向流バーナ

伸長を受ける火炎を対象とした実験では、第3章と同様に対向流バーナを使用し、一枚火炎を形成して実験を行った。当量比  $\phi$  は 0.8 から 1.2 まで 0.1 刻みで設定した。ひずみ率は、消炎限界まで変化させた。その他の実験条件は、伸長を受けない火炎と同様であるため省略する。

### 4-3 実験結果および考察

#### 4-3-1 最大ピーク間距離 $d$ の当量比への依存性

発光分光システムで計測した化学発光強度の最大ピーク間距離が反応帯厚さを推定するために有用であるかを判断するために、一次元の熱理論より反応帯厚さを算出した。矩形ノズルバーナ上に形成された予混合火炎は、火炎伸長の影響を受けない層流予混合火炎である。したがって、その反応帯の厚さは、一次元の予混合伝播火炎における熱伝導を考えることによって算出可能である[14]。

定常・定在の層流火炎において、質量保存より、混合気の流入質量流速と反応の質量流速は保たれるので、

$$\rho_u S_u = w \delta \dots (1)$$

ここで、 $\rho_u$ ：混合気の密度、 $S_u$ ：層流燃焼速度、 $w$ ：反応速度、 $\delta$ ：反応帯厚さである。予熱帯は、反応帯からの熱伝導によって温度上昇するので、

$$\lambda \left( \frac{dT}{dx} \right)_i = c_p \rho_u S_u (T_i - T_u) = c_p w \delta (T_i - T_u) \dots (2)$$

ここで、 $\lambda$ ：熱伝導率、 $\left( \frac{dT}{dx} \right)_i$ ：反応帯入り口における温度勾配、 $c_p$ ：平均の定圧比熱、 $T_i$ ：反応帯入り口温度、 $T_u$ ：初期温度である。反応帯における温度勾配を、

$$\left( \frac{dT}{dx} \right)_i = (T_b - T_i) / \delta \dots (3)$$

と近似すると、式(2)、(3)より、

$$\delta = \sqrt{\frac{\lambda}{c_p w} \cdot \frac{T_b - T_i}{T_i - T_u}} \dots (4)$$

$T_i$ は $T_b$ に近い値をとるとして、式(4)をさらに簡略化すると、

$$\delta = \sqrt{\lambda / c_p w} \dots (4)$$

式(1)を式(4)に代入して  $w$  を消去すると、

$$\delta = \lambda / c_p \rho_u S_u \dots (5)$$

となり、反応帯厚さ算出できる。

伸長を受けないプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性を図 4-4、4-5 に示す。図には、一次元の熱理論式より求めたプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の反応帯厚さ  $\delta$  も記載している。当量比が 0.8 の条件で定常火炎の形成を試みたが、形成するに至らなかった。これらの結果より、最大ピーク間距離  $d$  はすべて反応帯厚さ  $\delta$  の値より小さい。これは、本研究で着目した化学種が OH、CH および  $C_2$  と限定されていることや、それらの発光強度のピークの位置を用いているためだと考えられる。したがって、最大ピーク間距離  $d$  の値から直接、反応帯の厚さを推定することはできない。しかしながら、最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性と反応帯厚さ  $\delta$  の当量比への依存性の傾向が一致していれば、最大ピーク間距離  $d$  から反応帯厚さの変化を定性的に捉えることが可能であると考えられる。そこで、プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  および反応帯厚さ  $\delta$  の値をそれぞれ、当量比 1.1 で正規化した。その結果を図 4-6、4-7 に示す。これを見ると当量比ごとの反応帯厚さ  $\delta$  の値と最大ピーク間距離  $d$  の傾向は、ほぼ一致していることが分かる。したがって、当量比の変化による反応帯の厚さの変化の割

合は、最大ピーク間距離  $d$  を用いて計測可能である。

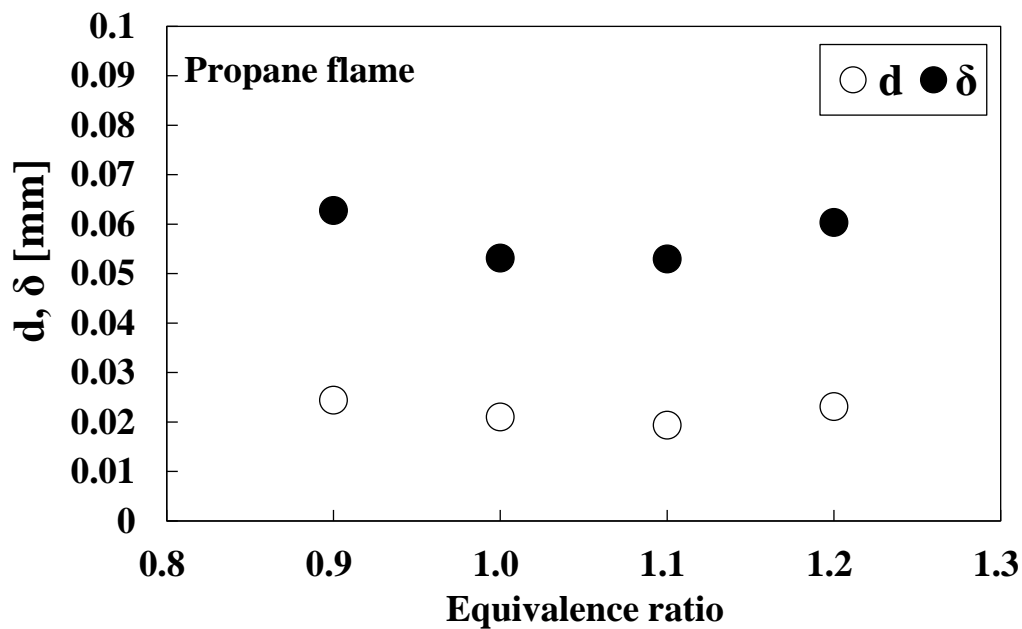


図 4-4 伸長を受けないプロパン・空気層流予混合火炎の反応帯厚さ $\delta$ と最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性

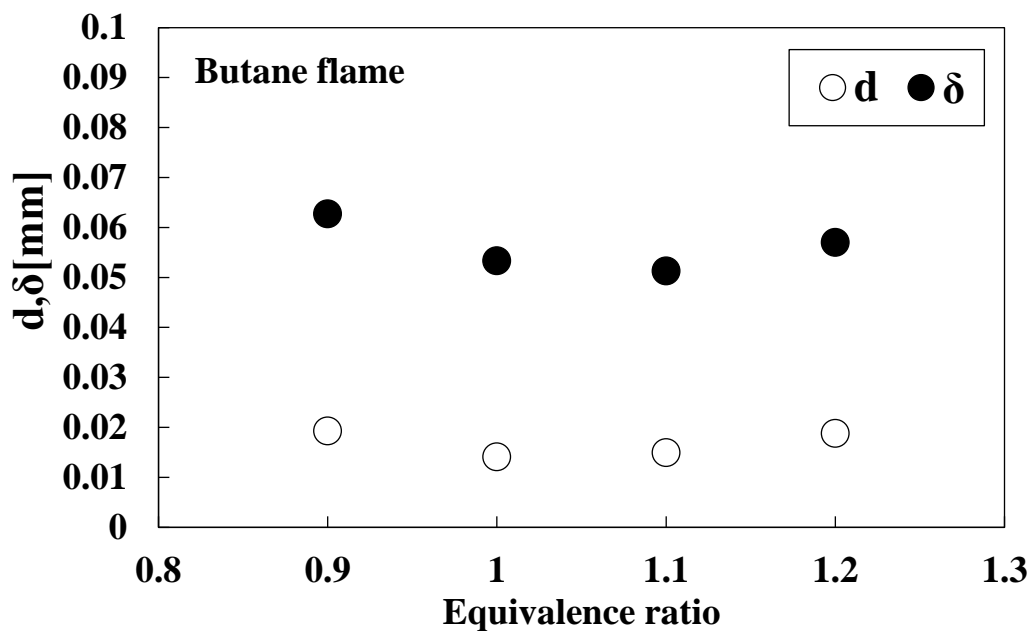


図 4-5 伸長を受けないブタン・空気層流予混合火炎の反応帯厚さ $\delta$ と最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性



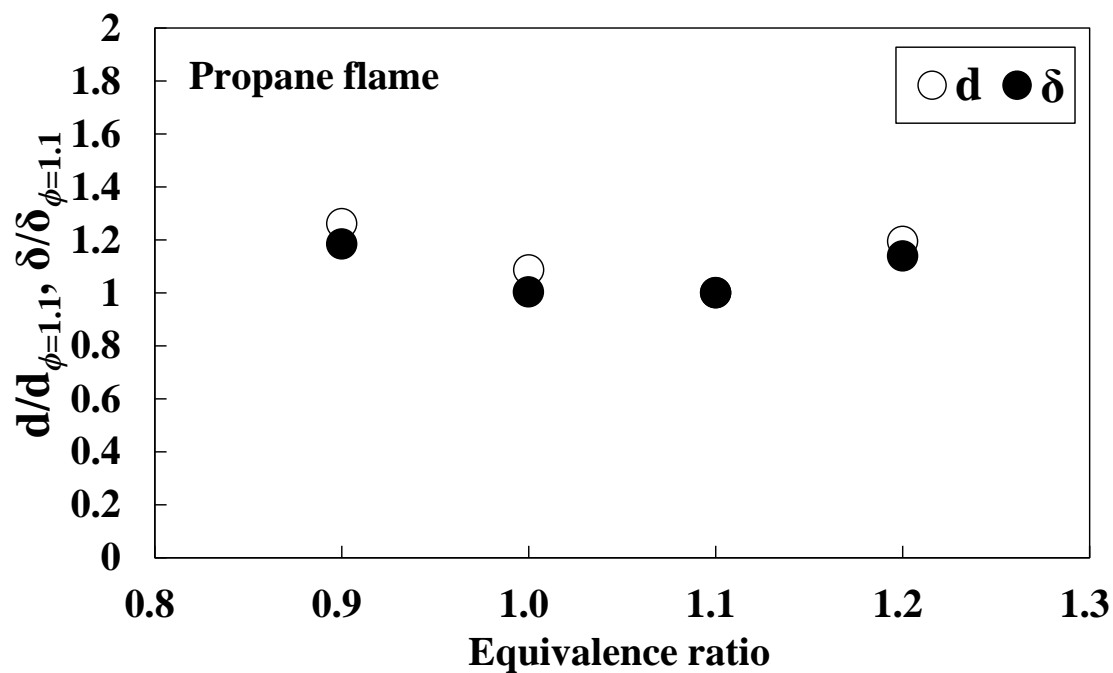


図 4-6 伸長を受けないプロパン・空気層流予混合火炎の反応帯厚さ $\delta$ と最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性 (当量比 1.1 の値による正規化)

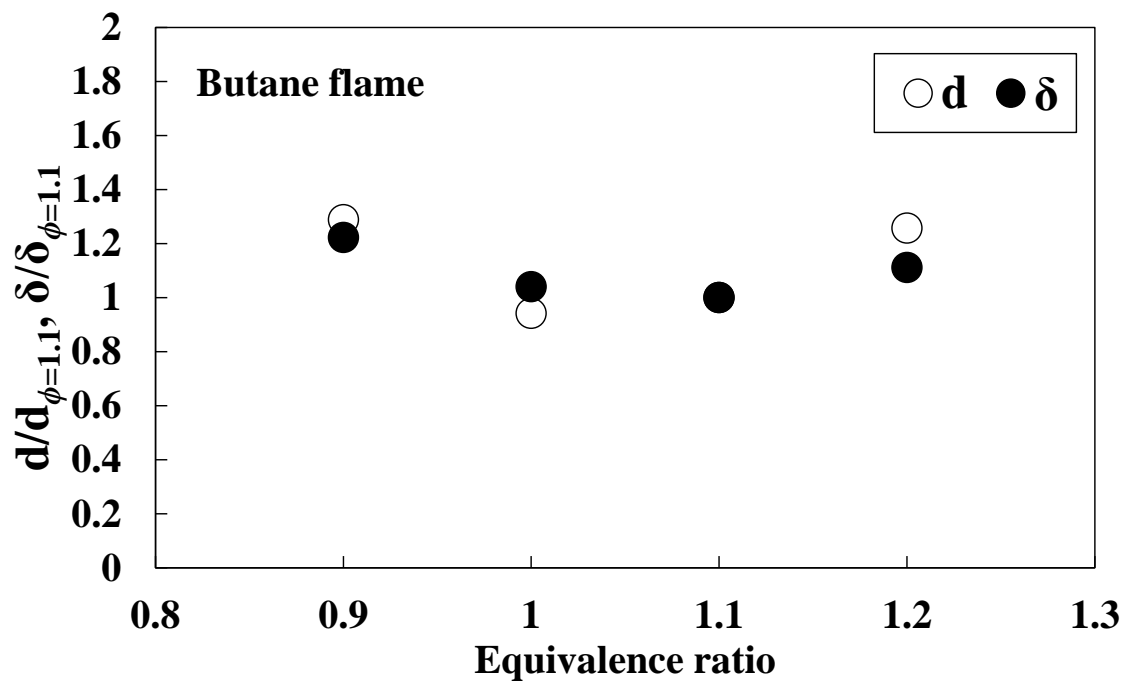


図 4-7 伸長を受けないブタン・空気層流予混合火炎の反応帯厚さ $\delta$ と最大ピーク間距離  $d$  の当量比への依存性 (当量比 1.1 の値による正規化)

### 4-3-2 最大ピーク間距離 $d$ のひずみ率への依存性

プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  のひずみ率への依存性を図 4-8, 4-9 に示す. プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎ともに, 全ての当量比でひずみ率が大きくなるにつれて最大ピーク間距離  $d$  が小さくなっていき, 消炎限界近傍で大きくなっている.

対向流火炎では, ひずみ率  $\varepsilon$  が増加すると, 火炎伸長により火炎の温度が減少し, 燃焼速度が減少するために, 火炎はよどみ面の方向へ移動し, 混合気の局所流速と燃焼速度がつり合う位置に安定する. したがって, 式(5)に基づくと, ひずみ率の増加に伴って最大ピーク間距離  $d$  は増加していくはずである. しかしながら, プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  のひずみ率の依存性の結果を見てみると, 消炎限界近傍では, 最大ピーク間距離  $d$  が急激に増加しているものの, 消炎限界近傍を除いては, ひずみ率の増加に伴って, ピーク間距離  $d$  は単調に減少している. このメカニズムを明らかにするためには, 数値計算による詳細な検討が必要であると考えるが,  $C_2$  の生成機構が明らかになっていないため, 現段階では困難であると言わざるを得ない.

以上のように, 発光分光システムを用いて計測した OH, CH,  $C_2$  の発光強度の最大ピーク間距離  $d$  を用いることによって, 伸長を受けないプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の当量比の変化による反応帯の厚さの変化の割合は, 最大ピーク間距離  $d$  を用いて計測可能であること, 伸長を受けるプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎については, ひずみ率が増加すると, 最大ピーク間距離  $d$  は単調に減少し, 消炎限界近傍で増加するということが明らかとなった. 本研究で用いた発光分光システムにより, 最大ピーク間距離  $d$  の当量比およびひずみ率に起因する変化を計測可能である.

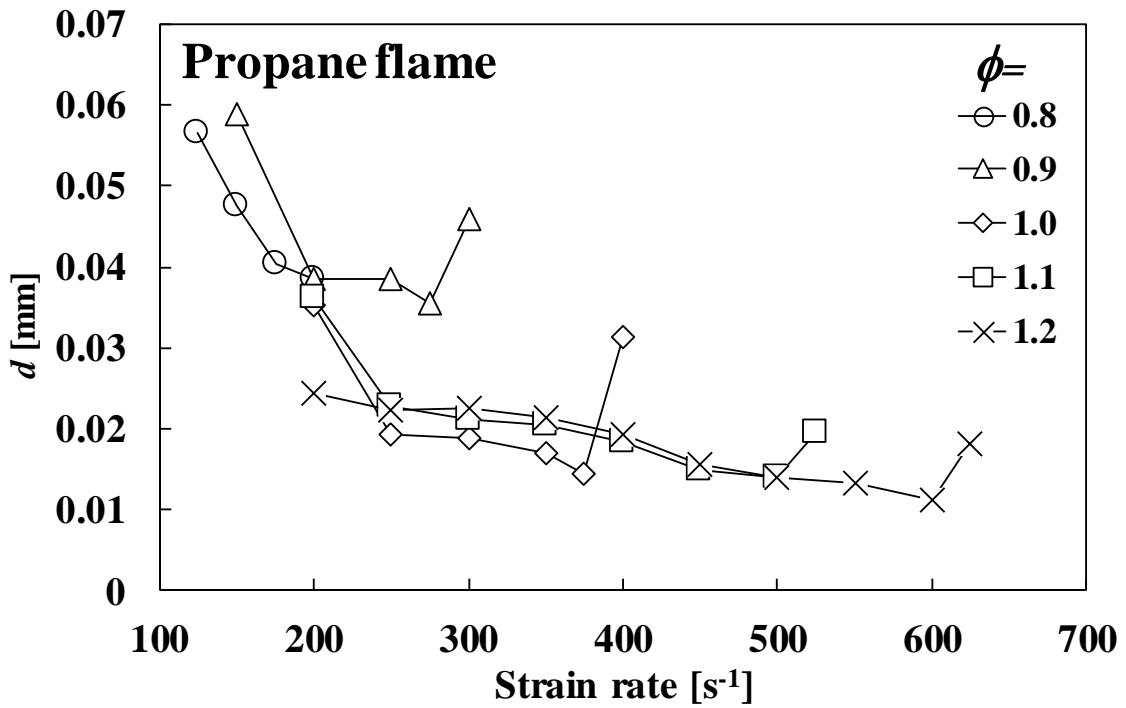


図 4-8 伸長を受けるプロパン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  のひずみ率への依存性

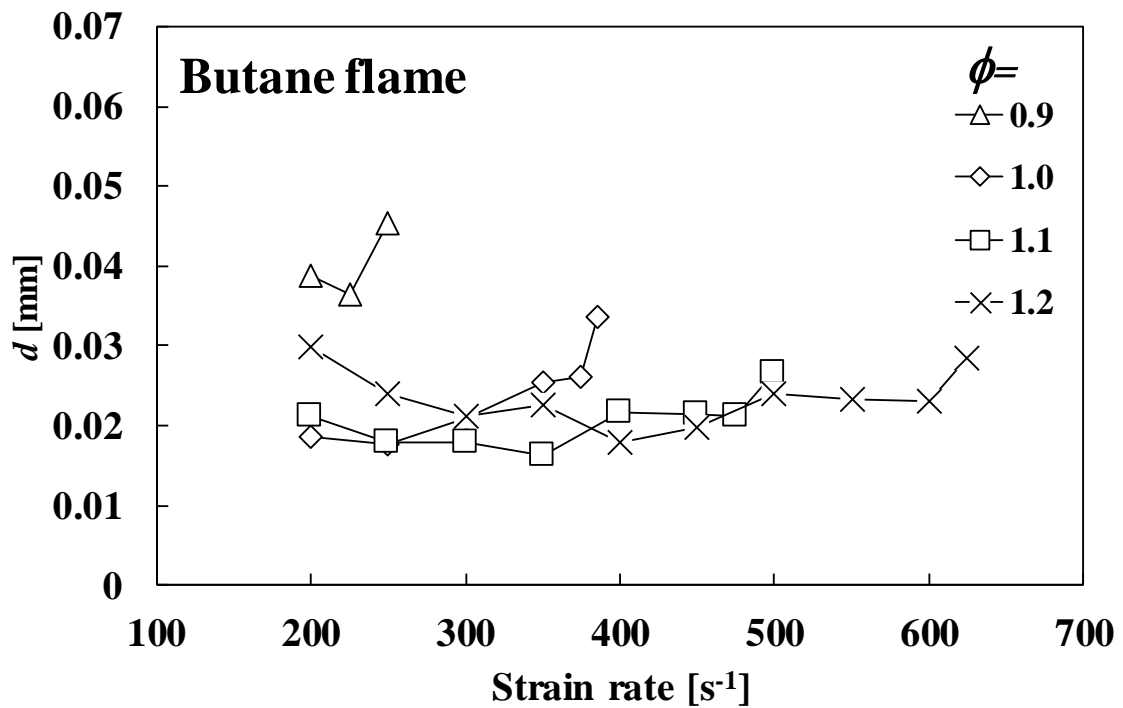


図 4-9 伸長を受けるブタン・空気層流予混合火炎の最大ピーク間距離  $d$  のひずみ率への依存性

#### 4-4 本章のまとめ

本章では、プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の反応帯の厚さを推定する手法を確立することを目的として、当量比 0.8 から 1.2 (0.1 刻み) の範囲で、OH, CH, C<sub>2</sub> の励起ラジカルの最大ピーク間距離  $d$  を、反応帯厚さを表す指標として、その当量比および流れ場のひずみ率への依存性を調べた。その結果以下のような結論を得た。

伸長を受けないプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の当量比の変化による反応帯の厚さの変化の割合は、最大ピーク間の距離  $d$  を用いて計測可能である。

伸長を受けるプロパン・空気およびブタン空気層流予混合火炎では、ひずみ率が増加すると、最大ピーク間の距離  $d$  は単調に減少し、消炎限界近傍で増加する。本研究で用いた発光分光システムにより、最大ピーク間距離  $d$  の当量比およびひずみ率に起因する変化を計測可能である。

## 第5章 燃料希薄な予混合火炎の燃焼促進

### 5-1 はじめに

第1章で述べたように、内燃機関の熱効率向上および排出ガスの清浄化に有効であると考えられる乱流予混合希薄燃焼では、混合気を希薄にしていくと小さい乱れ強さで消炎してしまう。したがって、内燃機関の燃料希薄な条件において乱流強化に加わる燃焼促進手法に関する検討を行う必要がある。

乱流強化以外の燃焼促進手法として、酸素富化に着目した。酸素富化燃焼では、酸素濃度の増加による反応速度の増加によって、燃焼期間の短縮が期待できる。

本章では、火花点火機関を対象として、希薄燃焼における酸素富化の燃焼促進の効果を明らかにすることを目的として、層流予混合火炎に与える酸素富化の影響を調べ、急速圧縮膨張装置を用いて内燃機関の希薄燃焼における酸素富化空気の影響を調査した。

### 5-2 本研究で使用した装置

#### 5-2-1 対向流バーナ

乱流予混合火炎のような火炎伸長の影響を受ける火炎に与える酸素富化の影響を調べるために、対向流バーナを用いた。第3章と同様に室温・大気圧の条件で上部の主流ノズルから窒素ガスを噴出させ流れを衝突させることにより、よどみ面近傍に定常・定在の一枚火炎を形成し、消炎限界ひずみ率を調べた。本章では、上下のノズル間の距離  $L$  を 8mm とし、上下の主流ノズルの出口流速のみを変化させることでひずみ率を操作した。

#### 5-2-2 急速圧縮膨張装置

本章で用いた急速圧縮膨張装置(Rapid Compression Expansion Machine:以下 RCEM と記す)は、レシプロエンジンにおける一回の吸気、圧縮、燃焼・膨張行程を再現できる装置である、諸元を表 5-1 に、概略図を図 5-1 に示す。作動原理は以下の通りである。図 5-1 中の弁(⑧)を開けた状態で燃焼室、リザーバタンク内を真空にした後、RCEM 本体とは別に用意した予混合タンク内にて分圧法を用いて混合気を作成し、十分に攪拌した後、燃焼室とリザーバタンク内に大気圧まで充填する。弁を開けたままピストンを駆動し、所定の回転数に達すると下死点 (Bottom Dead Center: BDC) にて弁を閉じることで燃焼室内に高温高圧場を形成し、燃焼実験を行う。

シリンダおよびリザーバタンクにはラバーヒータとガラスウール製の断熱材を巻きつけ、熱電対と温度調節器を用いて任意の温度で混合気温度と燃焼室壁面温度を変更できる。燃焼室上部に石英ガラス製の観測窓を設けて、高速度カメラを用いて燃焼の様子を撮影した。

燃焼室内の圧力は、燃焼室壁面に圧力ピックアップ設置してクランク角度 0.1deg.刻みで計測した。得られた圧力履歴を元に熱発生率や図示熱効率を算出した。また、熱発生率は圧力履歴のノイズによる影響を排除するためにローパスフィルタ処理を行った。本研究ではまず、酸素濃度の増加が層流燃焼速度にどのような影響を与えるかを計算により求めた。また本章では、計算、実験ともに、燃料量を固定し実機での吸入空気にあたる部分の酸素濃度を変化させて行った。燃料はメタンとした。

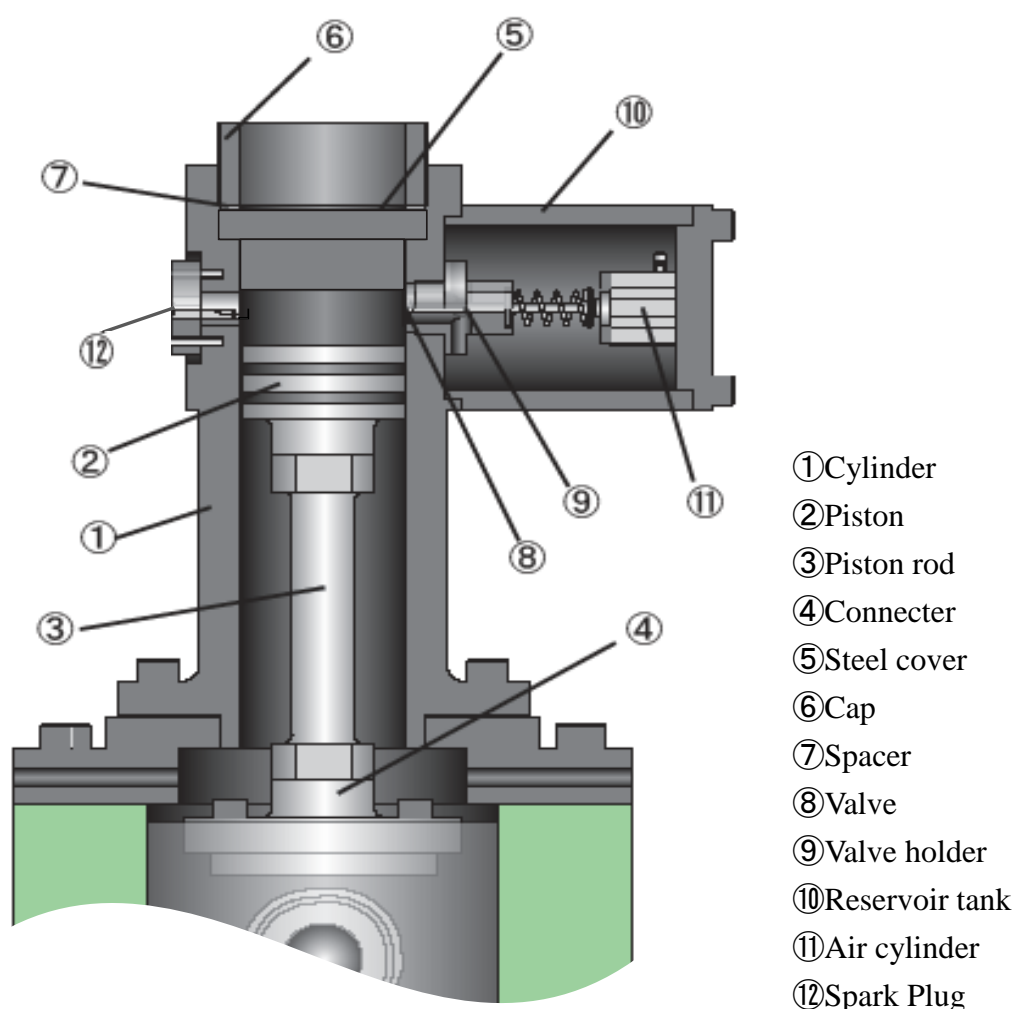


図 5-1 急速圧縮膨張装置 (Rapid Compression Expansion Machine)

表 5-1 RCEM の仕様

ボア [mm]	80
ストローク [mm]	280
排気量 [cc]	1407
リザーバタンク容積 [cc]	736
圧縮比	15
回転数 [rpm]	200
撮影速度 [fps]	3000

### 5-2-3 実験条件および方法

#### 5-2-3-1 層流燃焼速度および火炎温度の計算

実験条件を設定するために CHEMKIN を用いて層流燃焼速度および火炎温度を算出した。メタンの反応機構として、GRI-Mech3.0[80](化学種 53 成分，素反応式 279 個)を用いた。燃料濃度は，酸素濃度 21%の状態での当量比を 0.4 から 0.9 まで 0.1 刻みで変化させた場合の各燃料濃度とし，酸素濃度は燃料を除いた部分で 21%と 30%から 100%まで 10%刻みで変化させた。また，圧力および温度の初期条件として，室温・大気圧の場合と RCEM にて空気を充填して運転した際の最高到達圧および状態方程式から導いた燃焼室内温度を用いた場合で計算を行った。表 5-2 に計算条件を示す。

表 5-2 計算条件

燃料濃度 [vol.%]	4.03	4.99	5.93	6.85	7.75	8.63
当量比 (O <sub>2</sub> :21%)	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100					
初期圧力 [MPa]	0.1			2.43		
初期温度 [K]	300			475		

### 5-2-3-2 対向流火炎の消炎限界

対向流バーナ上に形成された希薄予混合一枚火炎を対象として、燃料濃度を一定としたまま酸素濃度を増加させた場合の消炎限界ひずみ率を調べた。実験条件を表 5-3 に示す。燃料にはメタンを用いた。燃料濃度は 7.75, 7.30 の 2 条件で、それぞれ、酸化剤に空気を用いた場合の当量比は 0.8, 0.75 となる。酸素濃度は 21%, 25%, 30% の 3 条件とした。また、ひずみ率を消炎限界まで変化させたときの火炎温度の変化も計測した。

表 5-3 実験条件（対向流バーナ）

燃料濃度 [vol.%]	7.30	7.75
酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21, 25, 30	
ひずみ率 [ $s^{-1}$ ]	消炎限界まで	

### 5-2-3-3 最適点火時期（MBT）における酸素富化の影響

最適点火時期(Minimum advance for the Best Torque：以下 MBT と記す)における酸素富化の影響を調査した。全ての条件にて MBT をクランク角度 2.5deg 刻みで調査した。本実験装置はボア 80mm に対してストロークが 280mm であるため、実際のガソリンエンジンに近い S/B=1 付近となるクランク角度-60deg.ATDC から+60deg.ATDC での図示仕事を算出し、この値が最大となる点火時期を MBT とした。表 5-4 に実験条件を示す。

表 5-4 実験条件（MBT）

燃料濃度 [vol.%]	6.85	7.75	8.63
酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21, 30, 40, 50		
点火時期 [deg.ATDC]	MBT		
壁面および未燃混合気温度 [K]	363		



## 5-3 実験結果および考察

### 5-3-1 層流予混合火炎に与える酸素富化の影響

CHEMKIN を用いて室温・大気圧および RCEM の TDC における圧力・温度の条件で算出した火炎温度の酸素濃度への依存性を図 5-2, 5-3 に, 層流燃焼速度の酸素濃度への依存性を図 5-4, 5-5 に示す. 図 5-2, 5-3 より, 火炎の温度は, 全ての燃料濃度において, 酸素濃度を増加させてもほとんど変化しなかった. これは, 酸素分子と窒素分子の比熱に大きな違いがないためと考えられる. また図 5-4, 5-5 より, 全燃料濃度において 21% から 40% あるいは 50% まで酸素濃度を増加させると, 層流燃焼速度は単調に増加し, 酸素濃度をそれ以上に増加させるとわずかに減少していくことがわかった. RCEM の TDC における圧力・温度の条件で算出した層流燃焼速度は, 室温・大気圧の条件で算出した層流燃焼速度よりも小さい. また, 燃料濃度が高いほど酸素濃度の変化が層流燃焼速度に与える影響は大きい. 図 5-5 の計算結果より, 酸素濃度の変化によって層流燃焼速度が 10% 以上変化した燃料濃度 6.85% 以上, 層流燃焼速度が酸素濃度増加により単調増加している酸素濃度 50% 以下の条件にて RCEM を用いた燃焼実験を行った.

図 5-6 に, 燃料濃度 7.75% および 7.30% において, 酸素濃度を 21% から 30% まで変化させた場合の火炎温度のひずみ率への依存性について示す. なお燃料濃度 7.30%, 酸素濃度 21% の条件について, 本研究では定在する予混合火炎を形成することができなかった. 図 5-6 より, 各燃料濃度において, 酸素濃度を増加させても火炎温度に大きな変化がなかった. ひずみ率が増加していくと, 火炎温度は単調に減少し消炎に至る. また, 消炎限界のひずみ率は, 酸素濃度が増加するにつれて大きくなった. これは, 酸素濃度の増加によって層流燃焼速度が向上した結果, 流体力学的特性時間に対して化学反応の特性時間が短くなったためだと考えられる. 以上の結果から, 伸長を受ける希薄な層流予混合火炎の消炎限界のひずみ率は, 酸素富化によって増加することが明らかとなった. この結果は, 乱流場で酸素富化により火炎伝播が安定化することを示唆していると考えられる.

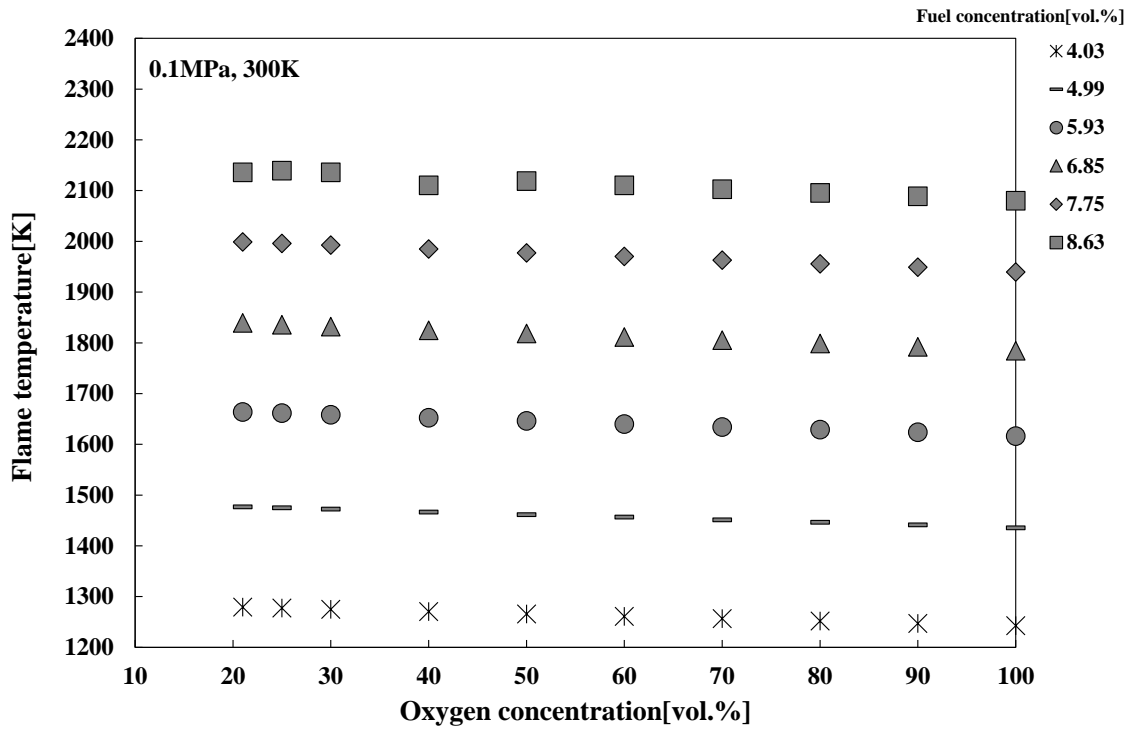


図 5-2 CHEMKIN を用いて計算した一次元伝播火炎の温度の酸素濃度への依存性 (0.1MPa, 300K)

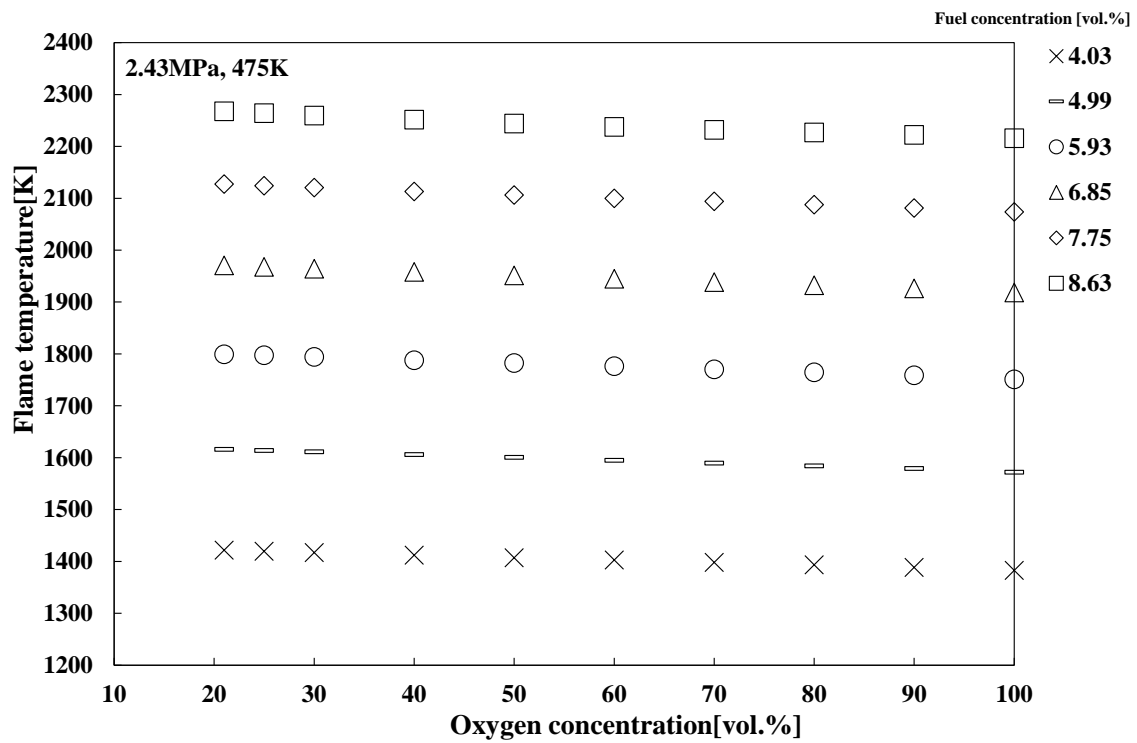


図 5-3 CHEMKIN を用いて計算した一次元伝播火炎の温度の酸素濃度への依存性 (2.43MPa, 300K)

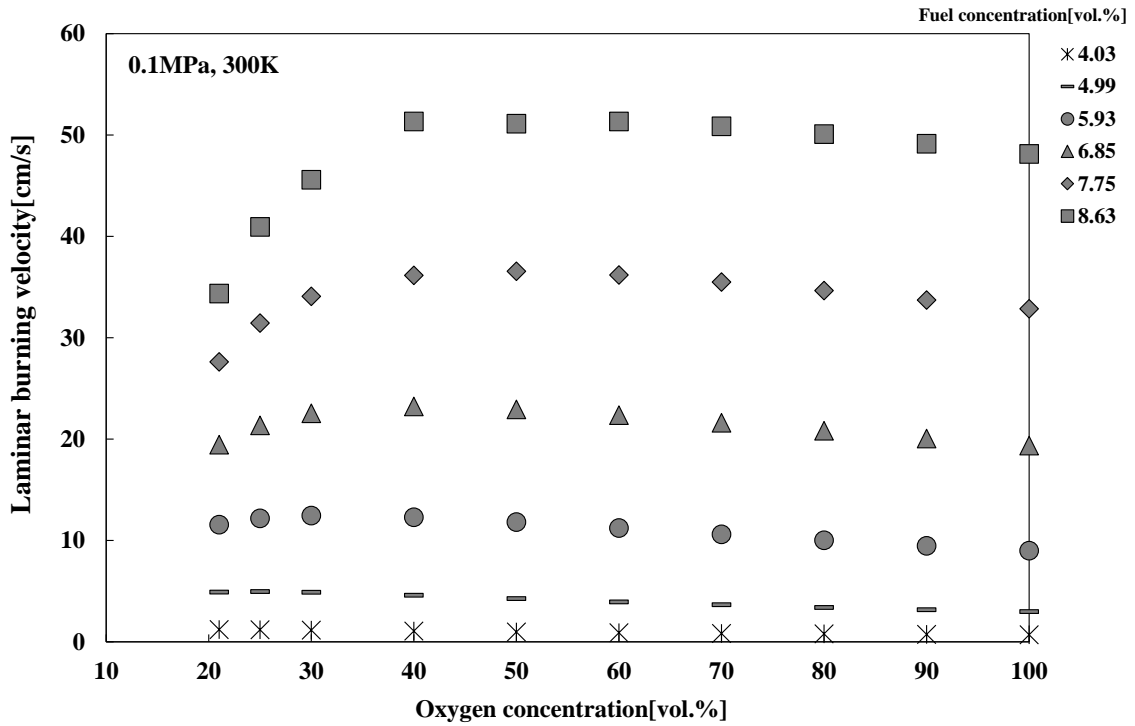


図 5-4 CHEMKIN を用いて計算した一次元伝播火炎の層流燃焼速度の酸素濃度への依存性 (0.1MPa, 300K)

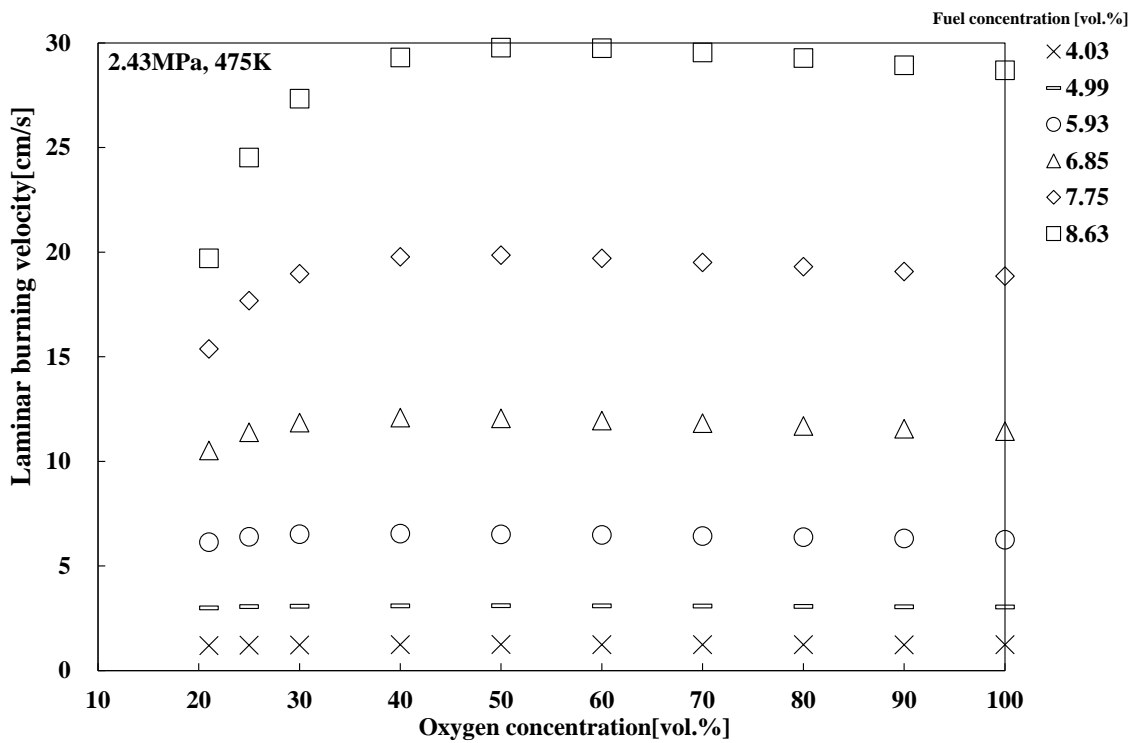


図 5-5 CHEMKIN を用いて計算した一次元伝播火炎の層流燃焼速度の酸素濃度への依存性 (2.43MPa, 300K)

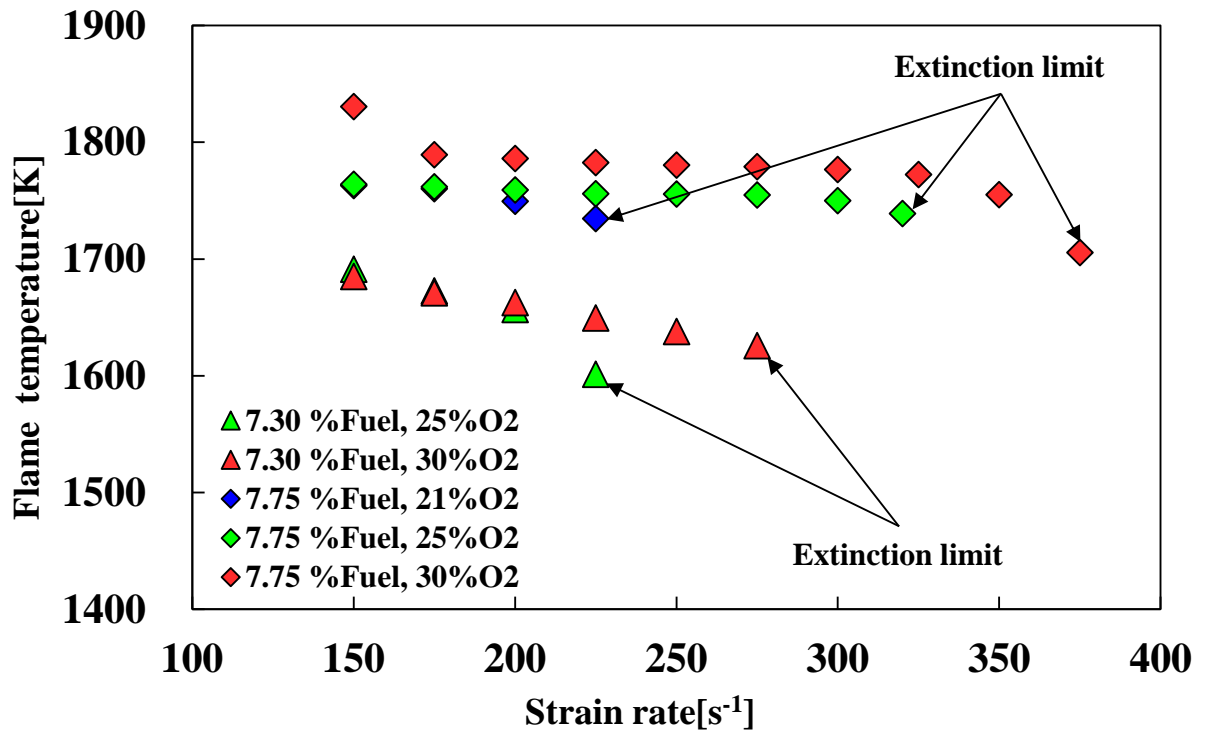


図 5-6 火炎温度のひずみ率への依存性 (0.1MPa, 300K)

### 5-3-2 最適点火時期における酸素富化の影響

層流火炎の計算により定めた燃料濃度，酸素濃度にて，全条件においてクランク角度 2.5deg.刻みで MBT を調査し，MBT にて 10 回の燃焼実験を RCEM にて行った。

燃料濃度 8.63%の条件の MBT と平均図示熱効率を表 5-6 に，平均圧力履歴と平均熱発生率を図 5-7 に示す。また，燃焼画像は 4 条件のうち最も早く可視光の発光が確認された酸素濃度 21%の発光開始時期である-3.6deg.ATDC を起点として，3.2deg.刻みで図 5-8 に示す。図 5-8 の上部に燃焼画像のクランク角度を deg.ATDC で示す。表 5-6 より，酸素濃度を上昇させることで図示熱効率は向上，MBT は遅角化する傾向にあるが，30%から 40%，50%と酸素濃度を上昇させても図示熱効率の大幅な向上はなかった。また，図 5-7 の圧力履歴や熱発生率から酸素濃度が高い条件であるほど燃焼が急峻になっていることがわかる。図 5-8 では，酸素濃度が高いほど火炎伝播が速く見え，酸素濃度 40%,50%の燃焼画像では，それぞれ 9.2deg.ATDC，6.0deg.ATDC 付近にて自着火のような現象が確認できる。

燃料濃度 7.75vol.%の条件の MBT と平均図示熱効率を表 5-7 に，平均圧力履歴と平均熱発生率を図 5-9 に示す。また，燃焼画像は 4 条件で最も早く可視光の発光が確認された酸素濃度 21%の発光開始時間である-1.6deg.ATDC を起点とし，3.2deg.刻みで図 5-10 に示す。図 5-10 の上部に燃焼画像のクランク角度を示す。表 5-7 より，酸素濃度を 30,40%と上昇することで MBT が遅角化し，それにともない図示熱効率が上昇した。また，酸素濃度を 40%から 50%に上昇しても MBT に変化はないが，図示熱効率はやや向上した。図 5-9 の熱発生率からは，酸素濃度が上昇するほど燃焼が急峻になっていることがわかる。燃焼画像では，酸素濃度上昇により火炎伝播が速くなっており，酸素濃度 40,50%ではエンドガスが自着火を起こしていると思われる。

燃料濃度 6.85%の条件の MBT と平均図示熱効率を表 5-8 に，平均圧力履歴と平均熱発生率を図 5-11 に示す。また，4 条件で最も早く可視光の発光が確認された酸素濃度 50%の発光開始時期である-2.0deg.ATDC を起点として 3.2deg.刻みで抜き出した燃焼画像を図 5-12 に示す。図 5-12 の上部に，燃焼画像のクランク角度を示す。表 5-8 より，燃料濃度が高い条件と比べて，酸素濃度の上昇による MBT の遅角化は少なく，図示熱効率の向上も少ない。酸素濃度 21%から MBT が遅角化しなかった酸素濃度 30%の図示熱効率は酸素濃度 21%のそれに比べて低下した。図 5-11 からは，他の燃料濃度の場合と比べ酸素濃度の変化による圧力履歴，熱発生率の変化がどちらも少なく，やや燃焼が急峻になったのみである。燃焼画像からは，酸素濃度の上昇により火炎伝播が速くなることはあまり確認できず，酸素濃度 50%の条件にて自着火と思われる現象が確認された。

本節における燃焼期間を定義するために，熱発生率の総和を見かけ上の熱発生量として質量燃焼割合(Mass Burned Fraction：以下 MBF と記す)を算出し，MBF0.8 を燃焼期

間として酸素富化が希薄燃焼の燃焼期間に与える影響を考察する。MBT での実験データから求めた燃焼期間と算出した層流燃焼速度を図 5-13 に、図示熱効率を図 5-14 に示す。図 5-13 より、各燃料濃度の条件で、層流燃焼速度が増加し、燃焼期間が短縮している。ここで、燃料濃度 8.63%における酸素濃度 40%と 50%の燃焼画像を比較すると、どちらにも自着火のような現象が確認でき、酸素濃度 50%の方が早く自着火しているように見える。これらから、酸素濃度の増加によりエンドガスが自着火しやすくなることで燃焼期間が短縮したと考えられる。

図 5-13, 5-14 から、燃焼期間が短縮された場合、図示熱効率は増加する傾向にある。ただし、燃料濃度 6.85%の条件において、酸素濃度 30%の図示熱効率は酸素濃度 21%のそれに比べて低下した。これは、本研究における MBT の調査の刻みが 2.5deg.と大きかったためと考えられる。燃料濃度 8.63%の条件では酸素濃度を 21%から 50%まで向上した場合に燃焼期間が 14.1deg.短縮され、図示熱効率は 1.4 上昇した。これらより、燃料量一定として混合気中の酸素濃度の上昇を行う酸素富化燃焼には、燃焼期間短縮による熱効率向上が期待できると考える。

酸素濃度の上昇による燃焼期間の短縮には、層流燃焼速度の向上とエンドガスが自着火しやすくなることが影響していると考えられる。エンドガスの自着火特性の変化について検証を行うために、CHEMKIN において表 5-5 に示す条件にて酸素濃度と自着火時期の関係を算出した。

表 5-5 計算条件

燃料濃度 [vol.%]	8.63			
酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21	30	40	50
初期圧力 [MPa]	4.0			
未燃ガス温度 [K]	1000			

計算結果を図 5-15 に示す。メタンの燃焼反応機構として、GRI-Mech3.0(化学種 53 成分, 素反応式 279 個)を用いた。計算条件の圧力を 4MPa としたのは、図 5-8 にて自着火が確認されたときの燃焼室内圧力が 4MPa 付近であったためである。未燃ガス温度は質量燃焼割合と燃焼室内圧力より、状態方程式を用いて算出した代表的な自着火時温度である 1000K とした。図 5-15 より、同燃料量において酸素濃度が高いほど温度上昇の時期が早くなった。これは混合気の酸素濃度変化が自着火特性に影響を及ぼしていることを示している。このことから、燃焼画像において確認された現象はエンドガスの自着火であると考えられる。以上より、混合気の酸素濃度を向上することで層流燃焼速度が上昇、エンドガスが自着火しやすくなることの双方が計算, 実験により確認されたため、これらにより燃焼期間が短縮され図示熱効率が改善したと考えられる。

第1章で述べたように、酸素富化燃焼を導入することにより、工業用では燃焼性の向上、火花点火機関では燃焼期間の短縮や未炭化水素の低減などの利点がある。しかしながら、火炎温度や酸素濃度の増加による NO<sub>x</sub> 排出量の増加が課題である。そこで、本章でも各燃料濃度において酸素富化した時の NO<sub>x</sub> 排出量を調べた。

燃焼反応で生成される NO<sub>x</sub> は、その生成機構からサーマル NO<sub>x</sub>、プロンプト NO<sub>x</sub>、フューエル NO<sub>x</sub> に分けられる[81]。サーマル NO<sub>x</sub> は、空気中の窒素の高温酸化反応によって生成される。その生成機構は、Zeldovich により提案された式(1),(2)の反応[82]に式(3)の反応を加えた拡大 Zeldovich 機構である。サーマル NO<sub>x</sub> は、約 1500°C以上の高温で生成され、温度が高く、かつ酸素濃度が高いほど多く生成される。



プロンプト NO<sub>x</sub> は、サーマル NO<sub>x</sub> とは異なり、火炎反応帯中で生成される NO<sub>x</sub> である[83]。予混合火炎におけるプロンプト NO<sub>x</sub> の生成量は、燃料希薄側では少なく、主に燃料過濃側で多く生成される[81]。フューエル NO<sub>x</sub> は、空気中の窒素ではなく、燃料中に含まれる窒素酸化物により生成される。本研究では、燃料中に窒素酸化物を含まないメタンを対象としている。また、プロンプト NO<sub>x</sub> の生成が少ない燃料希薄な条件で実験をおこなったため、本研究で計測する NO<sub>x</sub> のほとんどは、サーマル NO<sub>x</sub> であると考えられる。

本章で用いた NO<sub>x</sub> 計は、図 5-16 に示す島津製作所の NOA-7000[84]であり、化学発光方式により燃焼ガス中の NO<sub>x</sub> の濃度を計測する。測定レンジを変更することにより、0~100ppm から最大で 4000ppm まで NO<sub>x</sub> の濃度を計測することが可能である。

図 5-17 に燃料濃度における NO<sub>x</sub> 排出量の酸素濃度への依存性を示す。図 5-17 の結果から各燃料濃度において、酸素濃度が増加すると共に NO<sub>x</sub> 排出量は減少した。先に述べたように、サーマル NO<sub>x</sub> の生成量は、温度、酸素濃度に依存する。しかしながら、新井らが等温の流通式管型反応器を用いて行った窒素分子と酸素分子の 2 成分のみによるサーマル NO の排出量に関する研究[85]では、NO の排出量は、温度と酸素濃度への依存性だけでなく、窒素分子および酸素分子が高温のガス中に存在する時間、すなわ

ち滞留時間にも依存する。さらに、同じ温度の場合、同一の滞留時間で酸素濃度が変化したときよりも同一の酸素濃度で滞留時間が変化したときの NO の生成量の変化の方が大きい[85]。したがって、本研究で計測した NO<sub>x</sub> の排出量が酸素濃度の増加に伴って減少したのは、酸素濃度の増加によって NO 生成反応が促進される効果よりも、窒素分子および酸素分子が高温部で反応する時間が異なることが影響したためであると考えられる。



表 5-6 図示熱効率および最適点火時期（燃料濃度 8.63%）

酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21	30	40	50
図示熱効率	25.5	26.7	26.8	26.9
点火時期 [deg.ATDC]	-15.0	-7.5	-5.0	-5.0

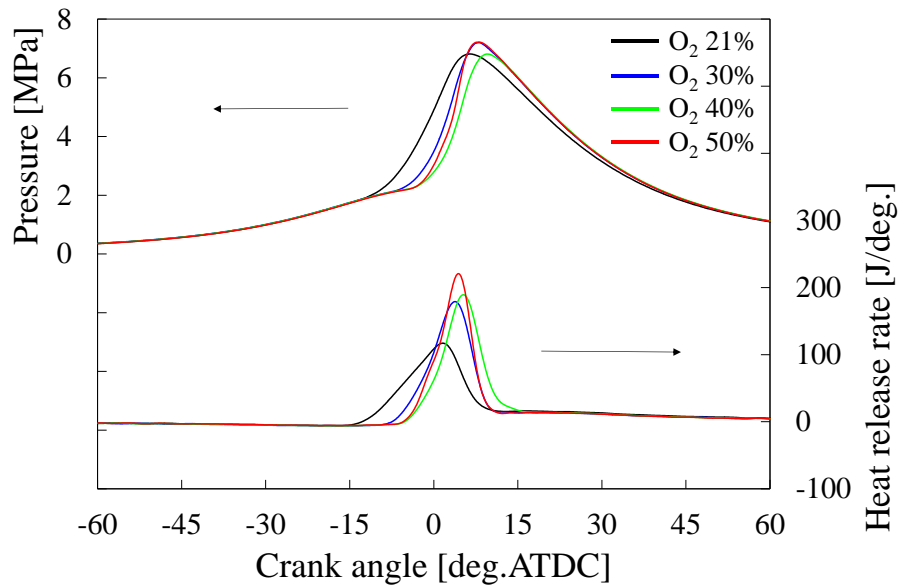


図 5-7 圧力および熱発生率の履歴（燃料濃度 8.63%）

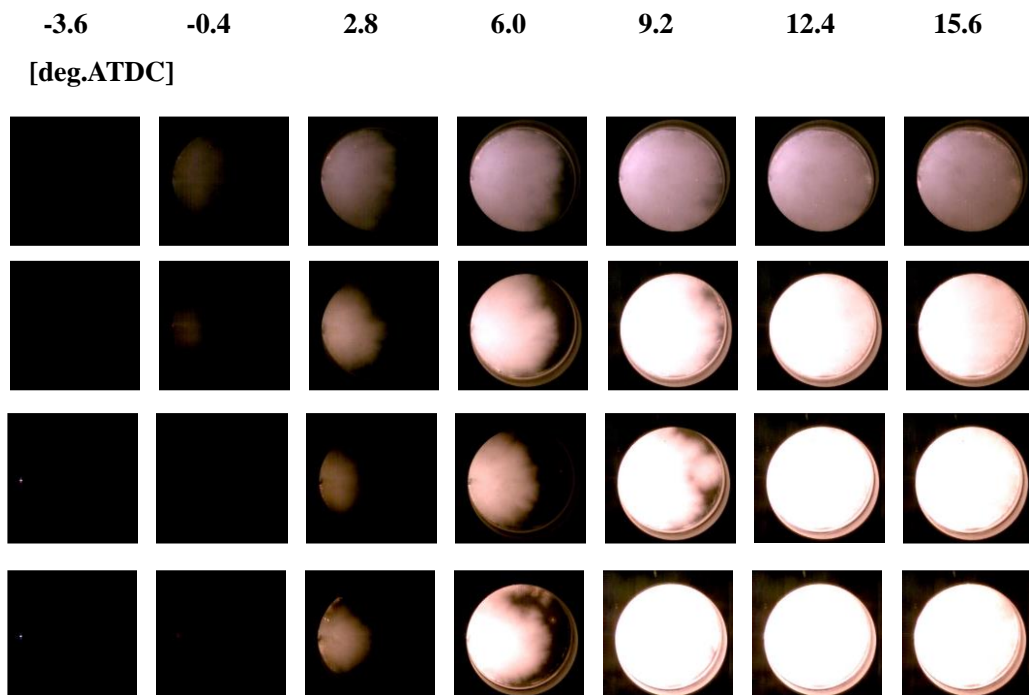


図 5-8 酸素濃度 21～50%（from top to bottom）における燃焼画像（燃料濃度 8.63%）

表 5-7 図示熱効率および最適点火時期（燃料濃度 7.75%）

酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21	30	40	50
図示熱効率	25.6	26.3	26.6	26.8
点火時期 [deg.ATDC]	-15.0	-10.0	-7.5	-7.5

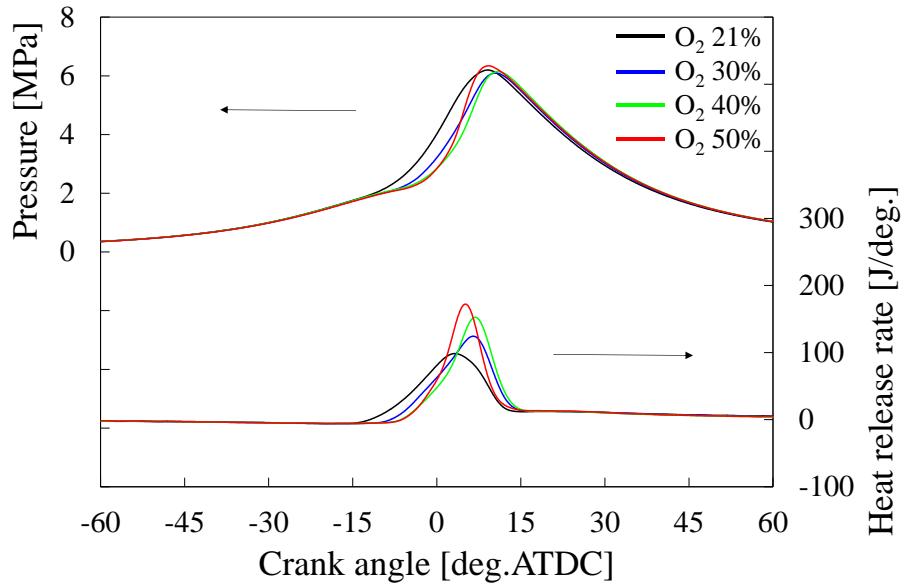


図 5-9 圧力および熱発生率の履歴（燃料濃度 7.75%）

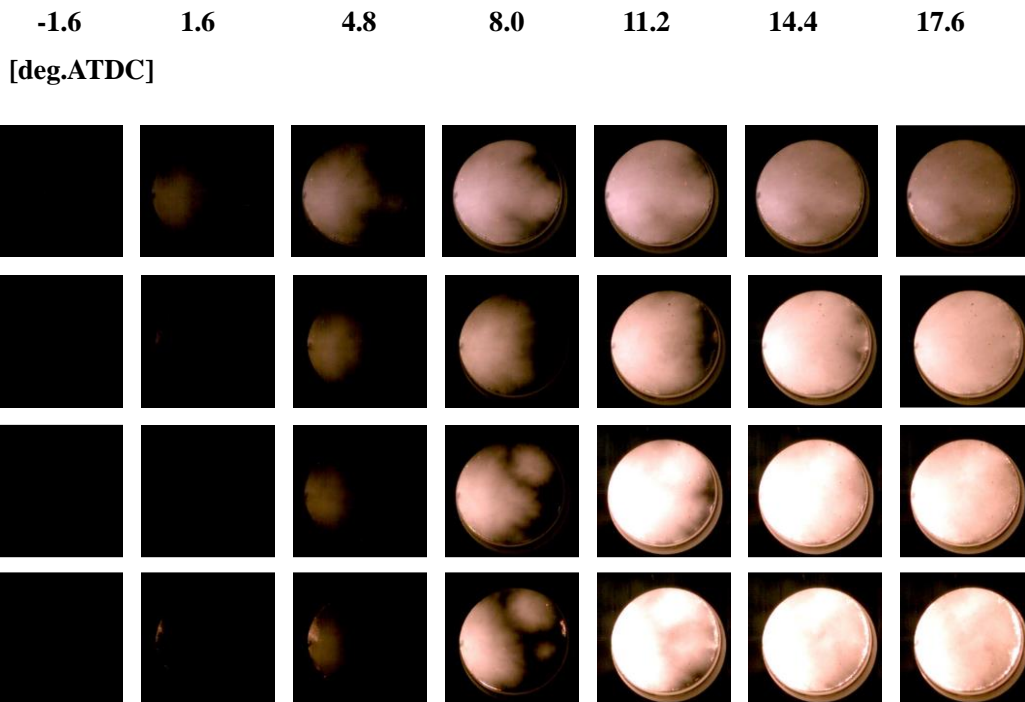


図 5-10 酸素濃度 21~50%（from top to bottom）における燃焼画像（燃料濃度 7.75%）

表 5-8 図示熱効率および最適点火時期（燃料濃度 6.85%）

酸素濃度(w/o fuel) [vol.%]	21	30	40	50
図示熱効率	26.9	26.5	27.1	27.2
点火時期 [deg.ATDC]	-17.5	-17.5	-15.0	-15.0

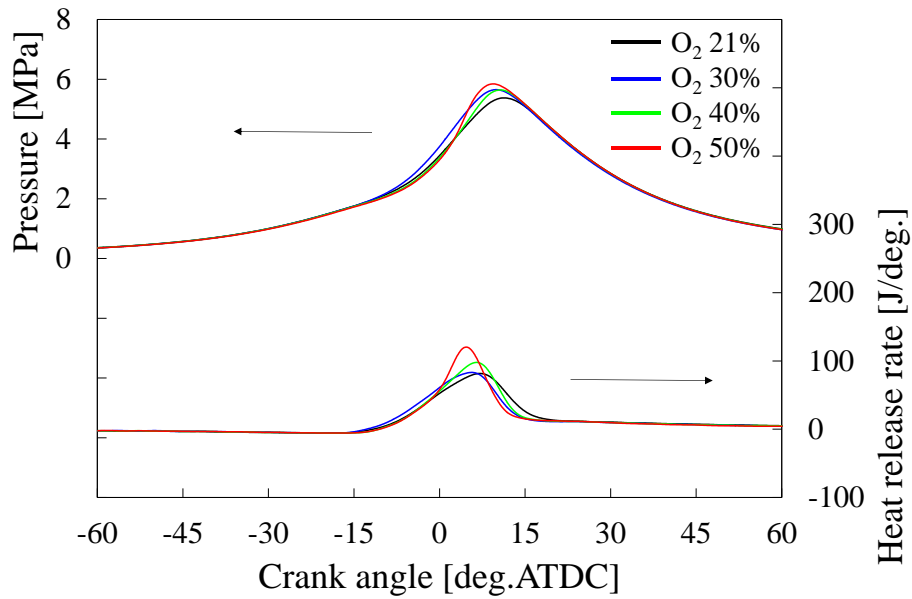


図 5-11 圧力および熱発生率の履歴（燃料濃度 6.85%）

-2.0      1.2      4.4      7.6      10.8      14.0      17.2  
[deg.ATDC]

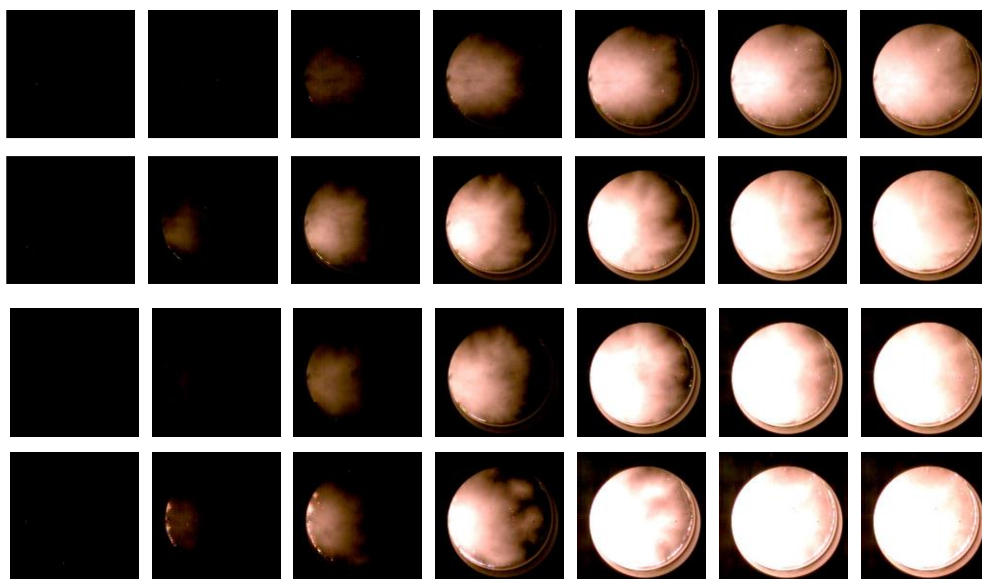


図 5-12 酸素濃度 21~50%（from top to bottom）における燃焼画像（燃料濃度 6.85%）

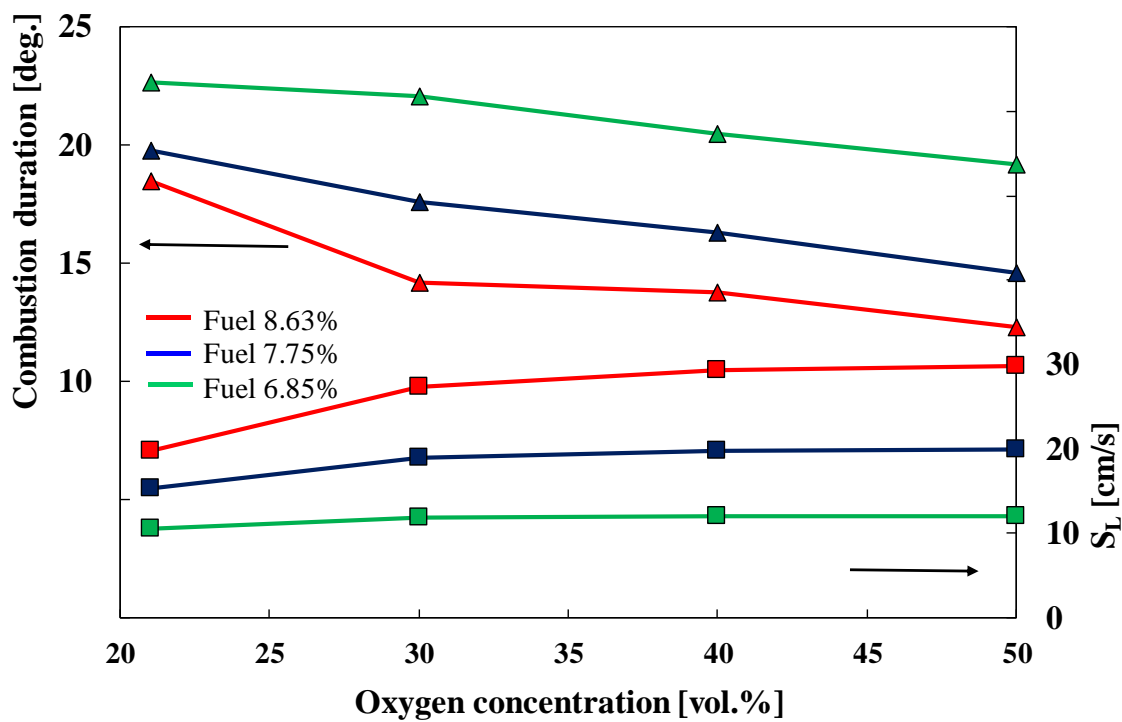


図 5-13 燃焼期間と層流燃焼速度

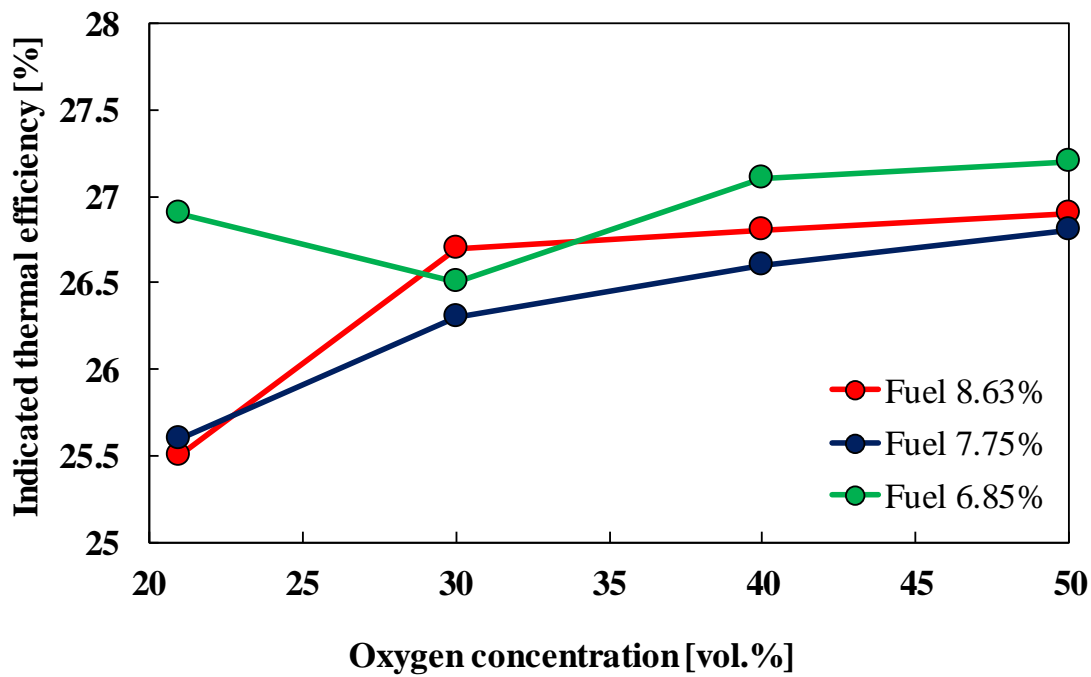


図 5-14 図示熱効率

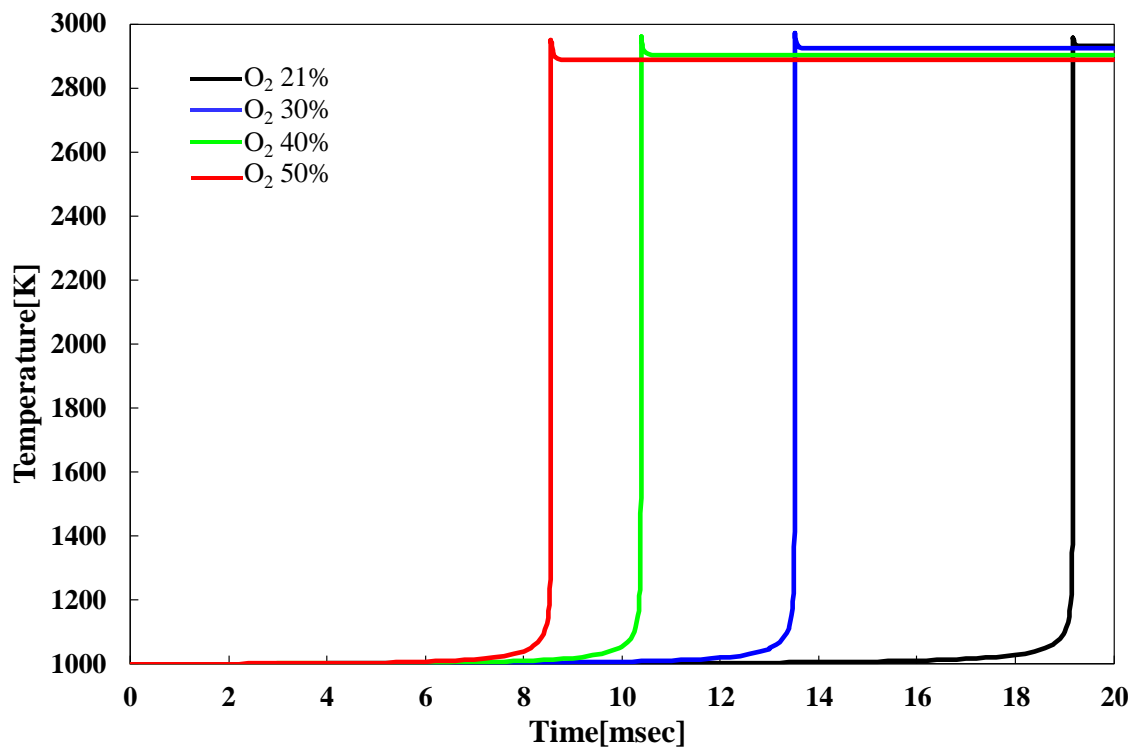


図 5-15 温度の履歴



図 5-16 本研究で用いた NO<sub>x</sub> 計 (NOA-7000) [84]

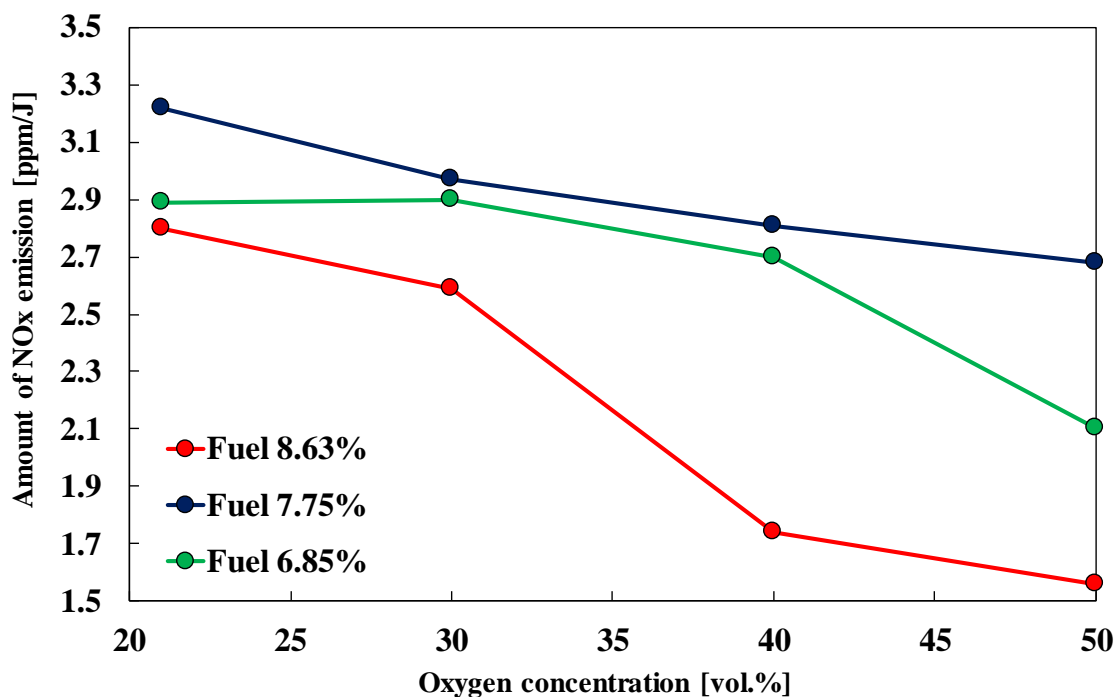


図 5-17 NOx 排出量の酸素濃度への依存性

#### 5-4 本章のまとめ

本章では、希薄燃焼において酸素富化の影響を明らかにすることを目的として、メタンの濃度（8.63 から 6.85%）を一定として、酸素濃度を増加させ、層流予混合火炎および急速圧縮膨張装置による燃焼期間、図示熱効率、NOx 排出量に与える酸素富化の影響を調査し、以下の知見を得た。

大気圧下の伸長を受ける層流予混合火炎の消炎限界ひずみ率は増加する。燃料濃度 7.75%で酸素濃度 21%から 30%に増加させたときに、最大で約 67%増加した。

層流燃焼速度が上昇し、酸素濃度 40 もしくは 50%でピークを持つ。燃料濃度 8.63%で酸素濃度を 21%から 50%に増加させたときに、最大で約 51%増加した。

層流燃焼速度が上昇し、エンドガスが自着火しやすくなることが主な要因で燃焼期間が短縮し、図示熱効率が向上する傾向を示す。燃料濃度 8.63%で酸素濃度 21%から 50%に増加させたときに、燃焼期間が最大で約 41%短縮され、図示熱効率が 1.4 ポイント向上した。

酸素濃度を 50%まで増加させても NOx 排出量は増加しない。

## 第6章 結論

本研究では、内燃機関の熱効率向上および排出ガスの清浄化ために、希薄燃焼に着目した。希薄燃焼には、比熱比の増加による理論熱効率の向上、火炎温度の低下による冷却損失および NO<sub>x</sub> 排出量の低減といった利点がある。しかし、希薄燃焼では、燃焼速度の低下による燃焼期間の増大から図示熱効率が低下してしまうために、燃焼促進が必要である。燃焼促進手法として乱流強化が挙げられるが、乱流予混合希薄燃焼においては、乱れによる燃焼促進効果に限界があること、混合気の希薄化に伴い小さい乱れ強さで消炎してしまうという2つの課題がある。本研究では、これらの課題に対して、予混合火炎の消炎限界近傍の火炎温度および反応帯の厚さを計測する手法の確立、燃料希薄な条件における酸素富化の燃焼促進効果を明らかにすることを目的として、発光分光システムによる層流予混合火炎の化学発光計測と急速圧縮膨張装置による酸素富化燃焼実験を行った。その結果、得られた知見を以下にまとめる。

### 伸長を受ける予混合火炎の温度の推定

当量比 0.8 から 1.2 の範囲で、伸長を受けるメタン・空気、プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎（曲率のない火炎）の温度と C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比および OH と CH の発光強度比に与えるひずみ率の影響を調べ、以下の知見を得た。

- (1) メタン・空気予混合火炎では、流れ場のひずみ率が増加すると、火炎温度は減少するが C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比はほとんど変化しない。保有する炭素数が少ない燃料であるメタンを用いた場合、C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比から曲率のない伸長を受ける層流予混合火炎の温度を推定できる可能性は低い。
- (2) プロパン・空気およびブタン・空気予混合火炎では、C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比と火炎温度の間には混合気の当量比によって異なる一義的な関係がある。保有する炭素数がメタンに比べて多い燃料であるプロパンおよびブタンを用いた場合、混合気の当量比が既知であれば、本研究で得られた C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比と火炎温度の関係に基づき、伸長を受ける曲率のないプロパン・空気予混合火炎およびブタン・空気予混合火炎の温度を推定することが可能である。
- (3) OH と CH の発光強度比はひずみ率の増加に伴い単調に増加するため、プロパン・空気およびブタン・空気乱流予混合火炎のような曲率を有する火炎では、OH と CH の発光強度比から当量比を推定するためには流れ場のひずみ率の情報が必要である。
- (4) 火炎の温度 T は、当量比  $\phi$  およびひずみ率  $\varepsilon$  に依存するため、C<sub>2</sub> スワンバンドの発光強度比と OH と CH の発光強度比を用いて、プロパン・空気およびブタン・空気乱流予混合火

炎のような曲率を有する火炎の温度を推定可能である。但し、適用可能なのは、火炎温度が約 1550K から 2050K、当量比が 0.8 から 1.2、ひずみ率が約 125 から 800 1/s 範囲までである。

## 予混合火炎の反応帯厚さの推定

当量比 0.8 から 1.2 の範囲で、プロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の OH, CH, C<sub>2</sub> の励起ラジカルの最大ピーク間距離  $d$  を、反応帯厚さを表す指標として、その当量比および流れ場のひずみ率への依存性を調べた。その結果以下のような結論を得た。

- (5) 伸長を受けないプロパン・空気およびブタン・空気層流予混合火炎の当量比の変化による反応帯の厚さの変化の割合は、最大ピーク間の距離  $d$  を用いて計測可能である。
- (6) 伸長を受けるプロパン・空気およびブタン空気層流予混合火炎では、ひずみ率が増加すると、最大ピーク間の距離  $d$  は単調に減少し、消炎限界近傍で増加する。本研究で用いた発光分光システムにより、最大ピーク間距離  $d$  の当量比およびひずみ率に起因する変化を計測可能である。

## 燃料希薄な予混合火炎の燃焼促進

メタンの濃度 (8.63 から 6.85%) を一定として、酸素濃度を増加させ、層流予混合火炎および急速圧縮膨張装置による燃焼期間、図示熱効率、NO<sub>x</sub> 排出量に与える酸素富化の影響を調査し、以下の知見を得た。

- (7) 大気圧下の伸長を受ける層流予混合火炎の消炎限界ひずみ率は増加する。燃料濃度 7.75% で酸素濃度 21% から 30% に増加させたときに、最大で約 67% 増加した。
- (8) 層流燃焼速度が上昇し、酸素濃度 40 もしくは 50% でピークを持つ。燃料濃度 8.63% で酸素濃度を 21% から 50% に増加させたときに、最大で約 51% 増加した。
- (9) 層流燃焼速度が上昇し、エンドガスが自着火しやすくなることが主な要因で燃焼期間が短縮し、図示熱効率が向上する傾向を示す。燃料濃度 8.63% で酸素濃度 21% から 50% に増加させたときに、燃焼期間が最大で約 41% 短縮され、図示熱効率が 1.4 ポイント向上した。
- (10) 酸素濃度を 50% まで増加させても NO<sub>x</sub> 排出量は増加しない。



## 参考文献

- [1] 資源エネルギー庁「エネルギー白書 2017」  
< <http://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2016html/> >
- [2] 村瀬英一, 革新的燃焼技術による高効率内燃機関開発最前線, エヌ・ティー・エス (2015), pp. 3-5
- [3] Abdel-Gayed, R. G., Bradley, D., Hamid, M. N. and Lawes, M., Lewis Number Effects on Turbulent Burning Velocity, Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1992), pp.505-512
- [4] 福谷征史郎, 佐々木俊幸, 神野博, メタン-空気予混合火炎の希薄可燃限界の実験的解析, 燃料協会誌, Vol.69, No.10 (1990), pp.946-951
- [5] Bradley, D., How fast can we burn?, Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1992), pp.247-262
- [6] 漆原友則, 村山太一, 李奇衡, 高木靖雄, スワール・タンブルによる乱流生成と燃焼特性, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.580 (1994), pp.4280-4286
- [7] 大倉康裕, 樋口和哉, 浦田泰弘, 染矢聡, 店橋護, 高速 PIV によるエンジン燃焼室内の乱流計測, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.806 (2013), pp.2193-2206
- [8] Abdel-Gayed, R. G. and Bradley, D., Criteria for Turbulent Propagation Limits of Premixed Flames, Combustion and Flame, Vol.62 (1985), pp.61-68
- [9] Karlovitz, B., Denniston, D. W., Knapschaefer, D. H. and Wells, F. E., Studies on Turbulent Flames, Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1953), pp.613-620
- [10] Williams, F. A., Criteria for Existence of Wrinkled Laminar-Flame Structure of Turbulent Premixed Flames, Combustion and Flame, Vol.22 (1976), pp.269-270
- [11] Sato, J., Effects of Lewis Number on Extinction Behavior of Premixed flames in a Stagnation Flow, Nineteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1982), pp.1541-1548
- [12] Mansour, M. S., Peters, N. and Chen, Y., Investigation of scalar Mixing in the Thin Reaction Zones Regime Using a Simultaneous CH-LIF/Rayleigh Laser Technique, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1998), pp.767-773
- [13] Dinkelacker, F., Soika, A., Most, D., Hofmann, D., Leipertz, A., Polifke, W. and Döbbeling, K., Structure of Locally Quenched Highly Turbulent Lean Premixed Flames, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1998), pp.857-865

- [14]新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, 燃焼現象の基礎, オーム社出版局 (2001), pp27-28
- [15]Peters, N., Turbulent Combustion, Cambridge University Press (2000)
- [16]Libby, P. A. and Williams, F. A., Turbulent Reacting Flows, Academic Press (1994)
- [17]Borghi, R., On the Structure of Turbulent Premixed Flames, Recent Advances in Aeronautical Science, (C. Bruno, C. Casci eds.), Pergamon Press (1984)
- [18]Damköhler, G., Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen, Zeitschrift Fur Elektrochem und Angewandte Physikalische Chemie, Vol.46 (1940), pp.601-627
- [19]Furukawa, J., Okamoto, K. and Hirano, T., Turbulence Characteristics within the Local Reaction Zone of a High-Intensity Turbulent Premixed Flames, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1996), pp.405-412
- [20]本田尚士監修, 環境圏の新しい燃焼工学, フジテクノシステム (1999), pp.388
- [21]本田尚士監修, 環境圏の新しい燃焼工学, フジテクノシステム (1999), pp.439-440
- [22]Gaydon A.G. and Wolfhard, H. G., Flames-Their Structure, radiation and temperature, Chapman & Hall London (1970)
- [23]松井幸雄, 神本武征, 松岡信, ディーゼル機関の火炎温度とすす濃度の測定における可視域と赤外域の二色法の適用性に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.45, No.398 (1979), pp.1576-1586
- [24]安秀吉, 神本武征, 松井幸雄, 松岡信, 高速度写真の画像解析によるディーゼル機関の火炎温度分布の測定, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.47, No.417 (1981), pp.896-903
- [25]本田尚士監修, 環境圏の新しい燃焼工学, フジテクノシステム (1999), pp.384-385
- [26]Gaydon A.G., The Spectroscopy of Flames, Chapman & Hall London (1974)
- [27]幸田清一郎, 田久保嘉隆, 火炎の分光学的計測とその応用-フレームスペクトロスコピー, 日本分光学会・測定法シリーズ 20, 学会出版センター (1990), pp.113-114
- [28]Gaydon A.G., The Spectroscopy of Flames, Chapman & Hall London (1974), pp.266-268
- [29]Walsh, K. T., Long, M. B., Tanoff, M. A. and Smooke, D., Experimental and Computational Study of CH, CH\*, and OH\* in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1998), pp.615-623
- [30]伊藤宏一, 本望行雄, 野田和彦, 五味努, ラジカルの発光強度による瞬時空燃比の計測 (第一報 予混合層流バーナ火炎による基礎研究), 自動車技術会論文集, Vol.29 (1984), pp.10-17
- [31]伊藤宏一, 本望行雄, 野田和彦, 宋載翼, 五味努, ラジカルの発光強度による瞬時空燃比の計測 (実用バーナ火炎への適用), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.481 (1986), pp.3362-3371
- [32]伊藤献一, 井原禎之, 立田節雄, 藤田修, 火炎色の定量的表現とその応用 (XYZ 表色系色度座標の導入), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.531 (1990), pp.3508-3513

- [33]水谷幸夫, 松本弥寸嗣, 松井徹, 画像処理による火炎反応領域の可視化, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.476 (1986), pp.1931-1939
- [34]水谷幸夫, 佐伯孝敏, 中部主敬, 画像処理による火炎反応領域の可視化 (続報), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.54, No.504 (1988), pp.2219-2227
- [35]吉田亮, 成澤道則, 辻廣, 廣瀬龍興, 対向噴流予混合火炎における化学発光計測, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.59, No.560 (1993), pp.1401-1407
- [36]飯田訓正, 木戸口和浩, 久保進, 予混合火炎からのラジカル発光に関する研究 (ガソリン, メタノール, メタン火炎の発光スペクトルの特徴と当量比依存性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.59, No.568 (1993), pp.4001-4007
- [37]若林卓, 赤松史光, 香月正司, 水谷幸夫, 池田裕二, 河原伸幸, 中島健, 多波長長時間分解能集光プローブの開発 (第 1 報, 光線追跡法による空間分解能の評価), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.64, No.619 (1998), pp.925-930
- [38]Akamatsu, F., Wakabayashi, T., Tsushima, S., Katsuki, M., Mizutani, Y., Kawahara, N. and Nakajima, T., The Development of a Light-collecting Probe with High Spatial Resolution Applicable to Randomly Fluctuating Combustion Fields, *Measurement Science and Technology*, Vol.10 (1999), pp.1240-1246
- [39]Kojima, J., Ikeda, Y., Nakajima, T., Spatially Resolved Measurement of OH\*, CH\*, and C<sub>2</sub> Chemiluminescence in the Reaction Zone of Laminar Methene/Air Premixed Flames, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28 (2000), pp.1757-1764
- [40]Ishiguro, T., Tsuge, S., Furuhashi, T., Kitagawa, K., Arai, N., Hasegawa, T., Tanaka, R. and Gupta, A. K., Homogenization and stabilization during combustion of hydrocarbons with preheated air, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.27 (1998), pp.3205-3213
- [41]橋本英樹, 品川手児奈, 古川純一, 化学発光分光法による乱流火炎構造の計測に関する基礎的研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.76, No.769 (2010), pp.1420-1425
- [42]水谷幸夫, 燃焼工学, 第 2 版, 森北出版 (1999), pp.78
- [43]島田敦史, 石川敬郎, 萬田哲也, 高山正樹, 梶谷修一, 水素利用によるガソリンエンジンの高効率化検討, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.76, No.763 (2010), pp.394-396
- [44]白石泰介, 漆原友則, ガソリンエンジンにおける点火革新のトライアル (高速パルス低温プラズマ点火), 日本燃焼学会誌, Vol.51, No.155 (2009), pp.31-39
- [45]山路禎三, 酸素富化膜, 高分子, Vol.30, No.3 (1981), pp.187-192
- [46]本田尚士監修, 環境圏の新しい燃焼工学, フジテクノシステム (1999), pp.216-222
- [47]武石裕行, 林潤, 河野翔太, 有田航, 飯野公夫, 赤松史光, 酸素富化燃焼におけるアンモニア層流予混合火炎の基礎燃焼特性, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.81, No.824 (2015), DOI: 10.1299/transjsme.14-00423
- [48]武石裕行, 岡南貴大, 林潤, 飯野公夫, 赤松史光, 酸素富化燃焼におけるアンモニア層流予混合火炎の NO<sub>x</sub> 生成特性, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.82, No.836 (2016), DOI: 10.1299/transjsme.15-00566
- [49]Shimizu, S., Wakamatsu, S., Takeuchi, N., Hachitani, Y. and Shimizu, S., Oxygen-Enriched Combustion and the Generation of Nitrogen Oxides in the Ceramic-Sintering Kilns,

- Nippon-Seramikkusu-Kyokai-GakujutsuRonbunshi, Vol.96, No.10 (1988), pp.961-966
- [50]Tan, Y., Douglas, M. A. and Thambimuthu, K. V., CO<sub>2</sub> Capture Using Oxygen Enriched Combustion Strategies for Natural gas power Plants, *Fuel*, Vol.81 (2002), pp.1007-1016
- [51]Wu, K., Chang, Y., Chen, C. and Chen, Y., High-efficiency Combustion of Natural Gas with 21-30% Oxygen-enriched Air, *Fuel*, Vol.89 (2010), pp.2455-2462
- [52]Daood, S. S., Nimmo, W., Edge, P. and Gibbs, B. M., Deep-staged, Oxygen Enriched Combustion of Coal, *Fuel*, Vol.101 (2012), pp.187-196
- [53]石保禄, 小割達也, 松田周平, 下栗大右, 石塚悟, 酸化剤酸素濃度が急速混合型管状火炎燃焼の安定性に及ぼす影響, *日本燃焼学会誌*, Vol.54, No.169 (2012), pp.193-200
- [54]De Persis, S., Foucher, F., Pillier, L., Osorio, V. and Gökalp, I., Effects of O<sub>2</sub> Enrichment and CO<sub>2</sub> Dilution on Laminar Methane Flames, *Energy*, Vol.55 (2013), pp.1055-1066
- [55]Belohradsky, P. and Skryja, P., Experimental Study on the Influence of Oxygen Fraction in the Combustion Air on the Combustion Characteristics, *Chemical Engineering Transactions*, Vol.35 (2013), pp.1147-1152 DOI: 10. 3303/CET 1335191
- [56]Merlo, N., Boushaki, T., Chauveau, C., De Persis, S., Pillier, L., Sarh, B. and Gökalp, I., Combustion Characteristics of Methane-oxygen Enhanced Air Turbulent Non-premixed Swirling Flames, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.56 (2014), pp.53-60
- [57]Guo, K., Shi, W. and Wu, D., Experimental Research and Simulation Analysis of Regenerative Oxygen-enriched Combustion Technology, *Energy Procedia*, Vol.66 (2015), pp.221-224
- [58]Boushaki, T., Merlo, N., Chauveau, C. and Gökalp, I., Study of Pollutant Emissions and Dynamics of Non-premixed Turbulent Oxygen Enriched Flames from a Swirl Burner, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.36 (2017), pp.3959-3968
- [59]白神洋輔, 堀司, 林潤, 毛笠明志, 赤松史光, 管状火炎二段燃焼を用いた酸素富化燃焼の NO<sub>x</sub> 低減, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.82, No.838 (2016), DOI: 10. 1299/transjsme. 15-00585
- [60]Said, A.O. and Gupta, A.K., Oxygen Enriched Air Effects on Combustion, Emission, and Distributed Reaction, *Transactions of the ASME, Journal of Energy Resources Technology*, Vol.137 (2015), DOI: 10. 1115/1.4030400
- [61]岸本衛, 趙黛青, 山下博史, 酸素富化空気を用いた対向流火炎の火炎構造および NO<sub>x</sub> 生成, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.68, No.669 (2002), pp.1578-1585
- [62]池田光芳, 趙黛青, 山下博史, 酸素富化空気を用いた対向流火炎の火炎構造および NO<sub>x</sub> 生成に関する数値解析 (速度こう配が NO<sub>x</sub> 生成の抑制に与える影響), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.70, No.698 (2004), pp.2635-2640
- [63]梶谷修一, 七尾勇一郎, 微量酸素富化空気駆動火花点火機関の研究, *日本機械学会*

- 論文集 B 編, Vol.60, No.571 (1994), pp.1081-1086
- [64]金野満, 陳之立, 梶谷修一, 舟串卓也, 酸素富化空気駆動火花点火機関の研究 (暖機運転時の未燃炭化水素排出特性について), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.64, No.621 (1998), pp.1581-1586
- [65]Catapano, F., Di Iorio, S., Luise, L., Sementa, P. and Vaglieco, B. M., Experimental Analysis of O<sub>2</sub> Addition on Engine Performance and Exhaust Emissions from a Small Displacement SI Engine, SAE Technical Paper (2016), DOI: 10.4271/2016-01-0697
- [66]小嶋潤, 池田裕二, 中島健, 古川純一, 火炎構造診断のための化学発光計測 (層流予混合火炎における基礎特性と乱流予混合火炎への適用性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.69, No.678 (2003), pp.482-489
- [67]小林秀昭, 北野三千雄, 森栄作, 対向流双子火炎の流れ場と消炎に及ぼすノズル形バーナの寸法効果, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.57, No.535 (1991), pp.1141-1146
- [68]Davis, S. G., Quinard, J. and Searby, G., A Numerical Investigation of Stretch Effects in Counterflow, Premixed Laminar Flames, Combustion Theory and Modelling, Vol.5 (2001), pp.353-362
- [69]城戸裕之, 黄樹偉, 田上公俊, 城戸秀樹, 非理論混合気の乱れによる燃焼促進機構の考察, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.61, No.590 (1995), pp.3464-3469
- [70]橋本英樹, 谷本隆, 古川純一, 乱流予混合火炎で観察される選択拡散の痕跡, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.75, No.756 (2009), pp.1685-1690
- [71]Furukawa, J., Yoshida, Y. and Williams, F. A., Structure of Methane-Air and Propane-Air Turbulent Premixed Bunsen Flames, Combustion Science and Technology, Vol.188, No.9 (2016), pp.1538-1564 DOI: 10.1080/00102202.2016.1198335
- [72]小嶋潤, 池田裕二, 中島健, メタン・空気層流予混合火炎の反応帯において高空間分解能測定された自発光スペクトル (自発光強度比 OH<sup>\*</sup>/CH<sup>\*</sup>と当量比の相関), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.66, No.647 (2000), pp.1871-1878
- [73]Hardalupas, Y., Orain, M., Panoutsos, C. S., Taylor, A. M. K. P., Olofsson, J., Seyfried, H., Richter, M., Hult, J., Aldén, M., Hermann, F. and Klingmann, J., Chemiluminescence Sensor for Local Equivalence Ratio of Reacting Mixtures of Fuel and Air (FLAMESEEK), Applied Thermal Engineering, Vol.24 (2004), pp.1619-1632
- [74]Aleiferis, P. G., Hardalupas, Y., Taylor, A. M. K. P., Ishii, K. and Urata, Y., Flame Chemiluminescence Studies of Cyclic Combustion Variations and Air-to-fuel Ratio of the Reacting Mixture in a Lean-burn Stratified-charge Spark-ignition Engine, Combustion and Flame, Vol.136 (2004), pp.72-90
- [75]Hardalupas, Y., Orain, M., Local Measurements of the Time-dependent Heat Release Rate and Equivalence Ratio Using Chemiluminescent Emission from a Flame, Combustion and Flame, Vol.139 (2004), pp.188-207

- [76]Panoutsos, C. S., Hardalupas, Y., Taylor, A. M. K. P., Numerical Evaluation of Equivalence Ratio Measurement Using OH\* and CH\* Chemiluminescence in Premixed and Non-premixed Methane-air Flames, *Combustion and Flame*, Vol.156 (2009), pp.273-291
- [77]Orain, M., Hardalupas, Y., Effect of Fuel Type on Equivalence Ratio Measurements Using Chemiluminescence in Premixed Flames, *Comptes Rendus Mecanique*, Vol.338 (2010), pp.241-254
- [78]García-Armingol, T., Hardalupas, Y., Taylor, A. M. K. P. and Ballester, J., Effect of Local Flame Properties on Chemiluminescence-based Stoichiometry Measurement, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.53 (2014), pp.93-103
- [79]Furukawa, J., Noguchi, Y., Hirano, T. and Williams, F. A., Anisotropic enhancement of turbulence in large-scale, low-intensity turbulent premixed flames, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.462 (2002), pp.209-243
- [80]Smith, G. P., Golden, D.M., Frenklach, M., Bowman, T., et al., GRI-Mech version 3.0 <<http://www.me.berkeley.edu/gri-mech> >
- [81]新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, 燃焼現象の基礎, オーム社出版局 (2001), pp259-272
- [82]Zeldovich, Y. B., *Acta Physico chemical, URSS*, 21 (1946), pp.577
- [83]Fenimore, D. P., Formation of Nitric Oxide in Premixed Hydrocarbon Flames, Thirteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1971), pp.373-380
- [84]島津製作所 NOA-7000<<http://www.an.shimadzu.co.jp/enviro/gas/noa7000.htm>>
- [85]新井紀男, 東辰夫, 架谷昌信, 杉山幸夫, N<sub>2</sub>・O<sub>2</sub> 2 成分系での Thermal NO<sub>x</sub> の生成, 化学工学論文集, Vol.3, No.3 (1977), pp.243-247

## 謝辞

本論文は筆者が九州大学大学院工学府機械工学専攻エンジンシステム研究室博士課程に在籍中の研究成果をまとめたものである。本論文を完成させるにあたり、九州大学大学院工学研究院の森上修教授には、主査として多大なる御指導と御鞭撻を頂きました。心より感謝の意を表します。また、九州大学大学院工学研究院の北川敏明教授、大田治彦教授には、本論文の執筆において多くの御助言を頂きました。記して謝意を表します。村瀬英一名誉教授には、修士課程在籍中より多くの御助言と御指導を頂きました。心より感謝の意を表します。また、公私にわたり貴重な御教示を頂きましたに東京都立産業技術高等専門学校の前川純一名誉教授、神戸市立工業高等専門学校の橋本英樹准教授に深く感謝いたします。

技術職員の川良達也氏には卓越した加工技術で実験装置に必要な部品について様々なご助言を賜り、製作をしていただきました。厚く御礼申し上げます。

公私ともにお世話になった九州大学大学院工学府機械工学専攻エンジンシステム研究室にて研究に励んだ諸先輩・同輩・後輩の皆様に心より感謝致します。

最後に、これまで生活を支えて頂いた両親、家族に心より感謝致します。

平成 30 年 1 月

川添 裕三