The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	同軸流噴霧燃焼火炎の構造に関する研究
Author(s)	小沼, 義昭
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1729
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

同軸流噴霧燃焼火炎の構造に関する研究

昭和51年9月

小　沼　義　昭

目　　次

記　　号

第1章　緒　　言 …… 5
1.1　まえがき …… 5
1.2　従来からの研究 …… 6
1.2.1　火炎内の現象および研究方法 …… 6
1.2.2　単一油滴の燃焼に関する研究 …… 7
1.2.3　単純化された油滴群の燃焼に関する研究 …… 9
1.2.4　バーナ噴霧燃焼に関する研究 …… 10
1.3.　本研究の目的ならびに概要 …… 12
1.4　研究方針ならびに各章の内容 …… 13

第2章　火炎中の油滴とガスに関する諸量の測定 …… 15
2.1　まえがき …… 15
2.2　実験装置 …… 16
2.2.1　燃焼装置 …… 16
2.2.2　測定装置 …… 17
2.2.2.1　油滴の検出 …… 17
2.2.2.2　ガス温度測定 …… 19
2.2.2.3　ガス流速測定 …… 20
2.2.2.4　ガス分析 …… 20
2.3　実験方法 …… 22
2.4　実験結果とその検討 …… 22
2.4.1　炎の形状 …… 22
2.4.2　油滴採取 …… 23
2.4.2.1　油滴の空間密度分布および粒径分布 …… 23
2.4.2.2　捕集効率 …… 25
2.4.3　温度測定 …… 26
2.4.3.1　温度分布 …… 26
2.4.3.2　吸引式高温計による温度測定 …… 26

2.4.4　ガス流速測定 …… 29
2.4.5　ガス分析 …… 29
2.4.6　各種分布の相関々係および火炎モデル …… 31
2.5　結　　び …… 35

第3章　燃焼用空気流量を変えた場合の火炎の変化に関する実験 …… 37
3.1　まえがき …… 37
3.2　実験方法 …… 37
3.3　実験結果とその検討 …… 39
3.3.1　火炎内における油滴の挙動 …… 39
3.3.2　5種の火炎に対する比較実験 …… 42
3.4　結　　び …… 50

第4章　噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎との比較実験 …… 51
4.1　まえがき …… 51
4.2　実験方法 …… 51
4.3　実験結果とその検討 …… 52
4.4　結　　び …… 57

第5章　油滴の挙動に関する解析 …… 58
5.1　まえがき …… 58
5.2　解　　析 …… 58
5.2.1　解析の概要と仮定 …… 58
5.2.2　基礎式 …… 59
5.2.3　階差式 …… 61
5.3　計算結果と実験結果との比較 …… 63
5.4　結　　び …… 68

第6章　第2章～第5章で得られた結論に対する検討 …… 69

第7章　噴霧燃焼火炎に関する解析 …… 74
7.1　まえがき …… 74
7.2　理論解析の概要 …… 76
7.3　解　　析 …… 77
7.3.1　軸対称乱流境界層の基礎式 …… 77
7.3.2　乱流拡散燃焼モデル …… 79
7.3.3　発生項　Rj …… 91
7.4　乱流ガス拡散火炎に対する計算 …… 94
7.4.1　Kent − Bilger の実験 …… 94
7.4.2　計算方法 …… 98
7.4.3　計算結果とその検討 …… 103
7.5　噴霧燃焼火炎に対する計算 …… 109
7.5.1　計算方法 …… 109
7.5.2　計算結果とその検討 …… 112
7.6　結　　び …… 114

第8章　結　　論 …… 116

謝　　辞 …… 121

文　　献 …… 122

附　　録 …… 126

記　　号

A ＝ 火炎内の単位体積中に含まれる仮想面の面積 〔1／m〕

a ＝ （A－8）式で与えられる関数

B ＝ transfer number

b ＝ （A－9）式で与えられる関数

C_E ＝ （7－44）式により定義される定数 〔1／m〕

C_1, C_2 ＝ （7－70）式により定義される定数

c ＝ （A－10）式で与えられる関数

Cd ＝ 固体球に対する抗力係数

$\overline{Cd}$ ＝ 蒸発あるいは燃焼している油滴に対する抗力係数

c_p ＝ ガスの比熱 〔kcal／kg ℃〕

D ＝ 油滴の直径 〔m〕

Df ＝ 燃料ガスの分子拡散係数 〔m^2／s〕

Do ＝ 酸素の分子拡散係数 〔m^2／s〕

d ＝ （A－12）～（A－14）で与えられる関数

E ＝ （7－34）式で与えられる関数

F ＝ 油滴に働く抗力 〔Kg〕

fn ＝ $nc/(nf+no)$

G ＝ （A－17）式で与えられる関数

g ＝ 重力加速度 〔m／s^2〕

h ＝ 単位質量のガスの持つエンタルピ 〔m^2／s^2〕

$\tilde{h}$ ＝ 単位質量のガスの持つ stagnation enthalpy

$\tilde{h} = h + u^2/2$ 〔m^2／s^2〕

i ＝ 単位質量の燃料から生成される燃焼生成物の質量割合

Jh ＝ エンタルピの拡散量 〔Kg／m・s〕

Jj ＝ 成分ガス j の拡散量 〔Kg・s／m^3〕

K ＝ 炭化水素の熱分解に対する反応速度定数 〔1／s〕

k ＝ 油滴の燃焼あるいは蒸発速度定数 〔m^2／s〕

ko ＝ 静止ふん囲気中での油滴の蒸発あるいは燃焼速度定数 〔m^2／s〕

kc ＝ 強制気流中での油滴の蒸発あるいは燃焼速度定数 〔m^2／s〕

L ＝ 流れの巨視的な代表長さ 〔m〕

Lv ＝ 燃料油の気化潜熱 〔kcal／Kg〕

L_+ ＝ （A－18）式で与えられる関数

L_- ＝ （A－19）式で与えられる関数

ℓ ＝ プラントルの混合長 〔m〕

ℓ_A ＝ 図7－5で定義される長さ 〔m〕

ℓ_D ＝ 分子拡散領域の幅 〔m〕

$\dot{M}f$ ＝ 乱流拡散火炎における燃料の反応速度 〔Kg・s／m^4〕

$\dot{M}f\ell$ ＝ 層流拡散火炎における燃料の反応速度 〔Kg・s／m^4〕

m ＝ 油滴の質量 〔Kg・s^2／m〕

mj ＝ 成分ガスjの質量濃度

mfu ＝ 燃料の質量濃度

mhc ＝ 熱分解により生じた低級炭化水素の質量濃度

mox ＝ 酸素の質量濃度

mpr ＝ 燃焼生成物の質量濃度

mf ＝ 局所平均燃料濃度

mo ＝ 局所平均酸素濃度

mfm ＝ 局所最大燃料濃度

mom ＝ 局所最大酸素濃度

$\dot{m}f$ ＝ 反応面の単位時間，単位面積当りの燃料消費量 〔Kg・s／m^3〕

$\dot{m}o$ ＝ 反応面の単位時間，単位面積当りの酸素消費量 〔Kg・s／m^3〕

m_1 ＝ （7－54）式で与えられる関数

m_2 ＝ （7－55）式で与えられる関数

m_3 ＝ （7－56）式で与えられる関数

$\dot{m}_I''$ ＝ 境界Iを横切る物質輸送量 〔Kg・s／m^3〕

$\dot{m}_E''$ ＝ 境界Eを横切る物質輸送量 〔Kg・s／m^3〕

Nu ＝ ヌッセルト数

n_f ＝ 図7－5における平板領域のうち燃料領域の占める枚数

n_o ＝ 図7－5における平板領域のうち酸素領域の占める枚数

n_c ＝ 燃料あるいは酸素の平板領域のうち反応面に隣接しないものの枚数

P ＝ （A－16）式で与えられる関数

Pr ＝ プラントル数

p ＝ 圧　力 〔Kg／m^2〕

Q ＝ 燃料の低位発熱量 〔kcal／Kg〕

Re ＝ レイノルズ数

Rj ＝ 成分ガス j の発生，消滅量 〔Kg・s／m^4〕

$R\lambda$ ＝ 乱流レイノルズ数 $R\lambda = v'\lambda / \nu$

$R\ell$ ＝ 乱流レイノルズ数 $R\ell = v'\ell / \nu$

Rc ＝ 熱分解反応量 〔Kg・s／m^4〕

Rr ＝ 燃料の反応量 〔Kg・s／m^4〕

Rro ＝ 酸素の反応量 〔Kg・s／m^4〕

r ＝ 円筒座標における中心からの距離 〔m〕

r_I ＝ 境界Ｉの中心からの距離 〔m〕

r_E ＝ 境界Ｅの中心からの距離 〔m〕

S ＝ （A－25）式で与えられる関数

Sc ＝ シュミット数

Sd ＝ 流れに垂直な面に対する油滴の投影面積 〔m^2〕

S_U，S_D ＝ （A－26）式で示される値

T ＝ ガスの温度 〔℃〕

T_f ＝ エンベロープ炎の温度 〔℃〕

T_ℓ ＝ 油滴の温度 〔℃〕

T_+ ＝ （A－23）式で与えられる関数

T_- ＝ （A－24）式で与えられる関数

t ＝ 時間 〔s〕

U ＝ 気流速度 〔m／s〕

$U\ell$ ＝ 層流予混合火炎における火炎伝ぱ速度 〔m／s〕

Ut ＝ 乱流予混合火炎における火炎伝ぱ速度 〔m／s〕

u ＝ 気流速度 〔m／s〕

V ＝ 油滴の飛行速度 〔m／s〕

v ＝ 油滴の飛行速度 〔m／s〕

v' ＝ 乱れ速度 〔m／s〕

X ＝ 浮力 〔Kg／m^3〕

x ＝ 流れ方向にとった距離 〔m〕

Y ＝ 境界層の幅 〔m〕

y ＝ 流れに直角方向にとった距離 〔m〕

y_{ox} ＝ 酸素の質量濃度

α_n ＝ 飛行油滴の加速度 〔m／s^2〕

Γeff ＝ μeff, μeff／σseff or μeff／σpeff

ε ＝ 理論酸素燃料比

λ ＝ Taylor の microscale 〔m〕

λ_g ＝ ガスの熱伝導率 〔kcal／m・s・℃〕

μ_ℓ ＝ 層流粘性係数 〔Kg・s／m^2〕

μt ＝ 乱流粘性係数 〔Kg・s／m^2〕

μeff ＝ 実効粘性係数 〔Kg・s／m^2〕

ν ＝ ガスの動粘性係数 〔m^2／s〕

$\sigma peff$ ＝ 実効プラントル数

$\sigma seff$ ＝ 実効シュミット数

ρ ＝ ガスの密度 〔Kg・s^2／m^4〕

ρ_ℓ ＝ 燃料油の密度 〔Kg・s^2／m^4〕

ρ_0 ＝ 境界層外部におけるガス密度 〔Kg・s^2／m^4〕

τ ＝ せん断応力 〔Kg／m^2〕

ϕ ＝ 従属変数 u, mj あるいは $\tilde{h}$

ψ ＝ 流れ関数 〔Kg・s／m〕

ψ_I ＝ 境界Ｉにおける流れ関数 〔Kg・s／m〕

ψ_E ＝ 境界Ｅにおける流れ関数 〔Kg．s／m〕

$\Omega, \Omega_+, \Omega_-$ ＝ （Ａ－２１）式で与えられる刻み幅

ω ＝ 無次元流れ関数 $\omega = (\psi - \psi_I)/(\psi_E - \psi_I)$

第1章　緒　　言

1.1　まえがき

液体燃料を燃やす方法としては，燃料を微粒化して燃やす噴霧燃焼方式がもっとも広く使われている。それは，表面積を増すことによって蒸発や反応を速め，分散させることによって空気を有効に利用し，かつ混合させるのに都合がよいからである。現在，工業的にエネルギ源として用いられているものの大部分が化石燃料の燃焼熱であり，とくにわが国においては油の占める割合が多いことからも，噴霧燃焼の重要性は言うまでもないことである。

噴霧燃焼方式は，重要なエネルギの供給方法としての必要性から，経験の積み重ねによって工業技術としてはほゞ確立されたものとなっているようである。しかし，火炎内部においては多くの複雑な現象が同時に進行しているため，全体としてみるとむしろ不明なことの方が多いくらいで，燃焼装置の設計は経験のみによって行なわれているのが現状である。しかるに昨今エネルギの節約，燃焼排ガスによる大気汚染が重大な社会問題となり，より合理的で高度に制御された燃焼が要求されるに至った。このためには噴霧燃焼に対する正確な理解が必要であり，この方面の研究に対する社会的要請も強くなっている。

噴霧燃焼を支配するおもな因子として，噴霧油滴の蒸発過程と，燃料と空気の混合過程とが考えられる。噴霧燃焼に対する従来の研究の大部分は，前者の油滴の蒸発を重視し，火炎中において油滴はエンベロープ炎をともなって燃えているという推測のもとに，まず単一油滴の燃え方を調べ，それから実際の火炎に近づこうという発想によって行なわれている。しかしこの研究法には大きな問題点がある。それは，単一油滴のまわりの状態を火炎中を飛行する油滴とまったく同じにすることは困難であるし，そのような試みをしたくとも火炎中での油滴のまわりの状態そのものがよくわかっていないということである。その結果，単一油滴については古くから膨大な量の研究がなされているにもかかわらず，火炎中の油滴がエンベロープ炎で燃えているのか，ウェーク炎で燃えているのか，あるいは単に蒸発しているのみであるのかさえわかっていないのが現状である。また，単一油滴に関する実験から求められた油滴の寿命から火

炎の長さを計算して，実際の噴霧燃焼火炎の長さと比較すると，実際の火炎長さの方が相当に長く，もう一つの重要な因子である混合の影響が噴霧燃焼火炎の成り立ちに大きく関与していることが推察される。

一方，噴霧燃焼の研究法としては，実際の火炎を対象として，複雑に入り組んだ現象を実験的に分析してゆく方法が考えられる。しかし，これには測定技術の面に大きな障害がある。つまり，前述の噴霧燃焼を支配する大きな二つの因子のうち，混合過程に関してはガス流速分布やガス組成分布を詳細に測定すれば，そこから情報を得ることができるが，問題は火炎中における噴霧油滴の挙動を知るための良い測定法がないことである。したがって，実際の火炎を対象として，噴霧燃焼における現象を実験的に解析するためには，まず噴霧油滴の挙動に関する情報を得るための測定手段を開発する必要がある。

本研究は，単孔の空気霧化式バーナノズルによる噴霧燃焼火炎に対し詳細な測定を行なうことによって，火炎の内部構造を知ろうとするものである。そして，従来常温の噴霧油滴の採取法として用いられていた酸化マグネシウム法を拡張して，火炎中を飛行する噴霧油滴を採取することを可能にし，そこから油滴の蒸発過程に関する情報を得たことに最大の特徴がある。また，これまで油滴の蒸発過程をあまりにも重視しすぎていたのを改め，油滴の蒸発過程と燃料と空気の混合過程とが，どのような相互関係を持って，噴霧燃焼における種々の現象を支配しているかを究明するとともに，それらを通して，火炎中の個々の油滴の挙動を知ることを主要な目的としている。

1.2　従来からの研究

1.2.1　火炎内の現象および研究方法

噴霧燃焼火炎の中で起こっているおもな現象としては次のようなものが考えられる。

(1)　燃料がバーナノズルにより大小さまざまな油滴に微粒化される。

(2)　それらの油滴は火炎中を加速あるいは減速されながら飛行する。

(3)　油滴は高温ガスからの熱伝達，あるいは火炎や炉壁からの熱放射によって加熱される。

(4)　油滴から燃料蒸気が蒸発し，これが空気と混合して燃焼する。

(5) 燃焼反応が進行する過程で，燃料蒸気は熱分解されて低級炭化水素になり，その一部はプレスートになる。高温ガス中ではこれが発光して火炎を明るく輝かせる。

(6) スートや重油を燃やすさいに生成されるセノスフィアも高温ガス中では明るく輝き，ゆっくり燃えるか，あるいは酸素不足のときはそのまま放出される。

上記(4)において，油滴から出た燃料蒸気が酸素と反応して火炎を作る際には二つの様式が考えられる。一つは個々の油滴がまわりに火炎を作る場合で，このとき油滴はいわゆるエンベロープ炎をともなって飛行する。他は油滴は単に蒸発するのみで，その燃料蒸気が集まって一つの大きな拡散火炎を作る場合である。前者は酸素濃度やガス温度が比較的高く，油滴が比較的まばらに存在しているときに起こると考えられる。後述する単一油滴の研究は主としてこの状態を想定して行なわれている。後者は油滴が密集し，酸素濃度やガス温度が低く，油滴とガスとの相対速度が大きい場合に起こり，このような火炎はガス拡散火炎に類似していることが考えられる。

噴霧燃焼火炎はこのように複雑なものであるが，これを少しでも明らかにしようとして数多くの研究がなされてきた。これらを大別すると次のようになる。

(1) 燃料の微粒化

(2) 冷間モデルにおける噴流，および噴霧燃焼系における流れおよび混合過程

(3) 単一油滴の燃焼に関する実験的，理論的研究

(4) 油滴列および規則正しく分布された油滴群の燃焼に関する研究

(5) 火炎伝ぱ，火炎速度，火炎の安定性の研究

(6) 実際の噴霧燃焼火炎に関する実験的研究，およびその理論的アプローチ

以下，(3)～(6)に関して従来の研究を述べることにより，噴霧燃焼火炎研究の現状とその問題点，および本研究の目的を明確にしようとする。

1.2.2 単一油滴の燃焼に関する研究

火炎中を飛行する油滴の挙動は噴霧燃焼を支配する大きな因子であると考えられる。そこで単一油滴の燃焼あるいは蒸発に関しては非常に多くの実験的および理論的研究がなされてきた。

これらの研究から判明したもっとも重要な単一油滴の燃焼に関する性質は，

表面積の減少速度が一定，つまり，

$$-d(D^2)/dt = k\ (=const) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1.1)$$

なる関係である。kは燃焼速度定数である。(1.1)式は 単なる蒸発の場合も成り立ち，この場合のkは蒸発速度定数と呼ばれる。

自然対流中においてkの値を求めた実験は多く[1][2][3][4]いろいろな文献にまとめられている。[3][5][6][7]燃焼速度定数は当然のことながら，酸素濃度によって大きく変化し[8][9]圧力によっても変わる。[8][10][11]

強制対流中におけるkの値は，気流速度を上げると大きくなるが，この場合の燃焼あるいは蒸発速度定数に対する多くの実験結果は，Spalding[12] Agoston ら[13][14], Faeth ら[15]によって実験式にまとめられている。

静止空気中において油滴に火をつけると，火炎は自然対流によって上向きに流され細長くなり，また現象は当然非定常なものとなる。油滴の燃焼に関する理論の大部分はすべての現象が球対称に起こると仮定しているが，これらの理論は，さらに定常状態を仮定して反応速度を無限大とする場合[9][16][17][18]，定常状態を仮定するが反応速度は有限とする場合[19]，非定常のままで取扱う場合[20][21][22]に分類される。いずれの場合も自然対流中でのkの値とは良い一致が得られる。しかし，このような球対称理論によっては当然火炎の形状まで合わせることはできない。無重力場での油滴燃焼は球対称となるが，この場合の実験結果[20]と非定常理論とは火炎形状についてもよく合うと報告されている。[23]

強制気流中で油滴を燃やし，気流速度を上げてゆくと，前述のごとく燃焼速度は大きくなってゆくが，ある風速で火炎はエンベロープ炎からウェーク炎に遷移し，kは著しく小さくなり，さらに風速を上げると火炎は吹き消されて滴は単に蒸発するのみとなる。エンベロープ炎からウェーク炎に遷移する限界気流速度は，実際の火炎中での油滴の燃焼形態を知るうえで重要な意味を持ち，当然この値は気流の温度や酸素濃度によって影響される。この現象に関してはZeldovich[24], Spalding[25] 佐味ら[26] の実験および解析がある。

蒸発または燃焼しながら飛行する油滴に働く抗力は，油滴表面からの蒸気の吹き出しの影響で，境界層の厚さが増すこと，および滴の後流における負圧が緩和されることによって，固体球に働く抗力より小さくなる。この現象につい

ては Bolt ら[27], Eisenklam ら[28], 小笠原ら[29]の研究がある。

1.2.3 単純化された油滴群の燃焼に関する研究

実際の噴霧燃焼は，前述のごとく，互に複雑に関連しあった多くの現象から構成されており，この火炎が1.2.2節で述べた単一油滴の燃焼の集合体であると単純に考えることはできない。そこで両者をつなぐ中間段階として，単純化された油滴群の燃焼について研究が行なわれている。

Penner ら[30]は油滴相互の干渉燃焼効果を調べるために，石英系につるした2個の油滴を近づけて燃やし，燃焼率を測った。その結果，各位置では $-d(D^2)/dt=k$ の関係が成り立つが，燃焼速度定数kの値は油滴間隔によって著しく変わることがわかった。すなわち，十分に離せばもちろん単一油滴と同じであるが，油滴を近づけるに従ってkはしだいに増し，極大値を経てふたたび減少する。これは油滴を近づけるに従って，始めのうちは熱的な干渉効果によって周囲への熱放散が減って燃焼率が増すが，あまり近づけると酸素の供給が減って燃焼率が低下するためであると考えられる。

かれらは，さらに5個の油滴を用い，正方形の各頂点と中心に配置した場合について実験しているが，中心滴のkの値は前記の2滴の場合のkとも異なった値を示した。すなわち，油滴の燃焼率は油滴間の相互位置によって影響されることがわかる。

Bolt ら[31]は回転平板の周辺から飛び出す均一粒径の平面油滴群を用い，環状の火炎中を飛行する油滴について，写真観測によって直径の変化を調べた。その結果，燃焼率は油滴によって大きな差異が見られ，初め均一であった粒径分布もしだいに均一性が失なわれてゆくことがわかった。それは個々の油滴によって飛行中に遭遇するまわりの条件が異なるためと考えられる。このように油滴によって燃焼率は異なるが，各場所での平均粒径をとると $-d(D^2)/dt=k$ なる関係はやはり成立する。しかしこの実験から求められたkの値は Godsave や小林が大きな単一油滴について求めた値の約½であり，むしろ単一油滴の蒸発速度定数に近いものであった。

Naruzzaman ら[32]は注射針を振動させて均一粒径の飛行する油滴列を作りそのまわりにできる定常火炎を写真観測している。また，Burgoyne ら[33]は燃料としてテトラリンを用い，均一粒径を持って一様に落下する油滴群により

定常火炎を作って実験した。かれらの実験から得られた燃焼速度定数もBoltらのものと同じく，単一油滴に対する値の約半分である。

以上の実験結果によると，燃焼油滴群のkの値はいずれも単一油滴のそれの約半分であり，むしろ蒸発速度定数に近い。すなわち，燃焼油滴群の中の滴は油滴間隔にもよるが，多くは単なる蒸発を行なうに過ぎないか，あるいはウェーク炎で燃えるか（ウェーク炎の燃焼率は蒸発率と大差ない）のいずれかであることが推察される。Nuruzzaman らの実験では油滴の飛行径路に青色炎が見られ，エンベロープ炎とも思われるが，これは反応のゆるやかな温度の低いものであろう。

油滴群における火炎伝ぱの問題は，火炎の安定性などと関連し，火炎前端面の性格を知る上で重要である。Burgoyne ら[33]は，燃料としてテトラリンを用いた均一粒径の油滴群を鉛直なガラス管内に落し，下から上へ伝ぱする火炎を観察している。その結果かれらは，10$\mu\phi$ 以下の油滴群は気体燃料の予混合気と同様な燃え方をし，40$\mu\phi$ 以上になると油滴が個々に燃えて不連続火炎伝ぱとなり，10～40$\mu\phi$ ではその中間の様相を呈すると報告している。水谷ら[34]も粒径の比較的大きな範囲で同様な実験を行なっているが，その報告の中で，上記のごとく粒径によって火炎伝ぱの様子が変化する原因について，10$\mu\phi$ 以下の滴は着火するまでに完全に蒸発し，火炎は蒸気と空気との混合気中を連続的に伝ぱするが，40$\mu\phi$ 以上の滴になると着火までの蒸発量は割合としては少なく，燃焼する滴が隣りの未燃油滴を点火するというようにして火炎が伝ぱし，滴が独立して燃えるようになり，20～40$\mu\phi$ の滴においては着火までに蒸発が完了するということはないが，相当量の燃料が蒸発して周囲へ拡散した後に着火が起こるために中間的様相を呈するものと，説明している。なお，油滴群における火炎伝ぱに特徴的な上記の不連続火炎伝ぱに関する理論的研究としては，水谷ら[34]，Paterson ら[75] のものがある。

1.2.4 バーナ噴霧燃焼に関する研究

以上のように，単一油滴あるいは単純化された油滴群の燃焼に関しては多くの研究がなされ，いろいろの事実が究明されている。しかし，実際の噴霧燃焼はきわめて複雑であり，これらの研究から得られた結果が実際の火炎現象に有効に利用されたという例はほとんどない。単一油滴あるいは単純化された油滴

群の研究と実際の火炎との間にあるこのような隔りを埋めるためにも，実際の火炎に対し，油滴および油滴のまわりの状態や火炎の内部構造を詳細に知り，噴霧燃焼の一般的性格を究明する研究が必要であると考えられるが，このような研究は現在のところ非常に少ない。

噴霧燃焼全体の反応速度を支配するものは大きく見て油滴の蒸発速度，燃料と酸素の混合速度および化学反応速度の三つであろう。これらのうち化学反応速度は通常他の二者よりはるかに速いため，律速因子としては除外できると考えられる。単一油滴に関する研究は油滴の蒸発速度に焦点を合わせた研究であるが，これに対しFlame Radiation Research Joint Committeeの報告によると，[35][36][37] 噴霧燃焼火炎からの輝炎熱放射は噴霧状態の相違にはあまり影響されず，バーナノズルから噴出される流体の運動量（バーナスラスト）の影響が大きいとされている。これは輝炎熱放射が，油滴の蒸発過程によってではなく，燃料と空気の混合過程によって大きく影響されていることを意味している。また，前沢[38]も噴霧燃焼火炎の長さに対する影響因子を調べて同様なことを認めている。

Mc Creathら[39]はhollow-cone形の噴霧燃焼火炎に対し，二重露出の影写真を使って火炎中を飛行する油滴の粒径や速度を求め，温度分布や酸素濃度分布との関係から火炎の構造に対する検討を行なっている。この報告によると反応がもっとも盛んな領域は油滴密度の濃い領域の外部にあること，油滴の存在する領域は温度，酸素濃度が低いことなどから，油滴が個々に燃えていることに疑問を持ち，また噴霧燃焼を支配する因子として空気力学的側面の重要性を強調している。

なお以上は火炎の主燃焼領域についての研究であるが，火炎前端面の特性についてはWolfhardら[76]，Briffaら[77]の火炎前端面における火炎保持機構に関する研究，水谷ら[78]の噴霧燃焼における火炎伝ぱ速度の測定などの研究があるが，本研究とは直接的な関係が薄いので詳述は避ける。

バーナ噴霧燃焼を理論的に取扱うためには，噴霧油滴の挙動，燃料と空気の混合，化学反応を考慮せねばならない。しかし火炎の内部構造がまだ明らかでないことなどから，これら3因子をすべて考慮した理論は著者の知る限りにおいては報告されていない。

バーナ噴霧燃焼を理論的に取扱かおうとした試みとしては，Probert[40]，

Williams[41], 棚沢ら[42], Shapiro ら[43] その他多くの研究者によって行なわれた油滴の蒸発過程のみに重点をおいた解析がある。それらの大部分は，

(1) 油滴の蒸発が反応の律速現象であり，燃料と酸素との混合は瞬間的に行なわれる。

(2) 噴霧における蒸発量は個々の油滴のそれの総和である。

という仮定のもとに，蒸発率として単一油滴の燃焼率を用いている。しかし，上記のごとく噴霧燃焼においては，燃料と空気の混合が非常に重要な意味を持つことは明白であり，また1.2.3節で述べた油滴群の燃焼に関する実験結果から考えてみても，このように単純化した仮定のもとに得られた結果がどの程度実際の噴霧燃焼を説明しうるか疑問である。

1.3 本研究の目的ならびに概要

噴霧燃焼の研究は次の二つに大別できるであろう。第一は火炎内の個々の油滴に着目し，単一油滴の燃焼から始めて，単純化された油滴群の燃焼を経て噴霧燃焼に近づこうとするものであり，第二は初めから実際の噴霧燃焼火炎を対象としたものである。

1.2節でも述べたように，噴霧燃焼の一般的な性質を究明しようとして行なわれている研究の大部分は前者に属しており，その中でも単一油滴に関するものが非常に多い。しかしこの単一油滴の研究には次のような問題点がある。その一つは，前にも述べたように，実際の火炎中において油滴が遭遇する状態がよくわかっていないことである。たとえば，個々の油滴とまわりのガスとの相対速度は油滴の燃焼状態に大きな影響を与える重大な量であるにもかかわらず，いまだに満足な測定結果がない。単一油滴の研究に関する二番目の問題点は，気流速度，酸素濃度，温度など油滴のまわりの条件が少し変化すると，油滴の燃焼形態がエンベロープ炎，ウェーク炎，単なる蒸発と，まったく異なったものに変化してしまうことである。この二つが原因となって，単一油滴に関して判明した事実が，実際の火炎中における油滴の挙動に対しどのように対応しているかを判断することが非常に困難なものになっている。このような事情は単純化された油滴群の研究についても同様である。その結果，詳細な実験的，理論的研究が多量に報告されているにもかかわらず，それからは，火炎中の油滴

がエンベロープ炎で燃えているのか，ウェーク炎で燃えているのか，あるいは単に蒸発しているのみであるのかというもっとも基本的な問題にすら判断を下せない状態である。

このような現状を打開するためには，実際の噴霧燃焼火炎中における油滴および油滴のまわりの状態を究明して，単一油滴の研究と実際の火炎との間の溝を埋めることが必要であり，また実用の噴霧燃焼火炎に関する個々の実験結果に一般性を持たせ，より有効なものとするためには，その内部構造を詳細に知る必要がある。

本研究はこのような現状認識のもとに，噴霧燃焼火炎について，従来より詳細な測定を行なうことによってその内部構造を知り，あわせて火炎中における油滴の挙動を把握することを目的とする。また，実験から得られた情報をもとに，噴霧の燃焼過程をモデル化することにより，火炎における現象を理論的に解析せんとする。

1.4　研究方針ならびに各章の内容

噴霧燃焼火炎の構造を究明するためには，火炎内における油滴の分布状態，燃料と空気の混合状態および化学反応の進行状態を知る必要がある。しかし噴霧燃焼火炎の実験においては，火炎中を飛行する油滴の検出や，噴霧を含んで流れる高温ガスの温度測定など，この実験に特有の困難な測定上の問題がある。噴霧燃焼火炎に対して，その内部構造にまで立入った研究が少ないことの原因は主としてこの測定上の困難さからきているものと思われる。

そこで本研究はまずこの測定技術の開発から始めた。第2章においては，本研究で用いた測定技術の説明およびその検討を行なう。ついで，一定条件下の一つの火炎に対して詳細な測定を行なった結果を示し，測定結果を検討することによって火炎の構造を明らかにせんと試みる。

前述のごとく噴霧燃焼を支配する二つの大きな因子として，噴霧油滴の蒸発過程と燃料と空気の混合過程があげられる。第3章においては，この二つの因子が噴霧燃焼に対してどのような影響を与えるかを知るために，燃焼用空気流量を変化させて火炎形状を変えた5種の火炎を用いて行なった実験について述べる。また，それらの測定結果から火炎中における油滴の挙動についての検討

を行なう。

噴霧燃焼を支配する二つの因子のうち，燃料と空気の混合に対する条件を等しくした噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎とについて実験を行ない，その相違点を検討すれば，噴霧燃焼に対し油滴の存在がどのような影響を与えているかを知ることができると考えられる。第4章においては，このような意図のもとに行なった噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎の比較実験について記述する。

第5章は従来大きな単一油滴について求められている実験結果を使って，火炎中における噴霧油滴の挙動を解析したものである。解析結果を実測の火炎内油滴密度分布などと比較することによって，単一油滴に関する知識がいかに実際の火炎に応用できるかについて検討を加える。

第6章においては，第5章までに得られた結果の一般性について議論し，あわせて種々の目的に用いられている噴霧燃焼火炎全般についての検討を行なう。

第7章においては，第2章～第5章で判明した事実にもとづいて，噴霧燃焼火炎を簡単化して理論解析を行ない，実験結果と比較検討する。その解析において乱流ガス拡散燃焼機構に対し独自の計算モデルを用いるが，そのモデルおよび計算方法の妥当性を検討するために，乱流ガス拡散火炎についても計算を行ない，実験結果と比較した。

第8章は本研究の結論である。

第2章　火炎中の油滴とガスに関する諸量の測定

2.1　まえがき

前述のごとく，火炎中を飛行する油滴に関する計測は本研究の目的を達成するためには不可欠の要素である。しかし，油滴は細かく，かつ強い輝度を持つ高温の火炎の中を高速で飛行しているため，これを検出することは非常に困難である。このため，これまでに火炎中の油滴を満足な形で検出した例は少ない(44)(79)(80)。本研究において用いた油滴採取法は酸化マグネシウム法と呼ばれる方法を応用したものであるが，この方法は古くから燃えていない噴霧の粒径分布を測定するために使用されてきたものである。

噴霧燃焼火炎中における温度分布を知ろうとすると，油滴やすすを含んだ高温流体の温度を測る必要が起こるが，測定手段として熱電対を用いる場合には油滴やすすが熱電対に付着して示度を著しく下げる。この不都合は吸引式高温計を改良したものを用いることによって取り除いた。

本研究は，このような噴霧燃焼の実験に特有な測定技術の開発から始めたが，ついで噴霧燃焼火炎の内部構造を明らかにすることを目的として，火炎内における油滴の空間密度分布および粒径分布，温度分布，ガス流速分布，各種成分ガスの濃度分布に対する測定を行なった。

対象とする火炎は本研究の目的からして，基本的性質においては，工業的に用いられている火炎と変わらないものであることが必要であり，また同時に，その内部構造や火炎内で進行する各種現象の進行過程を明確に知るためには，できるだけ単純な形のものである必要がある。そこで，バーナノズルとしては単孔の空気霧化式を用い，噴射方向は燃焼用空気の流れと平行にした。また，浮力によって火炎の軸対称性が失なわれることがないように，下から上へ流れるたて形の火炎を用い，さらに炉壁上の境界層や炉壁付近に生じる逆流領域が火炎内の現象におよぼす影響をできるだけ少なくし，火炎をopen flameに近い状態にするため，炉の断面積を火炎の太さに比べてできるだけ大きくとることに注意をはらった。

2.2　実験装置

2.2.1　燃焼装置

燃焼装置の概要を図２－１に示す。空気圧縮機①で加圧された空気はサージタンク②にためられ，霧化用空気として圧力調整弁⑥ならびに流量測定用オリフィス⑦を経てノズル⑧に入る。また，この圧縮空気は燃料油加圧用として③の調整弁で調圧されて油タンク④の上部に導かれる。燃料油は⑤の毛細管流量計によって流量測定されてノズルに入る。ノズルのつけ根の周囲には燃焼用空気の流入孔があり，炉⑨内の負圧に応じて大気が吸引される。すなわち排風機⑫は燃焼用空気を流入させるとともに，燃焼ガスを排出させる働きを持つ。その量はダンパ⑩によって加減され，⑪のオリフィスによって測定される。なお⑬は予備燃料タンク，⑭は燃料供給用歯車ポンプである。

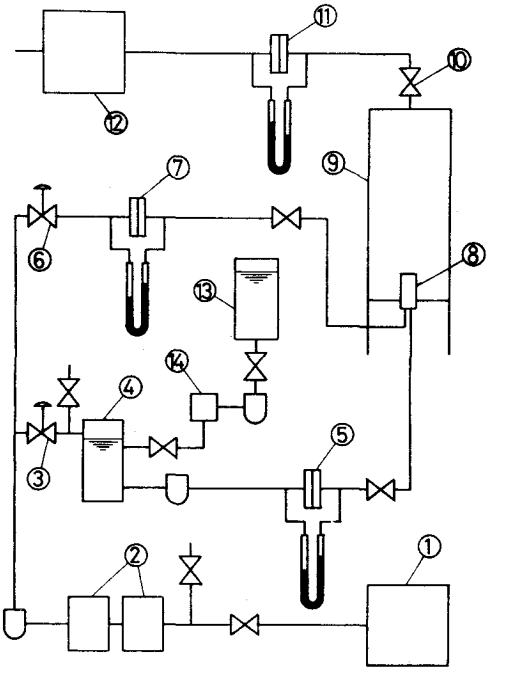


図２－1.　実験装置の概要

炉は図２－２に示すようなたて形で，内面は厚さ約５cmのキャスタブルによる内張りが施こされている。炉の一方の面には８００mm×２４０mm の観測用ガラス窓を設けてある。他の面には測定用スリット④９００mm×３６mm が切られており，各種のプローブをそう入した状態で長さ１０cm に分割されたく形のふたによって炉内を密閉できる構造になっている。炉の下面中央に取り外し可能なウインドボックスがあり，円形の燃焼用空気取入れ孔があけられている。円孔板③を取替えることによってこの

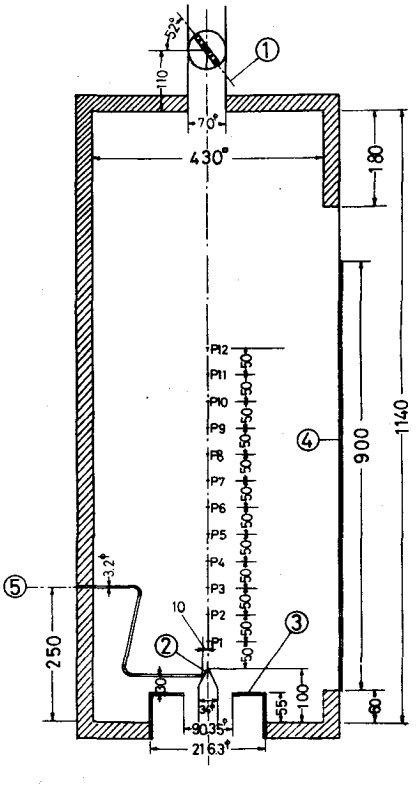


図２－２.　　炉

空気取入れ孔の直径は変えることができるが，本研究においては終始９０.３５㎜φのものを使用した。バーナノズルはその円孔の中心に鉛直上向きに設置される。⑤はパイロットバーナ（都市ガス使用）で，火炎を安定させるため実験中は常時つけている。

バーナノズルは図２－３に示すような単孔の空気霧化式で，ノズル孔および②の油噴孔の口径は変えられるようになっているが，本研究においてはノズル孔２㎜φ，油噴孔は０.５㎜φのものを使用した。バーナノズル先端部にできる後流によって流れが乱されることを防ぐため，ノズルチップの形を図のように円すい形にしてある。本研究で採用した霧化の条件においては，ノズル孔の外部２～３㎜の点までは油の筋が見られ，霧化はこの点で瞬間的に行なわれているのが観察された。

なお，燃料としては白燈油を使用した。

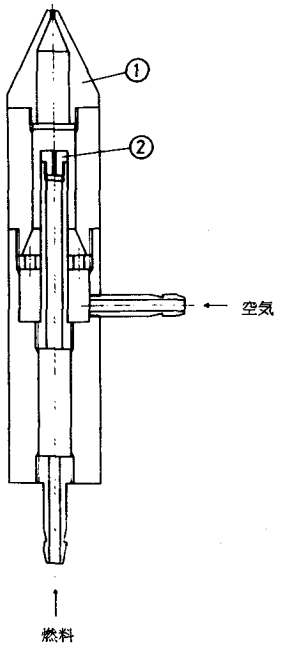


図２－３.　バーナノズル

２.２.２　測定装置

２.２.２.１　油滴の検出

油滴採取装置を図２－４に示す。外筒①は内筒②の外周を軸方向にしゅう動することができ，かつ両者はコイルばねによって

結ばれている。②の内側には③がそう入され，その溝⑤には酸化マグネシウム粉末を被膜したガラス板を，溝④には小さな穴を持った銅板をそう入する。この銅板は油滴の採取範囲を制限するとともに，大量の高温ガスが流入することによって被膜が損傷されることを防止している。本実験においてはこの穴の径は2 mm φとした。

採取に先だって，まず外筒をばね力に抗してセットし，内筒の穴を火炎内の採取しようとする位置に置く。掛け金を外すと，外筒はしゅう動し，内，外筒の穴が重なっている間だけ油滴が採取される。このシャッタ機構を操作することによって，銅板の穴を通過した油滴が酸化マグネシウム被膜に衝突してこん跡を残す。

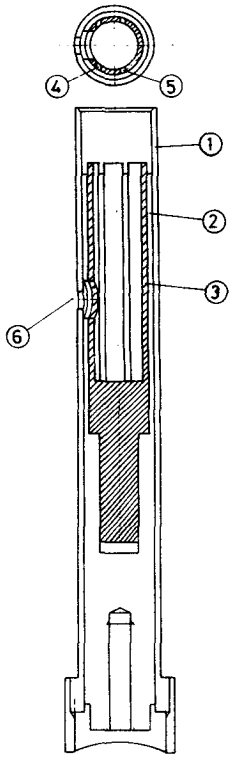


図2－4. 油滴採取装置

本装置は火炎中で操作する必要上水冷が望ましいが，構造が複雑になるし，またそのために直径が太くなると，これをそう入することによって火炎が大きく乱されるので水冷はしていない。そのため火炎中における油滴採取操作は敏速に行なわれる必要がある。そこで図2－4に示す装置を長い中空の丸棒の一端にねじで固定し，他端にコイルばねとレバーからなるシャッタ操作機構を取付けて，両者を棒の内部を貫通する鉄線で連結した。これを三次元トラバース装置に固定し，火炎内の任意の位置へそう入し，レバーを操作した後敏速に炉外に取出す。

シャッタ開口時間はばねの強さによって変えることができる。本実験で使用したものは，光電管で計測した結果9.96ms と 5.23ms であった。

酸化マグネシウム被膜上のこん跡から油滴の粒径を求めるには，まず下方から光を当ててこん跡の顕微鏡写真をとり，このネガフィルムを拡大投影して一粒々々の径を計測する方法をとった。こん跡の直径と実際の油滴の直径との間の関係についてはMay[45]によって詳しい実験結果が報告されている。

2.2.2.2　ガス温度測定

火炎中のガス温度を測るために主として用いたのは0.3㎜φのPt−Pt Rh（13％）熱電対である。しかし裸熱電対によって高温気流の温度を測定する場合，熱電対の素線を伝わって逃げる熱と，温接点から熱放射により失なわれる熱による誤差が問題になる。そこで本実験では吸引式高温計を併用した。図2−5は実験に用いた水冷吸引式高温計である。①は二重磁製管で，熱電対はⓐからそう入され磁製管の中心を通り，その温接点は磁製管の下端から上方約3㎜の位置にある。測定のさいは磁製管を火炎軸に平行に入れ，その下端からガスを高速で吸引する。これにより，次に示す三つの効果により誤差を減らすことができる。

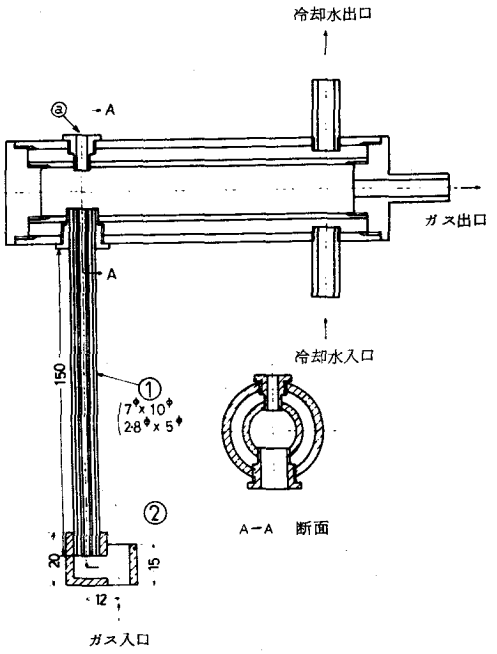


図2−5.　吸引式高温計

(1)　温接点のまわりのガス流速を上げることによって，熱電対への熱伝達率を高める。

(2)　熱電対素線の長さ方向の温度こう配を小さくすることによって，素線を伝わって逃げる熱を減らす。

(3)　磁製管の温度を高め，熱電対温接点と磁製管との温度差を小さくすることによって，放射による誤差を減らす。

噴霧燃焼火炎内における温度測定においては，上述のものの他に次に示す二つの誤差の原因が加わる。

(1)　熱電対に付着した油滴が熱電対から熱をうばう。

(2)　すすが熱電対を厚くおおい，気流からの熱伝達を妨げる。

これら二つの原因からくる誤差は吸引式高温計の先端に小さなキャップ②を付けることによって取除くことができた。すなわち，これを付けることにより

油滴やすすなどの粒状物質はその慣性によって直進し，ガスだけが吸引されることになる。このキャップは油滴の存在する場所でのみ用いた。

2.2.2.3　ガス流速測定

ガス流速の測定には図２－６のピトー管を用いた。ピトー管は水冷してあるが頭部だけは水冷せず，磁製管①と耐火れんが②からできている。したがって

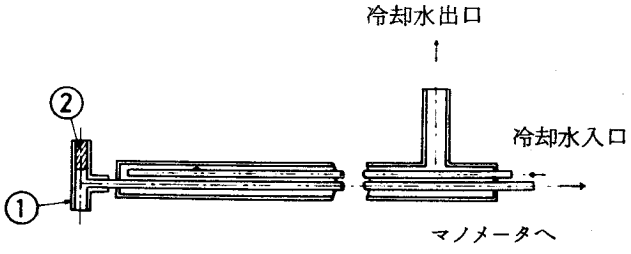


図２－６.　ピトー管

火炎中では頭部は赤熱され，これについた油滴はすぐ気化され，ピトー管が油滴でつまるのを避けることができる。なお①の鉛直部は短くし，その中を飛行する間に油滴からガスへ伝えられる運動量の測定値におよぼす影響を極力小さくした。

2.2.2.4　ガス分析

ガス分析にはガスクロマトグラフ*を用いた。燃料として燈油を用いているためサンプルガス中には分子量の大きな炭化水素が含まれており，これを分析カラムに入れると１回の分析時間が非常に長くなるので，炭素数が４以上の炭化水素はプレカット装置によって予め取除いて分析を行なった。サンプリングプローブとしては水冷ステンレス管を用いた。

---

*　島津製作所製，GC－4APTF形

分析回路を図２－７に示す。⑪の真空ポンプを使ってサンプリングプローグ①よりガスを吸引し，ガスサンプラ④にガスを取入れる。サンプルガスは②で水中をくぐり，③のフィルタを通ることにより，すす，油および水分が取除かれる。

ガスサンプラ④にためられたガスは三方コック⑧を操作して完全に大気圧状態にした後，キャリアガスによってプレカット装置の八方コック⑦に送られる。八方コックに入ったガスは点線の回路を通ってプレカットカラム（PC），メインカラム（MC１） の順に流される。メインカラムにＣ３以下の炭化水素が流入し，プレカットカラムにＣ４以上の炭化水素が残った状態にある時に八方コックを切換えて実線で示す回路にする。その結果，サンプルガスの回路はダミーカラム（ＤＣ），メインカラムと連結され，また圧力調整弁⑥を通ったキャリアガスがプレカットカラムを前とは逆の方向に流れ，このキャリアガスはＰＣ中にあるＣ４以上の炭化水素を掃除して，チョークカラム（CC)を通って大気へ放出される。八方コックを切換えることによってメインカラムのガス流量が変化することがないように，ＰＣとＤＣの抵抗を等しくし，またＭＣ１とＣＣのガス流量が常に等しくなるように調整してある。

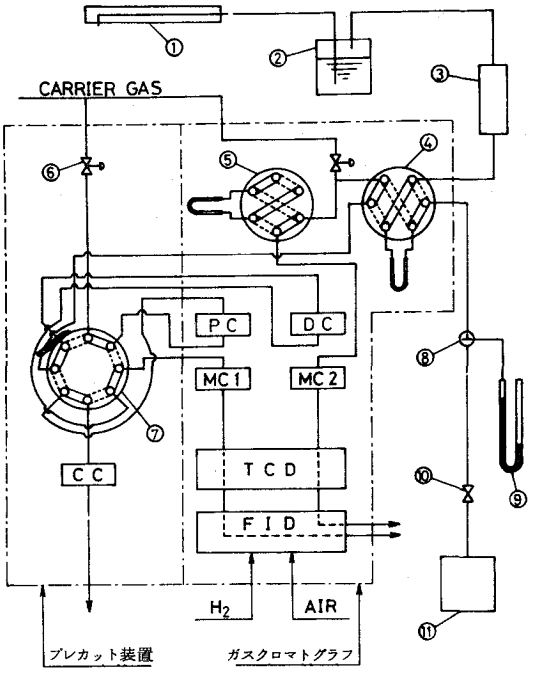


図２－７．ガス分析回路

ＰＣ，ＤＣの充てん剤はスコアラン２５％，ＭＣ１の充てん剤としては無機ガス分析にはモンキュラシーブ１３Ｘを，有機ガス分析にはＳＭ６を用いており，ＣＣには担体のみをつめてある。キャリアガスとしてはヘリウムを用いた。

メインカラムを出たガスはディテクタに入る。無機ガス分析には熱伝導度ディテクタ（TCD)を，有機ガス分析には水素炎イオン化ディテクタ（ＦＩＤ)を用いた。

2.3　実験方法

表２－１に示す条件の火炎に対して，火炎軸上および５cm間隔の水平断面上における油滴の空間密度および粒径分布，各種成分ガスの濃度，温度，ガス流速を計測し，それら計測法を検討するとともに，火炎内の各量の分布状態および各種分布間の相互関係を調べた。

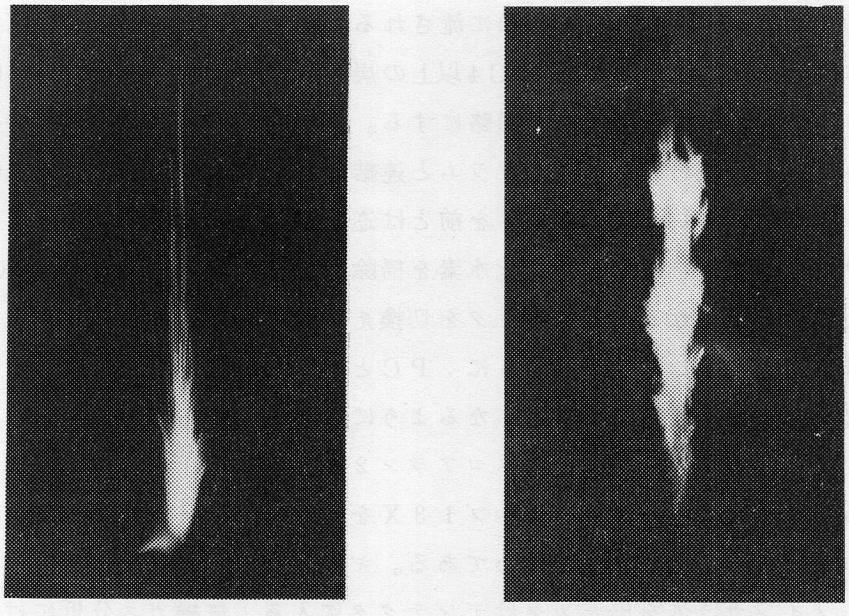
表2－1. 火炎条件

火　炎　No.	A
燃料流量 cc/s	0.48
霧化用空気流量 cc/s	225
燃焼用空気流量 l/s	30.6
燃焼用空気流速 m/s	約 8.5
空気比	5.81
火炎長 cm	53

2.4　実験結果とその検討

2.4.1　炎の形状

燃料流量ならびに燃焼用空気流量を一定にしておいて，霧化用空気流量を０からしだいに増してゆくと，最初は霧化が不十分のため噴霧は燃焼しないが，ある程度霧化が進むと図２－８(a)



(a)　(b)

図２－８.　火　炎

に示すような竹ぼうき状の火炎が現われ，個々の油滴が燃えながら飛行しているのが見られる。さらに霧化を良くすると大部分が黄色炎で下部に青色炎を持つ図２－８(b)のような通常の火炎になる。さらに空気量を増してゆくと，黄色炎の部分が減り青色炎が増してゆき，ついには火炎全体が青色炎となる。この状態を過ぎると炎は振動しはじめ，変動の激しい黄色炎が青色炎の上に間欠的に現われるようになる。

本実験で使用した火炎は普通に使われている図２－８(b)の形のものである。

2.4.2　油滴採取

2.4.2.1　油滴の空間密度分布および粒径分布

火炎中における油滴採取により得られた顕微鏡写真の一例を図２－９に示す。

図２－２に記してあるＰ1～Ｐ12はノズルからの高さを示す記号で５cm間隔にとったものであるが，火炎中のＰ3～Ｐ5の断面内で１回の操作（採取孔直径：2mmφ，シャッタ開口時間：9.96ｍｓ）によって採取ガラス板上に取られた油滴の数をプロットしたものが図２－１０である。これは滴の多い所で１０回，少ない所では１００回以上にわたる測定結果の平均値である。なお識別しうる最小油滴直径は酸化マグネシウム被膜上に残されたこん跡の鮮明度によって決まり，本実験の場合は約４μであった。図から長さ５３cmの火炎において，ノズル上２５cm（Ｐ５）の位置ではすでに油滴はほとんど存在しなくなっていることがわかる。

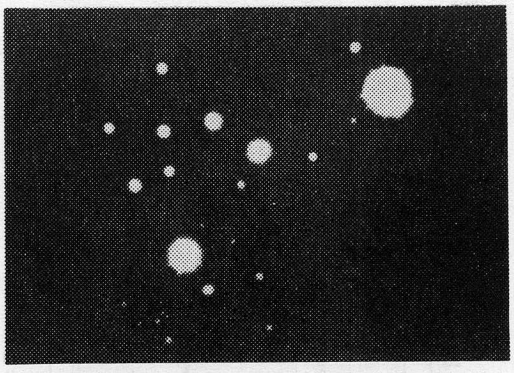


図２－９.　採取油滴の顕微鏡写真

図２－１１は同一条件下での火をつけていない噴霧流に対するＰ５断面上の油滴密度分布である。

つぎに，粒径分布の一例を図２－１２，図２－１３に示す。図２－１２は燃焼時，図２－１３は非燃焼時のものである。図中にたとえば，Ｐ3＋0；Ｐ3＋1；

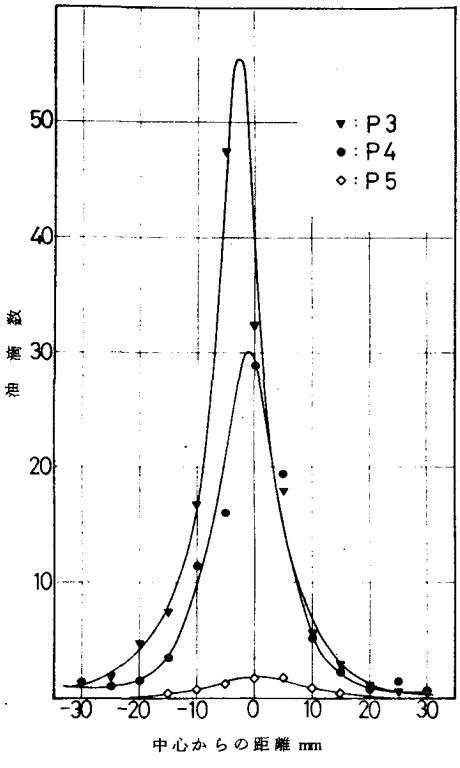


図2−10. 火炎内における油滴の空間密度分布

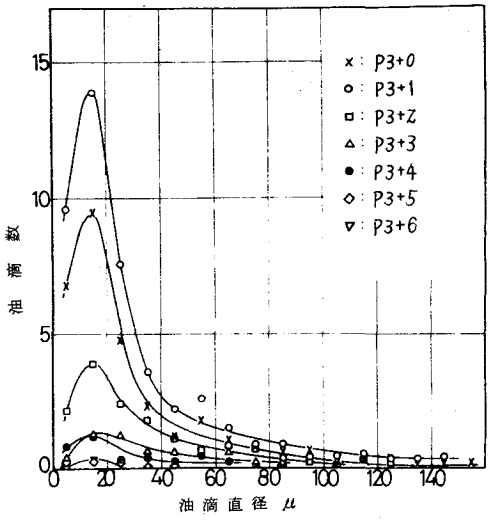


図2−12. 燃焼時の粒径分布

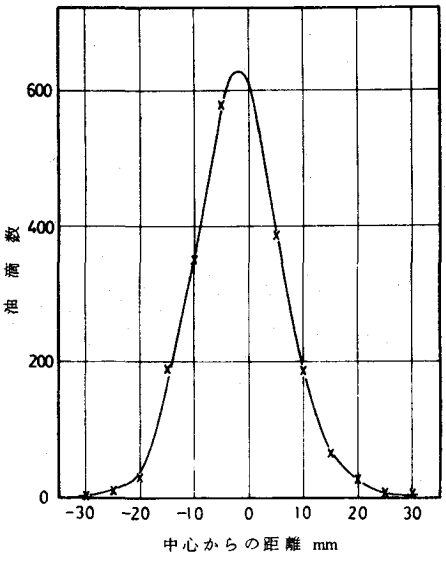


図2−11 非燃焼噴霧流における油滴の空間密度分布（P5断面）

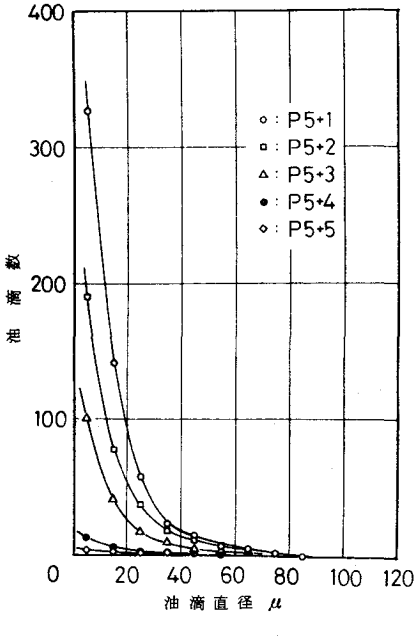


図2−13. 非燃焼時の粒径分布

……；P3＋6 と記したのは，それぞれP3断面の中央；中央から5㎜；……30㎜ の位置を示すものである。

図2－14 は断面P3とP5の中心軸上における粒径分布を燃焼時と非燃焼時に対して片対数目盛で描いたものである。図から火炎中における油滴数が非燃焼時に比べて著しく減少しているようすがわかる。

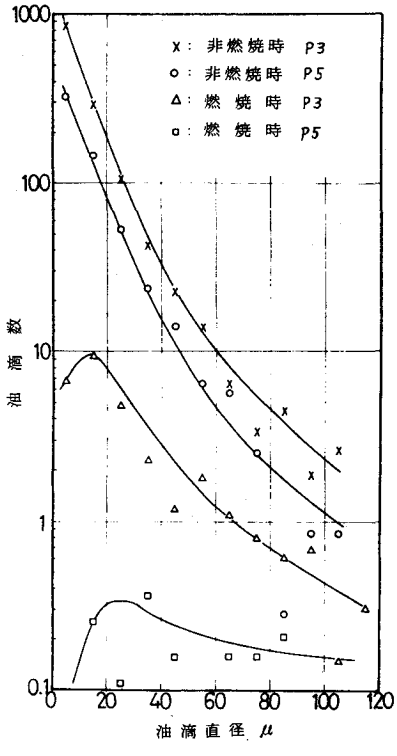
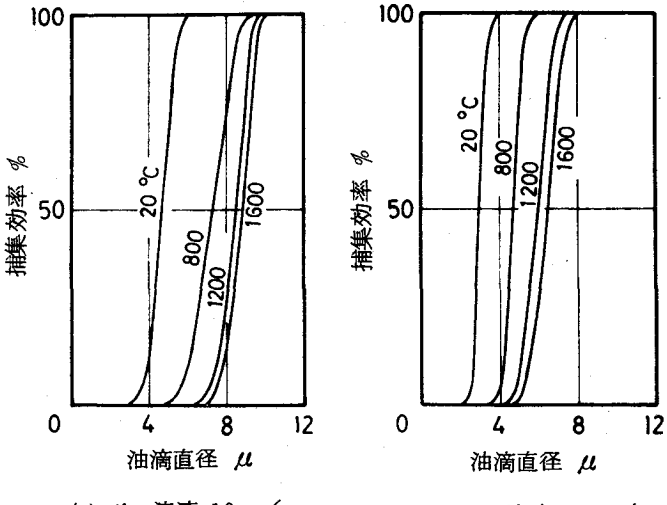


図2－14. 粒径分布の比較

2.4.2.2　捕集効率

本実験で用いた装置のように，慣性を利用して滴を採取する場合には捕集効率が問題になる。そこで，実験に用いた油滴採取装置の構造からみて，無限平板に噴霧流が当たる場合を想定し，かつガスと油滴とは同一速度であるという仮定のもとに，Ranz と Clarence が示す線図[46]を使って捕集効率を計算した。捕集効率がとくに問題になるのは非常に小さい滴であるから上の仮定は許されるものと考えられる。



(a) ガス流速 10 m/s　　(b) ガス流速 20 m/s

図 2－15. 噴霧油滴の捕集効率

計算結果を図2－15に示す。図からわかるように，10 m/s 程度の流速があれば10μ以上の滴はすべて捕集される。しかし10μ以下の滴に対しては捕集効率が悪く，とく

に気流温度が高くなるとガスの粘度が増すために効率は著しく低下する。図2－4に示す油滴採取装置において，装置内に流入したガスはガラス板に当って先端の方向に流れるが，油滴採取によって得られた顕微鏡写真を見ると，10μ以下の油滴はこの流れに乗って下流方向に集まる傾向が見られ，微小滴が気流に運ばれ捕集されにくいことが推察された。

図2－12と図2－13を比較すると，非燃焼時には0～10μの滴がもっとも多く採取されているのに，燃焼時には10～20μの滴がもっとも多く，10μ以下のものは非常に少ない。これは上記の捕集効率の変化，つまり気流温度が高くなると10μ以下の滴の捕集効率が著しく低下することに起因するものであろう。したがって実際には火炎中にあっても0～10μの滴は非常に多く存在しているものと推測される。

2.4.3 温度測定

2.4.3.1 温度分布

図2－16.は火炎内の各断面上における温度分布を裸熱電対で測定した結果である。このようにノズルに近い所では火炎中央部の温度は周辺部より低く，燃焼反応は中央部より周辺部においてより激しく起こっていることがわかる。

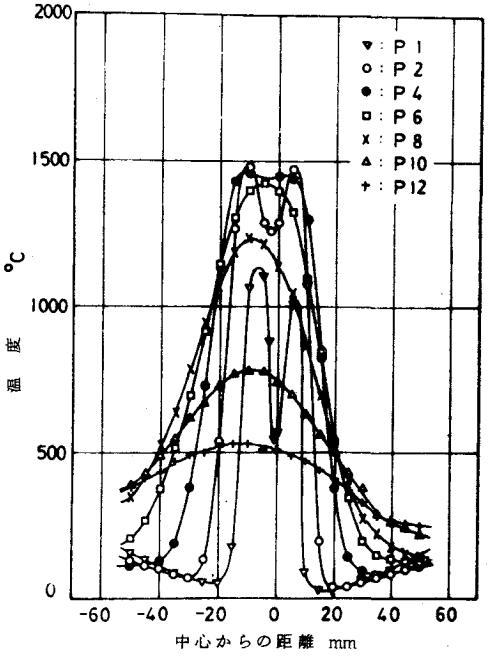


図2－16. 温度分布

2.4.3.2 吸引式高温計による温度測定

吸引式高温計でガス温度を測定する場合，指示温度はガス吸引量によって変化する。図2－17は図2－5に示す吸引式高温計を火炎内で使った場合の吸引ガス流速と指示温度の関係について実験した結果である。

図によれば，油滴のほとんど存在しないP5～P7断面の中心部では約60m/s以上の流速で吸引してやればほぼ一定値となることがわかる。たゞしこ

れらの点でのガス流速は14～17m/s であるから，上のような高速で吸引すると周囲のガスを吸込むことになる。しかしこれらの測定点周辺では温度分布が平たんであるから大きな誤差にはならないと考えられる。これらの測定値を裸熱電対の値と比べた結果が図2-18 に示してあるが，これから両者の差が最大100℃程度であることがわかる。差が最大になる点は火炎内で温度がもっとも高く，裸熱電対では熱放射による誤差が最大になる所である。すなわち熱放射による誤差は100℃を越えないものと考えられる。

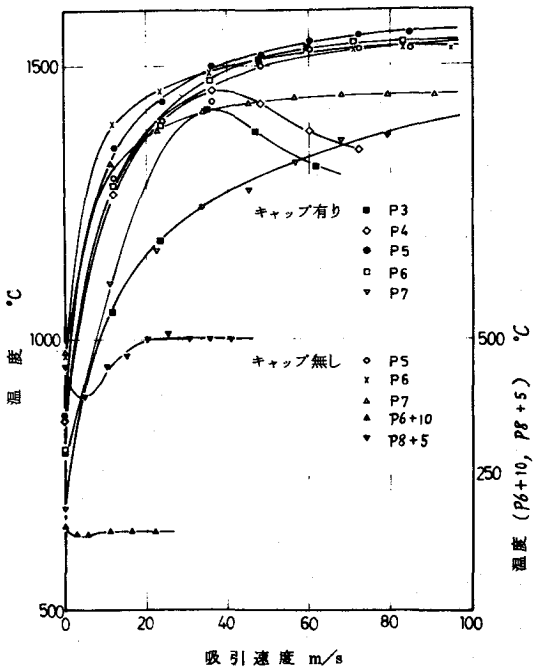


図 2-17.　吸引ガス流速による指示温度の変化

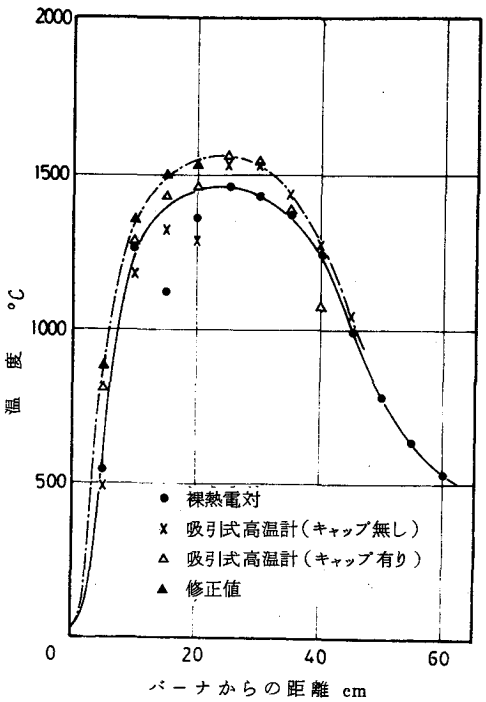


図 2-18.　各種測定法による指示温度の比較

つぎに油滴が存在する場所での温度測定であるが，図2-17 を見ると，P3，P4断面中心をキャップをつけた吸引式高温計で測ると，35m/s 付近で最大値を示し，さらに吸引速度を上げると指示値は低下している。その原因としては，この付近の温度こう配が急であるために（図2-18参照），吸引速度を増すに従って上流の低温

ガスを吸込んだためと考えられる。しかしこれらの測定曲線も本来はＰ５～Ｐ７のそれと同様な傾向を示すはずであるから，Ｐ３，Ｐ４曲線をＰ5～Ｐ7の曲線に平行に外そうすることにより，Ｐ３，Ｐ４中心軸上の温度はこれらの曲線の最高温度にさらに約７０℃を加えてやればよいと考えられる。

以上の各種方法で測った火炎中心軸に沿う温度分布をまとめたのが図2−18である。図中に修正値とあるものはキャップをつけた吸引式高温計の最高示度に上記の７０℃を加えた値である。このようにすると破線のようななめらかな曲線が得られる。実線は裸熱電対による測定結果であるが，１５cm，２０cm の位置で測定値が低い値を示している。この付近はもっともすすの量の多い所で，油滴が粘着剤として作用する効果もてつだって，熱電対を入れるとすぐ，すすの厚い被膜が熱電対を被ってしまうのが観察された。このすすの被膜が気流から熱電対への熱伝達を妨げるために示度が下がったのであろう。

吸引式高温計の場合，ノズル上２５cmより下の点ではキャップの有無によって指示温度に差が生じ，キャップが無いと熱電対に油滴やすすが付いて指示が下がるようすがわかる。油滴が多いＰ１，Ｐ２ではことにその差が著しい。このことから，裸熱電対による測定結果（図2−16）において，Ｐ１，Ｐ２の温度分布曲線の中央部に見られる大きなくぼみは油滴の付着によって実際以上に示度が下ったものであることがわかる。

図2−18から，Ｐ１ではこの見掛けの温度低下は350℃程度と見られる。

なお，Ｐｔ−Ｐｔ Ｒｈ 熱電対を使用したため表面における触媒作用が問題となるが，プロパンの拡散火炎を使って，酸化マグネシウムの被膜をした熱電対と裸の熱電対との比較実験を行なった結果，その示度にはほとんど差が見られなかった。

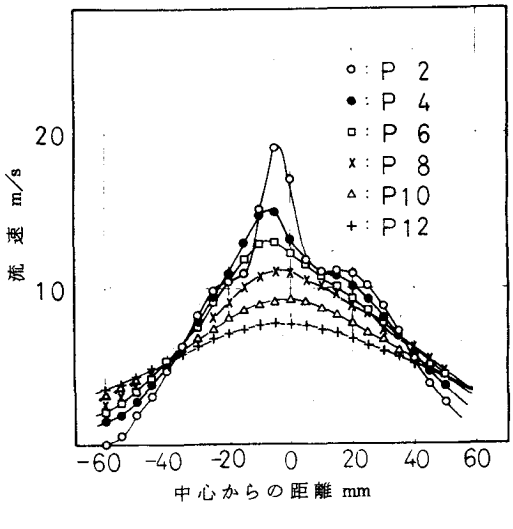


図 2−19.　噴流内の流速分布

2.4.4　ガス流速測定

図2−19は，表2−1に示す量の霧化用空気と燃焼用空気のみを流した同軸噴流における流速分布であり，図2−20，図2−21は火炎内の動圧分布およびそれから求めたガス流速分布である。

火炎内ガス流速を計算するにあたっては，実測のガス温度に対する空気の物性値を用いた。流れの非対称性はパイロットバーナ用銅管のためであると考えられる。

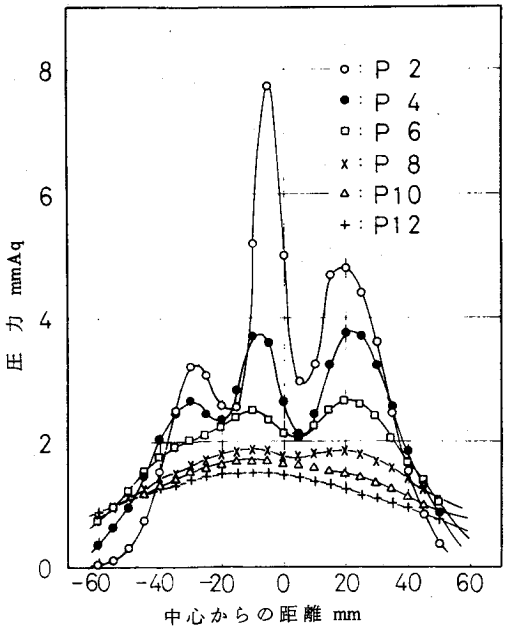


図2−20.　火炎内の動圧分布

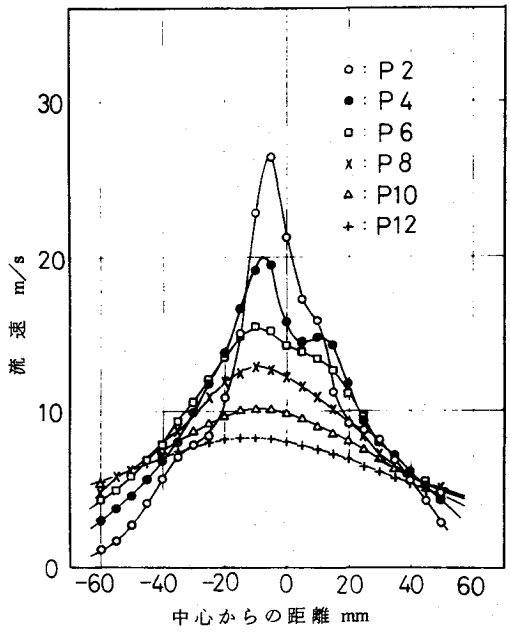


図2−21.　火炎内の流速分布

2.4.5　ガス分析

図2−22は火炎中心軸上，図2−23〜図2−25はP2，P4，P6断面上におけるガス組成分布を示す。H_2，H_2Oの濃度は測定していないが，H_2の濃度分布はCOのそれと同じ傾向になると思われる。(37)(47)　なお，図中の濃度は原子数保存の関係から（H_2+H_2O）の濃度を計算で求めて，ウェットベースで示してある。

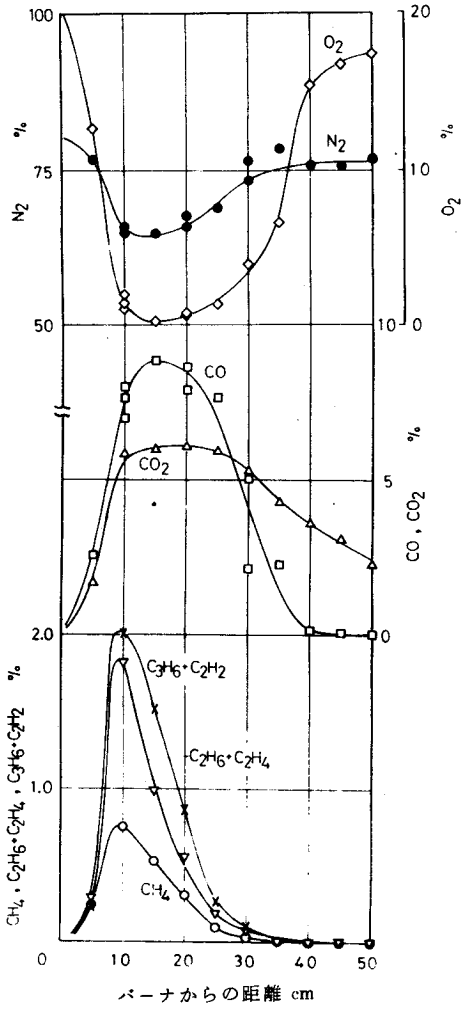


図 2−22. ガス組成分布
（中心軸上）

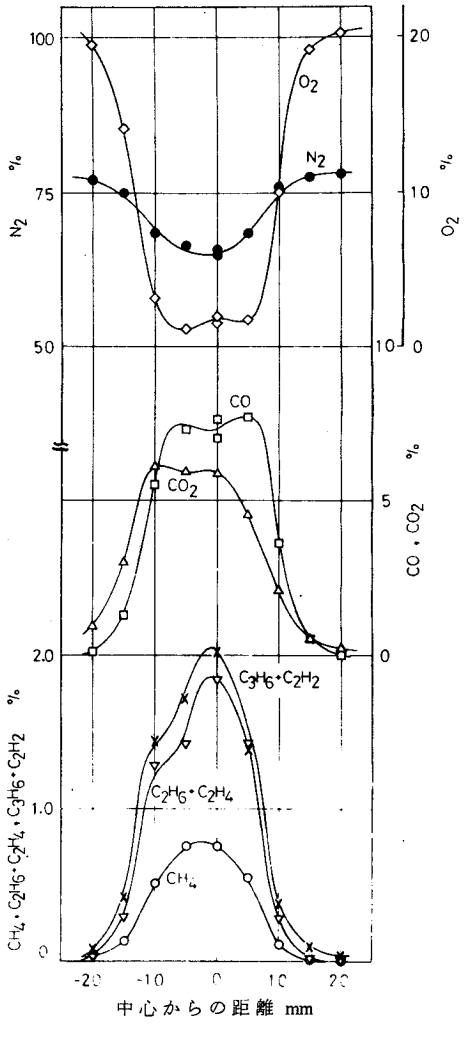


図 2−23. ガス組成分布
（P 2断面）

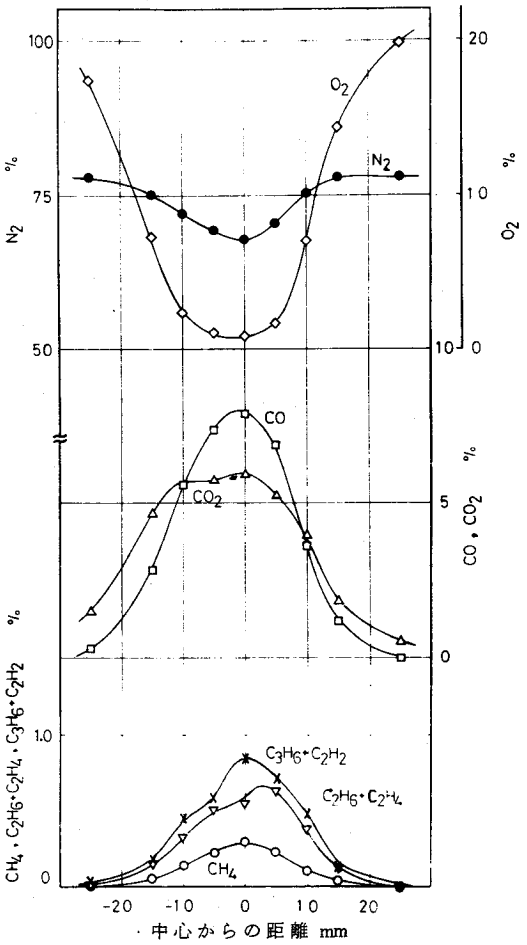


図 2−24. ガス組成分布
（ P 4 断面 ）

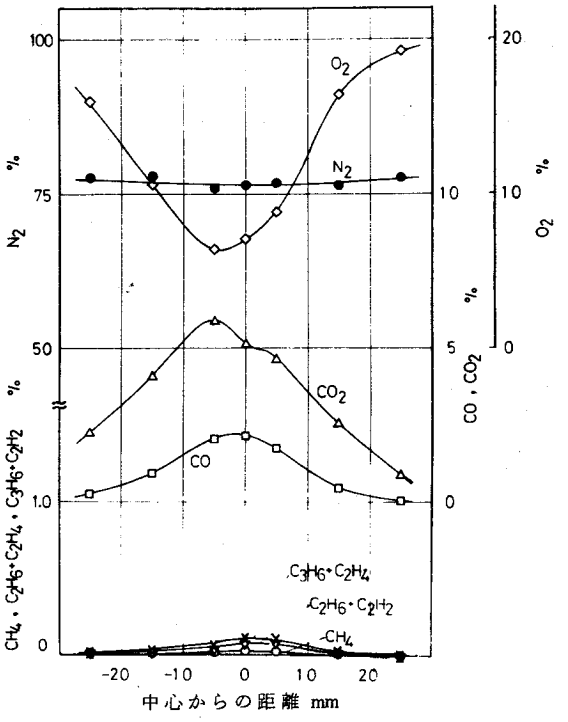


図 2−25. ガス組成分布
（ P 6 断面 ）

2.4.6　各種分布の相関々係および火炎モデル

以上の結果をもとにすると，この実験に用いた火炎を図 2−26 のような 3 領域に分けて考えることができる。A 領域は油滴が存在する範囲で，B 領域は油滴はほとんど存在しないがA領域から供給された可燃ガスが燃焼し，常に火炎が存在している範囲である。C 領域もガスが燃えているが，高速度写真撮影の結果によると火炎があったりなかったりする変動の激しい部分であることがわかる。

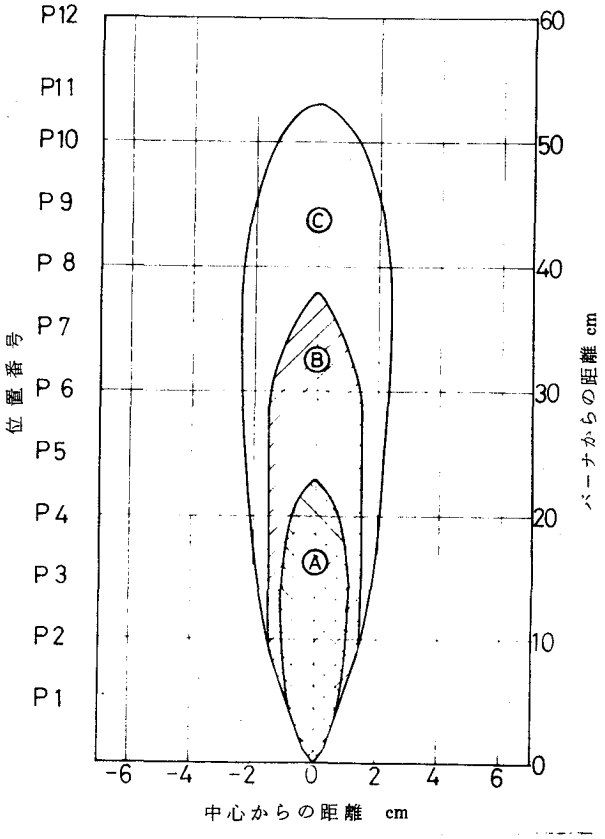


図 2−26.

火炎モデル

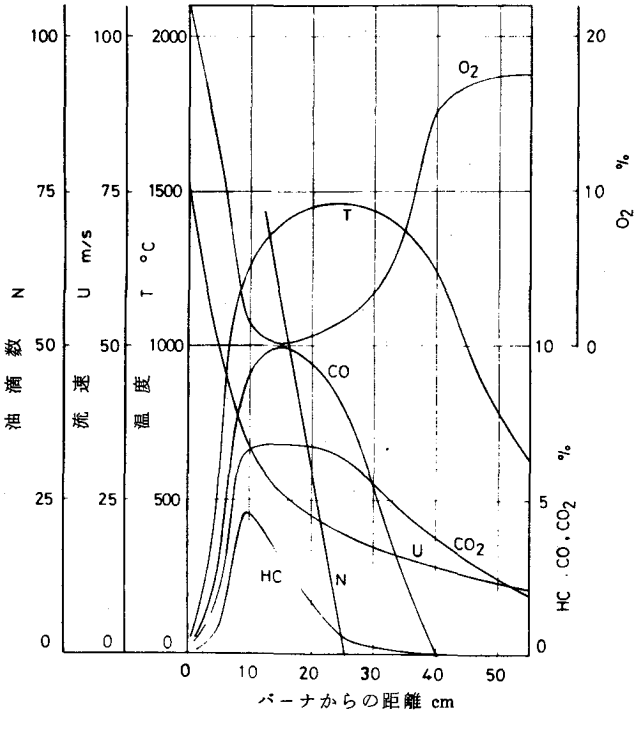


図 2−27.

各種測定値の

分布

（中心軸上）

図2−27には火炎中心軸上の，図2−28〜図2−30にはP2，P4，P6断面上の油滴密度，温度，ガス流速およびガス組成各分布の相関関係を示す。図中HCは炭素数が3以下の低級炭化水素の濃度を表わす。

図2−26に示す火炎モデルと図2−27を比べると，A領域とB領域の境界はノズル上20〜25cmの所にあり，その直後に最高温度の部分があることがわかる。A領域の後半は反応がもっとも激しい所で，酸素濃度が著しく低下し，したがってすすの発生が多く，これが前述のごとくP3，P4断面の中心部における温度測定を困難にしている。またA領域で熱分解はほゞ完了し，AとBとの境界付近では炭化水素もほとんど消費されており，B領域で燃えているガスは大部分がCOであるこ

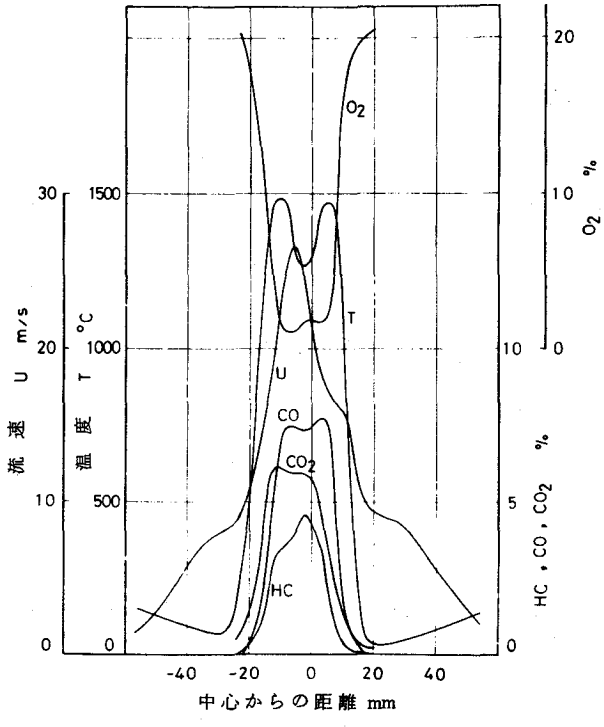


図2−28. 各種測定値の分布（P2断面）

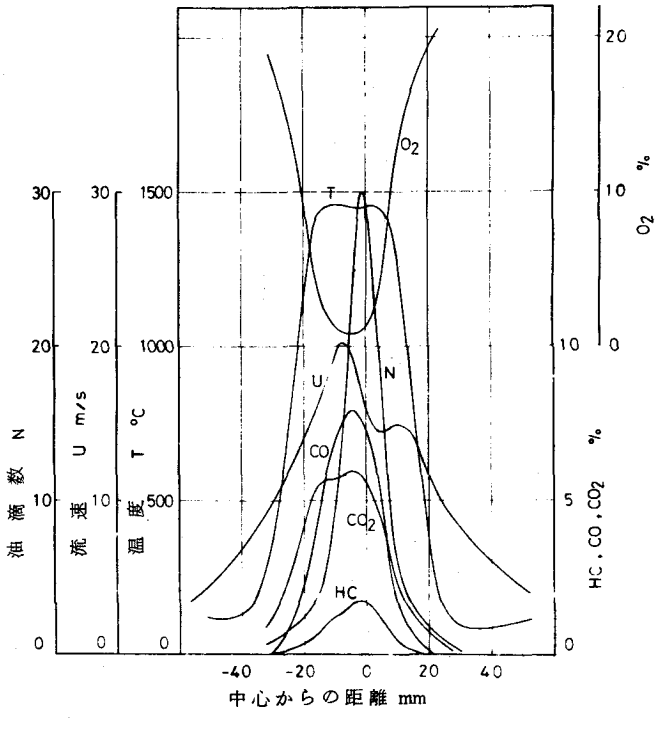


図2−29. 各種測定値の分布（P4断面）

とがわかる。

図 2−29 によると，油滴の空間密度曲線Nおよび HC，CO，CO_2 の濃度分布曲線の中心軸は少しづつ異なっており，N，HC，CO，CO_2 の順に中心から左の方へ並んでいる。これは火炎中心軸付近の流線が少し傾斜している（図 2−21 参照）ことから，油滴のまわりにできた燃料蒸気が気流に乗って流されてゆく途中で，熱分解を受けて低級炭化水素になり，さらに酸化されてCO，ついでCO_2 へ変化していった結果であると考えられる。この現象は図 2−30 においてはさらに顕著である。この図はＰ６断面に対するもので，ここでは油滴はほとんど存在せず図に破線で示すNはＰ５における油滴密度分布を参考のために示したものである。

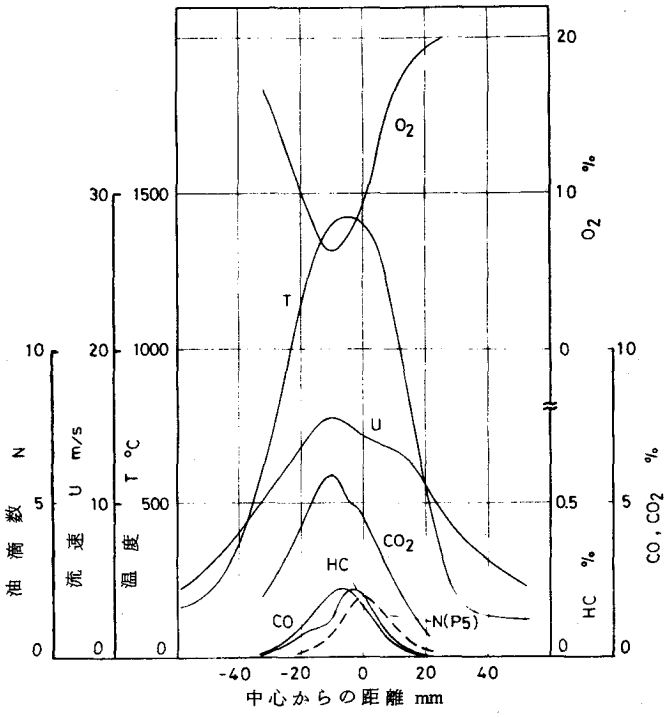


図 2−30. 各種測定値の分布（Ｐ６断面）

Ｐ２断面においては油滴を採取していないため図 2−28 には油滴密度分布曲線はないが，この曲線は温度分布曲線の頂上部にあるくぼみの中央に中心軸を持つ正規分布に似た曲線であると推定される。図 2−28 には前述の分布の偏り傾向は明確に現われていないが，CO 曲線の形が油滴密度分布にではなく温度分布に対応していることが注目される。これは熱分解で生じた低級炭化水素の相当な部分が油滴のまわりで燃えずに，拡散して外周部で CO に変わったことを意味していると考えられる。それは低級炭化水素の濃度分布が油滴密度分布よりずっとなだらかな形をしていることにも現われている。

以上二つの現象は油滴の存在している所でも，個々の油滴はエンベロープ炎またはウェーク炎で燃えているのではなく，むしろ多くのものは単なる蒸発に

近い状態にあることを示しているように思われる。しかし，この件に関してはさらに詳細な実験的検討が必要であり，本研究の中心課題として次章以下で詳しく検討する。

2.5 結 び

燃料を燈油とし，単孔の空気霧化式バーナノズルを用いた火炎に対して，油滴の空間密度および粒径分布，温度，ガス流速ならびに各種成分ガス濃度の各分布を詳細に測り，つぎの結果を得た。

(1) 本実験で対象とした火炎では，火炎中において油滴が存在している領域はノズル近くの火炎中心部に限られており，一般の火炎においても火炎全体に対して油滴の存在している範囲は非常にせまいことが推測される。

(2) バーナ噴霧燃焼火炎は次のようなA，B，Cの3領域に分けてモデル化することができる。ノズル付近にあるA領域は油滴が存在し温度は比較的低い。Aの外部にあるB領域は油滴がほとんど存在せず，Aから供給された可燃ガスが燃えており温度はもっとも高い。火炎の一番外側にあるC領域は，肉眼ではほゞ定常火炎と見られるが，高速度写真によれば火炎塊が所々に発現，消滅しているのが観察され，Bで燃え残った可燃ガスが間欠的に燃えている領域である。

(3) B，C領域では油滴がほとんど存在しないことから，ガス状の拡散燃焼が行なわれていると考えられる。A領域では油滴は存在するが，しかし各分布曲線の相関々係から推察して，油滴は単なる蒸発に近い状態にあるものと考えられ，この領域もガス状の拡散火炎である可能性が強い。これについては次章以下にさらに詳しい実験的検討を行なう。

以上は火炎構造に関する結論であるが，本実験でとくに重点を置いた火炎中での油滴採取と，油滴やすすの混在する条件下でのガス温度の測定についての事項をまとめると次のようになる。

(1) 本実験で用いた油滴採取技術は，油滴の飛行速度が求められない点においては，光学的方法に劣るが，油滴の数と粒径に関しては十分に信頼性のある結果を与えることができ，装置も操作も簡単であるため，実用の燃焼器に対してもそのまま応用できるという利点を持っている。

(2) 油滴やすすの混在する高温気流の温度を測定するさい，キャップを付けた吸引式高温計を用いてガスだけを吸引することによって，熱電対への油滴あるいはすすの付着を防ぐことができ，これらによる温度測定誤差を避けられる。ただし，吸引式高温計においてはガスの吸引量を増す必要があるため，温度分布の変化の大きい所での測定には不適当である。

第 3 章　燃焼用空気流量を変えた場合の火炎の変化に関する実験

3.1　まえがき

前章においては，一つの火炎について詳細な測定を行なうことによって，噴霧燃焼火炎の構造の概略を知ることができた。そこで本章においては，燃料流量および霧化用空気流量を一定にしておいて，燃焼用空気流量を変えることによって長さの異なる5種の火炎を作り，それらの火炎に対して前章と同様の測定を行なうことにより，火炎の形状を支配する因子についての情報を得ようとする。また前章において，火炎中を飛行する油滴の大部分は個々に炎に包まれて燃えているのではなく，単なる蒸発に近い状態にあり．油滴のまわりにできた燃料蒸気が集まり，一体となって拡散燃焼している可能性が強いことを述べたが，この推論に関してさらに詳細な実験的検討を加えようとする。

3.2　実験方法

実験装置および各種測定法は前章で用いたものと同じであり，また燃料もやはり同じく白燈油を用いた。

燃料流量 0.51 cc/s，霧化用空気流量 238 cc/s を一定にしておいて，燃焼用空気流量を変化させて大きさの異なる5種類の火炎を作り，これらの火炎内における温度分布，ガス流速分布，ガス組成分布および火炎中心軸上における噴霧油滴の空間密度分布を測定した。

火炎の条件を表3－1に示す。火炎の長さは絶えず変動しているので，これを明確に規定することは困難であるが，表の値は肉眼によって火炎が常に存在しているように見える長さを示している。

図3－1にはノズルから 25 cm 上方の中心軸上で採取した非燃焼時における噴霧油滴の粒径分布を示す。採取孔直径は 2 mmφ，シャッタ開口時間は 6.39 ms である。

図3－2は燃焼用空気の炉内への流入速度分布を火炎 B－1，B－3，B－5 について示したものである。

表3－1. 火　炎　条　件

火　炎　No.	B－1	B－2	B－3	B－4	B－5
燃焼用空気流量 ℓ／s	38.59	21.03	14.11	10.20	8.23
燃焼用空気流速 m／s	約10.0	5.5	3.7	2.6	2.2
空　気　比	6.90	3.78	2.55	1.85	1.51
火　炎　長 cm	46	51	55	59	65

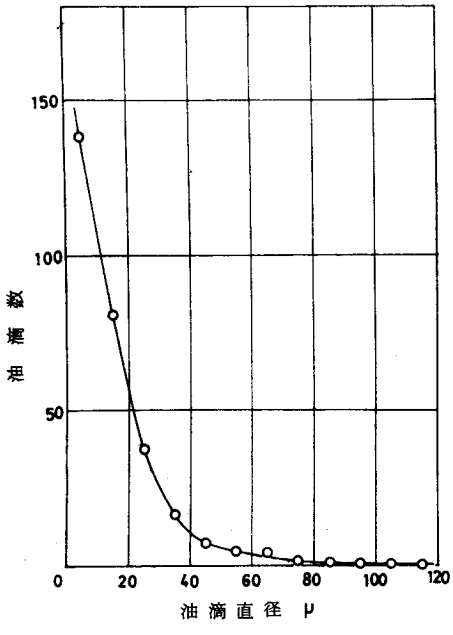


図3－1. 初期粒径分布

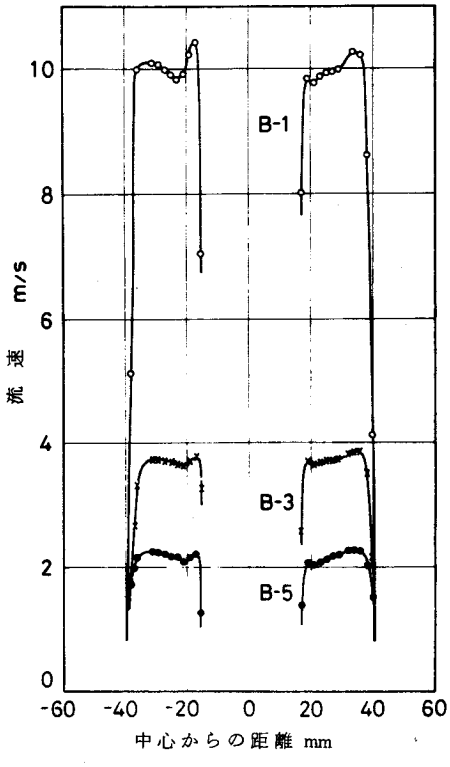


図3－2. 燃焼用空気の炉内への流入速度分布

3.3　実験結果とその検討

3.3.1　火炎内における油滴の挙動

火炎内で測定された各種分布の相互関係を詳しく調べるには，気流の乱れが比較的少なく，大きな火炎が望ましい。そこで燃焼用空気の流入速度がもっとも小さい火炎 B－5 を用いて，火炎中を飛行する油滴の挙動に関する検討を行なう。

図３－３はノズルから１０cm 上方（Ｐ２）の水平断面における各種測定値の分布を示す。本実験では火炎横断面上での油滴採取は行なっていないが，前章の結果から，油滴の空間密度は図中に破線で示すような正規分布に近い分布をしていると考えてよい。

この図においてHC，CO，CO_2 の濃度分布を見ると，すべて中心部が低く火炎周辺部で最高値を持つくら形分布となり，これは油滴密度分布にではなく温度分布に対応した形になっている。また，各濃度分布の左右二つの最高点の位置は，油滴密度分布曲線を中心としてHC，CO，CO_2 の順に火炎外周部に向って，各々を取囲むように並んでいる。これらの現象は前章の図２－29にもかすかに見られ，それについては前章でも僅かに言及したが，本火炎では乱れが少ないためにさらに明確に現われてきたものと思われる。

これら各種分布の間の相互関係は，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって火炎周辺高温部に乱流拡散しながら，熱分解されて低級炭化水素になり，ついで酸化されてCO，さらに CO_2 に変化したことを表わしているものと考えられる。

もし上記の推論が正しいならば，火炎中を飛行する大部分の油滴は個々に炎に包まれて燃えているのではなく単に蒸発しているのみであることになる。というのは，油滴が個々に燃えているのならば，低級炭化水素，CO，CO_2 の濃度分布は，油滴密度分布に対応した形や位置を持つはずだと考えられるからである。

図３－４はＰ４断面における測定結果を示す。この位置では油滴は後述のごとく（図３－６参照）非常に少なく，火炎中心部においても温度は高くなり反応が活発であるため，前述の傾向は薄れている。図３－５はＰ６断面における測定結果である。ここでは油滴はほとんど存在せず，火炎周辺部における高濃

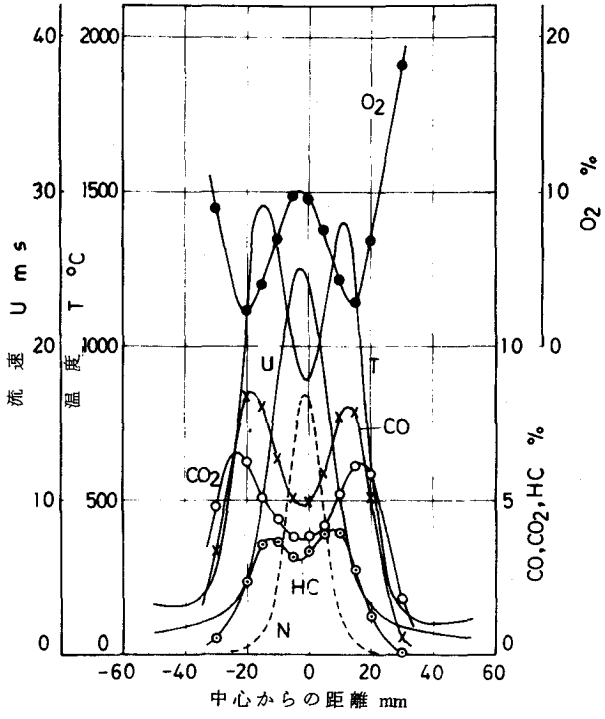


図 3－3. 各種測定値の分布（ P 2 断面 ）

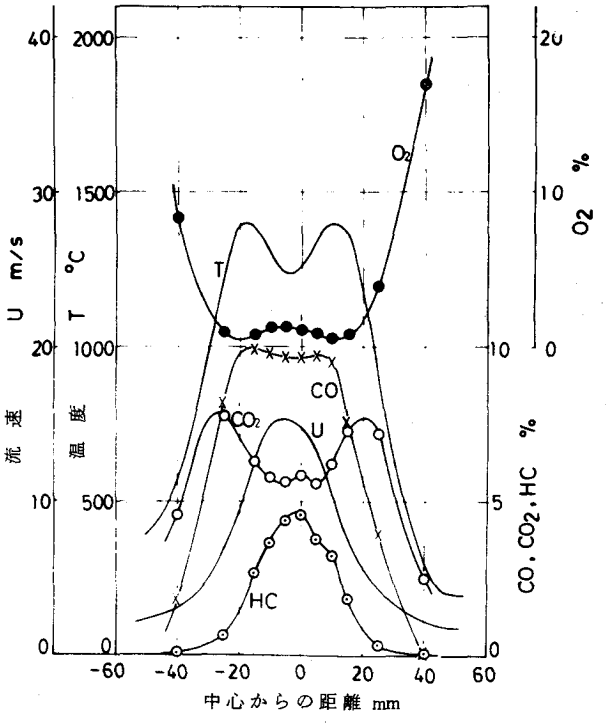


図 3－4. 各種測定値の分布（ P4 断面 ）

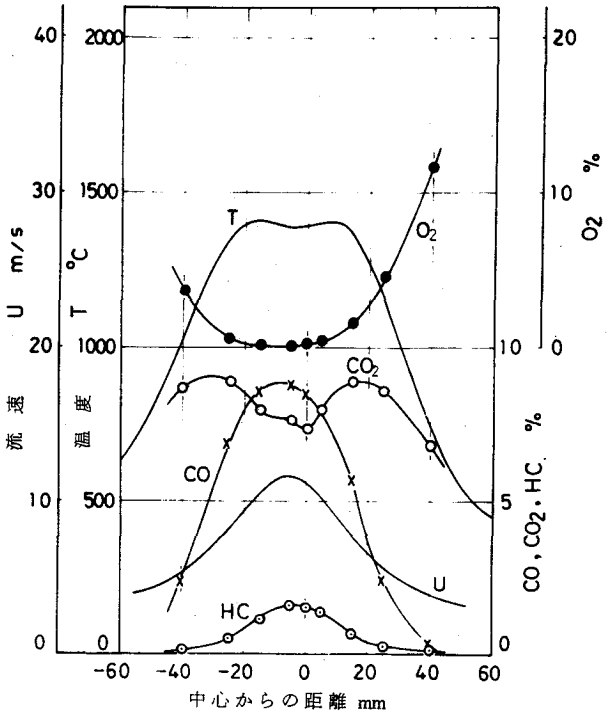


図 3－5. 各種測定値の分布（P6 断面）

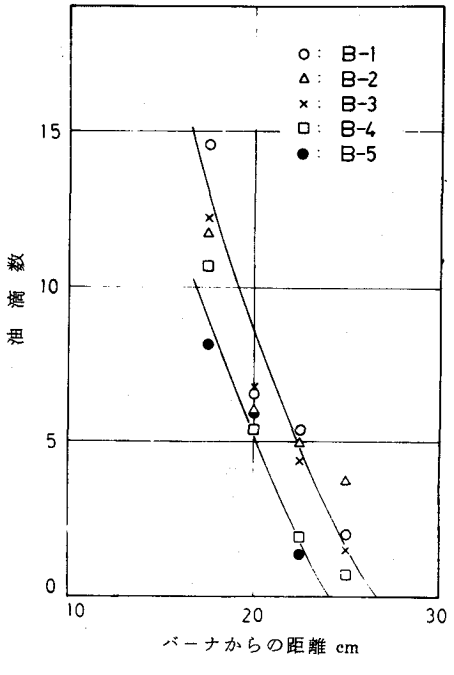


図 3－6. 火炎軸上における油滴の空間密度分布

度領域は CO_2 の分布に僅かに見られるのみになっている。

3.3.2　5種の火炎に対する比較実験

5種の火炎について，火炎軸上油滴が消滅する位置付近で油滴を採取した結果を図3－6に示す。この図から，火炎の長さが46 cmから65 cmに変化しているにもかかわらず，油滴の消滅する位置はほとんど変化していないことがわかる。なお，油滴の採取作業は油滴の多い所で30回，少ない所では100回程度行なった。

図3－7は各炎について火炎軸上の温度分布を比べたものである。当然のことながら．燃焼用空気流速が速く空気比の大きい火炎の方が，火炎後半での中心温度の低下速度が速くなる。図中の矢印（↓）は 表3－1に示す火炎の先端位置を表わしている。火炎は黄色に輝いており，これは高温のスート粒子の存在によるものであるが，図のように火炎先端位置の温度には相当な差異が見られる。Aは油滴がほぼ消滅する位置である。

図3－8は火炎中心軸上におけるガス流速の相違を表わす。図3－7において，油滴消滅位置までの火炎中心軸上温度には相当な差があるにもかかわらず，油滴の消滅位置にはほとんど変化が見られなかったが，この原因は，中心軸におけるガス流速が図3－8のように異なり，油滴の飛行速度が火炎B－5からB－1にゆくに従って速くなることにあると思われる。

火炎中心軸上における成分ガスの濃度分布を，繁雑さを避けるために，火炎B－1，B－3，B－5についてのみ例示したのが図3－9である。火炎B－1からB－5にゆくに従って火炎が長くなっているようすが，成分ガス濃度分布の変化にうかがえる。

前述のごとく，噴霧燃焼においては火炎中の油滴は蒸発しているのみで，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となってガス拡散火炎を形成しているものと考えられるから，噴霧燃焼火炎の形状は油滴の蒸発速度と燃料蒸気の乱流拡散燃焼速度とによって決まるものと考えられる。以上の測定結果によると，火炎が大きくなるに従って，火炎中心軸上における成分ガスの濃度分布や温度分布には相当な変化があるにもかかわらず，油滴の存在状態には図3－6から考えてほとんど変化がないものと思われる。また，図3－6および前章に示す火炎内油滴の空間密度分布（図2－10）から考え，油滴が相当な密度で存在して

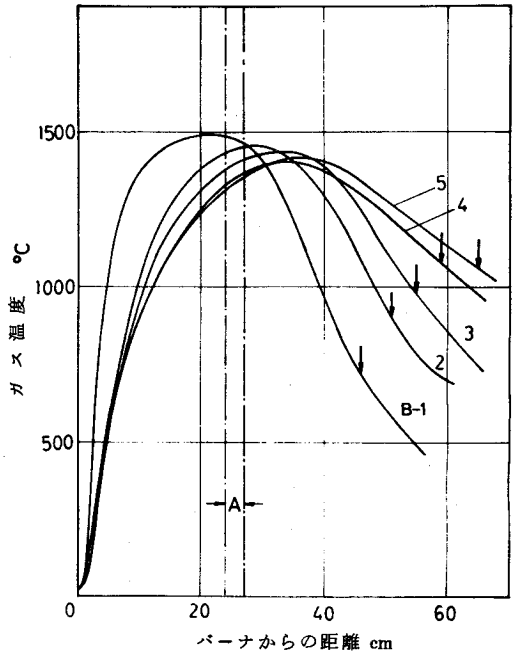


図 3－7. 火炎軸上における温度分布

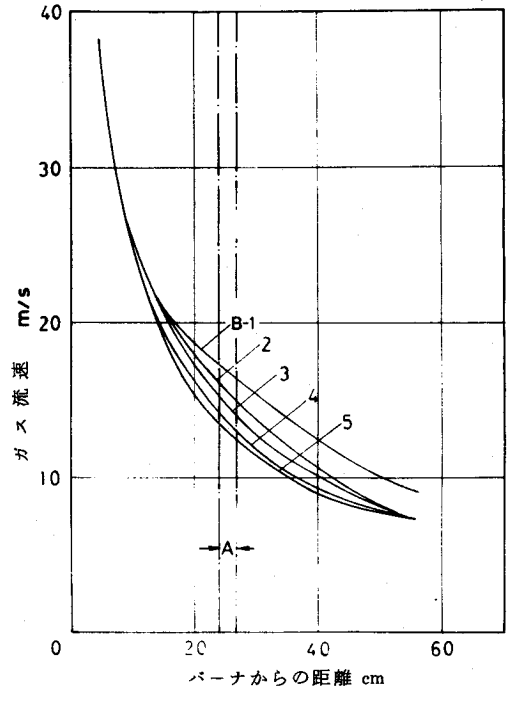


図 3－8. 火炎軸上におけるガス流速分布

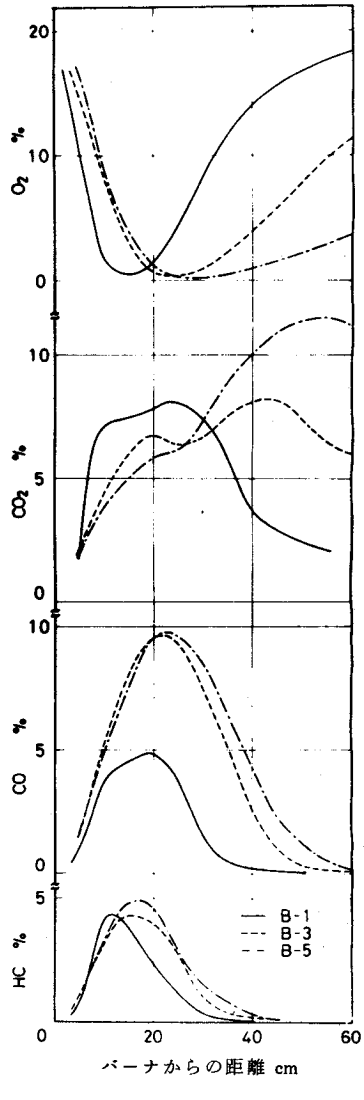


図 3－9. 火炎軸上における
ガス組成分布

いるのはノズルから10 cm程度の範囲であり，しかも中心軸付近のみである。これら二つの事実を考慮すると，すくなくも本研究で対象とした火炎においては，火炎の形状は油滴の蒸発過程よりは燃料蒸気の拡散燃焼過程によって大きく支配されていると推測される。また，この事実はボイラや各種の炉における噴霧燃焼火炎にまで拡張してもよいように思われる。

火炎 B－1 ～B－5 について，中心軸上における各種分布の相関々係を示したのが図3－10 ～図3－14 である。図中の一点鎖線は火炎先端位置を表わす。ここでいう火炎とは，前述のごとく，高温のスート粒子の存在によって黄色に輝く部分を指しており，その先端は絶えず大きく変動している。その結果先端位置を正しく規定することは困難であり，図3－7のように温度との対応関係はない。しかし五つの図ではいずれも一点鎖線の位置は CO がほぼ消滅する位置に対応している。スート粒子の燃焼速度は遅く，火炎先端付近にある CO はスート粒子の燃焼によって発生したものと考えられるので，これは当然のことかも知れないが，いずれにしてもこれらの図から，火炎の形状は CO の消滅位置を指標にして決めるのが良いように思われる。

図3－15，図3－16 に P2，P4 断面における温度分布を示す。燃焼用空気流量を減らしてゆくと，分布曲線の中央部にあるくぼみが深く広くなってゆくのがわかる。

図3－17，図3－18 に P2，P4 断面におけるガス流速分布を示す。

図3－19 ～図3－21 は P2，P4，P6 断面における各種成分ガスの濃度分布である。変動が激しいため火炎の幅は測定できなかったが，これらの図の CO 濃度分布から，燃焼用空気量を減らすに従って火炎幅は増大しており，これは比率的には長さの伸びより相当大きいことがわかる。

図3－19を見ると火炎中心軸付近の酸素濃度は周辺部より著しく高くなっている。これはプロパンなどガス拡散火炎にも見られることである。この理由は，図3－10 ～図3－14 に示す火炎軸上酸素濃度分布と考え合わせると，燃料がノズルから噴出された直後，まだ燃焼反応が活発にならない間に，中心軸付近にまわりから流入した酸素が，温度が低く反応の弱い火炎中心軸付近に残ったことが考えられる。また，火炎中心部の酸素濃度は燃焼用空気流量が少ない火炎の方が逆に高くなっているが，これはノズル直後において中心部に流入した酸素が，中心部の反応がより緩慢な大きな火炎ではあまり消費されずに多量に

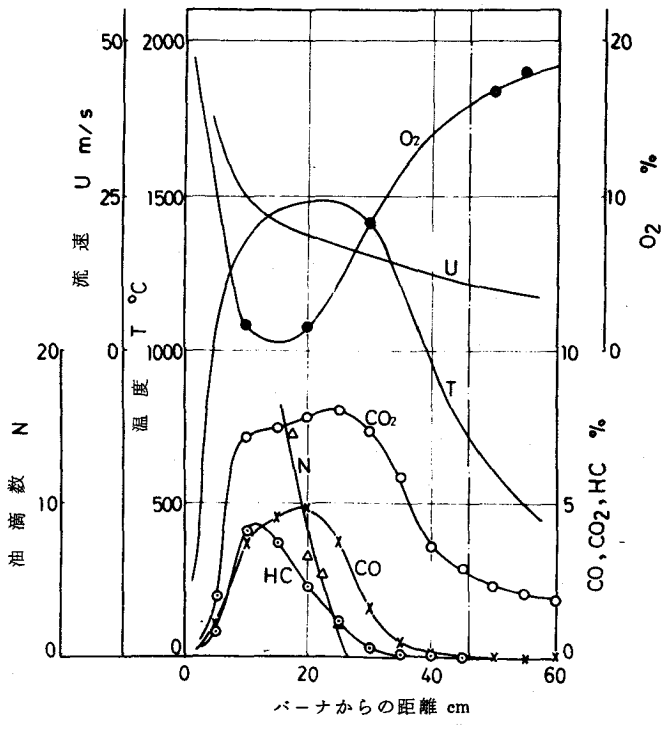


図3－10. 火炎軸上における各種測定値の分布（火炎B－1）

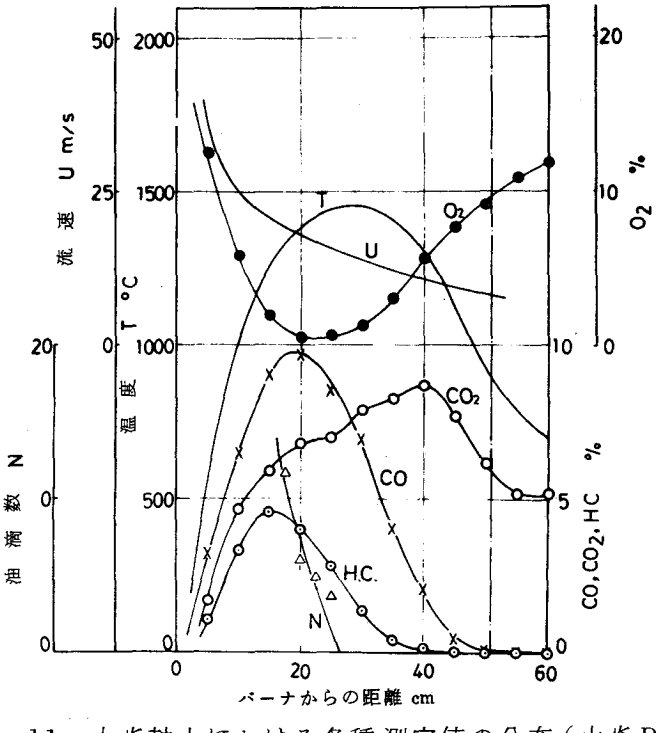


図3－11. 火炎軸上における各種測定値の分布（火炎B－2）

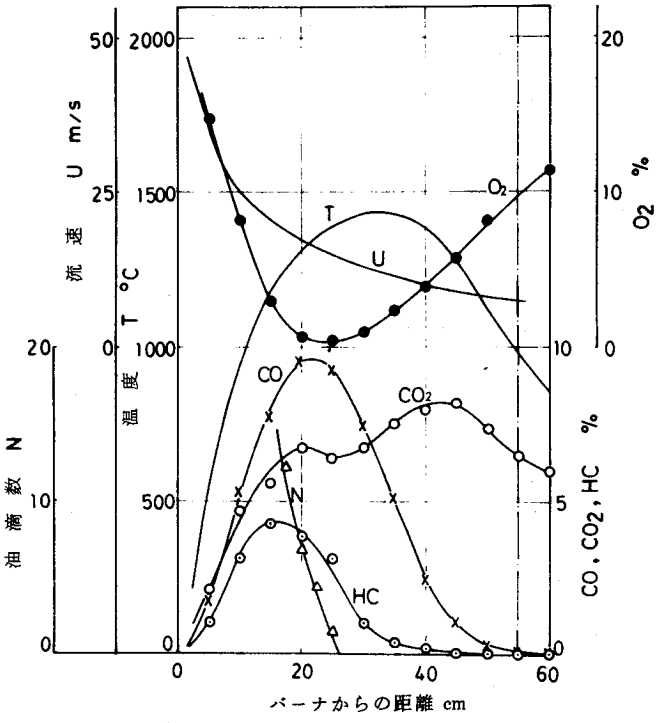


図 3－12. 火炎軸上における各種測定値の分布（火炎B－3）

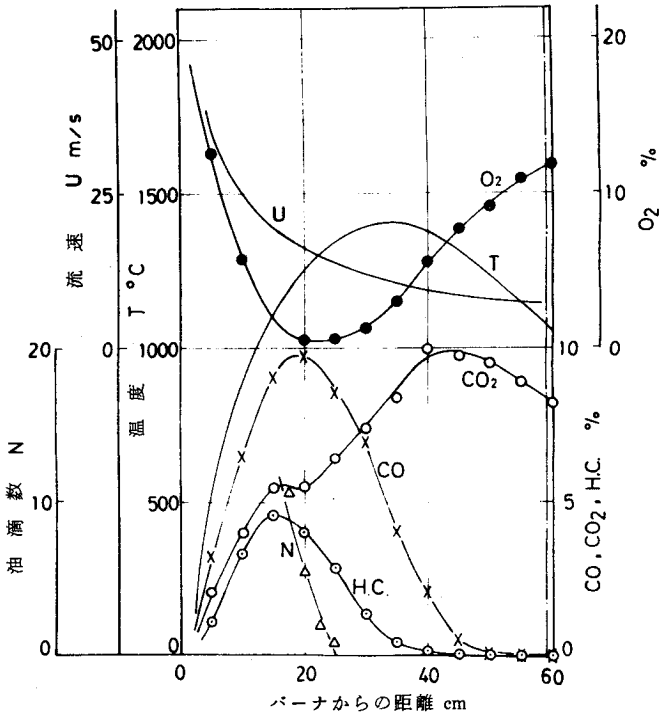


図 3－13. 火炎軸上における各種測定値の分布（火炎B－4）

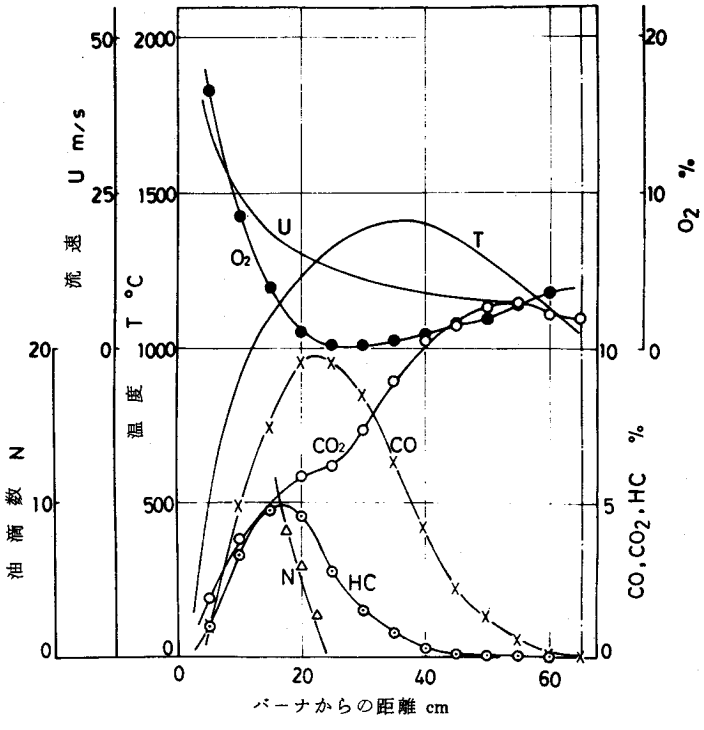


図 3－14. 火炎軸上における各種測定値の分布（火炎B－5）

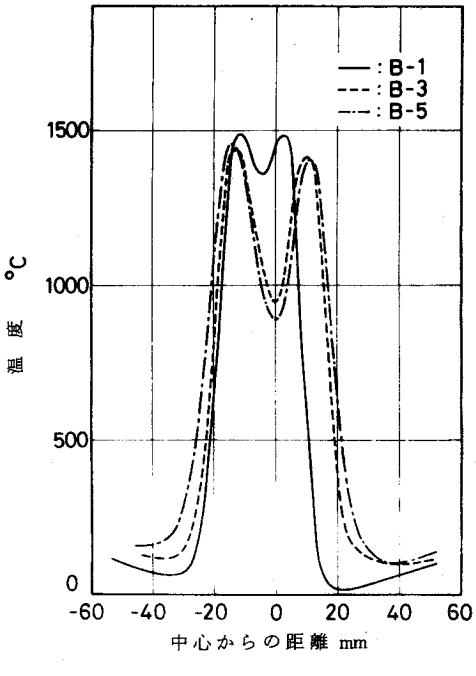


図 3－15. 温 度 分 布
（ P2 断 面 ）

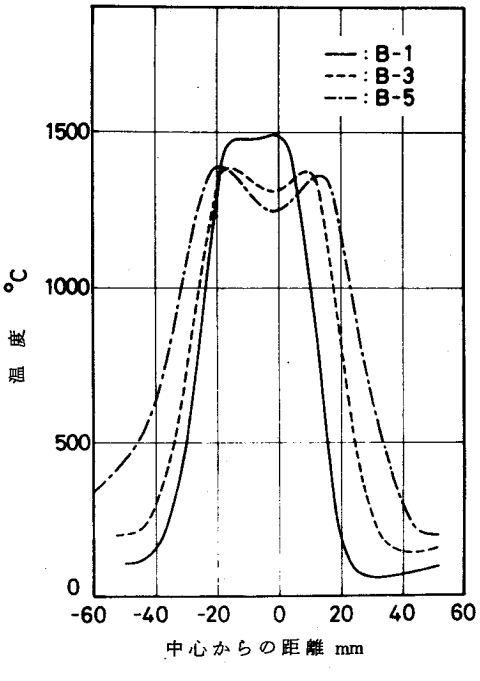


図 3－16. 温 度 分 布
（ P4 断 面 ）

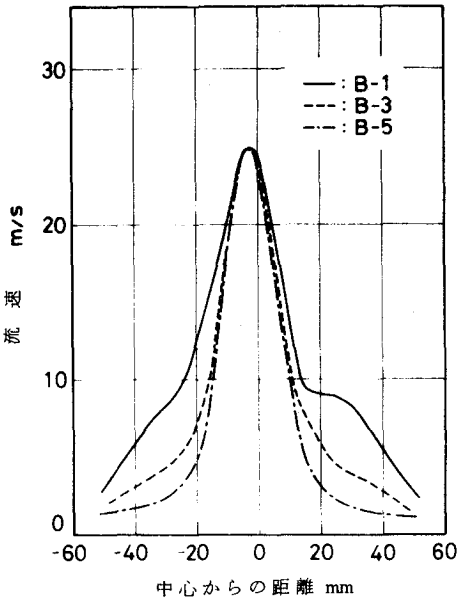


図3－17. ガス流速分布
（P2 断面）

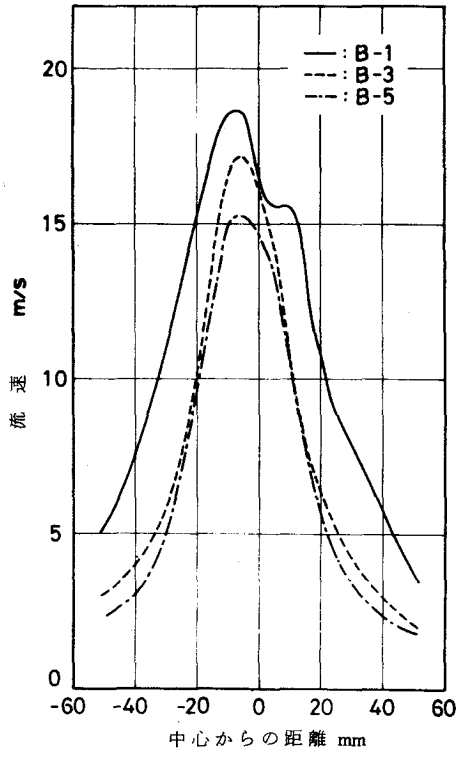


図3－18. ガス流速分布
（P4 断面）

残ったためであると考えられる。

また，先に火炎横断面における温度分布に見られたと同様に，燃焼用空気を減らすに従って火炎中心部の反応が弱まることが原因となって，低級炭化水素，CO，CO_2の濃度分布における中央部のくぼみが大きくなっている。反応速度は燃料と酸素の混合条件とその場の温度によって決まるが，前述のごとく中心部の酸素濃度は火炎周辺部より高く，燃焼用空気量を減らすことによって逆に増加している。したがって火炎中心部の反応が弱くなったのは燃料と酸素の混合には関係なく，火炎中心部付近の温度が低い（図3－15，図3－16参照）ことのみが原因になっているものと考えられる。ノズル直後では火炎中心部はノズルからの噴流によって冷やされ低温となり，反応も不活発である。しかし，下流にゆくに従って周辺部の高温領域からの伝熱によって温度が高くなるが，

燃焼用空気量を減らしてゆくと，反応の盛んな領域が中心軸から離れてゆき，またその最高温度も低下するため，中心部への流入熱量が減少するものと思われる。これが燃焼用空気量の減少により，火炎中心部の反応が，酸素濃度はむしろ高くなっているにもかかわらず弱くなっている原因であると考えられる。

図3－19～図3－21において，火炎B－1のガス組成分布が他のものと少し異なっているが，これは表3－1に見られるごとく，火炎B－1の燃焼用空気流速が他の火炎に比べて著しく速く，火炎内の混合が良く，火炎上流部においても中心軸付近の温度が十分高くなっている（図3－15参照）ためであると思われる。

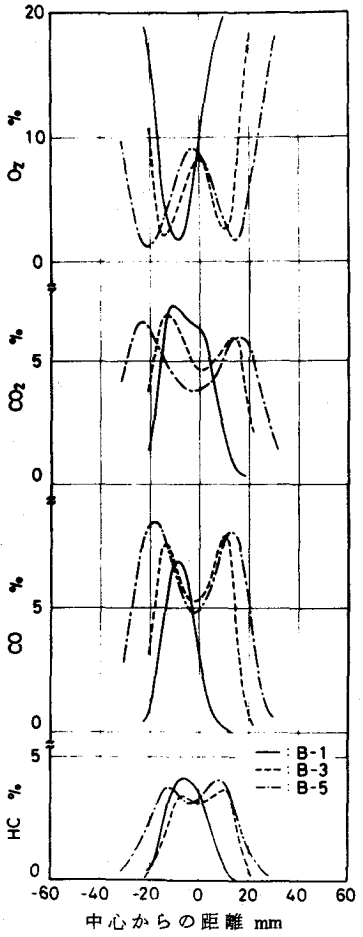


図3－19. ガス組成分布
（P2断面）

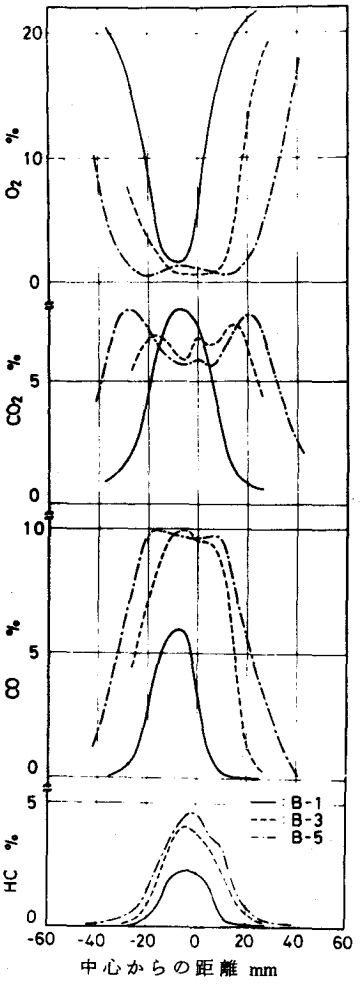


図3－20. ガス組成分布
（P4断面）

3.4 結 び

本章においては，燃料流量および霧化用空気流量を一定に保ち燃焼用空気流量を変えることによって，大きさの異なる5種の火炎を作り，火炎内部で種々の測定を行なうことによって，火炎形状を支配する因子および火炎中における油滴の挙動について調べた。得られたおもな結論を以下に示す。

(1) 火炎中心軸に直角な断面内における各種成分ガスの濃度分布，温度分布，油滴の空間密度分布の相関々係から，噴霧燃焼火炎中を飛行する油滴の大部分は個々に炎に包まれて燃えているのではなく，蒸発しているのみであるという前章の推測の正しいことがほぼ確認された。したがって火炎は，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって拡散燃焼することによって，形成されているものと考えられる。

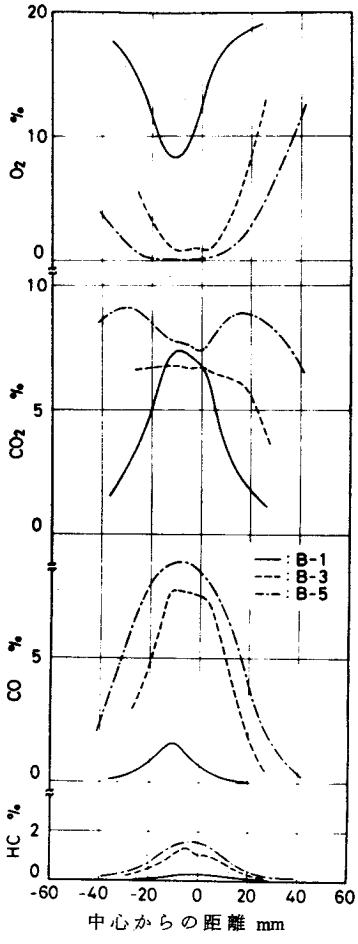


図3－21. ガス組成分布
（P6断面）

(2) ゆえに，噴霧燃焼火炎における全体としての燃焼速度は，噴霧油滴の蒸発速度と，それによってできた燃料蒸気の乱流拡散燃焼速度とによって決定され，したがって噴霧燃焼火炎の形状はこれら二つの因子によって支配されるものと思われる。

(3) 燃焼用空気流量を変化させて大きさの異なる火炎を作って実験した結果，ガス組成分布や温度分布には火炎の大きさの違いに対応した変化が見られたが，火炎軸上での油滴の存在範囲には差が見られなかった。この事実および火炎中において油滴が相当な密度で存在している範囲がノズル近くのごく狭い領域に限られていることを考えると，すくなくとも本実験に用いた火炎に関しては，火炎形状は噴霧油滴の蒸発過程よりは燃料蒸気の拡散燃焼過程によって大きく支配されているものと考えられる。

第 4 章　噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎との比較実験

4.1　まえがき

前章で述べたごとく，噴霧燃焼火炎内を飛行する油滴の大部分は，個々に炎に包まれて燃えているのではなく，単なる蒸発に近い状態にあり，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となってガス拡散燃焼することによって，火炎が形成されているものと推定され，また，火炎の形状は主として噴霧油滴の蒸発速度と燃料蒸気の乱流拡散燃焼速度とによって決められているが，これらのうち後者の影響の方が強いものと考えられる。

もしこれらの推論が正しいならば，噴霧燃焼火炎と乱流ガス拡散火炎の構造には相当に良い類似性があるものと思われる。そこで本章においては，この観点から，できるだけ近い条件のもとに作った噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎について各種の測定を行ない，それらの分布を比較することによって，両火炎の構造における類似点および相違点についての検討を行なう。

4.2　実験方法

実験装置は前章までのものと同じであり，ガス燃焼の場合は，燃料ガスを噴霧燃焼のさいと同じバーナノズルから噴出させて実験した。

噴霧燃焼火炎としては前章で述べた火炎Ｂ－３を用い，ガス拡散火炎における燃焼用空気流量を火炎Ｂ－３に等しくとった。燃料ガスとしては純プロパン（プロパン 99.76％）を用いたが，この流量は，全体の流れの場，したがって混合の条件が両火炎についてできるだけ近くなるように，ノズルから噴出する流体の運動量（バーナスラスト）が火炎Ｂ－３におけるそれと同じになるように決めた。その結果燃料ガス流量は 197.6 cc／s となり，発熱量は噴霧燃焼火炎Ｂ－３が 3.91 Kcal／s，ガス拡散火炎が 4.67 Kcal／s と後者の方がやや大きくなった。

火炎の長さは両火炎ともほぼ等しく，約 55 cm であった。

4.3 実験結果とその検討

図4－1は噴霧燃焼火炎B－3に対する火炎中心軸上における油滴の空間密度分布，温度分布，ガス流速分布および各種成分ガスの濃度分布を示す。図4－2はガス拡散火炎に対する同様の図で，HCはプロパンの熱分解によって生じた，プロパン以外の炭素数が3以下の低級炭化水素を表わす。

これらの二枚の図を比べると，両者の各測定量の傾向はほとんど一致していると見なせるであろう。ただし，燃料の噴出速度がガスの方が速いため，同じ点で比較すると，ガス拡散火炎は噴霧燃焼火炎に比べ燃焼の進行程度が少しづつ遅れている。また，噴霧燃焼火炎の方が火炎の輝度が高く，熱放射による冷却が強いため，下流での温度低下が急である。ノズル直後の酸素濃度分布の傾向が異なるのは，噴霧燃焼の場合は，この付近ではまだ燃料の大部分が油滴のままで存在しているためである。

肉眼観察による火炎の長さは両者ほぼ等しく55 cmであったが，これは両図におけるCO消滅位置からも確かめられる。すなわち，ガス火炎では燃焼反応の進行が少し遅れるにもかかわらず，最終的には火炎の長さが変らない。その理由はCO濃度の減少速度がガス火炎の方が速いためであることが図からわかる。一方，噴霧火炎ではガス火炎よりもはるかに多くのスート粒子ができ，これの燃焼速度が遅いため，スートの燃焼によって発生するCOがいつまでも残ることが考えられる。

図4－3～図4－5は噴霧火炎におけるP2，P4，P6断面での，また図4－6～図4－8はガス火炎におけるP4，P6，P8断面での各種測定値の分布を示す。前述のごとく，ノズルから同一距離の点における燃焼反応の進行程度は両火炎で異なるので，同じ断面で両火炎を比べることは意味がない。しかし総体的に見て，両火炎の断面における各種分布の傾向にはほとんど差がないといえる，図4－3と図4－6を比べると各種分布の傾向はほとんど等しいし，また図4－3～図4－8を見ると，断面内の分布が変化してゆくようすも両火炎についてよく似ていることがわかる。ただしCO濃度分布などから判断して，ガス火炎の方が火炎の幅がやや広くなっている。これは燃料ガスより噴霧油滴の方が乱れによる拡散速度が小さいためであると考えられる。

以上，噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎とは火炎中心軸上および横断面上におけ

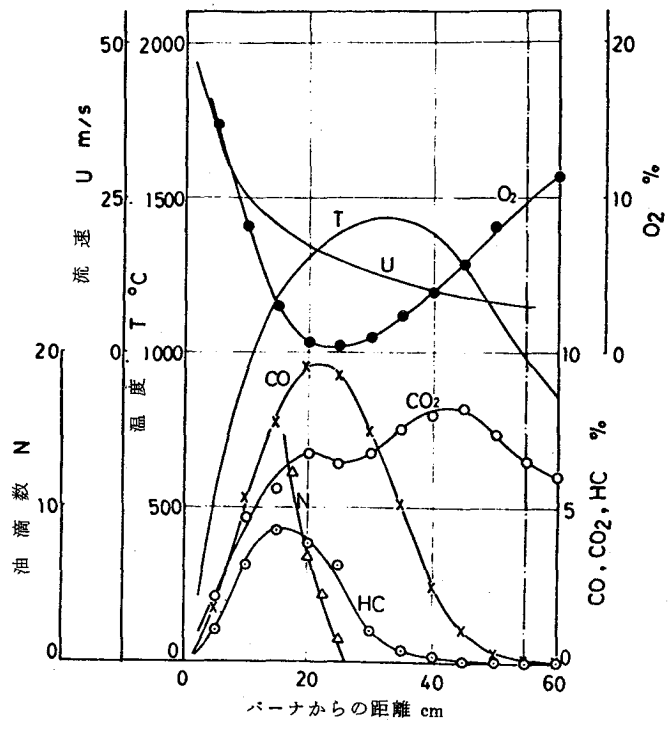


図 4－1. 噴霧燃焼火炎の火炎軸上における各種測定値の分布

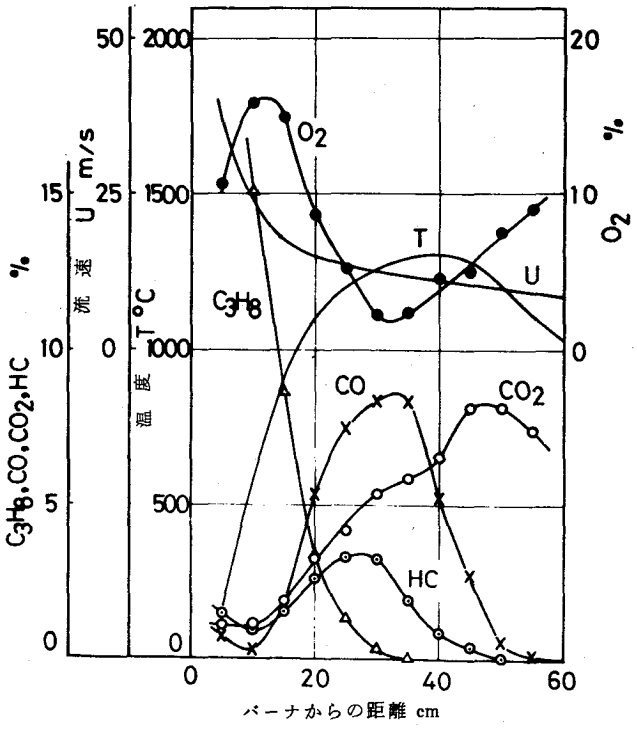


図 4－2. ガス拡散火炎の火炎軸上における各種測定値の分布

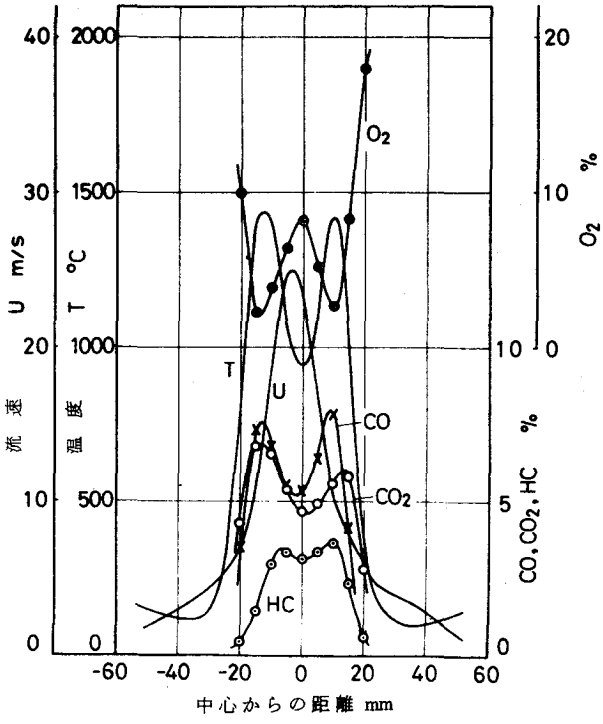


図 4－3. 噴霧燃焼火炎の P 2 断面における各種測定値の分布

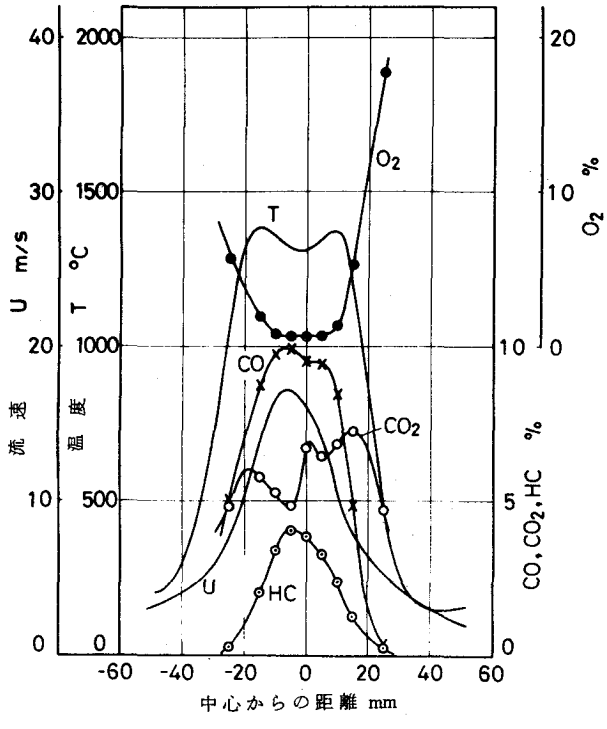


図 4－4. 噴霧燃焼火炎の P 4 断面における各種測定値の分布

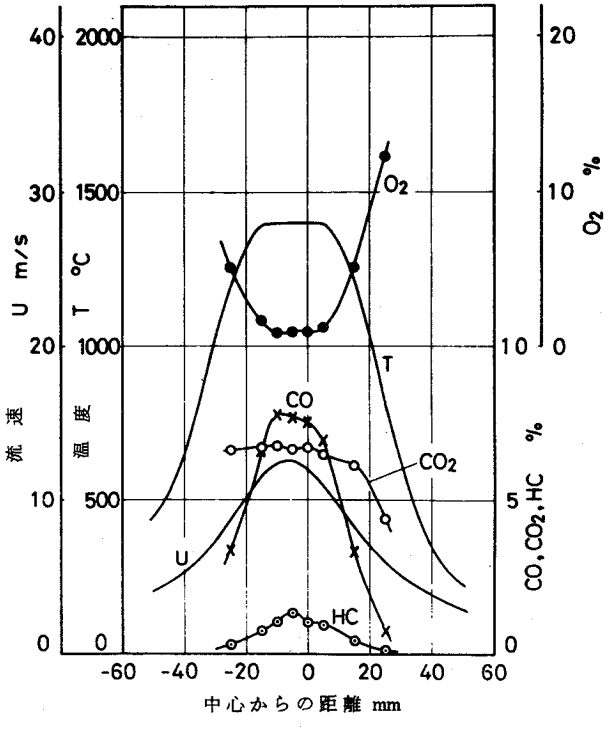


図 4－5. 噴霧燃焼火炎の P 6 断面における各種測定値の分布

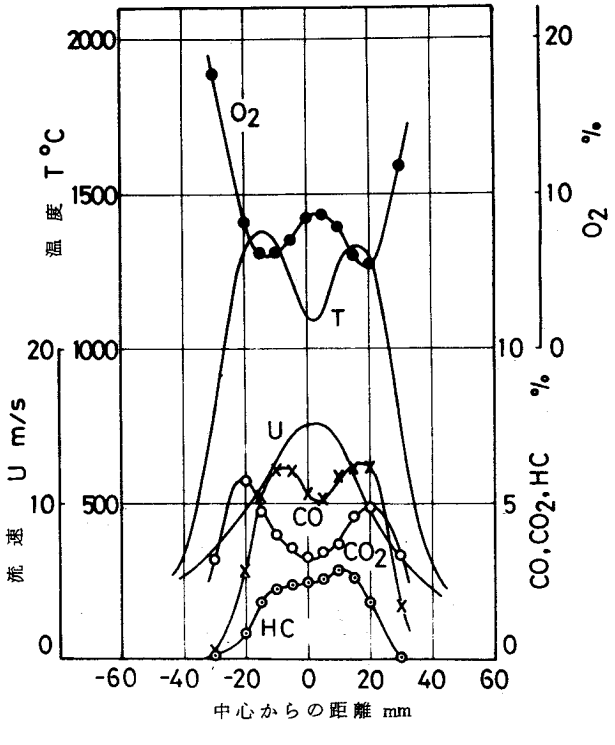


図 4－6. ガス拡散火炎の P 4 断面における各種測定値の分布

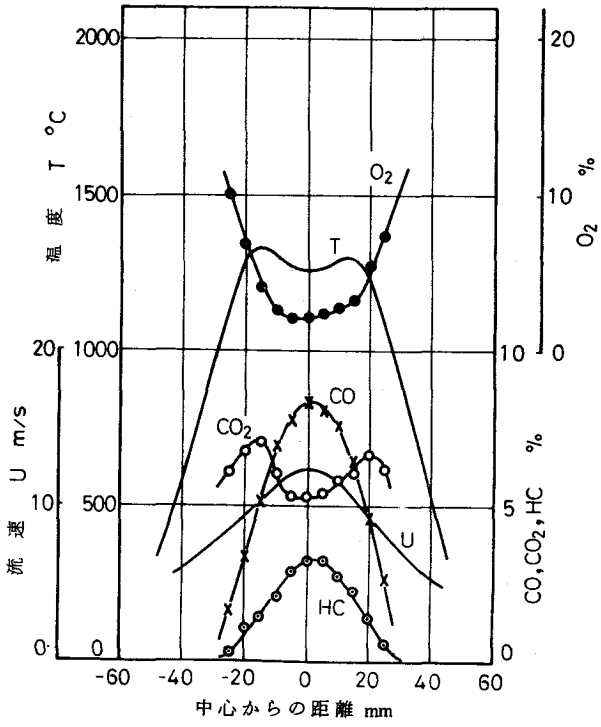


図4－7. ガス拡散火炎のP6断面における各種測定値の分布

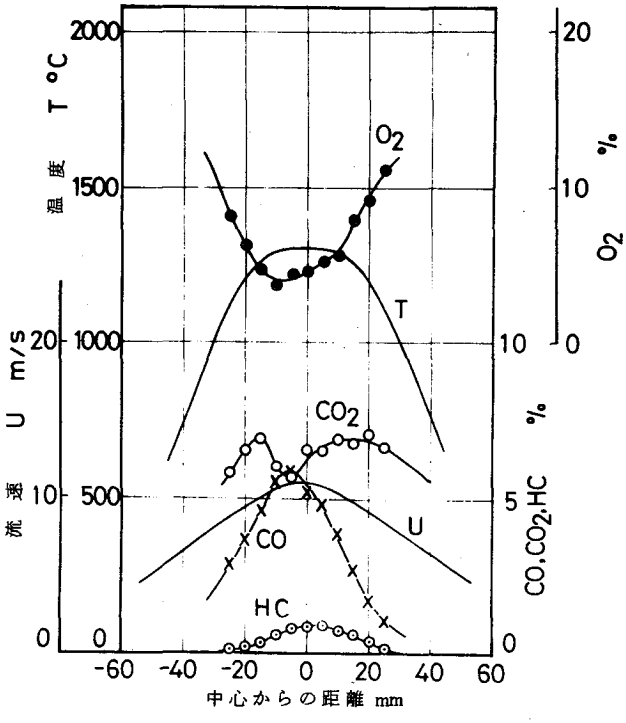


図4－8. ガス拡散火炎のP8断面における各種測定値の分布

る各種測定値の傾向がよく一致していると言えよう。このことから両火炎の内部構造は類似したものであることが推察される。

また，両火炎のこのような類似性は，火炎中の油滴が単なる蒸発に近い状態にあり，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって乱流拡散燃焼することによって，噴霧燃焼火炎が形成されているという前章の推論を裏付けるものであると考えられる。

4.4 結 び

前章までの結果から，噴霧燃焼火炎の構造はガス拡散火炎のそれと相当に良い類似性があるものと予想された。そこで本章においては，同一の装置を用い，できるだけ近い条件にした噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎とについて比較実験を行なった。

両火炎について，中心軸上および軸に垂直な断面上における各種測定値の分布を比較したところ，両者の傾向はほとんど一致しており，これより両火炎の内部構造は非常に似ていることが推察された。なお，これは前章における，火炎中を飛行する油滴は単に蒸発しているのみであるという推論を裏付けるものである。

第 5 章　油滴の挙動に関する解析

5.1　まえがき

前述のごとく，大きな単一油滴に関しては非常に多くの研究がなされている。しかし，これらの研究から得られた結果が実際の噴霧燃焼火炎に有効に利用された例はほとんどない。

第3章の結果より，火炎中の大部分の油滴は単に蒸発しているのみであると考えられる。もしこれが正しいならば，噴霧油滴は火炎中を蒸発しながら飛行するという仮定のもとに，油滴の蒸発速度定数や抗力係数として従来単一油滴に対して求められている値を使って，油滴の挙動を計算することによって，火炎内で実測された油滴分布などが説明できるかもしれない。

本章においては，このような数値解析を通して，単一油滴に関する従来の知識が実際の火炎にどのように適用されうるかについての検討を行なう。

5.2　解　析

5.2.1　解析の概要と仮定

油滴の蒸発速度定数や抗力係数としては，大きな単一油滴に対して他の研究者によって求められている値を使い，一方火炎内のガス温度，ガス流速および噴霧油滴の初期粒径分布としては，本研究で求められた実測結果を用いることによって，火炎中を飛行する油滴に関して，ノズルからの距離に対する直径の変化，飛行速度，燃料の蒸発量などを数値計算する。

解析にあたっては次のような仮定を設けた。

(1)　油滴の挙動を支配するふん囲気の温度および流速としては，火炎中心軸上の値を用いるものとする。

(2)　油滴の初速度は燃料油が油噴口から噴出する速度とする。

(3)　蒸発は油滴温度が沸点に達した後に起こる。

本実験で対象とした火炎は第2章で詳細な測定を行なった火炎で，図2－10，図2－11に見られるごとく噴霧は中心軸に対してある広がりを持っている。したがって(1)の仮定はその厳密さに問題がある。しかし図2－10から考えて，火

炎断面上における油滴の空間密度分布は，P3よりノズル側では鋭い正規分布に似た形を持っており，またP3より下流においてはやや広がった分布になっているが，大部分の油滴は半径 約10㎜までの中心部に存在しており，P3以後の位置では図2－16，図2－21に見るごとく，この範囲での温度およびガス流速の変化は相当に小さくなっている。したがって(1)の仮定は近似的に許されるものと考えられる。

仮定(2)については，第2章で述べたごとく，燃料油はノズル孔から出て2～3㎜の間はまだ油噴口から噴出された時と同じ油の筋のままで，その後微粒化される。また，燃料が油噴口から噴出される速度は 2.44 m／s であるが，この値を ±2 m／s 程度の範囲で変化させても計算結果にはほとんど影響が見られなかった。以上二つの理由により(2)の仮定も許容できるものと考える。

(3)の仮定には，油滴が平衡温度に達する前にも蒸発現象は起こっていること，および平衡温度は沸点に近いがそれよりやや低いことの2点についての単純化が含まれている。しかしこれらの相違はいずれも小さく，このような計算においてはよく用いられる仮定であり，問題はないと思われる。

火炎中心軸上の温度分布，ガス流速分布としては図2－27に示す値を用いた。図5－1は図2－13から求めた噴霧油滴の初期粒径分布である。たて軸 N^* は0～10μの油滴数を1とした値を示す。計算にさいしては0～10μ，10～20μ，……の油滴を5μ，15μ……で代表させた油滴群を考えた。

5.2.2 基礎式

油滴の飛行速度は，

$$m(dv/dt) = F - mg \quad \cdots\cdots (5.1)$$

なる関係により変化する。m，v は油滴の質量および飛行速度，t は時間，F は抗力，g は重力加速度である。

抗力 F は次式で与えられる。

$$F = \bar{C}d\,[\rho(u-v)|u-v|/2]\,Sd \quad \cdots\cdots (5.2)$$

$\bar{C}d$ は蒸発している油滴に対する抗力係数，u はガス流速，Sd は油滴の投影面積，ρ はガスの密度である。

油滴直径 D は，

$$-d(D^2)/dt = k_c \quad \cdots\cdots (5.3)$$

なる関係により変化する。k_c は強制気流中での蒸発速度定数である。

静止ふん囲気中における蒸発速度定数 k_o は次式により求められる。[48]

$$k_o = (8\lambda_g/\rho_\ell c_p g)\ell n(1+B) \quad \cdots\cdots (5.4)$$

λ_g, c_p はガスの熱伝導率および比熱, ρ_ℓ は燃料の密度, B は transfer number である。

transfer number B は次式で与えられる。

$$B = c_p(T-T_\ell)/L_v \quad \cdots\cdots (5.5)$$

T, T_ℓ はガスおよび油滴の温度, L_v は燃料の気化潜熱である。

強制気流中における蒸発速度定数 k_c に対しては Frössling の式,[49]

$$k_c = k_o(1+0.276\,Re^{\frac{1}{2}}Sc^{\frac{1}{3}}) \quad \cdots\cdots (5.6)$$

を用いた。Re, Sc はレイノルズ数およびシュミット数である。k_c を与える式としては他にも提案されているが[12][13][14][15], Frössling の式は Mellor によって実験結果ともっともよく合うと述べられている[50]。

球の抗力係数 Cd[51] および蒸発している油滴の抗力係数 $\bar{C}d$[52] は次式から求めた。

$$Cd = (24/Re)(1+0.15\,Re^{0.687}) \quad \cdots\cdots (5.7)$$

$$\bar{C}d/Cd = 1/(1+B) \quad \cdots\cdots (5.8)$$

蒸発開始前の油滴のヌッセルト数 Nu を与える式としては Ranz-Marshall の式を用いた。

$$Nu = 2 + 0.6\,Pr^{\frac{1}{3}}Re^{\frac{1}{2}} \quad \cdots\cdots (5.9)$$

Pr はプラントル数である。

物性値 λ_g, c_p, ρ としては, ガス温度と油滴温度の算術平均値に対する空気の値を用いた。

比較のため個々の油滴がエンベロープ炎をつけて燃えている場合についても計算してみた。この場合の transfer number は次式で与えられる[48]。

$$B = [c_p(T-T_\ell)+y_{ox}Q/\varepsilon]/L_v \quad \cdots\cdots (5.10)$$

y_{ox}, ε は酸素の質量濃度および理論酸素燃料比, Q は燃料の低位発熱量である。

火炎中の酸素濃度分布には図2－27に示す実測結果を用いた。単一油滴がエンベロープ炎をつけて燃えている場合の物性値のとり方は研究者によって異なり，また本計算においてはエンベロープ炎の温度を何度にするかは問題である。そこでエンベロープ炎の温度を 1500℃から 2000℃ まで変化させ，物性値のとり方も種々の方法を試みたが，計算結果にはほとんど影響がなかった。本章に示す計算結果はエンベロープ炎の温度 Tf を 1700℃ 一定とし，物性値は温度が $(T+Tf)/2$ の空気に対する値を用いたものである。

5.2.3 階 差 式

前節の基礎式を階差式に直す。いま，図5－2に示す n 番目と $(n+1)$ 番目の間の刻みを考える。x はノズルからの距離，V は油滴の飛行速度を表わす。

時間刻み $\triangle t_n$ を小さくとれば次式が成り立つ。

$$V_{n+1} = V_n + \alpha_n \triangle t_n \qquad \cdots\cdots (5.11)$$

加速度 α_n は（5.1），（5.2）式および，

$$m = (1/6)\pi D^3 \rho_\ell, \qquad Sd = (1/4)\pi D^2$$

なる関係を用いると次式のごとく求められる。

$$\alpha_n = \frac{3\bar{C}d_n \rho_n}{4 D_n \rho_{\ell n}} (U_n - V_n)|U_n - V_n| - g \qquad \cdots\cdots (5.12)$$

U はガス流速である。

ノズルから噴出された直後においては油滴は周囲の空気流によって急速に加速され，加速度の変化も著しい。したがってこの範囲では速度刻み $\triangle V_n$ を一定にした計算が経済的である（$\triangle V_n = \triangle V =$ const.）。

この場合は，

$$\triangle t_n = \triangle V / \alpha_n \qquad \cdots\cdots (5.13)$$

$$\triangle x_n = (V_n + \triangle V/2) \cdot \triangle t_n \qquad \cdots\cdots (5.14)$$

より油滴の飛行経過が求められる。

ノズルから離れた，油滴速度の変化が緩慢な領域に対しては，精度を高めるため距離刻み $\triangle x_n$ を一定としたが（$\triangle x_n = \triangle x =$ const.），この場合の階差式を次に求める。

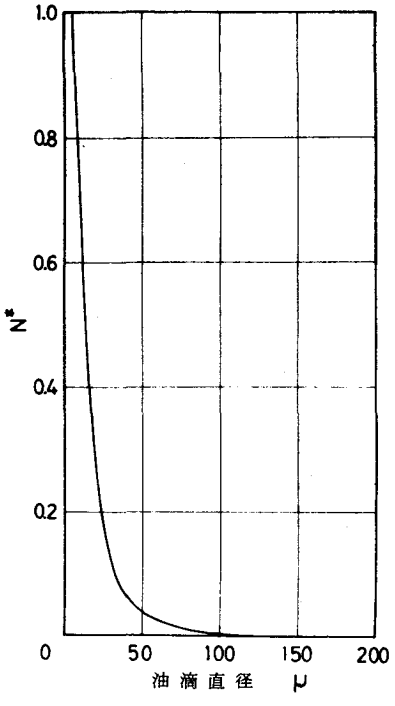


図 5－1. 初期粒径分布

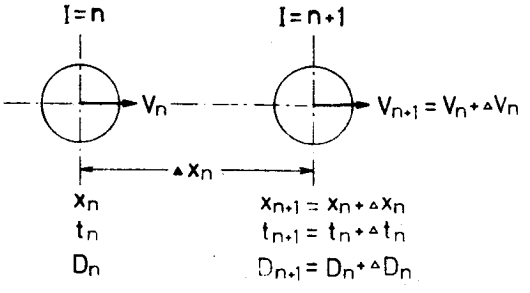


図 5－2. 数値計算の刻み

$dx/dt = v$ を $n \sim (n+1)$ 区間で積分すると,

$$\int_{x_n}^{x_{n+1}} dx = \int_{t_n}^{t_{n+1}} v\,dt \fallingdotseq \int_0^{\triangle t_n} (V_n + \alpha_n t)\,dt$$

上式を計算すると $\triangle t_n$ は次式のようになる。

$$\triangle t_n = \frac{\sqrt{V_n^2 + 2\alpha_n \cdot \triangle x} - V_n}{\alpha_n} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5.15)$$

また速度の変化は,

$$\triangle V_n = \alpha_n \cdot \triangle t_n \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5.16)$$

より求められる。

なお，計算は初め速度刻み一定で行ない，$\triangle x_n \geqq \triangle x$ となった所から距離刻み一定の計算に移る。

油滴直径の変化および蒸発開始前の油滴温度の上昇はそれぞれ次式より求められる。

$$D_{n+1} = D_n - \frac{kc}{2D_n} \cdot \triangle t_n \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5.17)$$

$$T_{\ell(n+1)} = T\ell_n + \frac{6\,Nu_n\,\lambda g_n}{c p_n \rho \ell_n D_n^2\, g}\,(T_n - T\ell_n)\cdot \triangle t_n \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5.18)$$

前節に示す k_o, k_c, B, Cd, $\bar{C}d$, Nu および各種の物性値としては上流側 $I=n$ に対する値を用いて計算した。

フローダイヤグラムを図5－3に示す。速度刻み，距離刻みは粗さによる誤差を検討した後，それぞれ 0.1 m/s，0.001 m にとった。

5.3 計算結果と実験結果との比較

図5－4は油滴の飛行速度に対する計算結果を火炎中心軸上のガス流速に対する実測値 U とともに示したもので，図中のパラメータは油滴の初期粒径である。

図2－10に示す火炎中における油滴の空間密度分布の実測結果から，ノズル

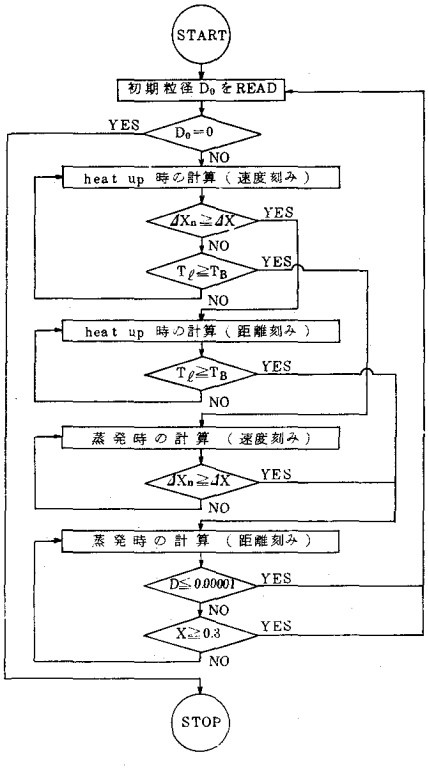


図5－3. フローダイヤグラム

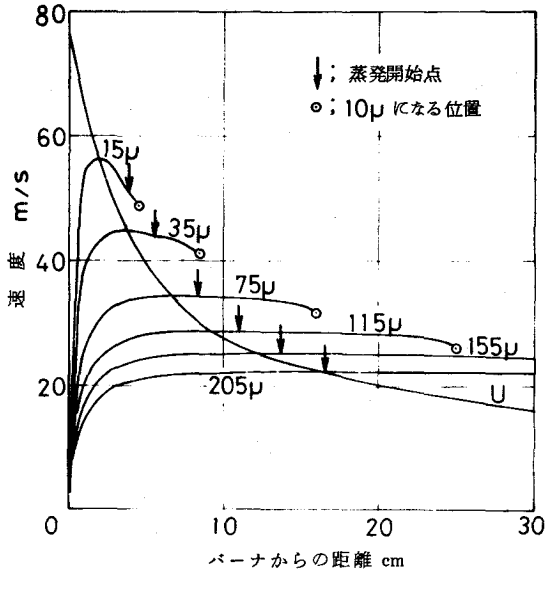


図5－4. 油滴の飛行速度

上 25 cm の位置 $P5$ ではほとんど油滴が存在していないことがわかるが，図5－4の計算結果によれば，$P5$ の位置でちょうど消滅する油滴は 115μ のものであり，この位置では初期粒径が 115μ 以上のもののみが残っていることになる。図5－1の噴霧油滴の初期粒径分布を見れば，115μ 以上の油滴は非常に少なく，この計算結果が妥当なものであることがわかる。

また．小さな油滴はノズルから噴出された後，急速に気流速度に近づくが，気流速度自体が急速に小さくなるため，油滴の持つ慣性の作用で，油滴の飛行速度は気流速度より大きくなってしまう。かくて微小な油滴においても気流との相対速度は常に相当な値に保たれることになる。一般の火炎においても，油滴の飛行経路の気流速度は必ず変動していると考えられるから，ごく小さな油滴についてもまわりのふん囲気との相対速度が0になることはないと推測される。

油滴直径の変化を図5－5の実線で示す。破線は，比較のために，油滴がエンベロープ炎をつけて燃えていると仮定して計算した結果である。

図5－6は火炎軸上各点での燃料蒸気発生量を示す。ただし，10μ 程度以下の油滴は燃料蒸気と変わらない燃え方をするという報告がなされているので，[33] 直径が 10μ に達した油滴はこれを燃料蒸気と見なした。

図5－6の蒸発量を積算した結果を図5－7の実線で示す。火炎長 53 cm に対して 30 cm の位置ではほとんどの蒸発は完了している。図5－6の蒸発量分布，図5—7の蒸発完了位置は図2—27に示す火炎軸上で測定された低級炭化水素の分布と良く対応している。

図5－7の破線は油滴がエンベロープ炎で燃えていると仮定して計算した結果である。図5－5，図5－7において実線と破線を比べると，油滴が蒸発していると仮定しても燃焼していると仮定してもあまり大きな差が現われないことがわかる。

図5－8に火炎中を飛行する油滴の蒸発および燃焼速度定数の変化を示す。温度が低く酸素濃度の高い上流領域では両者の差は大きいが，温度が高く酸素濃度の低い下流領域では両者の差は小さい。図5－5に見るように，比較的大きな油滴は上流領域では油滴温度がまだ沸点に達しておらず，これが図5－5，図5－7において，油滴が蒸発するとしても燃焼するとしても，計算結果に大きな差が出なかった理由であろうと思われる。

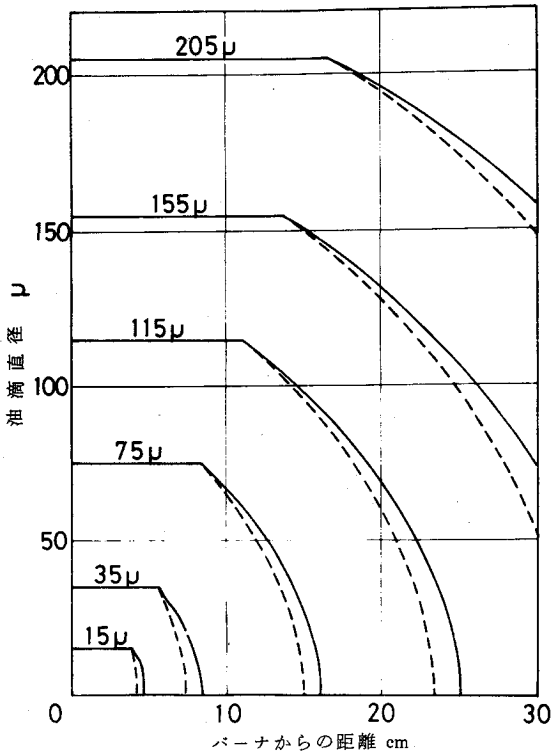


図5－5. 油滴直径の変化

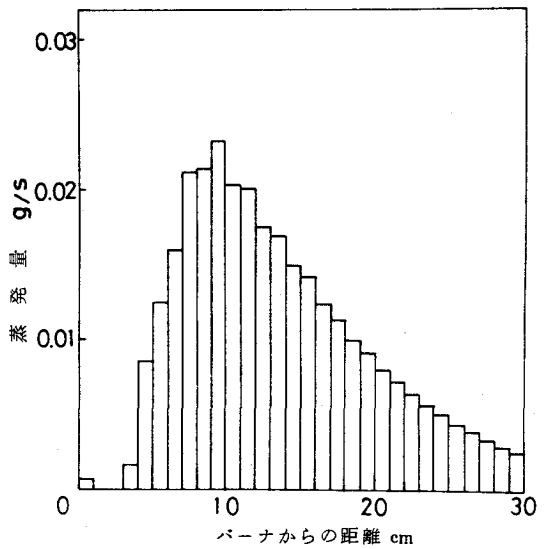


図5－6. 噴霧による蒸気の発生量

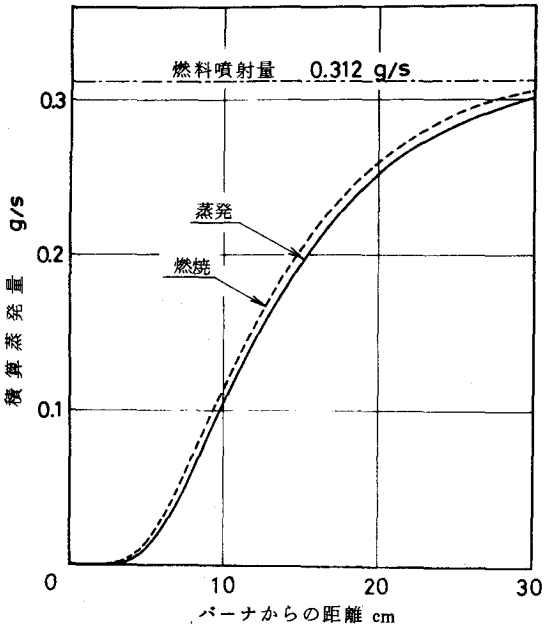


図 5 − 7. 燃料蒸気の積算蒸発量

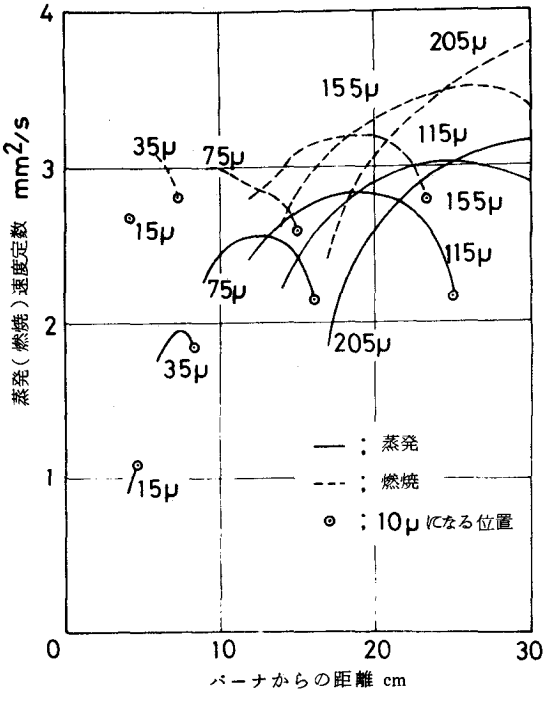


図 5 −8. 火炎内における油滴の蒸発(燃焼)速度定数

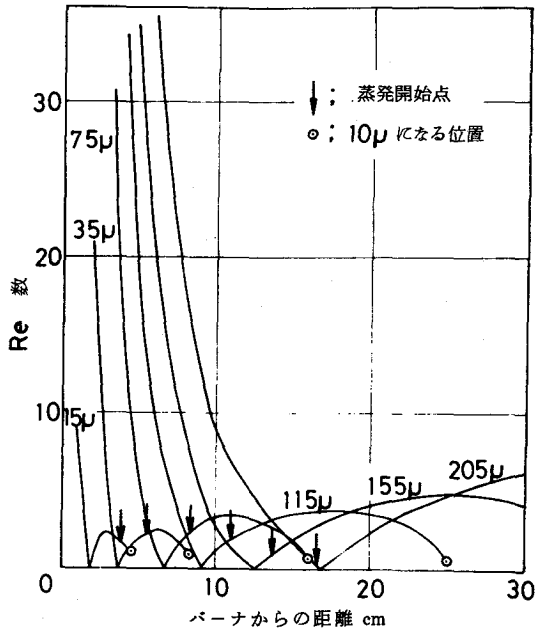


図 5－9. 油滴のレイノルズ数
（蒸 発）

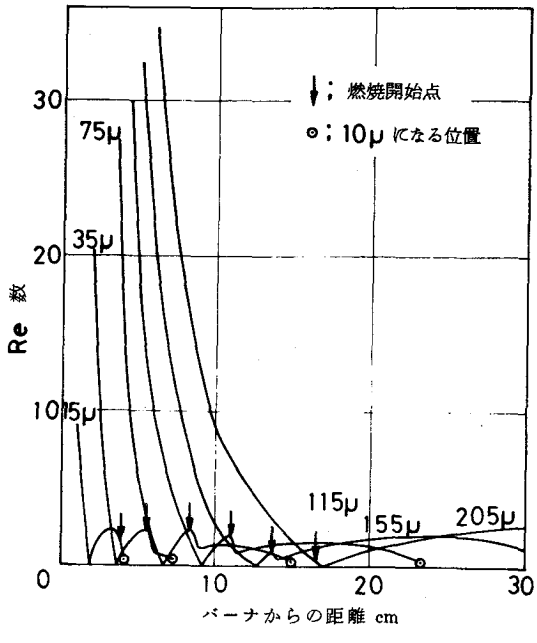


図 5－10. 油滴のレイノルズ数
（燃 焼）

図5－9，図5－10に飛行する油滴のレイノルズ数を示す。図5－9は油滴が蒸発していると仮定した場合であり，図5－10は燃焼していると仮定した場合である。小さな油滴でも相当大きなレイノルズ数を持っており，これが火炎中の酸素濃度が低いことの影響とあいまって，高温ふん囲気中にもかかわらず，油滴がエンベロープ炎を保持することを妨げているものと思われる。なお，図5－10で油滴が燃え始めた直後にレイノルズ数が急減しているが，これは動粘性係数を着火前は $(T+T\ell)/2$ の温度に対して，着火後は $(T+Tf)/2$ の温度に対して求めているからである。

5.4 結び

前章までの実験によって，火炎中を飛行する油滴の大部分は個々に炎に包まれて燃えているのではなく，単なる蒸発に近い状態にあることが明らかになった。そこで本章においては，噴霧油滴は火炎中を蒸発しながら飛行するものと仮定し，従来大きな単一油滴に対して求められている実験結果と，火炎中心軸上におけるガス温度分布およびガス流速分布に対する実測結果をもとに，油滴の挙動に関する数値計算を行なった。

得られた結果を火炎内の油滴密度分布および中心軸上における低級炭化水素の濃度分布に対する実測結果と比較したところ，両者は良い対応を示した。したがって，本章に示すような計算方法は実際の火炎内における油滴の挙動をほぼ良好に表わしうると考えてもよいと思われる。

第6章　第2章～第5章で得られた結論に対する検討

本研究における実験から得られた知見をまとめると次のようになる。

「火炎中を飛行する噴霧油滴の大部分のものは，個々にエンベロープ炎をつけて燃えているのではなく単なる蒸発に近い状態にあり，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって乱流拡散燃焼することによって，火炎は形成されている。その結果，火炎形状を支配する主要な因子として，噴霧油滴の蒸発過程と燃料蒸気の乱流拡散燃焼過程の二つがあげられるが，本研究に用いた火炎においては後者の方がはるかに強い影響力を持っている」

そして，上記の結論は噴霧燃焼火炎と乱流ガス拡散火炎との内部構造における著しい類似性によって裏付けられている。

しかしながら，噴霧燃焼の火炎形態は燃焼器の形状，燃焼条件，燃料の種類などによって変化し，ここに得られた実験結果がすべての火炎に適用できるわけではない。そこで本章においては，得られた知見がどのような火炎に適用できるかを議論し，その一般性に対して検討を加える。

油滴が個々に炎に包まれて燃えるか，あるいは単に蒸発するのみかを決定する因子としては，ふん囲気の温度および酸素濃度，滴の大きさ，滴と気流との相対速度などが考えられる。極端な場合として，非常に霧化が悪い時には，第2章で述べたごとく火炎は図2－8(a)に示すような竹ぼうき状のものとなり，油滴がエンベロープ炎に包まれて燃えているのが見られる。霧化が悪い場合には，滴の直径が大きく数が少なくなり，油滴に対して十分な酸素が供給されるので，エンベロープ炎が形成されるが，霧化が良い場合には，滴が小さく数が多いため燃料の蒸発速度が速くなり，油滴に対して十分な酸素が供給されないため，エンベロープ炎を維持できなくなって，火炎は図2－8(b)に示すような形に移行するものと考えられる。A. M. Mellor もガスタービン燃焼器における噴霧燃焼についての実験において，設計点付近の燃焼はやはり乱流ガス拡散火炎に似たものとなったが，霧化を悪くすると油滴個々の燃焼が重要なものとなることを知ったと述べている。*

---

* 以下本章における(*)印の部分は，著者が15th International Symposium on Combustionで講演したさいに出されたコメントからの引用である。

ボイラや一般の炉で用いられている大きな火炎について考えてみる。この場合は噴霧油滴の平均粒径がやや大きくなり，バーナタイルや保炎器がつく点が本実験の場合と異なる。粒径が大きくなると油滴はエンベロープ炎を保持しやすくなるが[26]，一般的にみてそれだけ気流との相対速度が大きくなることが考えられる。また，これら実用の燃焼器においては燃料流量が大きく，同じ形のノズルで比較すれば火炎は大きくなり，第3章の実験結果から見ても，油滴の存在する火炎中心領域の酸素濃度やガス温度は低くなることが考えられ，大きな火炎内の油滴が本実験で対象とした火炎における油滴と大きく異なった挙動を示すとは考えにくい。International Flame Radiation Research Foundation はほぼ実用の大きさに等しい火炎に対する研究を行なっているが，その報告によると[37]，火炎からの熱放射は噴霧の条件によっては影響されず，バーナスラスト（バーナノズルから噴出される流体の運動量）によって大きく支配されていると述べていることは前述したが，火炎からの熱放射は火炎内の燃焼状態を表わす一つの指標であり，またバーナスラストは燃料と空気の混合を支配するもっとも大きな因子であると考えられる。したがって上記の報告は，実用の火炎においても燃焼状態は噴霧油滴の平均粒径や粒径分布にはほとんど影響されず，混合の良否によって主として支配されていることを意味している。これはおそらく大きな火炎に対しても本実験から得られた結論が適用できることを暗示するものであろう。

実用の燃焼器においては，燃料と空気の混合を良くするために hollow－cone type のノズルを用いて噴霧を逆円錐状に噴出させることが多い。円板状の保炎器の上に保持されたこの形の火炎について Mc Creath ら[39]が行なった前述の実験によると，反応が盛んな領域は油滴密度の濃い領域の外部にあり，油滴の存在する領域は温度および酸素濃度が低いと述べており，これより hollow－cone type のノズルを用いても，火炎中の油滴のまわりの状態は本実験におけるそれと質的には大差ないことが想像される。

本実験においては燃料として燈油を使っているが，重油のような揮発性の少ない油については燃焼の状態も相当に異なることが考えられる。重油の場合はセノスフィアができたり，カーボン粒子の発生量が多いなど，燈油とは異なるが，噴霧油滴が蒸発燃焼する過程を考えれば，重油は燈油に比べてエンベロープ炎を保持しにくく，油滴はやはり蒸発しながら飛行しているものと考えられ

る。この件に関して，J. M. Beér は International Flame Radiation Research Foundation における重油を使ったかれらの実験[86]において，噴霧燃焼火炎が乱流ガス拡散火炎とよく似た性質を持っていることを認めたと述べている*。これより燃料を重油に変えても火炎の基本的性格は変化しないものと推測される。

第3章で述べたごとく，燃焼用空気量を増してゆくと，油滴の分布状態には大きな変化がないのに火炎の長さはしだいに短くなってゆく。したがって，スワラを付けるなどして混合をもっと良くし，高負荷燃焼させるようにすれば，火炎はさらに短くなり，大きな油滴は燃料蒸気が拡散燃焼している領域を飛び出してゆくようになるだろう。J. M. Beér はこのような現象を指摘し，この場合には火炎の形状は噴霧の条件によって大きく支配され，噴霧燃焼火炎の乱流ガス拡散火炎への類似性は薄らぐだろうと述べている。鈴木邦男もスワラにより旋回うずを与えた hollow-cone type の火炎において同じような現象を認め，この場合は火炎は短い青色炎となり，その炎の先端からエンベロープ炎をつけた油滴が飛び出してゆくのが観察されたと述べている**。

鈴木が述べているごとく，このような火炎はほとんど青色炎に近くなり，火炎の輝度は非常に低下する。したがってボイラや一般の炉におけるごとく，放射伝熱が重要な役割を演ずる燃焼器に対してはこのような火炎を使うことはできない。しかし，ガスタービン燃焼器のごとく，むしろ放射伝熱が小さい方が望ましく，しかも高負荷で燃やしたい場合には，これに近い火炎が用いられるであろう。このような火炎においては J. M. Beér の指摘するように，乱流拡散火炎との類似性は薄らぎ，噴霧燃焼火炎の形状は油滴の蒸発過程より燃料蒸気の拡散燃焼過程によって大きく支配されているという本実験の結論の一つはあてはまらないと考えられる。

このように，放射伝熱が重要な意味を持つボイラや一般の炉における火炎に対しては，本実験から得られた結論を適用してもよさそうであるが，ガスタービン燃焼器で混合を良くした場合などにおいては，油滴の蒸発過程の影響力が強くなり，大きな油滴は火炎の乱流拡散燃焼領域を飛び出してゆくなどの現象もあり，本実験の結論をそのまま適用することは無理であると考えられる。そ

** 講演討論会“第15回国際シンポジウムを振返って”における討論。

れではこのように火炎の性質を変える因子はなにかと考えると，それは乱流混合の強さと油滴の寿命との相互関係であろう。

J. M. Beér はここに示す意味での噴霧燃焼火炎の性格を決定するパラメータとして，乱流うずの減衰時間と油滴の寿命時間をあげ*，またA. M. Mellor はさらに具体的に，

$$\frac{\text{characteristic droplet lifetime}}{\text{characteristic eddy dissipation time}}$$

なるパラメータを提案している*。また，J. B. Heywood もガスタービン燃焼器に関するかれらの実験において，乱流混合に要する時間と油滴の寿命時間を比較したところ，前者の方がずっと長いことがわかったので，噴霧燃焼火炎における NO の計算にさいして，噴霧燃焼火炎をガス拡散火炎でおきかえて計算する方針をとったと述べていた***。

以上，本研究で対象としたような火炎においてはもちろん，上記の乱流混合の激しい火炎においても，燃料と空気の混合の問題が燃焼を支配する最大の因子になっていることは間違いないと思われる。そこで著者は，従来噴霧燃焼の基礎研究の大部分が単一油滴の研究，それもエンベロープ炎をつけた油滴の燃焼によって占められてきたことに疑問を感ずる。これからの噴霧燃焼の研究は，火炎全体をとらえ，気流や混合と噴霧油滴の挙動との相互関係を追求することを通じて，進められてゆくべきであると考える。

本研究の対象は定常火炎であり，ディーゼルエンジンでの燃焼のような間欠噴霧燃焼は対象外であるが，W. L. Brown[53]は，ディーゼルエンジンにおける燃焼についても，霧化がある程度良好ならば，シリンダ内の燃焼は噴霧の条件にはほとんど影響されず，空気力学的条件のみによって支配されると述べている。このことよりディーゼルエンジン内での間欠噴霧燃焼においても，火炎の基本的性格は本研究の結論と大差ないことが推測される。

第4章においては噴霧燃焼火炎と乱流ガス拡散火炎の類似性を強調したが，これはあくまで火炎のもっとも基本となる性質に対するものであって，火炎の安定性の問題や，窒素酸化物やすすの発生の問題などについては，両火炎において事情が異なってくることは当然である。火炎の安定性の問題では flame

---

*** 著者との私的討論。

front における火炎伝ぱ速度や熱的な釣合いが問題となるが，噴霧燃焼火炎においてはこのいずれの量に対しても噴霧油滴の粒径分布が重要なパラメータとなる。また，油滴のまわりでは窒素酸化物ができやすい状態が作られることが考えられるし[54]，すすの発生と霧化の条件とは大いに関係がある。

噴霧燃焼とガス燃焼の大きな違いは，ガスの場合は予混合燃焼させることができるのに対し，噴霧の場合は，混合を良くして予混合に近づけることはできても，燃料が油滴の形で噴出されるため，拡散火炎としての性格が残る点である。ガス火炎における NO 低減に対する有力な方法として，できるだけ予混合に近い火炎を作り，燃料過濃状態あるいは燃料希薄状態で燃やしてやることが考えられるが[55]，このような方法を噴霧燃焼に応用することは困難である。

第5章において，火炎中の油滴は蒸発しながら飛行していると仮定し，従来単一油滴に対して求められている実験結果を用いることによって，油滴の挙動を計算し，その結果が実験結果をほぼ表わしうることを知った。また，本研究において対象とした火炎においては，油滴の蒸発によってできた燃料蒸気が乱流拡散燃焼することによって火炎が形成されていると考えられる。この二つの事実は，単一油滴に対して求められている実験結果と乱流ガス拡散火炎についての知識を結合することによって，噴霧燃焼火炎を理論的に表現できる可能性を示唆するものであると考えられる。そこで次章においては，このような考えのもとに噴霧燃焼を理論的に解析することを試みる。

第 7 章　噴霧燃焼火炎に関する解析

7.1　まえがき

本章においては，第 2 章～第 5 章で得られた結果にもとづいて，次のようなモデルを想定して，噴霧燃焼火炎内における油滴，温度，ガス流速，成分ガス濃度の各分布など火炎形状を理論的に表わすことを試みる。

(1)　噴霧油滴は火炎中心部を，まわりの高温ガスから熱をもらって蒸発しながら飛行し，飛行径路に燃料蒸気を残す。

(2)　火炎中心部の気流中に残された燃料蒸気が乱流拡散燃焼する。

このようなモデルを用いると，解析は油滴の挙動に関する部分と燃料蒸気の乱流拡散燃焼の部分によって構成されることになる。もし，噴霧の周辺にできた燃料蒸気が拡散燃焼する過程がうまく表現できれば，油滴の挙動に関しては，第 5 章の計算方法が実験結果をほゞ妥当に表現できることがわかっているので，これをそのまま用いればよい。そこで問題となるのは乱流拡散燃焼に対する解析方法である。

火炎現象を理論的に記述するには，運動量，各種成分ガス濃度，エンタルピの保存の諸式を連立させて解く必要があるが，乱流ガス拡散火炎の場合には，これらの変数はすべて乱れの変動成分を持つ。しかもこれに化学反応が加わり乱れが反応機構に影響を与えるとともに，化学反応が乱れの場に影響を与え，とくに反応ガスの濃度場には著しい影響を与える。乱流拡散燃焼はこのように複雑な現象であるうえに，非常な高温場における乱流現象であるため適当な測定手段がなく，流速に関しても熱線風速計などは用いることができない。これらの理由のため，乱流拡散燃焼は，実用燃焼器における炎のほとんどがこの燃焼形態をとっており，非常に重要な研究課題であるにもかかわらず，これに関する研究は実験的にも理論的にもあまり進んでいない。以下に乱流拡散燃焼の理論解析に関する従来の研究について簡単に述べる。

層流拡散火炎においては，燃料と空気の境界に薄い反応領域（火炎）が形成される。この場合反応領域においてのみ燃料と酸素が共存し，燃料と空気が平行に流れる場合においては，燃料および酸素は反応領域まで分子拡散によって運ばれる。これに対して乱流拡散火炎においては，燃料と空気の混合は乱流う

ずによって行なわれる。しかし両者はこれによって均一に混合するのではなく，細かく見れば混合ガスは分離された両者のガス塊から構成されており，両分子が衝突して反応するためには，やはり両分子はその境界まで分子拡散してゆかねばならないものと考えられる。これが乱流拡散燃焼における unmixedness といわれる現象である。

Wohlenberg[56]はこの燃焼機構をモデル化し，乱れ，分子拡散，化学反応の3現象によって反応速度を表現することを試みている。しかし，この解析は非常に抽象化された場に対するものであり，実際の乱流拡散火炎に適用されるにはいたっていない。

現在行なわれている乱流拡散燃焼に対する解析の大部分はHawthorne[57]らの研究にその起源を持つ。かれらは化学反応によっても保存される“nozzle fluid 濃度”と呼ばれる量を考えた。これは火炎内のガス中に占めるノズルから噴出されたガス（nozzle fluid）の量であり，nozzle fluid は原子数の保存を考慮して求められる。* かれらは水素の同軸流乱流拡散火炎について実験し，火炎全体の反応速度は混合速度によって支配されていることを示した。また，火炎軸に垂直な断面におけるnozzle fluid の濃度分布を無次元表示したところ，常温の自由噴流に対して求められているものと一致することを知った。これは大きな熱の発生のある流れ場に対しても自由噴流に対する混合の理論が適用されうることを示している。

等方性乱れ場のある点における速度の変動成分の確率密度は正規分布を示すことが知られているが[58][59] Hawthorne らは火炎内におけるnozzle fluid 濃度の変動成分の確率密度もまた正規分布を持つと仮定した。これにBurke と Schumann が層流拡散火炎の研究[60] において用いた化学反応速度無限大の仮定を組合わせることによって，火炎内のある点において共存する未燃の燃料ガスと酸素の濃度を計算することができる。かれらはこのようにして求めた未燃の燃料ガス濃度と実測値を比較することによって，濃度における

---

* たとえば，水素の拡散火炎においては $[H_2]+[H_2O]$ がnozzle fluid 濃度になる。

乱れ強さを求めている。乱流拡散燃焼のunmixednessに対するHawthorneらの考えたこのようなモデルは，現在行なわれている乱流拡散燃焼に対する理論解析の中核となっている[(61)～(64)]。

それらの理論解析においては，乱流拡散燃焼の反応速度に関連して変動成分を問題にしなければならない量に対して，Hawthorneらのように確率密度分布をあてはめる方法を用いているが，次にこの方法の代表的な例を述べる。いま，局所当量比の時間変動に注目して，単位時間にわたって見た場合，火炎中の一点における混合気は平均当量比のまわりにある確率密度分布を持って分布する当量比の異なる微小なガス塊から構成されていると考える（平均当量比は流れの方程式を解くことによって求められる）。そして，そのガス塊の内部は均一に混合されているとする。したがって化学反応量はガス塊内部での反応量を確率密度分布を使って積分することによって求められ，共存する未燃の燃料ガスと酸素の濃度も同様に求められる。このようなモデルを用いれば化学反応速度は無限大にする必要はなく，反応速度論やstirred reactorによる実験結果を適用することもできる。[(64)]

しかしながらこのモデルにおいては，乱流拡散燃焼を組成を異にした微小ガス塊の予混合燃焼の集合体と見なしていることになり，そこには分子拡散などはまったく考慮されておらず，前述の乱流拡散燃焼機構との対応関係は明確でない。そこで，著者は確率密度関数を用いる方法はとらず，Wohlenbergのモデルをもとに乱流拡散燃焼機構を直接モデル化することによって噴流拡散火炎の理論解析を試みた。

7.2 理論解析の概要

同軸流乱流拡散燃焼に対して常温の乱流混合理論を適用することは，7.1節で述べたHawthorneらの研究結果から見ても許容されるものと考えられる。また事実この手法によって理論計算した結果は実際の混合状態をよく表わしている[(64)]。噴霧二相流においては油滴の存在が乱れに影響を与えることも考えられるが，Abramovich[(65)]は二相噴流における境界層の発達や速度分布なども，単相噴流の場合と同様の取扱いによってほゞ表わしうることを示しており，これから噴霧燃焼火炎に対しても常温での混合理論が近似的に適用できると考

えられる。本章の解析においては，運動量，成分ガス濃度，エンタルピの保存の諸式を乱流境界層に対してたて，その反応項に著者の考案した乱流拡散燃焼モデルから求めた反応速度式を代入することによって基礎式を作る。なお，噴流の混合理論としてはPrandtl の混合長仮説を用いる。

噴霧燃焼火炎についての計算を行なうにさきだって，まず乱流ガス拡散火炎に対する計算を行ない，実験結果と比較することによって，計算方法および乱流拡散燃焼モデルの妥当性について検討する。ガス拡散火炎の計算は燃焼ガスがプロパンの場合と水素の場合について行なう。前者は第5章のガス拡散火炎に対するもので，後者はKent と Bilger が第14回国際燃焼シンポジウムで報告している火炎[66]に対するものである。そして最後に，これらの計算結果の基礎のもとに，第2章で実験対象にした噴霧燃焼火炎に対する計算を行なう。

なお，乱流境界層の数値計算にはPatankar と Spalding のGEMIX 4 Program[67] を用いた。

7.3 解　析

7.3.1 軸対称乱流境界層の基礎式

ここに記す基礎式ならびに後に行なう数値計算はPatankar-Spalding の方法によるものであり，これについての概要は附録1および2に記すこととし，ここでは今後必要となる事項を最小限記すにとゞめる。

解析の対象とする軸対称の境界層を図7－1に示す境界IとEの間の領域であるとする。流線と対称軸との成す角αは流れに沿って変化するがその変化割合は小さいものとする。流線の接線方向にx軸をとりこれに直角にy軸をとる。流線はたがいにほゞ平行であると見なせるが，xを固定してその近傍のみを考えると，境界I，Eも近似的に流線に平行であると見なせる。このとき流れ関数ψは次式で表わせる。

$$x = \text{fixed} : \quad d\psi = \rho u r \ dy \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.1)$$

ρは流体の密度，uはx方向の流速である。

$x-\psi$座標を用いて　$x = f\text{ixed}$　の近傍に対して保存式を求めると次のようになる。

x 方向の運動量保存式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \psi}(\tau r) - \frac{1}{\rho u}\left(\frac{dp}{dx} - X\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.2)$$

τ はせん断応力，p は圧力，X は浮力である。

成分ガス j の保存式：

$$\frac{\partial mj}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial \psi}(J_j r) + \frac{R_j}{\rho u} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.3)$$

mj は成分ガス j の質量濃度，Jj は単位時間，単位面積当りの y 方向への拡散量，Rj は単位時間，単位体積当りの j 成分の発生，消滅量である。

stagnation enthalpy $\tilde{h}$ の保存式：

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial \psi}\left[(J_h - u\tau) r\right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.4)$$

Jh は $\tilde{h}$ の y 方向への拡散量である。（7.4）式においては熱放射による冷却を無視している。プロパン火炎や噴霧火炎は輝度が高く熱放射による影響は相当大きいと考えられるが，現在のところこれを精度良く表わすことはできないため，本解析では放射冷却は考慮しなかった。したがってプロパン火炎や噴霧火炎においては，火炎温度に対する計算値は実測値より高くなることが予想される。$\tilde{h}$ は次式で表わせる。

$$\tilde{h} = h + u^2/2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.5)$$

h は単位質量の流体の持つエンタルピで，顕熱と燃料の持つ化学反応熱の和である。したがって，（7.4）式が成立つためには，熱，燃料ガスおよび運動エネルギの乱流拡散速度が等しいという仮定が必要である。なお運動エネルギとしては（7.5）式のごとく x 方向の速度のみを考慮し，y 方向の速度および乱れ速度に対するものは無視している。

τ，Jj，Jh は次式より求められる。

$$\tau = \mu_{eff}\,(\partial u/\partial y) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.6)$$

$$Jj = -(\mu_{eff}/\sigma_{seff})(\partial mj/\partial y) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.7)$$

$$J_h = -(\mu_{eff}/\sigma_{peff})(\partial\tilde{h}/\partial y) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (7.8)$$

μ_{eff} は実効粘性係数で，Prandtl の混合長仮説を用いれば，

$$\mu_{eff} = \rho\ell^2 |\partial u/\partial y| \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (7.9)$$

で表わせる。ℓ はPrandtl の混合長で，自由噴流の場合は同一断面内では一定値をとり，境界層の厚さに比例する。この比例定数は実験により0.07から0.1の間の値をとることが知られている。σ_{seff}，σ_{peff} は実効シュミット数，実効プラントル数で，実験結果によると流れ全体にわたってほぼ一定値を示し，両者とも0.7程度と報告されている。

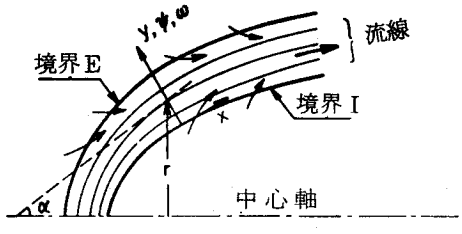


図7.−1. 軸対称境界層と座標系

7.3 2　乱流拡散燃焼モデル

数値解析は以上の諸式に基づいて行なうが，そのさい，燃料ガスの乱流拡散燃焼速度 Rr〔（7.3式における発生項 Rj のうちの一つ〕の表わし方が問題になる。これは単位時間単位体積当りの反応量 $\dot{M}f$ であり，本節ではこの $\dot{M}f$ を数値計算に都合のよい形に書き表わそうとする。そのためにまず乱流拡散火炎の燃焼モデルから出発する。

火炎構造に関する従来の研究によると次のように考えられる。燃料と空気がたがいに平行に流れる層流拡散火炎においては，図7－2に示すごとく燃料の流れと空気の流れの境界に薄い反応面ができ，反応面に向って燃料と空気中の酸素が分子拡散する。この場合，薄い反応領域以外の場所では燃料と酸素の共存は起こらない。これに対し流れに乱れのある場合は，乱れのうずが反応面を巻込み，界面は図7－3のように引延ばされ，肉眼で観察される火炎

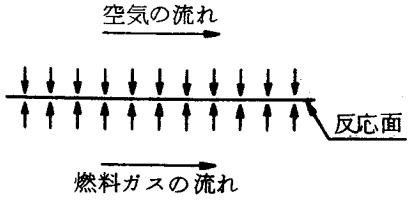


図7－2. 層流拡散火炎

帯の厚さは著しく増大する。通常用いられている噴流火炎においては中心軸まですべて火炎帯となる。しかしこのような場合においても，うずによる混合によっては燃料と酸素は均一には混合しえず，細かく見れば混合気は燃料領域と酸素領域にわかれており，燃焼反応はこれら二つの領域の境界にある薄い反応領域で起こっているものと考えられる。つまり燃料および酸素は各々の領域から分子拡散によって反応領域に達してはじめて反応することができる。乱流拡散火炎を高速度撮影すると，火炎は複雑な曲面を持ったリボン状の薄片からなっていることがわかるが，これは上記の燃焼機構を裏づけるものであると考えられ，またWilliams[68]は乱流拡散火炎は多数の層流拡散火炎の小片の集合体と見なすことができるだろうと推論している。

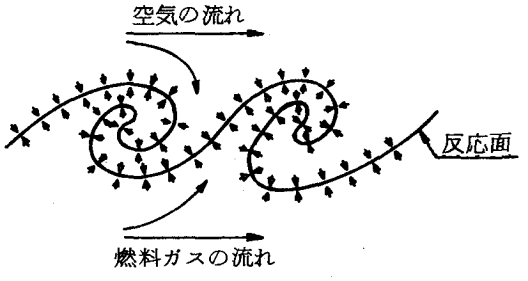


図7－3. 乱流拡散火炎

Wohlenberg はこのような燃焼機構を図7－4の実線のごとくモデル化した。つまり，濃度一定の高燃料濃度領域と高酸素濃度領域の間の領域は，分子拡散領域と境界領域（火炎面）とから成っており，燃料および酸素領域から分子拡散してきた両分子が境界領域で衝突して反応すると考え，境界領域の単位面積当りの反応量は，分子拡散領域の拡散速度と境界領域での化学反応速度との平衡によって決定されるとした。したがって火炎内の単位体積当りの反応量は，この境界領域の単位面積当りの反応量に単位体積中に含まれる境界領域の全面積をかければ求められる。著者はこのモデ

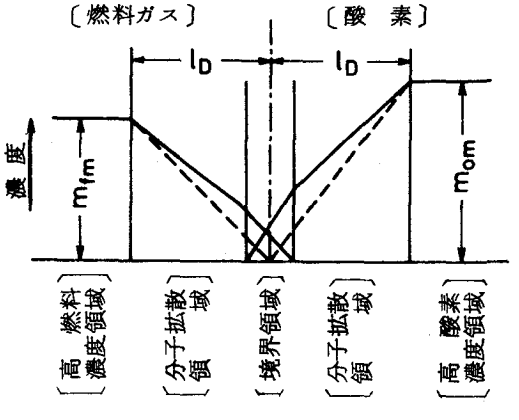


図7－4. 境界領域周辺のガス濃度分布

ルをさらに簡単にして，境界領域における化学反応速度を無限大と仮定した。したがって反応領域の厚さは0となり，濃度分布は図7－4における破線のごとくなる。化学反応速度無限大の仮定は，Burke と Schumann[60] がこれを用いて層流拡散火炎を理論解析して良い結果を得ていることから，層流拡散火炎あるいは乱れの弱い乱流拡散火炎に対しては妥当であろうと考えられる。しかし乱れが強くなった場合は分子拡散領域の厚さが非常に薄くなり，化学反応速度が燃焼速度を支配するようになるかもしれない。

一般に乱れによって燃焼速度は著しく増大するが，この要因としては次の三つが考えられる。

(1) 反応面の拡大

(2) 分子拡散領域の厚さの縮少

(3) 反応面の曲率

以下の燃焼モデルにおいては(3)の要因は考慮しないが，これは(1)の効果に比べて非常に小さいことがWilliams[68] によって論証されている。(1)の反応面の拡大は境界層の発達や混合を支配する比較的大きなスケールのうずによって引起こされると考えられるが，(2)の要因は燃料および酸素領域において濃度一定の領域が反応面にどれだけ近づくかを意味し，これは乱れの強さや燃料および酸素領域内に存在する比較的小さなうずによる攪はん作用に起因するものと考えられる。

なお，本解析においては温度については変動成分を考慮しないが，化学反応速度を無限大と仮定していることから，本解析で用いる燃焼モデルに関しては温度の変動成分を無視することは計算結果にそれ程大きな影響を与えないものと思われる。

前述のごとく，乱れは反応面の拡大と分子拡散領域の厚さの減少によって燃焼速度に影響を与えるが，反応面の面積は乱れの状態のみによって決定されるわけではない。というのは反応面の面積はその点での燃料と酸素の存在状態の関数でもあり，どちらかの時間平均濃度が0ならば乱れがいかに強くても反応面の面積は0である。そこで，乱れの状態をある仮想の面を引延ばす能力と対応させる。これをモデル化したのが図7－5で，単位立方体中に等間隔 l_A で並ぶ $1/l_A$ 枚の面はこの仮想面を表わしている。単位立方体中に含まれる仮想面の面積Aは乱れの状態のみの関数であり，燃料と酸素の存在状態によっ

て面積Aの一部が反応面になるものとする。分子拡散領域の厚さ ℓ_D を支配する因子としては，前述の乱れの状態の他に粘性係数や拡散係数のような物性値も考えられる。しかし噴流火炎に見られる反応面の空間密度から考えて，乱流拡散火炎における分子拡散領域の厚さ ℓ_D は，層流火炎におけるそれに比べて非常に小さいと推測されるので，ℓ_D は主として乱れの状態によって支配されていると考えられる。そこで ℓ_D は ℓ_A に比例すると仮定する。

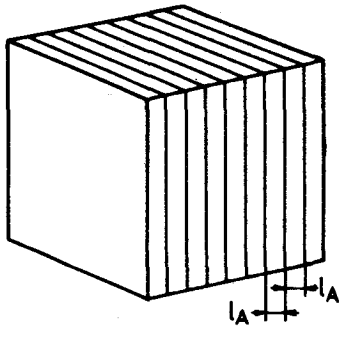


図7－5. 仮想面

$$\ell_D = C_L \ell_A \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.10)$$

C_L は定数で1以下の値をとるものとする。このモデルによると，乱れが反応面を拡大するとともに分子拡散領域の厚さを縮少して燃焼速度を高める機構を定性的に表現できるであろう。

単位立方体内の燃料および酸素濃度分布は図7－6のようになっているものと模型化する。すなわち，厚さの異なる燃料および酸素領域が交互に並び，その境界に反応面が存在しており，その領域内での最大濃度 m_{fm} および m_{om} は単位立方体内部では各々一定であると仮定する。また，Wohlenberg のモデルと同様に ℓ_D は燃料および酸素領域とも共通に同じと仮定する。これらの仮定は当然現実とは異なるものであるが，混合の場の平均的な性格を表わすモデルとしてこのような単純化を行なったわけである。なお，燃料および酸素領域の境界では，いずれの濃度をも0としているが，これは化学反応速度を無限大と仮定しているからである。

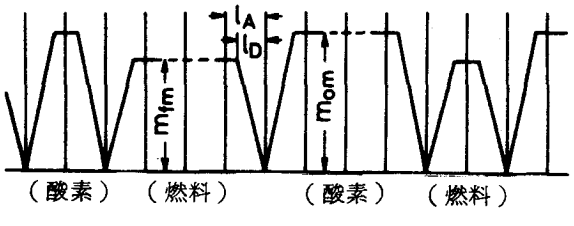


図7－6. 単位立方体内のガス濃度分布と反応面

このようなモデルを使うと，反応面の単位時間，単位面積当りの燃料消費量

$\dot{m}_f$ および酸素消費量 $\dot{m}_o$ は拡散速度のみによって決定され，次式のように表わせる。

$$\dot{m}_f = -(D_f \rho m_{fm}) / \ell_D \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.11)$$

$$\dot{m}_o = -(D_o \rho m_{om}) / \ell_D \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.12)$$

D_f, D_o は燃料および酸素の分子拡散係数である。

$\dot{m}_f$ と $\dot{m}_o$ が図7－4の破線のごとく反応するためには，ε を量論酸素燃料比とすると，$\dot{m}_o = \varepsilon \dot{m}_f$ なる関係が成立する必要がある。ゆえに，

$$D_o \ m_{om} = \varepsilon \ D_f \ m_{fm} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.13)$$

さて，図7－5に示す単位立方体に含まれる平板状領域のうち，燃料および酸素領域の占める枚数を各々 n_f および n_o とすると，このモデルにおいては n_f と n_o の比が時間平均の燃料濃度 m_f と酸素濃度 m_o の比などによって変化する。いま，$n_f = n_o$ なる場合を考えると，反応面に隣接する平板状領域の枚数は燃料側，酸素側とも同数であるから，反応面に隣接しない濃度一定の平板状領域の数も等しくなる。n_f および n_o 中に占めるその数を n_c とする。時間平均燃料濃度 m_f は単位立方体内の平均燃料濃度であり，m_f を図7－6に従って計算するとつぎのようになる。

$$m_f = m_{fm}\left[\ell_A n_f - \frac{1}{2}\ell_D(n_f - n_c)\right] / \left[(n_f + n_o)\ell_A\right]$$

$$= \frac{m_{fm}}{2}\left[(2 - C_L)n_f \ell_A + C_L n_c \ell_A\right] / \left[(n_f + n_o)\ell_A\right]$$

$$= \frac{m_{fm}}{4}\left[(2 - C_L) + 2C_L \frac{n_c}{n_f + n_o}\right]$$

$n_c / (n_f + n_o) \equiv f_n$ と置くと，

$$m_f = (m_{fm} / 4)\left[(2 - C_L) + 2C_L f_n\right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.14)$$

同様に，時間平均酸素濃度 m_o は次式で表わせる。

$$m_o = (m_{om} / 4)\left[(2 - C_L) + 2C_L f_n\right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.15)$$

（7.14），（7.15）式を（7.13）式に代入すると次式を得る。

$$D_o m_o = \varepsilon D_f m_f \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.16)$$

したがって次の関係が得られる。

$$\left.\begin{array}{ll} m_o \leqq (D_f/D_o)\,\varepsilon m_f \text{ の時，} & n_o \leqq n_f \\ m_o > (D_f/D_o)\,\varepsilon m_f \text{ の時，} & n_o > n_f \end{array}\right\} \quad (7.17)$$

(i) $m_o \leqq (D_f/D_o)\,\varepsilon m_f$ の時 $(n_o \leqq n_f)$

酸素領域内における反応面に隣接しない平板状領域の枚数を n_c として＊，m_f および m_o を計算すると次式を得る。

$$m_f = (m_{fm}/2)\left[2n_f - C_L(n_o - n_c)\right]/(n_f + n_o) \quad \cdots\cdots (7.18)$$

$$m_o = (m_{om}/2)\left[2n_o - C_L(n_o - n_c)\right]/(n_f + n_o) \quad \cdots\cdots (7.19)$$

たゞし $n_f + n_o (= 1/\ell_A)$ はAに等しい。

$$n_f + n_o = A \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.20)$$

（7.13），（7.18），（7.19），（7.20）式より m_{fm} および n_o を求めると次式を得る。

$$m_{fm} = 2A\,\frac{(2+C_L)\dfrac{D_o}{\varepsilon D_f}m_o + (2-C_L)m_f}{2A(2-C_L) + 4C_L n_c} \quad \cdots\cdots\cdots (7.21)$$

$$n_o = \frac{(2A+C_L n_c)\dfrac{D_o}{\varepsilon D_f}m_o - C_L n_c m_f}{(2+C_L)\dfrac{D_o}{\varepsilon D_f}m_o + (2-C_L)m_f} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (7.22)$$

一方，単位体積当りの反応面の数は $(n_o - n_c)$ であるから，単位時間，単位体積当りの反応量 $\dot{M}_f$ は次式で表わせる。

$$\dot{M}_f = (n_o - n_c)\dot{m}_f = -D_f \rho (A/C_L)(n_o - n_c) m_{fm} \quad \cdots\cdots\cdots (7.23)$$

(7.21),(7.22)式を(7.23)式へ代入すると次式を得る。

$$\dot{M}_f=-2\rho A^2\frac{(1-f_n)\frac{D_o}{\varepsilon}m_o-f_nD_fm_f}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2f_n}\quad\cdots\cdots\cdots\quad(7.24)$$

上式では，燃料の時間平均濃度m_fは燃焼速度に対して負の効果を及ぼしている。これは予混合燃焼などを考えると奇妙に見えるが，燃料濃度m_fが$(D_o/D_f)(m_o/\varepsilon)$より高い場合は，$m_f$が大きくなると燃料領域の大きさが増し，その結果反応面の面積が減少して燃焼速度が小さくなることを意味しており，(7.24)式は乱れの状態が同じならば，$m_f=(D_o/D_f)(m_o/\varepsilon)$なる混合比の時に燃焼速度が最大になることを表わしている。

(ii) $m_o>(D_f/D_o)\varepsilon m_f$ の時 $(n_o>n_f)$

燃料領域内における反応面に隣接しない平枚状領域の枚数をn_cとして，m_fおよびm_oを計算すると次式を得る。

$$m_f=(m_{fm}/2)[2n_f-C_L(n_f-n_c)]/(n_f+n_o)\qquad(7.25)$$

$$m_o=(m_{om}/2)[2n_o-C_L(n_f-n_c)]/(n_f+n_o)\qquad(7.26)$$

$\dot{M}_f$は次式で表わせる。

$$\dot{M}_f=(n_f-n_c)\dot{m}_f=-D_f\rho(A/C_L)(n_f-n_c)m_{fm}\qquad(7.27)$$

(7.13),(7.20),(7.25),(7.26),(7.27)式を用いて(i)の場合と同様の計算を行なうと次式が得られる。

$$\dot{M}_f=-2\rho A^2\frac{(1-f_n)D_fm_f-f_n\frac{D_o}{\varepsilon}m_o}{C_L(2-C_L)+2C_L^2f_n}\quad\cdots\cdots\cdots\quad(7.28)$$

以上の(i),(ii)に示したように，燃焼速度は(7.24),(7.28)式により表わ

＊後述のごとく，最終的には$n_c\ll n_f+n_o$なる仮定のもとに燃焼モデルをさらに簡単化する。

され，乱れの状態の関数と仮定したA，C_L およびf_n がわかれば$\dot{M}_f$を求めることができる。しかしこれらの関数を知ることは困難である。そこで（7.24）（7.28）式を次のように変形する。

$$\dot{M}_f=-\frac{\rho D_o}{\varepsilon}m_o\frac{2A^2(1-f_n)}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2f_n}\left(1-\frac{f_n}{1-f_n}\frac{\varepsilon D_f m_f}{D_o m_o}\right) \qquad (7.29)$$

$$\dot{M}_f=-\rho D_f m_f\frac{2A^2(1-f_n)}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2f_n}\left(1-\frac{f_n}{1-f_n}\frac{D_o m_o}{\varepsilon D_f m_f}\right) \qquad (7.30)$$

$\varepsilon D_f m_f/D_o m_o>1$ および $\varepsilon D_f m_f/D_o m_o<1$ が成りたつ領域はそれぞれ図7－7のⒶおよびⒷのごとく分布しているものと考えられる。Ⓐ領域の燃焼速度は（7.29）式によって，Ⓑ領域のそれは（7.30）式で表わされる。燃料は火炎中心部からⒶとⒷの境界を経て火炎周辺部へ向って乱流拡散し，ノズルから噴出された後の時間経過とともに，燃料ガス塊は乱流うずによって引延ばされ空気および燃焼生成ガスとしだいに細かく混合してゆく。周辺部の火炎は空間的に比較的まばらに存在する多数の薄いリボン状の火炎から構成されているのが観察され，これから$\varepsilon D_f m_f/D_o m_o\ll 1$ なる火炎周辺部においては，燃料濃度領域そのものが非常に薄い層となって大きな酸素濃度領域中に存在していることが推察される。したがってこの場合は，$n_c=0$つまり燃料濃度領域の大部分は濃度こう配を持つ分子拡散領域によって占められ，濃度がm_{fm} なる一定値を持つ領域は非常に狭いものと考えられる。また，これとは逆に空気中の酸素は火炎外部からⒶとⒷの境界を経て火炎中心部へ向って乱流拡散するが，燃料濃度に比べて酸素濃度が非常に小さい火炎中心部においては火炎周辺部の燃料の場合と同様，酸素濃度領域は薄い層となって燃料濃度領域中に存在しているものと推測され，やはり$n_c=0$ と考えられる。つまり，$\varepsilon D_f m_f/D_o m_o$ が1に比べて相当に大きいか，あるいは相当に小さい場合には

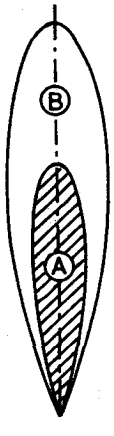


図7－7. $\varepsilon D_f m_f/D_o m_o$ 値の火炎内での分布

$n_c \to 0$ すなわち $f_n \to 0$ となり，(7.29)式および(7.30)式は次のようになる。

$$\left.\begin{aligned} \dot{M}_f &= -\frac{\rho D_o}{\varepsilon} m_o \frac{2A^2(1-f_n)}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2 f_n} \\ \dot{M}_f &= -\rho D_f m_f \frac{2A^2(1-f_n)}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2 f_n} \end{aligned}\right\} \quad (7.31)$$

つぎにⒶとⒷの境界を考える。この境界では $\varepsilon D_f m_f / D_o m_o = 1$ となり，$n_f = n_o$ である。いま境界上において $n_c \ll n_f(=n_o)$ を仮定すると $f_n \ll 1/2$ となり，上記の議論により，境界から外側に行けば燃料濃度領域の厚ささが，内側に行けば酸素濃度領域の厚さがさらに薄くなると考えられるので，断面全体に渡って $f_n \ll 1/2$ が成りたち，$f_n/(1-f_n) \ll 1$ となる。その結果 $\varepsilon D_f m_f / D_o m_o$ が1に近い値をとる場合においても，燃焼速度は(7.31)式で表わせることになる。

すなわち，ⒶとⒷの境界面上において $n_c \ll n_f(=n_o)$ なる仮定が許されるならば，燃焼速度を表わす式は(7.31)式で近似できることになる。ⒶとⒷの境界は火炎断面において，乱れの激しい領域にあるものと考えられる。したがって乱れの十分に強い火炎では，燃焼ガス塊が中心部から周辺部に向って拡散してゆく過程において，火炎周辺部に存在する薄く引延ばされた燃料ガスの層が，乱れの激しいⒶとⒷの境界付近ですでに形成されていると考えることはそれほど不自然なことではないと思われる。

以上得られた式をまとめると次のようになる。

$$\begin{cases} m_o \leqq (D_f/D_o)\,\varepsilon m_f \text{ の時；} \dot{M}_f = -E^2 \cdot (\rho D_o m_o/\varepsilon) & (7.32) \\ m_o > (D_f/D_o)\,\varepsilon m_f \text{ の時；} \dot{M}_f = -E^2 \cdot \rho D_f m_f & (7.33) \\ \text{たゞし，} \quad E^2 = \dfrac{2A^2(1-f_n)}{C_L(2-C_L)+2C_L{}^2 f_n} & (7.34) \end{cases}$$

(7.32)，(7.33)式において m_f および m_o は 7.3.1節で述べた乱流境界層の基礎式を解くことによって求められるので，乱れの性質によって決められ

る関数Eが求められれば，燃焼速度を求めることができる。そこでEをなんらかの乱れの特性値と結びつけることを考える。Eを決定する因子としては乱れの強さや大小のうずの分布状態が考えられるが，さらに本解析で対象とするような自由噴流においてはintermittencyの効果を考慮する必要がある。自由噴流に対する測定によると，乱流域と層流域の混在する領域は境界層の厚さの半分以上にも及ぶと報告されている[69]。Eを支配するこれらの因子を的確に表現する乱流特性値を求めることは困難であるが，著者はこの特性値として後述の局所乱流レイノルズ数を用いるのが適当であると考えた。

乱流拡散燃焼速度を表わす（7.32），（7.33）式において，$-\rho D_o m_o/\varepsilon$ および $-\rho D_f m_f$ は層流拡散火炎における燃焼速度に対する driving force を表わしており，層流拡散燃焼速度$\dot{M}_{f\ell}$は次式で表わしても良いと思われる。

$$\dot{M}_{f\ell} = -(\rho D_o m_o/\varepsilon)\times\mathrm{const.}(=-\rho D_f m_f\times\mathrm{const.}) \qquad (7.35)$$

したがって（7.32），（7.33）式は次のようになる。

$$\dot{M}_f/\dot{M}_{f\ell} = E^2 \times \mathrm{const.} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.36)$$

ゆえに乱れによる $\dot{M}_f/\dot{M}_{f\ell}$ の変化を知ることができればEを得ることができるであろうが，これは困難である。

一方，予混合可燃混合気に乱れを与え，乱れが火炎伝ぱ速度に与える影響を調べた研究は多い。層流可燃混合気における火炎伝ぱは火炎から未燃混合気へ熱や活性化学種が拡散することによって起こされるが，混合気に乱れがある場合には，乱流うずによって反応面が引延ばされることによって燃焼速度および火炎伝ぱ速度が大きくなると考えられる。この時の反応面のまわりの状態は図7－3において燃料と空気を未燃混合気と燃焼生成ガスで置換えたものとほゞ等しいと考えられる。したがって拡散燃焼における乱れと燃焼速度の関係と予混合燃焼におけるそれとを比較した場合，拡散火炎での燃料や酸素の分子拡散を予混合火炎での熱や活性化学種の分子拡散で置換えてみると，両者の機構は定性的には類似したものと考えてもよさそうである。したがって予混合火炎の乱流燃焼速度および層流燃焼速度を$\dot{M}_{fp}$，$\dot{M}_{fp\ell}$ で表わすと，次の関係が得られる。

$$\dot{M}_f/\dot{M}_{f\ell} \sim \dot{M}_{fp}/\dot{M}_{fp\ell} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.37)$$

Andrews ら[70] はメタンと空気，およびエチレンと空気の予混合可燃混合気に等方性乱れを与え，その中における火炎伝ぱ速度を測定して，図7－8，図7－9のような結果を得た。U_t は乱流火炎伝ぱ速度，U_ℓ は層流火炎伝ぱ

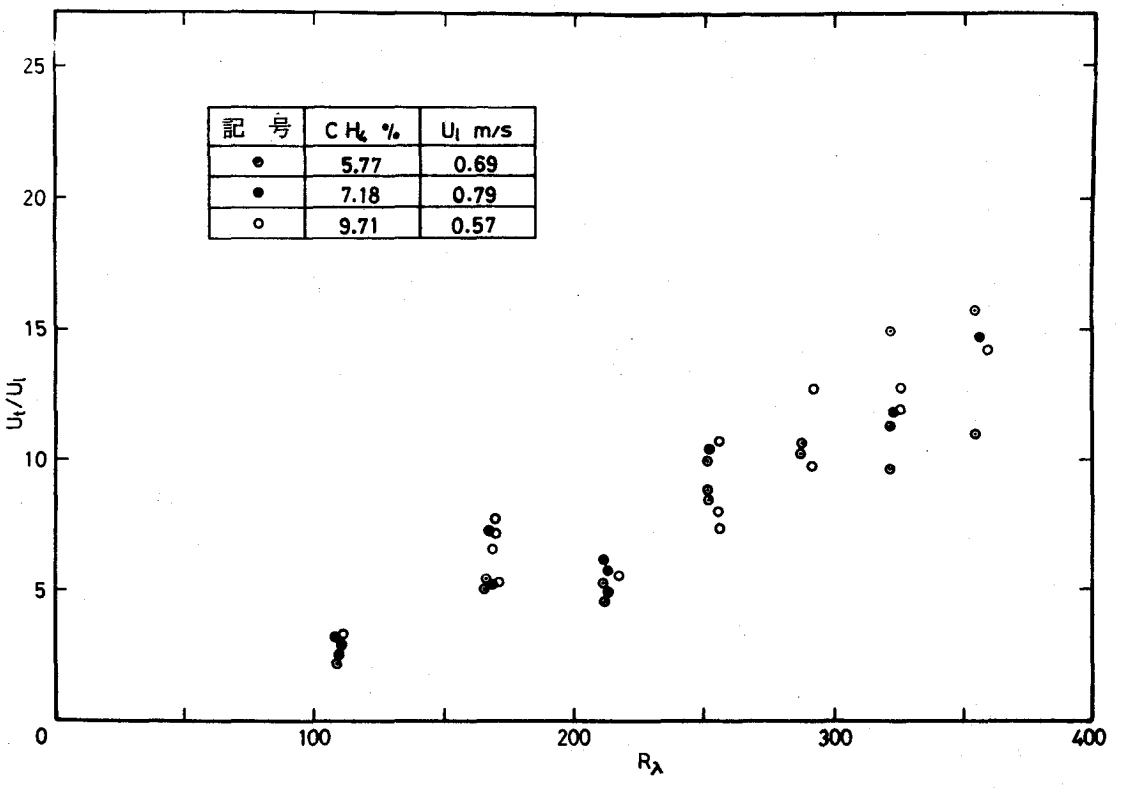


図7－8.　U_t/U_ℓ と R_λ の関係[67]

速度で，R_λ は次式で表わす乱流レイノルズ数である。

$$R_\lambda = u'\lambda / \nu \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.38)$$

u' は rms 乱れ速度，ν は動粘性係数，λ はTaylor のmicroscale である。図のごとくメタンの場合もエチレンの場合も，U_t/U_ℓ と R_λ の関係は U_t/U_ℓ 軸と1で交わる僅かに下に凸の曲線となるが，$100 < R_\lambda < 400$ の範囲においては，原点を通る直線で近似してよいと考えられる。

$$U_t/U_\ell = \text{const.} \times R_\lambda \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.39)$$

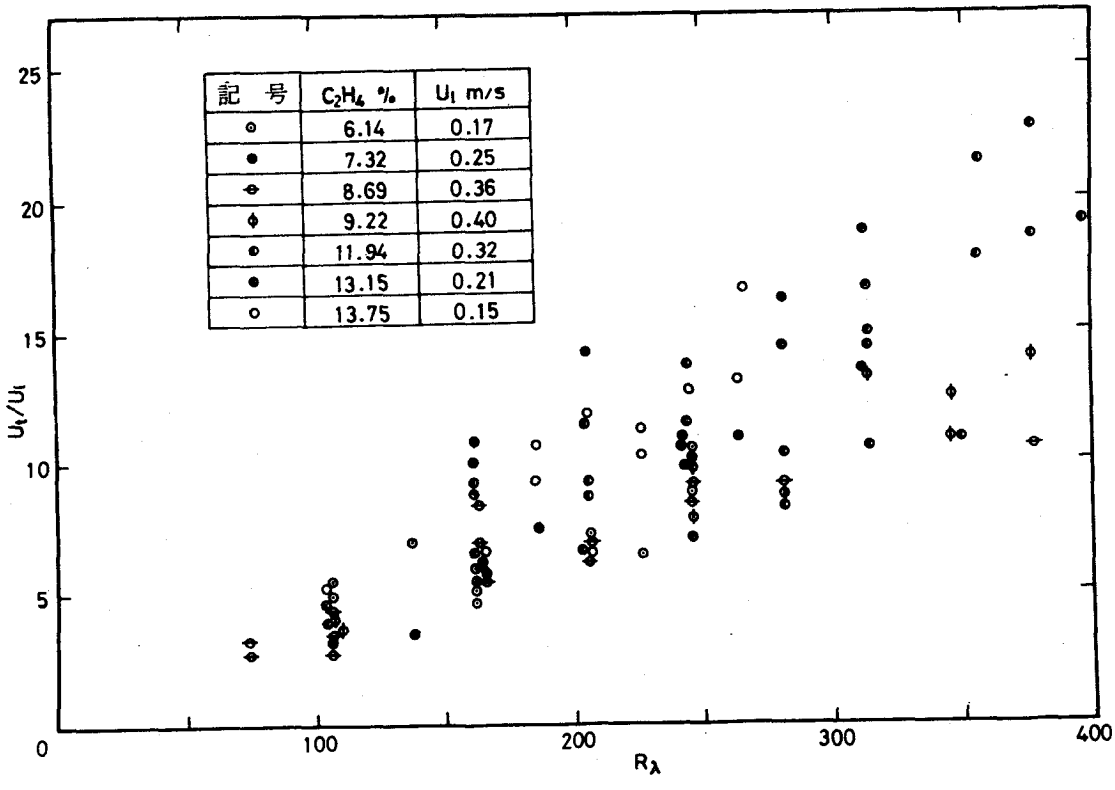


図 7－9.　U_t/U_ℓ と R_λ の関係[67]

R_λ は格子乱れにおいては　20～100，境界層における乱れにおいては100～300，ガスタービン燃焼器における最大値は900　程度である。[70]

予混合火炎における火炎伝ぱ速度と燃焼速度はほゞ比例すると考えられるから，$\dot{M}_{fp}/\dot{M}_{fp\ell}$ は U_t/U_ℓ に比例し，（7.36），（7.37），（7.39）式より次の関係が得られる。

$$E^2 = \text{const.} \times R_\lambda \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.40)$$

上式によってEは乱れの特性値 R_λによって表わされた。Lockwood と Odidi[71] は軸対称噴流火炎について，温度およびイオン濃度の乱れ変動を測定しているが，その結果によると拡散火炎と予混合火炎でそれらの確率密度分布に違いが見られる。これは，Eを求めるさいに用いた乱流拡散火炎と乱流予混合火炎に関する相似性の仮定が厳密さの点で問題があることを意味するのかもしれない。しかしこの相違は後述の定数C_E を決定する過程で補償せんとする。

一般に乱れの場に対しては次の関係が成り立つ。

$$(\lambda/L)\sim\sqrt{\nu/(Lu')} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.41)$$

Lは混合を支配する流れの巨視的な寸法（たとえば格子間隔，溝の幅，壁からの距離）あるいはそれに比例する量であり，Taylor[72] は格子間隔をとり，Dryden[73] は integral scale をとっている。ここではLとしてPrandtlの混合長を用いることにすると（7.41）式は次のようになる。

$$R_\lambda = \text{const.} \times R_\ell^{1/2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.42)$$

R_ℓ はPrandtl の混合長ℓを用いた乱流レイノルズ数である。

$$R_\ell = u'\ell/\nu \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.43)$$

Prandtl の混合長仮説によると$u'\sim\ell\,|\partial u/\partial y|$ であり，これを用いると（7.40），（7.42），（7.43）式より次の関係が得られる。

$$E = C_E\left(\frac{\ell^2}{\nu}\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|\right)^{1/4} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.44)$$

ℓおよび $\partial u/\partial y$ は噴流境界層についての計算過程で求められる。したがって定数 C_E さえ決まればEを求めることができる。以下，本解析では計算結果を実際の火炎についての実測結果と比べることによって，C_E の値を決めようとする。

7.3.3 発生項 R_j

水素火炎においては，燃料H_2 は一段反応によってH_2O になると仮定する。プロパンおよび噴霧火炎においては，第2～第4章の実験結果に示すごとく，燃料は熱分解されて低級炭化水素になった後に酸素と反応すると考えられる。そこでこれらの火炎においては，燃料は熱分解されて低級炭化水素になった後一段反応によってCO_2とH_2O に変化するものと仮定する。したがってCO やH_2 などの中間生成物の発生や燃焼生成物の熱解離は考慮しない。計算の対象とする化学種jとしては，水素火炎においてはH_2，O_2，H_2O を，プロパンおよび噴霧火炎においてはC_3H_8 あるいは燈油蒸気，低級炭化水素，O_2，燃焼生

成物を考え，その他はすべてN_2とする。

炭化水素が熱分解された後の成分はその条件によって異なるが，ここではCとHの原子数の保存だけを考慮して次のような反応を考える。なお，燈油は分子量や物性値から考えてn－ドデカン$C_{12}H_{26}$で置換えることができる。

$$C_3H_8 \rightarrow CH_4 + C_2H_4 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.45)$$

$$C_{12}H_{26} \rightarrow 2CH_4 + C_2H_2 + 4C_2H_4 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.46)$$

計算にあたっては，熱分解後の成分ガスに対し別個に保存を考えるのではなく，一つの混合ガスと考え，物性値は（7.45），（7.46）式の右辺のようなガス組成をもとに計算した平均値を用いた。同様に燃焼生成物としても，プロパン火炎については$3CO_2+4H_2O$，燈油の噴霧火炎については$12CO_2+13H_2O$なる組成を持つ一つの混合ガスを考えた。また，熱分解における吸熱量としては（7.45），（7.46）式における左辺と右辺の低位発熱量の差を用いた。

プロパン，n－ヘキサン，オクタンの熱分解に対する反応速度定数K〔1/s〕を次に示す[74]。

$$C_3H_8 \quad : \log K = 16.60-(16395/T) \quad (7.47)$$

$$n-C_6H_{14} \quad : \log K = 14.22-(14105/T) \quad (7.48)$$

$$C_8H_{18} \quad : \log K = 14.70-(14100/T) \quad (7.49)$$

燈油に対する反応速度としてはオクタンに対する（7.49）式を用いる。乱流拡散燃焼速度に比べると熱分解反応は非常に速いし，またn－ヘキサンとオクタンの反応速度にはそれ程大きな差がないことから考え，この近似は妥当なものと思われる。

プロパンおよび噴霧火炎における各種化学種濃度の保存式は次のようになる。

$$\frac{\partial m_{fu}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial \psi}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\, r\frac{\partial m_{fu}}{\partial y}\right) + \frac{R_c}{\rho u} \quad (7.50)$$

$$\frac{\partial m_{hc}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial \psi}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\, r\frac{\partial m_{hc}}{\partial y}\right) + \frac{R_r}{\rho u} - \frac{R_c}{\rho u} \quad (7.51)$$

$$\left\{\begin{array}{ll}\dfrac{\partial m_{ox}}{\partial x}=-\dfrac{\partial}{\partial \psi}\left(\dfrac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\,r\,\dfrac{\partial m_{ox}}{\partial y}\right)+\dfrac{\varepsilon R_r}{\rho u} & (7.52)\\[2ex] \dfrac{\partial m_{pr}}{\partial x}=-\dfrac{\partial}{\partial \psi}\left(\dfrac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\,r\,\dfrac{\partial m_{pr}}{\partial y}\right)-\dfrac{i R_r}{\rho u} & (7.53)\end{array}\right.$$

m_{fu}，m_{hc}，m_{ox}，m_{pr} は燃料ガス，低級炭化水素，酸素，燃焼生成物の質量濃度，R_c および R_r は燃料ガスの熱分解速度および低級炭化水素の反応速度，i は単位質量の低級炭化水素が燃焼した時にできる燃焼生成物の質量割合を表わす。なお水素火炎の場合は m_{hc} に対する式が不必要になる。

(7.50)，(7.51)式を加えると次式を得る。

$$\left.\begin{array}{l}\dfrac{\partial m_1}{\partial x}=-\dfrac{\partial}{\partial \psi}\left(\dfrac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\,r\,\dfrac{\partial m_1}{\partial y}\right)+\dfrac{R_r}{\rho u}\\[2ex] m_1\equiv m_{fu}+m_{hc}\end{array}\right\}\quad(7.54)$$

(7.52)$-\varepsilon\times$(7.54)を求めると次式を得る。

$$\left.\begin{array}{l}\dfrac{\partial m_2}{\partial x}=-\dfrac{\partial}{\partial \psi}\left(\dfrac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\,r\,\dfrac{\partial m_2}{\partial y}\right)\\[2ex] m_2\equiv m_{ox}-\varepsilon m_1=m_{ox}-\varepsilon\,(m_{fu}+m_{hc})\end{array}\right\}\quad(7.55)$$

(7.53)$+i\times$(7.54)を求めると次式を得る。

$$\left.\begin{array}{l}\dfrac{\partial m_3}{\partial x}=-\dfrac{\partial}{\partial \psi}\left(\dfrac{\mu_{eff}}{\sigma_{s\,eff}}\,r\,\dfrac{\partial m_3}{\partial y}\right)\\[2ex] m_3\equiv m_{pr}+i m_1=m_{pr}+i\,(m_{fu}+m_{hc})\end{array}\right\}\quad(7.56)$$

(7.55)および(7.56)式には発生項がなく，したがって m_2 および m_3 は熱分解や化学反応が起っても保存される量である。計算には(7.50)，(7.54)，(7.55)，(7.56)式を用いる。

R_c は次式で与えられ，

$$R_c=-K\rho m_{fu}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(7.57)$$

R_r は（7.32），（7.33）式の$\dot{M}_f$ に等しい。

$$R_r = \dot{M}_f \quad \cdots\cdots (7.58)$$

燃焼器の断面が噴流境界層の直径に比べて十分に大きい場合は，（7.2）式において，

$$dp/dx = 0 \quad \cdots\cdots (7.59)$$

また，上向きの噴流火炎においては，

$$X = (\rho_o - \rho)g \quad \cdots\cdots (7.60)$$

とおける。ρ_o は境界層外部の流体の密度である。

以上で解析に必要な基礎式はすべて整った。たゞし，（7.44）式の定数C_Eのみが未知量として残る。前述のごとく，このC_E は計算結果を実測結果と比べることによって決定するものとする。

なお，数値解析における発生項の扱い方を附録3に，計算に用いた物性値を附録4に示す。

7.4 乱流ガス拡散火炎に対する計算

計算の対象にした火炎は，第4章で述べたプロパン火炎と Kent と Bilger によって報告されている水素火炎である。つぎにこの水素火炎の実験について本計算に関係のある部分だけを簡単に記述する。

7.4.1 Kent − Bilger の実験

燃焼器は一辺が305 mm の正方形断面，長さ1.8 m の水平に置かれた風洞であり，バーナノズルは風洞断面の中心に設置されている。ノズルの内径は7.62 mm で，先端は鋭利に仕上げてあり，その肉厚は0.1 mm である。

火炎はノズル先端に安定に保持され，したがってパイロット火炎は用いていない。初期乱れは，ノズルからの噴出流体において約0.03％，外側の空気流において約0.2％である。

測定は水素および空気の流速を変えて4種の火炎について行なわれているが，

そのうち水素と空気の流速の比が　10：1　の火炎についてのみ詳しい報告がなされているので，計算はこの火炎に対して行なう。この火炎における水素および空気の初期流速の断面平均値はそれぞれ $\overline{U}_j=151.1$ m/s，$\overline{U}_e=15.1$ m/s　であり，図7－10　に燃焼器への流入速度分布を示す。rは中心からの距離，aはノズル半径を表わす。

火炎長さはノズル直径の150　倍程度で，完全な乱流火炎であるが，ノズルからノズル直径の3倍程度までは層流火炎のように見えたと報告されている。流れ方向の圧力こう配は極力小さくするように注意がはらわれているがごく僅か下降し，したがって噴流境界層外部の流速は下流に行くに従ってやや加速される。噴流境界層外部における流速の変化を図7－11　に示す。xはノズルからの距離，Dはノズル直径，U_e　は噴流境界層外部の流速，U_{eo}　はその初期値15.1 m/s　を表わす。風洞の壁の境界層厚さは終端において20 mmであるので，entrainment　を考える場合，この実験における流れは自由噴流と見なしてよい。また，浮力による火炎の上方への浮き上がりは，ノズル直径の150 倍　の点でノズル直径の2倍程度であり，中心軸に垂直な断面における各種分布の軸対称性が損なわれていない点から考えても，浮力の影響は無視できるものと思われる。

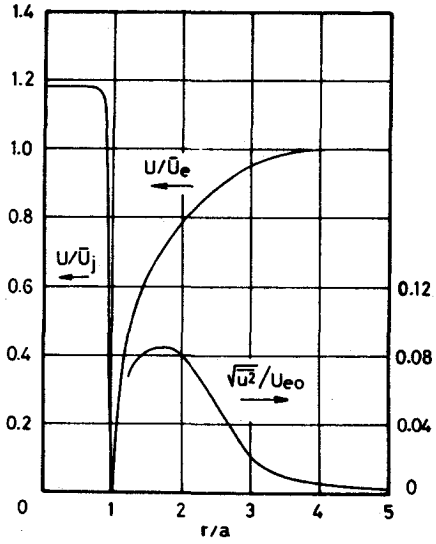


図7−10.　初期流速分布

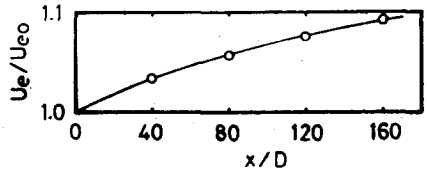


図7−11.　境界層外における
ガス流速の変化

測定結果を図7－12〜図7－16に示す。図7－12は火炎中心軸上，図7－13〜図7〜16は　$x/D=40,80,120,160$　の断面における温度TならびにH_2，

H_2O, O_2 の濃度の分布である。流速もピトー管を用いて測定されているが，

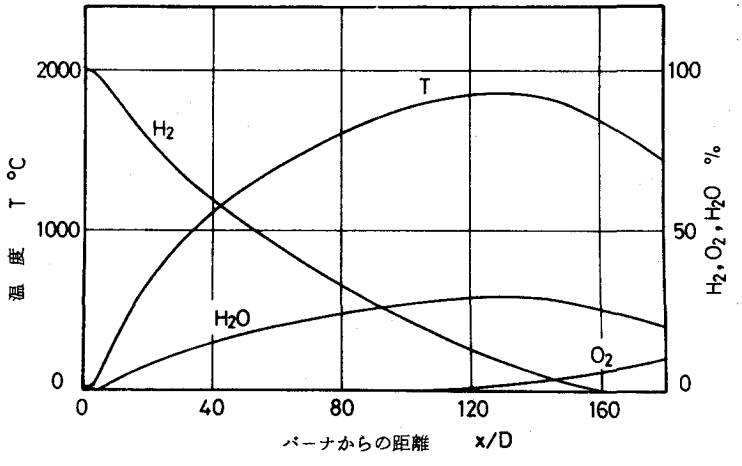


図7－12. 各種測定値の分布（火炎軸上）

燃料に水素を用いているため，燃料濃度によって密度が大きく変化し，精度が非常に悪いという理由から描かれていない。

以上，Kent-Bilger の実験について本計算に関係のある部分だけを記述したが，この実験は乱流拡散燃焼に対する理論を開発するための材料を提供することを目的としておりしたがって初期条件や境界条件もできるだけ単純化されており，測定精度も高いようである。

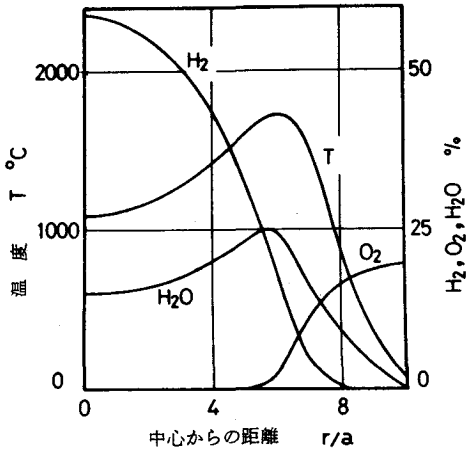


図7－13. 各種測定値の分布（$x/D=40$ 断面）

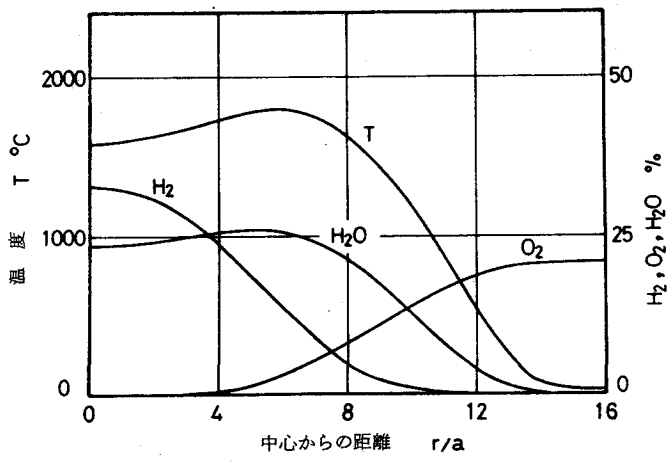


図 7 − 14.　各種測定値の分布（$x/D=80$ 断面）

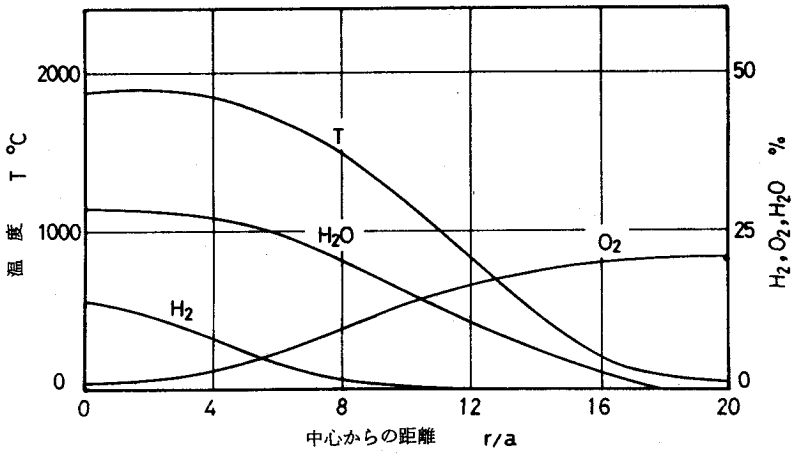


図7−15.　各種測定値の分布（$x/D=120$ 断面）

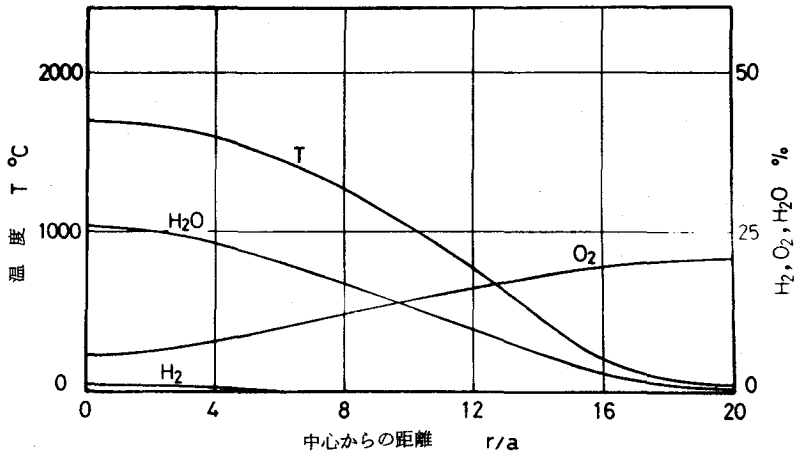


図7－16.　各種測定値の分布（$x/D=160$ 断面）

7.4.2　計算方法

水素火炎に対する初期流速分布は図7－17のように与えた。u_0 はノズルから燃料が噴出する速度，u_H は炉への空気の流入速度である。したがって境

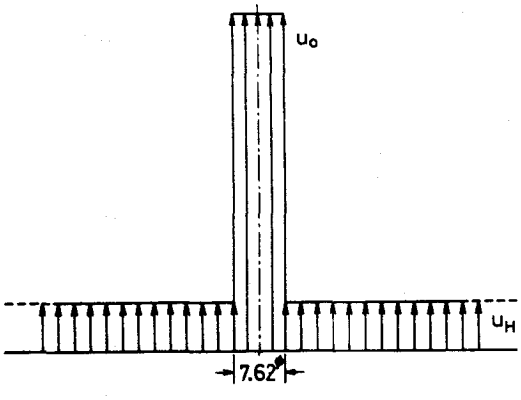


図7－17.　計算に用いた
初期流速分布（水素火炎）

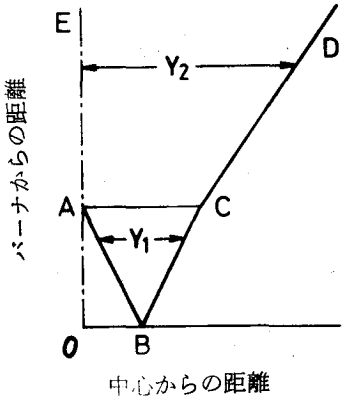


図7－18.　境界層の広がり
（水素火炎）

界層は図7－18のごとく発達する。図において，OE は中心軸，$ABCD$ は境界層の縁を表わす。

初期条件を次のように仮定する。

$$\left.\begin{array}{ll} 0 \leqq y < a \quad ; & u = u_o \\ & m_{fu} = 1 \ , \ m_{ox} = 0 \ , \quad m_{pr} = 0 \\ & T = 300 \ \ ^\circ\mathrm{K} \end{array}\right\} \quad (7.61)$$

$$\left.\begin{array}{ll} y \geqq a \quad ; & u = u_H \\ & m_{fu} = 0 \ , \ m_{ox} = 0.232 \ , \quad m_{pr} = 0 \\ & T = 300 \ \ ^\circ\mathrm{K} \end{array}\right\} \quad (7.62)$$

したがって境界ABCに対する境界条件としては（7.61）を，また境界BCDに対する境界条件としては（7.62）を用いる。

次に，著者がプロパン火炎の実験に用いたバーナノズル周辺の装置の形状を図7－19に示す。図7－20，図7－21はノズル先端から30㎜下および1㎜上の断面における燃焼用空気の流速分布に対する実測結果である。このような実際の流速分布に対して，計算における初期条件としては水素火炎と同様，図－7－22に示すような階段状の流速分布を与えた。水素およびプロパン両火炎における実測の初期流速分布は，ノズルリムの影響で，計算に用いた階段状の分

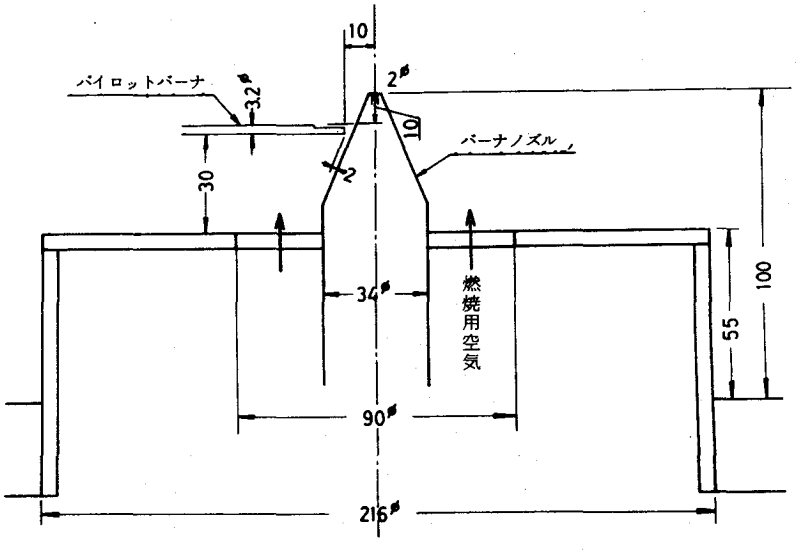


図7－19. バーナノズルまわりの形状

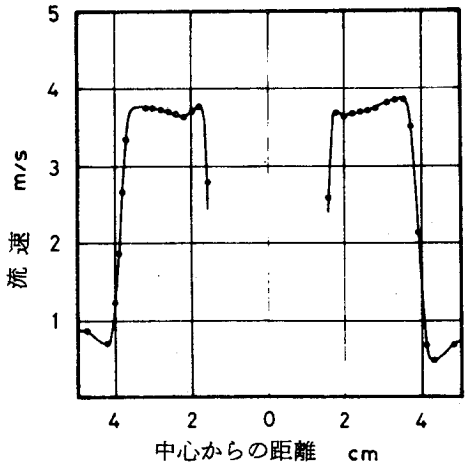


図7－20. 燃焼用空気の流入速度分布（ノズル先端下30㎜）

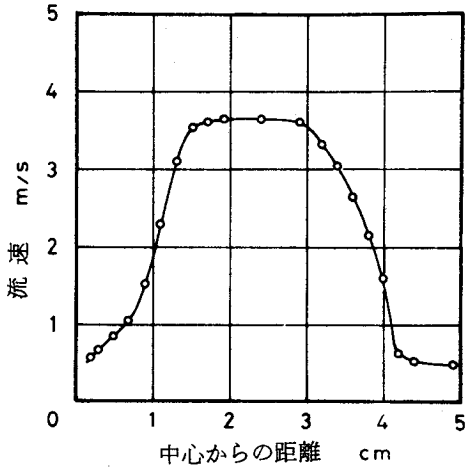


図7－21. 燃焼用空気の流入速度分布（ノズル先端上1㎜）

布とは相当に異なり，この相違はノズル直後の領域に対しては大きな影響を与える。しかし，計算結果を見ると，ノズルから少し離れると断面内流速分布は急速に実測の分布形状に近づくことがわかり，また計算法の実用的意味から考えても，初期流速分布は階段状に与えることが望ましいとの考えから，このような初期流速分布を用いた。

初期条件を次のように仮定する。たゞしa，bはノズル孔の半径および空気流入孔の半径である。

$$\left.\begin{array}{ll} 0 \leqq y < a \quad ; & u = u_o \\ & m_{fu} = 1, \quad m_{hc} = 0, \quad m_{ox} = 0, \quad m_{pr} = 0 \\ & T = 300 \ \text{°K} \end{array}\right\} \quad (7.63)$$

$$\left.\begin{array}{ll} a \leqq y < b \quad ; & u = u_H \\ & m_{fu} = 0, \quad m_{hc} = 0, \quad m_{ox} = 0.232, \quad m_{pr} = 0 \\ & T = 300 \ \text{°K} \end{array}\right\} \quad (7.64)$$

$$\left.\begin{array}{ll} y \geqq b \quad ; & u = 0 \\ & m_{fu} = 0, \quad m_{hc} = 0, \quad m_{ox} = 0.232, \quad m_{pr} = 0 \\ & T = 300 \ \text{°K} \end{array}\right\} \quad (7.65)$$

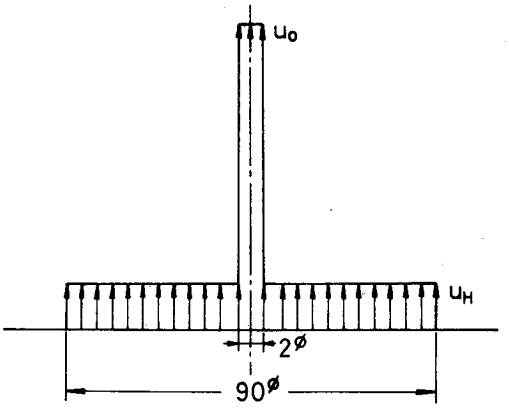


図7−22. 計算に用いた初期流速分布(プロパン火炎)

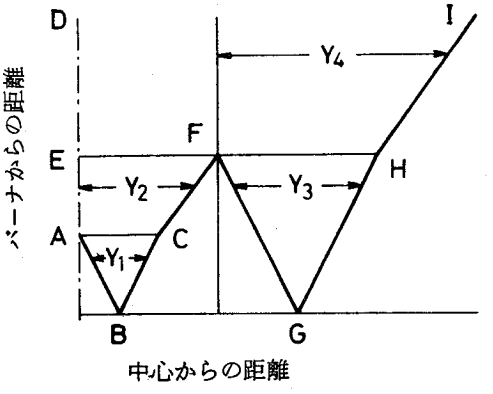


図7−23. 境界層の広がり(プロパン火炎)

図7−22の初期流速分布に対し境界層は図7−23のように発達する。したがって境界ABに対する境界条件は(7.63)，$BCFG$に対しては(7.64)，GHIに対しては(7.65)によって与えられる。

層流での粘性係数μ_ℓは乱れの激しい所ではうず粘性係数μ_tに比べて小さいが，乱れが小さくなるとμ_ℓは無視できなくなる。そこで実効粘性係数μ_{eff}はVan-Driestの式を次のように近似したもの[67]を用いる。

$$\left.\begin{array}{ll} \mu_t/\mu_\ell > 50 & ;\ \mu_{eff} = \mu_t + \mu_\ell \\ 50 \geqq \mu_t/\mu_\ell > 10 & ;\ \mu_{eff} = 1.23\mu_t - 8.5\mu_\ell \\ 10 \geqq \mu_t/\mu_\ell > 0 & ;\ \mu_{eff} = \mu_\ell + 0.008\ \mu_t^2/\mu_\ell \end{array}\right\} \quad (7.66)$$

μ_tはPrandtlの混合長ℓが決まれば次式から求まる。

$$\mu_t = \rho_\ell^2 \left| \partial u/\partial y \right| \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.67)$$

ℓは次式から求める。

$$\ell = 0.09\ Y \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7.68)$$

Yは速度境界層の厚さで，水素火炎の場合，図7−18における領域ABCに対してはY_1を，領域$EACD$に対してはY_2を用いた。また，プロパン火炎の場合は，図7−23における領域ABCに対してはY_1を，領域$EACF$には

Y_2 を，領域FGHにはY_3を，領域$DEFHI$にはY_4を用いた。

うず動粘性係数を ε とすると，ε は次式で表わせる。

$$\varepsilon = \ell^2 \left| \partial u / \partial y \right| \quad \cdots\cdots (7.69)$$

Prandtl の新理論においては，境界層の流れに直角な断面において ε を一定としているが，本解析においては旧理論を用いて l を一定としているので ε は断面内において変化する。とくに本計算においては流速の初期条件として階段状分布を与えて数値計算を行なうため，計算開始直後において $\left| \partial u / \partial y \right|$ が大きな値をとり，ε は非常に大きな値となる。このため境界層は初期の段階で大きく広がり実際と合わなくなる。Patankar と Spalding はこのような Prandtl の旧理論を使用した場合の欠陥を次のような条件で補なっている。

$$C_1 u \leqq \ell \left| \partial u / \partial y \right| \leqq C_2 u \quad \cdots\cdots (7.70)$$

C_1，C_2 は定数で，$\ell \left| \partial u / \partial y \right|$ は乱れ変動速度に相当するものである。C_1 の値はかれらの用いた値 0.01 の近くにとっておけば計算結果にはほとんど影響を与えないが，C_2 の値は初期の段階における境界層の広がり速度に大きな影響を与える。本計算においては，水素火炎に対しては $C_1 = 0.01$，$C_2 = 0.14$ プロパン火炎に対しては $C_1 = 0.01$，$C_2 = 0.24$ とした。C_2 の値のとり方については次節において考察する

実効シュミット数 σ_{seff} および実効プラントル数 σ_{peff} は 境界層内で一定として 0.7 をとった。

計算の対象にする火炎のうち，水素火炎はノズルリムによって安定に保持されているが，プロパン火炎は小さなパイロット火炎によって安定化されている。これらの火炎保持機構は非常に複雑な現象であり，実験的にもまだ十分に解明されていない。そこで，計算上での燃焼を開始するために次のような方法を用いる。すなわち，ノズル直後の小圧間の対称軸に垂直な断面において，燃料と酸素の混合比が理論混合比になる位置での反応速度を無限大とし，ノズルリムに付着した円筒状の火炎を作る。また反応速度無限大の操作は計算ステップ3回について1回だけ行ない，3回目の断面における理論混合比の位置の温度がその後の燃焼を継続させるに必要な最低温度 Ttrm（計算結果から決める）を越えた時にこの操作を打切るものとする。

7.4.3 計算結果とその検討

水素火炎に対する実験は前述のごとく，乱流拡散火炎の解析法を開発するための資料を提供することを目的としており，燃焼条件の単純さや測定精度の点でプロパン火炎に対する第4章の実験よりまさっている。そこで，まず水素火炎について計算を行ない，さきに求めた乱流拡散燃焼速度の式における未知の定数C_E を決め，ついでそのC_E の値を用いてプロパン火炎についての計算を行なう。

水素火炎に対し定数 C_E を $360\,m^{-1}$ として計算した結果を図7－24～図7－28 に示す。図7－24は火炎中心軸上，図7－25～図7～28はノズルか

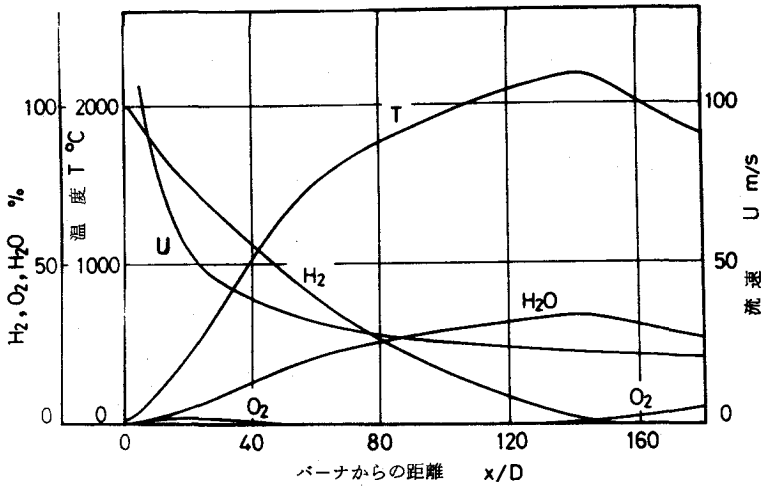


図7－24. 計算結果（火炎軸上）

らの距離が $x/D=40, 80, 120, 160$ の軸に垂直な断面における分布である。燃焼開始のための操作に関する判定基準温度Ttrm は1000 ℃ とし，反応速度無限大の操作を中止した位置は $x/D=0.9$ である。

プロパン火炎に対し定数C_E を水素火炎と同じく $360\,m^{-1}$ として計算した結果を図7～29～図7－32に示す。図7－29は火炎中心軸上，図7－30～図7～32 はノズルからの距離が20，30，40 cmの水平断面における分布で，これらの図は第4章の図4－2および図4－6～図4－8に対応する。

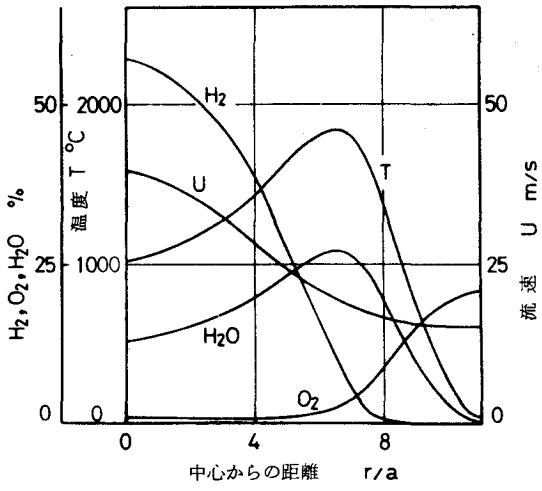


図 7 − 25. 計算結果（ $x/D=40$ 断面 ）

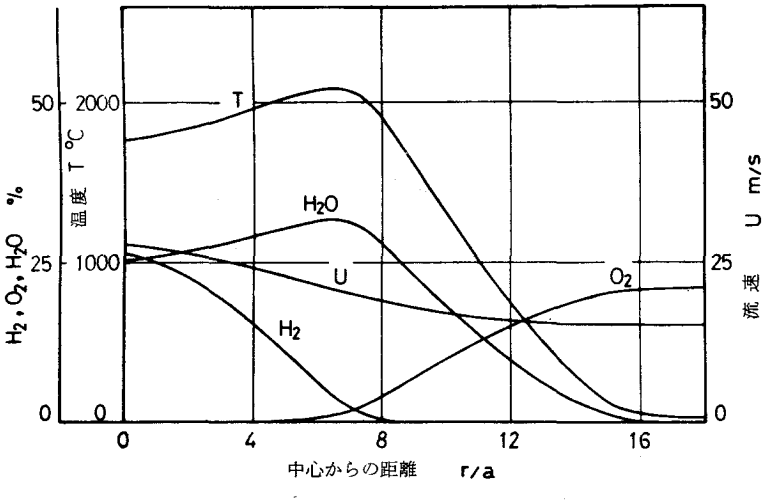


図 7 − 26. 計算結果（ $x/D=80$ 断面 ）

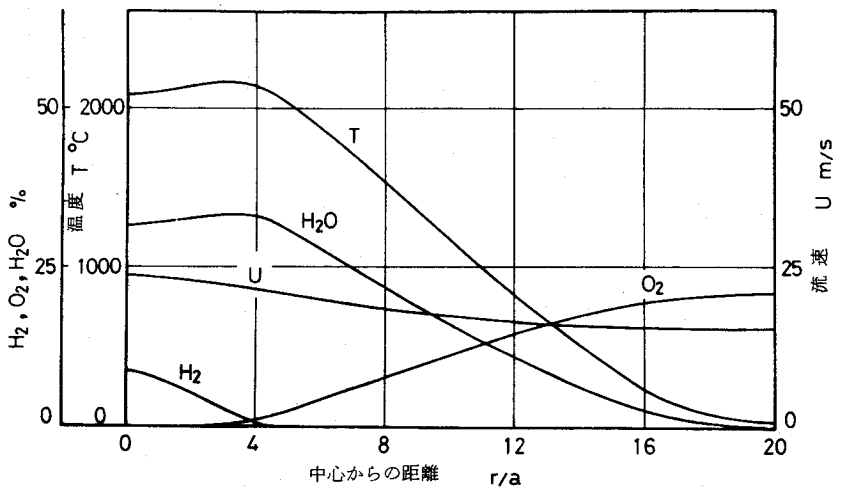


図 7 －27. 計算結果（ $x/D = 120$ 断面 ）

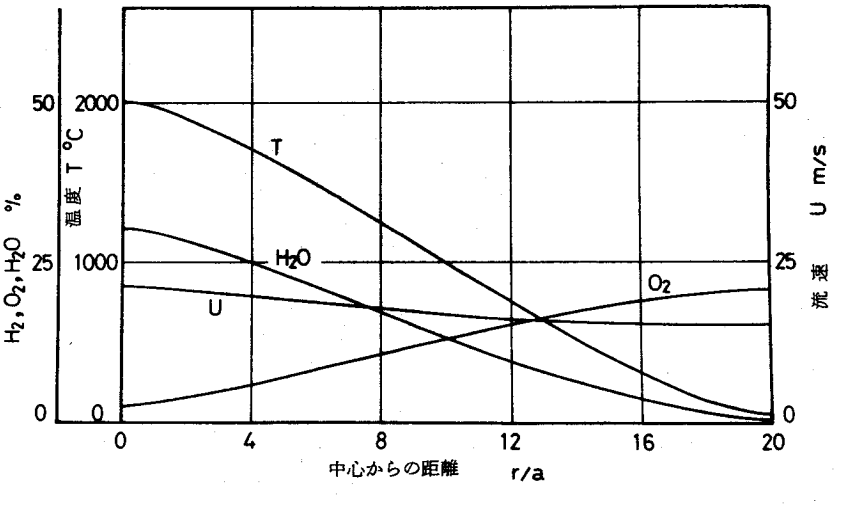


図 7 － 28. 計算結果（ $x/D = 160$ 断面 ）

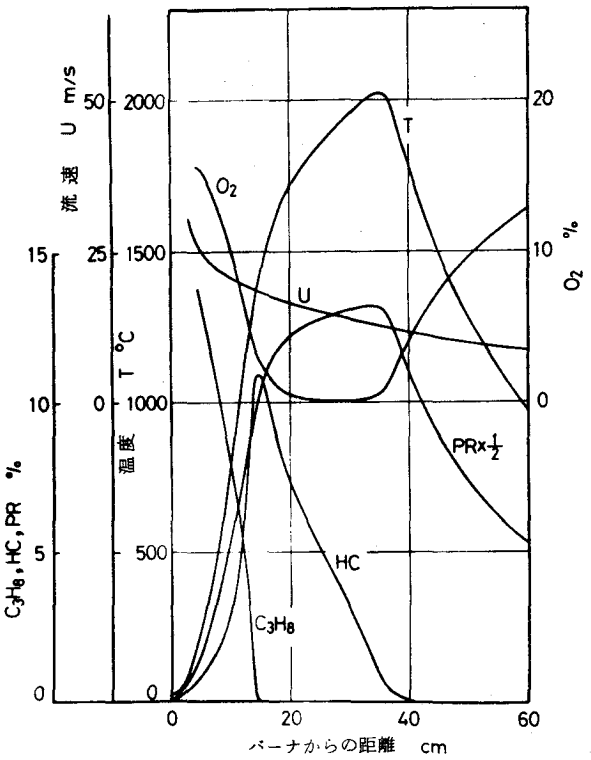


図7－29. 計算結果（火炎軸上）

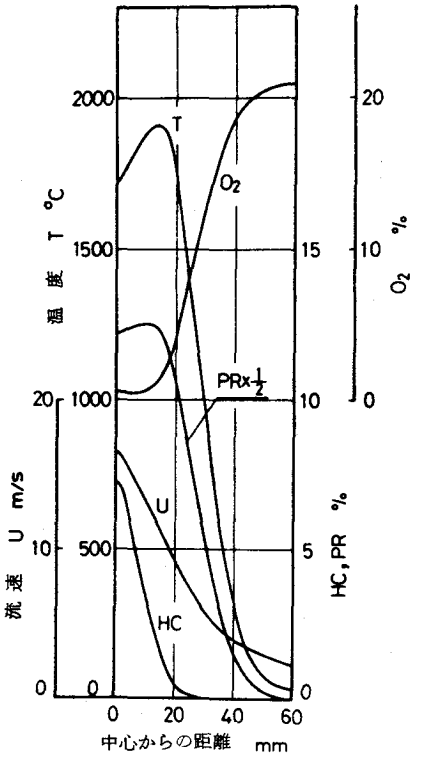


図7－30. 計算結果（P4断面）

Ttrm は1200°Kとし，$x = 6$ cm の位置で反応速度無限大の操作を中止している。図中にPRとあるのは燃焼生成物（CO_2 と H_2Oの和）を表わす。

計算結果と実測結果を比較すると，最高温度はいずれの火炎においても計算結果の方が高くなっている。理論混合状態における断熱火炎温度は，水素が2383°K，プロパンが2267°Kであるが，本計算のように最終生成物を水素の場合はH_2O，プロパンの場合はCO_2 と H_2O であるとして計算すると各々2518°Kおよび2386°Kとなり，これら二つの理論火炎温度の差は水素で135°K，プロパンで119°Kとなる。この差は反応生成物中における微量のCOやH_2 の存在および反応生成物の熱解離に起因するものである。水素火炎の場合この温度差を考慮すれば，計算値と実測値の相違は100°K程度となるが，プロパン火炎の場合はまだ600°K 程度の差が残る。 プロパン火炎のみにこのような違いが生じたことに対しては次のような原因が考えられる。

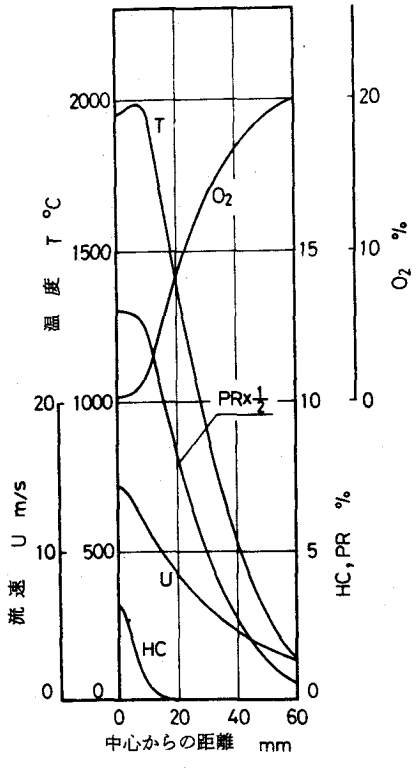


図 7 − 31. 計算結果
（P 6 断面）

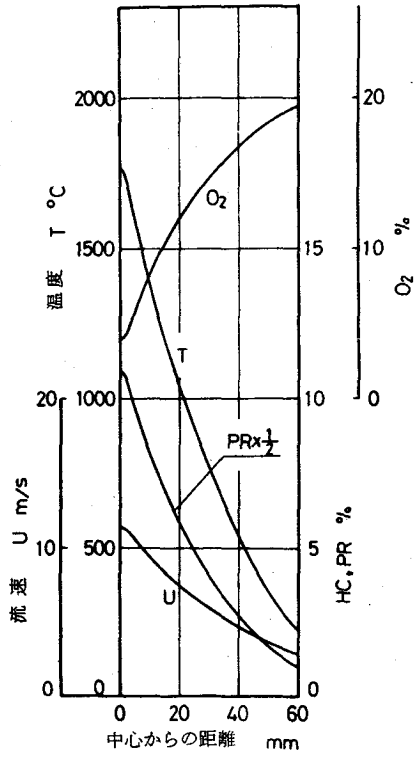


図 7 − 32. 計算結果
（P 8 断面）

(1) 熱放射による冷却を考慮していないことの影響が，輝炎放射の強いプロパン火炎に大きく現われた。

(2) 化学反応を一段反応としたことが，反応機構が複雑で，火炎内において高濃度の CO や H_2 が存在するプロパン火炎に対し大きな影響を与えた。

(3) 水素火炎の温度測定に対しては熱電対の放射冷却に対する補正がなされているのに対し，プロパン火炎においては裸熱電対による測定値がそのまま用いられている。

これら三つの原因のうち，おそらく(1)の影響がもっとも大きいことが予想される。

上述の最高温度の点以外にも，ノズル直後の軸上における酸素濃度分布の挙動など計算結果と実測結果とでくい違う点は見られるが，火炎内の温度の分布

形状や燃料と酸素の共存状態など，計算結果はほゞ良好に実測結果の傾向を表現しており，水素火炎においては数値的にも両者はほゞ一致しているといえよう。とくに定数C_E として同じ値 $360m^{-1}$ を用いて傾向の異なる水素とプロパンの火炎をこの程度に表現しえたことは，本解析で用いた乱流拡散燃焼に対するモデルが，燃焼機構の性格を相当によく捕えていることを暗示しているように思われる。

なお前述のごとく，（7－70）式の定数C_2 はノズル直後の境界層の発達速度に大きな影響を与える。そこで計算においては，ノズルにもっとも近い測定断面での境界層の厚さが等しくなるようにC_2 の値を決めた。 その結果水素火炎に対しては0.14，プロパン火炎に対しては0.24となったが，両火炎でこのような差が生じた理由としては，ノズル直後の乱れの状態が両火炎において異なっていることが考えられる。すなわち，プロパン火炎の場合，ノズルは図7－19 に示すような形状をしており，ノズル先端部にできる後流によって大きな乱れが生じ，これがノズル直後での混合を良くすることが考えられる。これに対し水素火炎の場合は，前述のごとくノズルリムは薄くその先端は鋭利に仕上げられており，後流は存在していないものと思われる。

このように，C_2 の値はノズルその他燃焼器の形状および火炎条件によって変化し，一般の同軸流拡散火炎に対し本解析法を用いてその形を予測せんとするとき，C_2 の値をいかにとるかが問題になる。この方法の一つとして，比較的ノズルに近い断面において噴流境界層の外部から内部に向ってガス流速を測定していって，流速が立ちあがる点を求めておき，計算結果において同じ断面での速度境界層の縁がこの点に一致するようにC_2 を決めてやることが考えられる。

7.5 噴霧燃焼火炎に対する計算

7.5.1 計算方法

第2章～第4章における実験結果にもとづいて，噴霧油滴は火炎中心部を蒸発しながら飛行し，まわりの気流中に燃料蒸気を生成し，その蒸気が一体となって乱流ガス拡散燃焼することによって火炎が形成されていると仮定する。その結果，前節までに述べた乱流ガス拡散火炎に対する計算方法と，第5章における油滴の挙動に関する計算方法を組合わせることにより，噴霧火炎に対する計算を行なうことができる。つまり，ガス火炎の場合燃料ガスはノズルから噴出され，ただちに乱流拡散するが，噴霧火炎の場合は，油滴の存在する火炎中心部に燃料ガスが順次生成され，その後拡散燃焼すると考える。

この計算において，油滴の挙動に対する計算の方がガス拡散火炎に対する計算より刻みを細かくする必要があるので，これら二つの計算は完全に連立させるよりも別系統にして扱う方が経済的である。いま，ガス拡散火炎に対する計算における刻みNと（$N+1$）の間の区間（図7－33参照）を考える。この区間をさらに細かくわけて第5章で述べたと同様に油滴の挙動を計算する。この間の油滴についての計算においては，ガスの温度および流速としては位置Nの中心軸上における計算結果を用い，N～（$N+1$）で発生した燃料蒸気は位置（$N+1$）の燃料蒸気濃度に加えられる。さらに油滴の温度上昇や燃料の気化に用いられた熱量，および油滴の飛行速度増加分に相当する運動量に

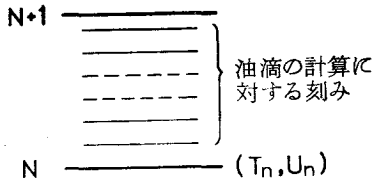


図7－33　計算刻みの関係

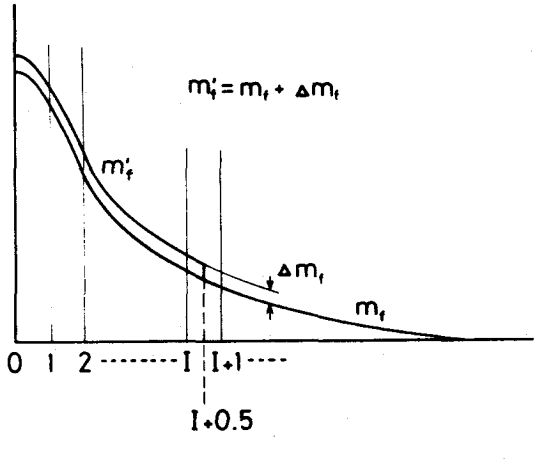


図7－34　燃料蒸気濃度の修正

対して，（$N+1$）における温度分布および流速分布を修正する。このようにして（$N+1$）における燃料蒸気濃度，温度およびガス流速が修正されると，この値を用いてガス拡散火炎としての次の段階が計算され，位置（$N+2$）の状態が求められる。

燃料蒸気濃度，温度およびガス流速に対して修正を加える範囲は，図7－34に示すように中心から刻み $I+0.5$ までとする。本計算においては半径方向の格子点の数を一定にしているので，格子間隔は境界層の発達とともに広がり，したがって $I+0.5$ の位置も下流に行くにつれて中心から離れてゆく。図7－34は位置 N における燃料蒸気濃度について表わしている。m_f は位置（$N-1$）の値を使ってガス拡散火炎の計算を行なって求められた値であり，Δm_f は（$N-1$）～N で発生した燃料蒸気についての修正値である。これを加えた値 m_f' が位置 N における燃料蒸気濃度であり，これを使って位置（$N+1$）の状態を計算する。Δm_f は 0～（$I+0.5$）の範囲に均一に与えた。m_f は質量濃度であるから，これは発生した燃料蒸気を各刻みに対してその位置での質量流量に比例して分配したことになり，また質量流量は正規分布に似た分布形を持っているので，この分配法は油滴の空間密度をある程度考慮していることになる。なお，温度およびガス流速に対する修正もまったく同様におこなった。

油滴によりもたらされる上述の燃料蒸気濃度，運動量，エンタルピの変化は，本来は基礎式の発生項を用いて表現されるべきであるが，取扱いの簡便さとガス拡散火炎の計算プログラムをそのまま使える便利さの点からこのような方法を用いた。ただしこの方法を用いると，燃料蒸気が加わることによる質量流量の増加は考慮されないことになり，酸素，低級炭化水素，反応生成物濃度は変化しないとしたので，その他成分の窒素濃度が燃料蒸気の増加分 Δm_f だけ減ることになる。また流量増加を見込んでいない分だけ運動量やエンタルピの計算においても誤差がでてくる。しかし空気流量に比べて燃料流量は非常に小さく，もっとも蒸気発生量の多い所でも修正値 Δm_f は 2％弱であり，計算全体の精度から考えて無視してよいと見なした。

図7－34の I は噴霧角および噴霧油滴の飛行経路から決まり，火炎内の油滴の分布状態を考慮して決められるべきものである。本計算においては $I=5$ としたがこれについては次節で検討する。

なお，計算の対象とした火炎は第2章で詳細な測定を行なった火炎 A である。

油滴の挙動に対する計算に当っては，図5－1に示す実測の初期粒径分布において，0～10，10～20，……μの油滴をそれぞれ5，15，……μの油滴に置換えた油滴群を用いた。また，油滴は温度が沸点に達した後に蒸発を開始するとし，直径が10μに達した油滴はそれを燃料蒸気と見なした。

火炎Aの実験はプロパン火炎とノズルその他同一の装置を用いて行なわれているので，（7－70）式の乱れ速度の上限を決める定数C_2はプロパン火炎と同様0.24とした。また，燃焼開始操作の条件もプロパン火炎と同じにしたが，噴霧火炎の場合は燃料が油滴の形で供給されるため，最初になんらかの方法で油滴を蒸発させて燃料蒸気を作ってやらないと燃焼は起こらない。実際にはパイロット火炎や放射伝熱，あるいはフレームフロントの上流側にある薄い予熱帯によって小さな油滴が蒸発して，燃焼開始に必要な燃料蒸気を作るものと思われるが，計算においては油滴の蒸発に関してのみ周囲のガス温度を600 °Kに与え，火炎中心温度が600 °Kに達した時にこの操作を中止した。乱流拡散

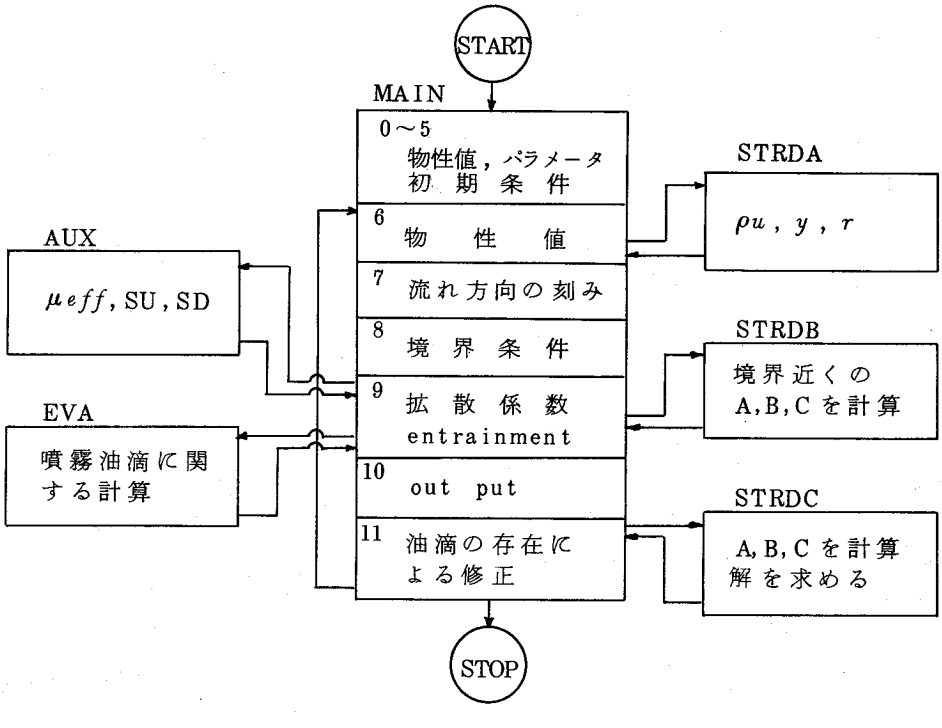


図7－35　フローダイヤグラム

燃焼速度の式に含まれている定数 C_E の値としては，水素火炎およびプロパン火炎の場合と同じく 360 m^{-1} を用いた。

フローダイヤグラムを図7－35に示す。

7.5.2 計算結果とその検討

計算結果を図7－36～図7－39に示す。図7－36は火炎中心軸上，図7－37～図7－39はバーナからの距離が 10，20，30 cm の水平断面における各種の分布を示す。FVは燃料蒸気，P·Rは反応生成物（$12CO_2 + 13H_2O$）を表わす。燃焼開始操作に関する判定基準温度 T_{trm} は 1400 °K で，反応速度無限大の操作を中止した位置は $x = 7$ cm になった。

これらの計算結果を図2－27～図2－30に示す実測結果と比較すると，プロパン火炎の場合と同様．最高温度は計算値の方が相当に高く，ノズル直後の

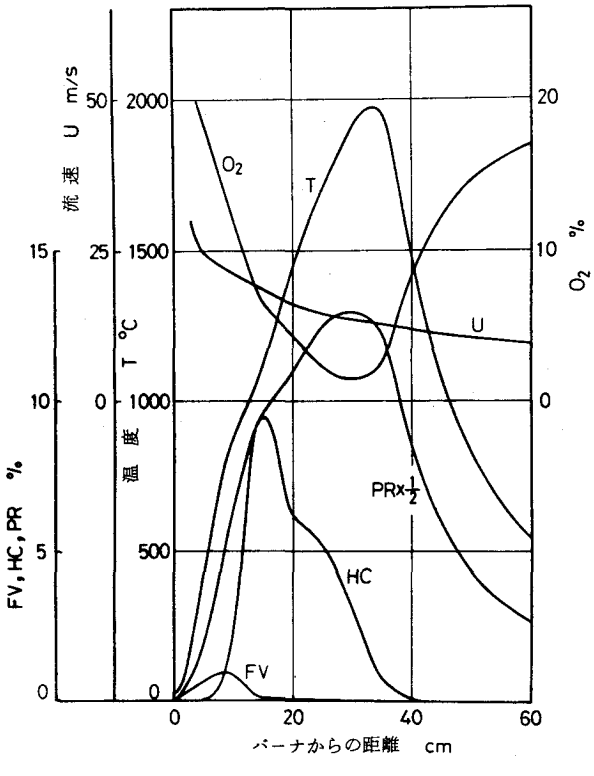


図7－36　計算結果（火炎軸上）

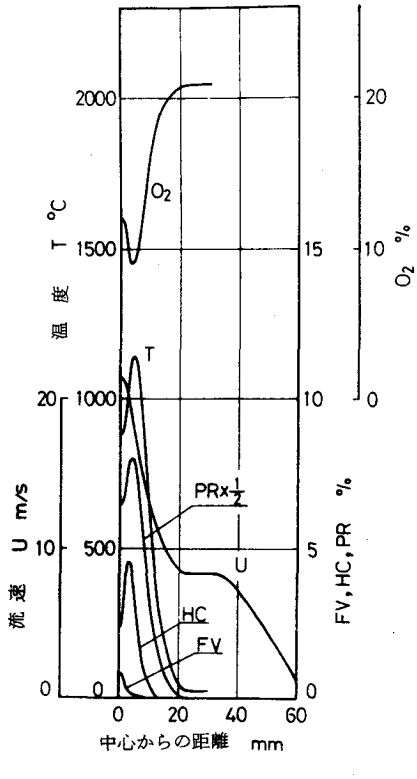


図7－37　計算結果（P2断面）

状態にも両者に相違が見られるが，全体的に傾向は一致しており，計算結果はプロパン火炎と同程度に実測結果を表現していると言えよう。これは噴霧火炎に対して本解析で用いたモデルが実際の火炎構造に近いものを表現していることを暗示するものであると思われる。なお最高温度の件に関して，理論混合状態における燈油の断熱火炎温度は2275 °K，反応生成物を CO_2 と H_2O と仮定した場合のそれは2402 °Kである。

図7－40はバーナからの距離に対する積算蒸発量を表わす。実線は本計算による結果で，破線は第5章における計算結果である。両者の計算法は同じであるが，第5章の計算においては，油滴周囲のガスの温度および流速として火炎中心軸上での実測値を用いており，その結果は火炎内での油滴や低級炭化水素に関する実測結果と良い対応を示すことが第5章において確認されている。両曲線はノズル直後でやや異なるが，ほぼ一致していると言えよう。

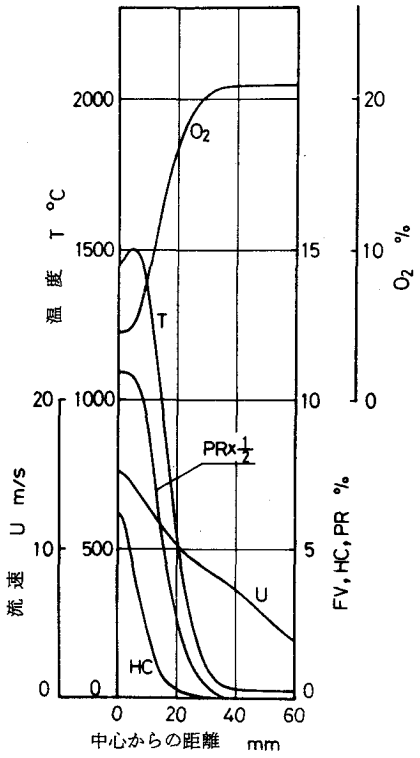


図7－38 計算結果
（P4断面）

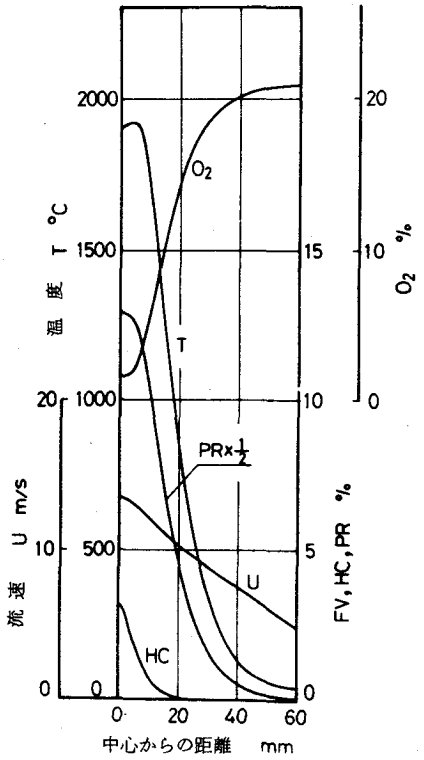


図7－39 計算結果
（P6断面）

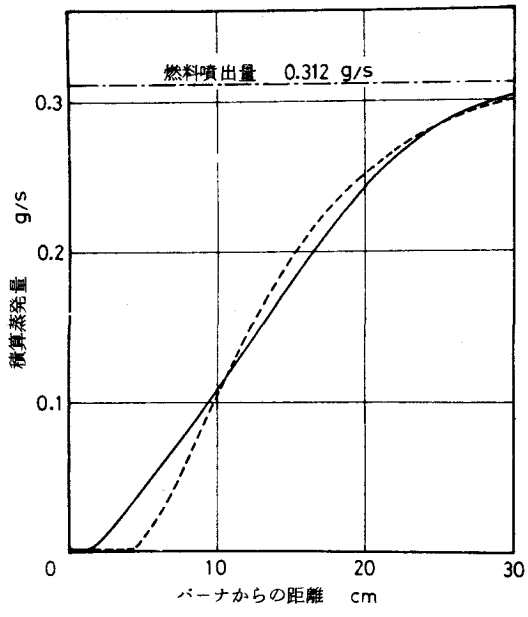


図 7－40 燃料蒸気の積算蒸発量

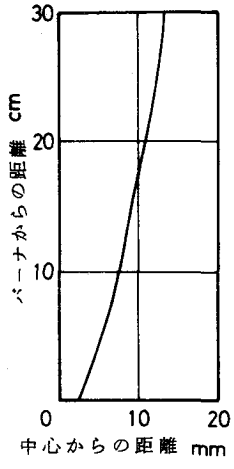


図 7－41 修正範囲

図 7－34で説明した噴霧油滴の存在による修正範囲を図 7－41 に示す。計算においては $I = 5$ としており，図の実線は格子点 5 と 6 の中央の点を表わしている。図 2－10 に示す火炎中における油滴の空間密度分布から考え，この修正範囲は妥当なものであると思われる。

7.6 結　び

本章においては，まず乱流拡散燃焼機構に対するWohlenberg のモデルを実際の火炎に適用できるように改良し，さらに乱れが反応速度に与える効果を表わす関数 E を乱流レイノルズ数と結びつけることによって，火炎内における局所燃焼速度を表わす式を求めた。そしてこれを同軸流乱流境界層方程式の発生項に代入することによって基礎式を作り，これを数値解析した。

噴霧燃焼火炎の計算にさきだって，乱流拡散燃焼モデルおよび計算方法の妥当性を検討するために，乱流ガス拡散火炎についての計算を行なった。計算の対象としたのは，第 4 章で述べたプロパン火炎と Kent とBilger が第 14 回国際燃焼シンポジウムで報告している水素火炎である。

関数Eと乱流レイノルズ数を結びつける関係式における定数C_Eは，その定義から燃料の種類によっては変化しないものと考えられる。プロパン火炎と水素火炎において計算結果と実測結果を比較すると，両火炎に対する測定結果はたがいに傾向を異にしているにもかかわらず，C_Eとして同じ値 $360\,m^{-1}$ をとることによって，計算結果は実測結果を相当に良く表現できることがわかった。

前述のごとく，乱流拡散燃焼は非常に重要な研究課題であるが．現象が複雑であり，また適当な測定手段がないため，これに関する研究はあまり進んでおらず，現在実験的な研究が盛んになりつつある状態である。その結果，これに対する理論解析を行なおうとすると，本解析におけるように数多くの仮定を使わざるをえない。また，乱流拡散燃焼の解析は噴霧燃焼の研究の一環として行なうにしてはあまりにも大きな研究課題であり，したがって本解析は十分なものとは到底言いがたい。しかしながら，上記のような比較的良い結果が得られたことは，著者の乱流拡散燃焼に対する試みが，この現象を記述する一つの方法となりうる可能性を示唆しているように思われる。

つぎに，第2章～第5章で得られた結果にもとづいて，噴霧油滴は火炎中心部を蒸発しながら飛行し，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって拡散燃焼するという仮定のもとに，噴霧燃焼火炎の計算を行なった。上記のように仮定すれば，噴霧燃焼火炎に対する数値解析は，第5章における噴霧油滴の挙動についての計算法と，本章における乱流ガス拡散火炎についての計算法とを結びあわせることによって行なうことができる。

定数C_Eとして，やはり水素火炎およびプロパン火炎の場合と同じく$360\,m^{-1}$を用いて計算した結果，プロパン火炎の場合と同程度に実測結果を表現することができ，これは現段階においてはほぼ満足できるものであると思われる。このような結果は，噴霧燃焼火炎に対して本解析で用いたモデルが実際の火炎構造に近いものを表現していることを暗示しているように思われる。

このように，ガス拡散火炎および噴霧燃焼火炎ともほぼ妥当と思われる計算結果を得ることができたが，（7－70）式における定数C_2の値は水素火炎の場合と他の二つの火炎の場合で異なり，本計算においてはこの値を実測結果をもとにして決めている。この点を改良するためには，ノズル先端部の後流によって発生する乱れを考慮するとともに，乱流混合モデルをさらに検討する必要があり，これは今後に残された問題である。

第8章　結　　論

この研究は噴霧燃焼火炎の理論的記述をめざして行なったものであるが，これまでのところでは噴霧燃焼火炎の内部構造，とくに火炎内部での油滴ならびにガスの挙動について報告された例は非常に少ない。そのためにまず，測定法を新たに考案し，火炎内での諸量，すなわち油滴の数ならびに粒径の分布；ガスの温度ならびに流速の分布；ガス組成分布を測り，流れに伴うこれら各分布の変化を求め，火炎の内部構造についての資料を得た。その結果によると，火炎の主体においては油滴は個々に燃えるのではなく，蒸発した燃料蒸気が一体となって拡散燃焼することが，少なくもここで対象とした火炎については見られた。そこで，別に類似のガス拡散火炎を作り，これと比較したところ，両者には多くの共通点が見いだされ，複雑な噴霧燃焼火炎はガス拡散火炎にひき直して考えられる可能性が示された。

これらの検討結果から，油滴を燃料蒸気の供給源と見なして理論計算を試みたところ，実験とかなりよく合う結果が得られた。

以上をさらに敷衍すると次のようである。

(1)　火炎中を飛行する油滴の検出は困難な作業であるが，噴霧燃焼火炎の研究には不可欠の技術である。本研究においては従来燃えていない噴霧の粒径測定に用いられている酸化マグネシウム法を応用して，火炎中の油滴の採取を可能にした。この技術は，火炎中の油滴に関する情報を得る方法として，油滴の飛行速度が求められない点においては最近報告されている光学的な方法に劣るが，油滴の数と粒径に関しては信頼性のある結果を与えることができ，装置も操作も簡単であるため，実用の燃焼器に対してもそのまま応用できるという利点を持っている。

(2)　噴霧燃焼火炎中の温度分布を知ろうとすると，油滴やすすの混在する高温気流の温度を測定する必要が起こるが，測定手段として熱電対を使うと，油滴やすすが熱電対に付着して大きな誤差の原因となる。本研究においては，これに対し簡単な構造のキャップを吸引式高温計の先端に取付けることにより，ガスだけを吸引し，熱電対への油滴あるいはすすの付着を防ぐことができた。ただし，吸引式高温計においてはガスの吸引量を増す必要があり，周

囲の温度分布を乱すおそれがあるため，温度分布の変化が大きい所での測定には不適当である。

(3) 燃料を白燈油とし，単孔の空気霧化式バーナノズルを用いた火炎について，火炎中における油滴の空間密度分布を測定した結果，油滴の存在している領域はノズル近くの火炎中心部に限られていることがわかった。このことから，ボイラや一般の炉で使われている火炎においても，火炎全体に対して油滴の存在している範囲は非常に狭いことが推測される。

(4) 火炎内における油滴の空間密度，温度，ガス流速ならびに各種成分ガス濃度の分布を詳細に測定し，その相互関係を調べることにより，バーナ噴霧燃焼火炎は次のようなA，B，Cの3領域に分けてモデル化することができることを知った。ノズル付近にあるA領域は油滴が存在し温度は比較的低い。Aの外部にあるB領域においては油滴はほとんど存在せず，Aから供給された可燃ガスが燃えており，温度はもっとも高い。火炎の一番外側にあるC領域は，肉眼ではほぼ定常火炎と見られるが，高速度写真によれば火炎塊が所々に発現，消滅しているのが観察され，Bで燃え残った可燃ガスが間欠的に燃えている領域である。

(5) ノズルに比較的近い，火炎軸に直角な水平断面での種々の測定値の分布を見ると，油滴密度分布は火炎軸を中心とした正規分布に近い曲線になるが，燃料蒸気の熱分解によって生じる低級炭化水素，COおよびCO_2の濃度分布はくら形となり，これは油滴密度分布にではなく，温度分布に対応していることがわかった。また，これらくら形分布の左右二つの極大点の位置は，油滴密度分布曲線を中心として，低級炭化水素，CO，CO_2の順に火炎外部に向って並んでいる。これは，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となり，火炎周辺にある高温度領域に向って乱流拡散しながら，まず熱分解されて低級炭化水素になり，ついで酸化されてCO，さらにCO_2へと変化したことを表わしているものと考えられる。したがって，火炎中を飛行する油滴は個々に炎に包まれて燃えているのではなくて単なる蒸発に近い状態にあり，火炎は油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって拡散燃焼することによって形成されているものと考えられる。

(6) ゆえに，噴霧燃焼火炎における全体としての燃焼速度は，噴霧油滴の蒸発速度と．それによってできた燃料蒸気の乱流拡散燃焼速度とによって決定さ

れ．したがって噴霧燃焼火炎の形状はこれら二つの因子によって支配されているものと思われる。

(7) バーナ噴霧燃焼火炎における燃焼速度に対し上記二つの因子がどのような影響力をもっているかを調べるために，燃料流量および霧化用空気流量を一定にして燃焼用空気流量のみを変化させることによって，5種の大きさの異なる火炎を作り実験を行なった。その結果，ガス組成分布や温度分布には火炎の大きさに対応した変化が見られたが，火炎軸上での油滴の存在範囲には差が見られなかった。この事実および火炎中において油滴が相当な密度で存在している範囲がノズル近くのごく狭い領域に限られていることを考えると，すくなくとも本実験で用いた火炎に関しては，火炎形状は噴霧油滴の蒸発過程よりは燃料蒸気の拡散燃焼過程によって大きく支配されているものと考えられる。

(8) 以上，噴霧燃焼火炎に対する実験から得られた結果から推測して，噴霧燃焼火炎の構造は乱流ガス拡散火炎のそれと相当によい類似性があるものと予想された。そこで同一の装置を用い，できるだけ近い条件にした噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎とについて比較実験を行なった。両火炎について，中心軸上および軸に垂直な断面上における各種測定値の分布を調べたところ，両者の傾向はほとんど一致しており，これより両火炎の内部構造は非常に似ていることが推察された。

(9) 火炎中を飛行する油滴の大部分は個々に炎に包まれて燃えているのではなく，単なる蒸発に近い状態にあることが実験から明らかになったので，つぎに，噴霧油滴は火炎内を蒸発しながら飛行するものと仮定し，従来大きな単一油滴に対して求められている実験結果と，火炎中心軸上におけるガス温度分布およびガス流速分布に対する実測結果をもとに，油滴の挙動に関する数値計算を行なった。得られた結果を火炎内の油滴密度分布および中心軸上における低級炭化水素の濃度分布に対する実測結果と比較したところ，両者は良い対応を示した。したがってこのような計算方法は実際の火炎内の油滴の挙動をほぼ良好に表わしうると考えてよいと思われる。

(10) 実験から，油滴の蒸発によってできた燃料蒸気が一体となって乱流拡散燃焼することによって火炎が形成されていることが明らかになり，また上記の計算方法によって火炎中の油滴の挙動がほぼ説明できることがわかった。こ

の二つの事実は，単一油滴に対して求められている実験結果と乱流ガス拡散火炎についての知識を結合することによって，噴霧燃焼火炎を理論的に表現できる可能性を示唆するものであると考えられる。

(11) 上記のような考えにもとづいて噴霧燃焼火炎の解析を試みた。このためには乱流ガス拡散燃焼に対する解析が必要であるが，この燃焼機構を的確に表現する方法はまだ報告されていないため，まず乱流拡散燃焼速度を計算する方法を考えださねばならなかった。そこで乱流拡散燃焼機構に対するWohlenberg のモデルを実際の火炎に適用できるように改良し，乱れが燃焼速度に与える効果を局所乱流レイノルズ数に結びつけることによって，火炎内局所の燃焼速度を表わす式を導いた。そしてこの式を乱流境界層方程式の発生項に代入することによって基礎式を作り，これを数値解析した。

噴霧燃焼火炎の計算にさきだって，乱流拡散燃焼モデルおよび計算方法の妥当性を検討するために，乱流ガス拡散火炎についての計算を行なった。求められた乱流拡散燃焼速度を表わす式に含まれるただ一つの未知の定数 C_E は，その定義から燃料の種類によっては変化しないものと考えられるが，念のため水素火炎とプロパン火炎について計算した。その結果．両火炎は実験条件や測定結果の傾向が異なっているにもかかわらず，C_E として同じ値を用いることによって計算結果は実測結果を相当によく表現できることがわかった。乱流拡散燃焼についてはまだわかっていない点が多く，したがって本解析においても非常に多くの仮定を使わざるをえなかったが，このように比較的良い結果が得られたことは，本解析において著者が試みた乱流拡散燃焼に対する扱い方が，この現象を理論的に説明する一つの方法となりうる可能性を示しているように思われる。

(12) つぎに，噴霧油滴は火炎中心部を蒸発しながら飛行し，油滴のまわりにできた燃料蒸気が一体となって拡散燃焼するという考えのもとに，噴霧燃焼火炎の理論解析を行なった。このような考え方をすれば，噴霧燃焼火炎に対する数値解析は，(9) で述べた噴霧油滴の挙動についての計算法と，上記の乱流ガス拡散火炎についての計算法を結び合わせることによって行なうことができる。

定数 C_E としてガス拡散火炎の場合と同じ値を用いて計算した結果，ノズル直後の分布においてやや実験結果と異なる点が見られるが，現段階におい

てはほぼ満足できると思われる結果が得られた。これは上記のような考え方のもとに噴霧燃焼を扱うことの妥当性を暗示するものであろう。

以上，本研究ではきわめて単純な形式の噴霧燃焼火炎を対象とし，一般の実用火炎にまで言及するには至らなかったが，しかし噴霧燃焼火炎に関する基礎的な現象に対しては若干の新しい知見が得られたものと考えている。とくに，この種の火炎においては，油滴の大部分が蒸発に近い状態で飛行していることを実験的に確かめたことは，単一油滴について求められている実験結果と乱流拡散燃焼に対する知識を結合することによって，噴霧燃焼火炎の理論解析を行なえる可能性を示している点，および今後の単一油滴に関する研究の方向を示している点において，重要な意味を持っていると思われる。

実用火炎ははるかに複雑な形式のものが多く，そのため本研究の結果がただちに一般の噴霧燃焼火炎に適用されるわけではない。燃料を変えた場合，混合を良くした場合，燃焼器の形状を変えた場合などには適用できない火炎がでてくることが考えられる。ここに得られた結果がどのような範囲に適用可能であるかを明らかにすることは，著者にとって，今後の噴霧燃焼研究における重要な課題の一つである。

謝　　辞

この研究を行なうにあたって終始懇篤な指導と有益な助言を賜わり，また本論文の作製にさいしても綿密な校閲をいただいた小笠原光信教授に謹んで感謝の意を表します。

さらに，有益な助言と批判を賜わった石谷清幹教授，村田　暹 教授ならびに水谷幸夫教授に深く感謝します。

また，実験や計算にあたって熱心な助力をいただいた 辻　正，井上英郎，井上年永，表原靖男，巽　哲男，　岡林正叔，台蔵正仁，辻野雅章，久保田純二の諸氏をはじめ小笠原研究室の諸氏に厚く感謝します。

文　　献

(1) Godsave, G. A. E. : Nature, (1949), 164 ; 4 th Symp. on Comb., (1952), 818.

(2) Kumagai, S. and Isoda, H. : Nature, (1950), 166.

(3) Kobayashi, K. : 5 th Symp. on Comb., (1954), 141.

(4) Nishiwaki, N. : 5 th Symp. on Comb., (1954), 148.

(5) Hedley, A. B. ほか : J. Inst. Fuel, XLIV−360 (1971), 38.

(6) 西脇・平田：新化学工学講座, Ⅲ−5, (1958), 日刊工業.

(7) Williams, A. : Comb. and Flame 21 (1973), 1−31.

(8) Goldsmith, M. : Jet Propulsion, (1956−March), 172.

(9) Wise, H. ほか : 5 th Symp. on Comb., (1954), 142.

(10) Hall, A. R. ほか : 4 th Symp. on Comb., (1952), 101.

(11) Agoston, G. A. ほか : Jet Propulsion, (1958−March), 181.

(12) Spalding, D. B. : 4 th Symp. on Comb., (1952), 847.

(13) Agoston, G. A. ほか : Jet Propulsion 28 (1958), 181.

(14) Agoston, G. A. ほか : 6 th Symp. on Comb., (1956), 708.

(15) Faeth, G. M. and Lajar, R. S. : AIAA J., 9 (1971), 2165.

(16) Spalding, D. B. : Gas Turbine Series, Vol. 2, (1955), Butterworths.

(17) 岡崎・五味：日本機械学会論文集, 19−88 (1953), 1.

(18) Goldsmith, M. ほか : Jet Propulsion, July−Aug. (1954), 245.

(19) Lorell, J. ほか : J. Chem. Phys., 25 (1956), 325.

(20) Isoda, H and Kumagai, S. : 7 th Symp. on Comb., (1958), 523.

(21) Spalding, D. B. : ARS J., Nov. (1959), 828.

(22) 小竹・岡崎：日本機械学会論文集, 34−268 (1968), 2191.

(23) Tarifa, C and Crespo, A. : AFOSR Final Scientific Report, Grant F 61052−69−C−0035, 1972.

(24) Zeldovich, Y. B. : NACA Tech. Memo., (1951), 1296.
(25) Spalding, D. B. : Fuel, 33 (1954), 255.
(26) 佐味・小笠原：日本機械学会論文集, 35－275 (1967), 1493.
(27) Bolt, J. A. and Saad, M. A. : 7 th Symp. on Comb., (1958), 717.
(28) Eisenklam, P. ほか : 11 th Symp. on Comb., (1966), 715.
(29) 小笠原 ほか：日本機械学会論文集, 33－246 (1967), 277.
(30) Penner, S. S. ほか : Jet Propulsion, 26 (1956), 179.
(31) Bolt, J. A. and Boyle, T. A. : Trans. ASME, 78 (1956), 609.
(32) Nuruzzaman, A. S. M. ほか : J. Inst. Fuel, 43 (1970), 301.
(33) Burgoyne, J. H. and Cohen, L. : Proc. Roy. Soc. Lond, Ser, A, 225 (1954), 375.
(34) 小笠原・水谷：日本機械学会論文集, 31－226 (1965), 1002.
(35) Thring, M. W. : J. Inst. Fuel, 26－153 (1953), 189.
(36) The Joint Committee, International Flame Research Foundation : J. Inst. Fuel, 30－201 (1957), 553.
(37) Hubbard, E. H. : J. Inst. Fuel, 32－222 (1959), 328.
(38) 前沢：日本機械学会論文集, 31－231 (1965), 1689.
(39) Mc Creath, C. G. and Chigier, N. A. : 14 th Symp. on Comb., (1972), 1355.
(40) Probert, R. : Phil. Mag., 37 (1946), 94.
(41) Williams, F. A. : Physics of Fluids, 1－6 (1958), 541.
(42) 柵沢・手島：日本機械学会論文集, 23－128 (1967), 265.
(43) Shapiro, A. H. and Erickson, A. J. : Trans. ASME, 79 (1957), 775.
(44) Mc Creath, C. G. ほか : J. Phys. E : Sci. Instr. 5 (1972), 601.
(45) May, K. R. : J. Sci. Instr., 27－5 (1950), 128.
(46) Ranz, W. E. and Clarence, H. Jr. : Indust. & Engng. Chem. 49 (1959), 288.

(47) 小笠原 ほか：第10回燃焼シンポジウム前刷集（昭47－12），120.
(48) Spalding, D.B.：Fuel, 29 (1950), 2.
(49) Frössling, N.：Gerlands Beitrage Zür Geophysik, 52 (1938), 170.
(50) Cornelius, W. and Agnew, W.G.：Emissions From Continuous Combustion Systems (1972), 28－33, Plenum Press.
(51) Schiller, L. and Naumann, A.Z.：Ver dent. Ing. 77(1933), 318.
(52) Eisenklam ほか：11 th Symp. on Comb. (1967), 715.
(53) 文献(39)の Comment.
(54) Bracco, F.V.：14 th Symp. on Comb. (1973), 831.
(55) Yamagishi, K. ほか：15 th Symp. on Comb. (1974), 1157.
(56) Wohlenberg, W.J.：Trans. ASME, NO. 47－A 27 (1948), 143.
(57) Hawthorne, W.R. ほか：3 rd Symp. on Comb. (1951), 266.
(58) Simmons, L. and Salter, C.：Proc. Roy. Soc. (London), A145, (1934), 212－234.
(59) Townend, D.T.A.：Proc. Roy. Soc. (London), A145, (1934), 180－211.
(60) Burke, S. and Schumann, T.：Ind. and Eng. Chem., 20 (1928), 998－1009.
(61) Toor, H.L.：A.I.Ch.E. Journal, 8 (1962), 72.
(62) Lin, C.H.・O'Brien, E.E.：J.Fluid Mech., 64 (1974), 195.
(63) Bush, W.B.・Fendell, F.E.：Acta Astronautica, 1 (1974), 645.
(64) Rhodes, R.P. ほか：Acta Astronautica, 1 (1974), 443.
(65) Abramovich, G.N.：The Theory of Turbulent Jets, (1963), The M.I.T. Press.
(66) Kent, J.H.・Bilger, R.W.：14 th Symp. on Comb. (1973), 615.
(67) Patankar, S.V.・Spalding, D.B.：Heat and Mass Trans-

fer in Boundary Layers, (1970), Intertext Books, London.
(68) Murthy, S.N.B. : Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, (1975), Plenum Press.
(69) Townsend, A.A. : The Structure of Turbulent Shear Flow, 2nd Ed., (1976), Cambridge University Press.
(70) Andrews, G.E. ほか : 15th Symp. on Comb. (1974), 655.
(71) Lockwood, F.C.・Odidi, A.O.O. : 15th Symp. on Comb. (1974), 561.
(72) Taylor, G.I. : Proc. Roy. Soc. (London), A151, (1935), 421.
(73) Dryden, H.L. : Quarterly of Applied Mathematics, 1 (1943), 7.
(74) Ellis, C. : The Chemistry of Petroleum Derivations, (1973), Reinhold Publishing Corporation.
(75) Paterson, R.E.・Fairbanks, D.F. : API Reseach Conference on Distillate Fuel Combustion, (1961).
(76) Wolfhard, H.G.・Parkar, W.G. : J. Inst. Petrol., 35(1949), 118.
(77) Briffa, F.E.・Dombrowski, N. : Proc. Roy. Soc. (London), A320 (1970), 309.
(78) 水谷・西本 : 日本機械学会論文集, 38－311 (1972), 1844.
(79) Ingebo, R.D. : ARS J. 31 (1961), 540.
(80) Kling, R. : BWK 10－6 (1958), 257.

附　　録

〔附Ⅰ〕 基礎式の変形*

ψ_I, ψ_E を境界 I, E 上における流れ関数とすると，流れ関数の定義から，

$$\frac{d\psi_I}{dx} = -r_I \dot{m}_I'' \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-1)$$

$$d\psi_E = -r_E \dot{m}_E'' \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-2)$$

なる関係がある。r_I, r_E は境界 I, E の対称軸からの距離，$\dot{m}_I''$, $\dot{m}_E''$ は境界 I, E を横切って境界層内へ流入する質量流量で，entrainment rate と呼ばれる。

境界層は通常，上流においては幅が狭く，速度こう配や濃度こう配が急であるが，下流に行くに従って幅が広くなり，こう配はゆるやかになる。したがって境界層を $x-y$ 直角座標系を用いて階差式で解こうとする場合，上流に合わせて刻み幅を決めると下流では細かすぎて不経済になるし，下流に合せると上流では粗すぎて精度が悪くなる。また流れに沿って刻み幅を変化させることは非常に面倒である。この事情は $x-\psi$ 座標を用いても同じである。そこで ψ 座標に替って次のような無次元流れ関数 ω を用いる。

$$\omega = (\psi - \psi_I)/(\psi_E - \psi_I) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-3)$$

ω は I 境界で 0，E 境界で 1 となり，これを用いることによって断面方向の刻み幅は境界層の広がりとともに自動的に広くなる。

（7－2），（7－3），（7－4）式を（7－6），（7－7），（7－8）式および（A－1），（A－2）式を考慮して $x-\omega$ 座標に変換すると次のようになる。

$$\frac{\partial x}{\partial u} + \frac{[r_I \dot{m}_I'' + \omega(r_E \dot{m}_E'' - r_I \dot{m}_I'')]}{(\psi_E - \psi_I)} \frac{\partial x}{\partial \omega}$$

$$= \frac{\partial}{\partial \omega}\left[\frac{r^2 \rho u \mu_{eff}}{(\psi_E - \psi_I)^2} \frac{\partial u}{\partial \omega}\right] - \frac{1}{\rho u}\left(\frac{dp}{dx} - X\right) \quad \cdots\cdots\cdots \quad (A-4)$$

---

* 附Ⅰおよび次に示す附Ⅱは，第7章の解析で用いた Patankar－Spalding の軸対称乱流境界層に対する計算法を要約したものである。

$$\frac{\partial mj}{\partial x}+\frac{[r_I\dot{m}_I''+\omega(r_E\dot{m}_E''-r_I\dot{m}_I'')]}{(\psi_E-\psi_I)}\frac{\partial mj}{\partial\omega}$$

$$=\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{r^2\rho u\mu_{eff}}{(\psi_E-\psi_I)^2\sigma_{seff}}\cdot\frac{\partial mj}{\partial\omega}\right]+\frac{Rj}{\rho u}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-5)$$

$$\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial x}+\frac{[r_I\dot{m}_I''+\omega(r_E\dot{m}_E''-r_I\dot{m}_I'')]}{(\psi_E-\psi_I)}\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial\omega}$$

$$=\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{r^2\rho u\mu_{eff}}{(\psi_E-\psi_I)^2\sigma_{peff}}\frac{\partial\widetilde{h}}{\partial\omega}\right]$$

$$+\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{r^2\rho u\mu_{eff}}{(\psi_E-\psi_I)^2}\left(1-\frac{1}{\sigma_{peff}}\right)\frac{\partial(u^2/2)}{\partial\omega}\right.\quad\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-6)$$

（A－4），（A－5），（A－6）式はすべて同じ形をしており，次のように表わすことができる。

$$\frac{\partial\phi}{\partial x}+(a+b\omega)\frac{\partial\phi}{\partial\omega}=\frac{\partial}{\partial\omega}\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}+d\right)\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-7)$$

ここで，　$a=r_I\dot{m}_I''/(\psi_E-\psi_I)$　……（A－8）

$b=(r_E\dot{m}_E''-r_I\dot{m}_I'')/(\psi_E-\psi_I)$　……（A－9）

$c=r^2\rho u\Gamma_{eff}/(\psi_E-\psi_I)^2$　……（A－10）

ただし，　$\Gamma_{eff}=\mu_{eff},\ \mu_{eff}/\sigma_{seff}$

or μ_{eff}/σ_{peff}　……（A－11）

ϕは従属変数を表わす。dは従属変数によって異なり，それぞれ次の値を示す。

$$u\ :\quad d=-\frac{1}{\rho u}\left(\frac{dp}{dx}-X\right)\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-12)$$

$$mj\ :\quad d=\frac{Rj}{\rho u}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-13)$$

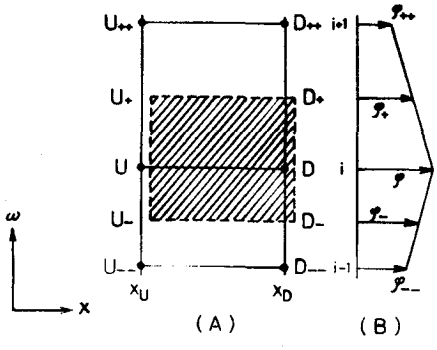
$$\widetilde{h}\ :\quad d=\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{r^2\rho u\mu_{eff}}{(\psi_E-\psi_I)^2}\left(1-\frac{1}{\sigma_{peff}}\right)\frac{\partial(u^2/2)}{\partial\omega}\right.\quad\cdots\cdots\quad(\mathrm{A}-14)$$

（A－7）～（A－14）式が軸対称乱流境界層に対する基礎式である。

〔附 Ⅱ〕 数 値 解 析

図A－1(A)に階差計算の格子を示す。U_{++}, U, U_{--}, D_{++}, D, D_{--}が格子点，U_{+}, U_{-}, D_{+}, D_{-} はその中間点を表わす。計算にあたっては格子点間のϕの分布として図A－1(B)に示すような線形分布を仮定する。

（A－7）式を図A－1(A)の斜線の領域に対して積分すると次式が得られる。



図A－1. 計 算 格 子

$$\left[\int_{-}^{+}\phi\, d\omega-\int_{-}^{+}\phi_U\, d\omega\right]/\delta x+\left\{\left[(a+b\omega)\phi\right]_{+}-\left[(a+b\omega)\phi\right]_{-}\right\}-b\int_{-}^{+}\phi\, d\omega$$

$$=\left[\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_{+}-\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_{-}\right]+\int_{-}^{+}d\cdot d\omega \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-15)$$

上式において，添字Uのついた変数は上流側格子点の値，添字のない変数は下流側格子点の値を示す。

P, G, L_{+}, L_{-} を次のように定義する。

$$P\equiv(\psi_E-\psi_I)/\delta x \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-16)$$

$$G\equiv(r_I\dot{m}_I''-r_E\dot{m}_E'')=\delta(\psi_E-\psi_I)/\delta x$$

$$=-(\psi_E-\psi_I)b \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-17)$$

$$L_{+}\equiv(\psi_E-\psi_I)(a+b\omega_{+})=r_I\dot{m}_I''-\omega_{+}(r_I\dot{m}_I''-r_E\dot{m}_E'')$$

$$=r_I\dot{m}_I''-\omega_{+}G \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-18)$$

$$L_{-}\equiv r_I\dot{m}_I''-\omega_{-}G \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (A-19)$$

（A－15）式の両辺に（$\psi_E-\psi_I$）を掛けて，（A－16）～（A－18）式を使って変形すると次式を得る。

$$(P+G)\int_{-}^{+}\phi\, d\omega - P\int_{-}^{+}\phi_U\, d\omega + L_+\phi_+ - L_-\phi_-$$

$$= (\psi_E - \psi_I)\left[\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_+ - \left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_- + \int_{-}^{+} d\cdot d\omega\right] \cdots\cdots\cdots\cdots (A-20)$$

Ω, Ω_+, Ω_- を次のように定義する。

$$\left.\begin{aligned} \Omega &\equiv \omega_{++} - \omega_{--} \\ \Omega_+ &\equiv \omega_{++} - \omega \\ \Omega_- &\equiv \omega - \omega_{--} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-21)$$

(A−21)式を用いて(A−20)式の左辺を変形すると次式を得る。

$$\begin{aligned} 2\times[\text{左辺}] &= (1/4)(P+G)(3\phi\Omega + \phi_{++}\Omega_+ + \phi_{--}\Omega_-) \\ &\quad -(1/4)P(3\phi_U\Omega + \phi_{U++}\Omega_+ + \phi_{U--}\Omega_-) \\ &\quad + L_+(\phi+\phi_{++}) - L_-(\phi+\phi_{--}) \\ &= [(3/4)(P+G)\Omega + L_+ - L_-]\phi \\ &\quad + [(1/4)(P+G)\Omega_+ + L_+]\phi_{++} + [(1/4)(P+G)\Omega_- - L_-]\phi_{--} \\ &\quad -(1/4)P(3\phi_U\Omega + \phi_{U++}\Omega_+ + \phi_{U--}\Omega_-) \cdots\cdots\cdots (A-22) \end{aligned}$$

次に(A−20)式の右辺を考える。

$$(\psi_E - \psi_I)\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_+ = (\psi_E - \psi_I)\left[\frac{(r^2\rho u\Gamma eff)_+}{(\psi_E-\psi_I)^2}\ \frac{\phi_{++}-\phi}{\Omega_+}\right]$$

上式を,

$$r_+(y_{++}-y)(\rho u)_+ = \psi_{++} - \psi = \Omega_+(\psi_E - \psi_I)$$

なる関係を使って変形すると次式を得る。

$$\begin{aligned} (\psi_E - \psi_I)\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_+ &= \frac{(r\Gamma eff)_+}{(y_{++}-y)}(\phi_{++}-\phi) \\ &\equiv T_+(\phi_{++}-\phi) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-23) \end{aligned}$$

同様に,

$$\begin{aligned} (\psi_E - \psi_I)\left(c\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_- &= \frac{(r\Gamma eff)_-}{(y-y_{--})}(\phi-\phi_{--}) \\ &\equiv T_-(\phi-\phi_{--}) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-24) \end{aligned}$$

つぎに，（A－15）式右辺の最終項を考える。

$$S \equiv (\psi_E - \psi_I) \int_-^+ d \cdot d\omega = \int_-^+ \rho u d r \cdot d y \quad \cdots\cdots (A-25)$$

と置き，S が次のように書き表わせたとする*。

$$S = S_U + S_D \phi \quad \cdots\cdots (A-26)$$

以上の置換えによって（A－20）式は次のようになる。

$$\begin{aligned}
&[(3/4)(P+G)\Omega + L_+ - L_- + 2(T_+ + T_- - S_D)]\phi \\
&+[(1/4)(P+G)\Omega_+ + L_+ - 2T_+]\phi_{++} \\
&-[(1/4)(P+G)\Omega_- - L_- - 2T_-]\phi_{--} \\
&-[(1/4)P(3\phi_U\Omega + \phi_{U++}\Omega_+ + \phi_{U--}\Omega_-) + 2S_U] = 0 \quad \cdots\cdots (A-27)
\end{aligned}$$

（A－27）式を次のように表わす。

$$\phi = A\phi_{++} + B\phi_{--} + C \quad \cdots\cdots (A-28)$$

$$\left.\begin{aligned}
A &\equiv A'/D \\
B &\equiv B'/D \\
C &\equiv C'/D \\
A' &\equiv 2T_+ - L_+ - (1/4)(P+G)\Omega_+ \\
B' &\equiv 2T_- + L_+ - (1/4)(P+G)\Omega_- \\
C' &\equiv (1/4)P(3\phi_U\Omega + \phi_{U++}\Omega_+ + \phi_{U--}\Omega_-) + 2S_U \\
D &\equiv 2(T_+ + T_-) + L_+ - L_- + (3/4)(P+G)\Omega - 2S_D
\end{aligned}\right\} \cdots\cdots (A-29)$$

（A－28）式を格子点の番号 i を用いて書換えると，

$$\phi_i = A_i \phi_{i+1} + B_i \phi_{i-1} + C_i \quad \cdots\cdots (A-30)$$

（A－30）式は次のように置換えることができる。

$$\phi_i = A_i' \phi_{i+1} + B_i' \quad \cdots\cdots (A-31)$$

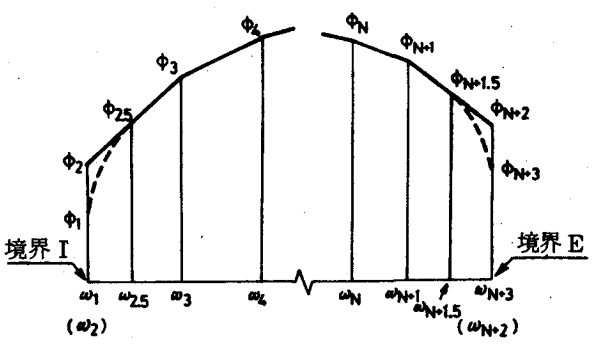
---

* （A－26）式のような形にならない時には，S は上流側の値のみによって計算する。なお S の計算については〔附Ⅲ〕において詳述する。

$$\left.\begin{aligned} A_i' &= \frac{A_i}{1-B_i A_{i-1}'} \\ B_i' &= \frac{B_i B_{i-1}' + C_i}{1-B_i A_{i-1}'} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A}-32)$$

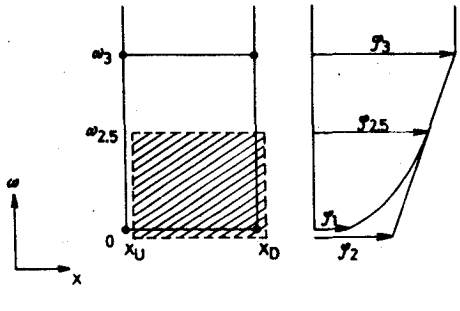
（A－31）.（A－32）式において，（A_i，B_i，C_i）および（A_i'，B_i'）は上流側格子点の値によってすべて求められるので，下流側の格子点の ϕ は（A－31）式によって計算できることになる。

いま，境界層を断面方向に N 個に分割して計算するものとする。その時の状態を図A－2 に示す。$\omega_{2.5}$，$\omega_{N+1.5}$ はそれぞれ I 境界と ω_3 の中間点，E 境界と ω_{N+1} の中間点を示す。境界付近では ϕ の変化が激しい場合が多い。本計算においては格子点間の変化は直線的であるとしているので，このような場合に境界条件から与えられる真の値 ϕ_1，ϕ_{N+3} をそのまま用いて計算を行なうと大きな誤差を招くことになる。そこで（A－31）式で ϕ_3 あるいは ϕ_{N+1} を計算するさいには，境界上の真の値 ϕ_1，ϕ_{N+3} ではなく，図A－2 に示す ϕ_2，ϕ_{N+2} を用いることにする。図において破線は真の値を表わし，ϕ_2，ϕ_{N+2} はこの破線に対する $\omega_{2.5}$，$\omega_{N+1.5}$ における接線と ω_1 あるいは ω_{N+3} との交点である。



図A－2　境界付近の取扱い

ϕ_2，ϕ_{N+2} を求める。図A－3 に斜線で示す領域に対し，本解析で対象とする流れにおいては，境界は噴流



図A－3　計算格子
（境界付近）

の自由境界面か対称軸になることを考慮して，前と同様の計算を行なうと次式が得られる。

$$(1/8)(P+G)\Omega_+(3\phi_2+\phi_3)-(1/8)P\Omega_+(3\phi_{U2}+\phi_{U3})$$
$$+(1/2)L_+(\phi_2+\phi_3)-L_1\phi_1+T_+(\phi_2-\phi_3)$$
$$-S_U-(1/4)S_D(3\phi_2+\phi_3)=0 \quad \cdots\cdots (A-33)$$

L_1 はＩ境界を越える対流による輸送量で（Ａ－19）式より $r_I\dot{m}_I''$ である。

したがって（Ａ－33）式は次のようになる。

$$\phi_2 = A_2\phi_3 + B_2\phi_1 + C_1 \quad \cdots\cdots (A-34)$$

$$\left.\begin{aligned}
A_2 &= A_2'/D_2\\
B_2 &= B_2'/D_2\\
C_2 &= C_2'/D_2\\
A_2' &= 2T_+ - L_+ - (1/4)(P+G)\Omega_+ + (1/2)S_D\\
B_2' &= 2L_1\\
C_2' &= (1/4)P(3\phi_{U2}+\phi_{U3})\Omega_+ + 2S_U\\
D_2 &= 2T_+ + L_+ + (3/4)(P+G)\Omega - (3/2)S_D
\end{aligned}\right\} \cdots\cdots (A-35)$$

ϕ_{N+2} に対しても同様の式が求められる。

つぎに，Ｉ境界が自由境界である場合，界面を横切って対流によって輸送される entrainment rate を求める。（Ａ－4）式をＩ境界のすぐ外側に適用すると，

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_I = -\left[\frac{1}{\rho u}\left(\frac{dp}{dx}-X\right)\right]_I$$

が得られる。この関係は境界のすぐ内側でも成立つであろうから，これを（Ａ－4）式に代入すると次式を得る。

$$r_I\dot{m}_I'' = \lim_{\omega\to\omega_I}\left\{\frac{\dfrac{\partial}{\partial\omega}\left[\dfrac{r^2\rho u\,\mu_{eff}}{(\psi_E-\psi_I)}\dfrac{\partial u}{\partial\omega}\right]}{\partial u/\partial\omega}\right\}$$

上式を書換えると次式のようになる。

$$r_I \dot{m}_I'' = \lim_{y \to y_I} \left\{ \frac{\frac{\partial}{\partial y}\left[r\,\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right]}{\partial u / \partial y} \right\}$$

$$= \lim_{y \to y_I} \left[\frac{\partial (r\,\mu_{eff})}{\partial y} + r\,\mu_{eff} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big/ \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A}-36)$$

自由境界における流速分布を考慮して，上式の第2項を第1項に対して無視し，第1項を差分式に直すと次式が得られる。

$$\dot{m}_I'' = \frac{2\,\mu_{eff_{2.5}}\, r_{2.5}}{(y_3 - y_2)\, r_I} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A}-37)$$

E境界に対しても同様の式が求まる。

以上の諸式を用いることにより，上流側の格子点の値 ϕ_{Ui} と境界における値 ϕ_1，ϕ_{N+3} から $\phi_2 \sim \phi_{N+2}$ が数値計算によって求められる。

〔附 Ⅲ〕 発生項 S の計算

7.3.3節で求めた発生項を（A−25）式で表わされる階差式で表現せんとする。（A−25）式に（A−13）式を代入すると次式を得る。

$$S = \int_-^+ R_j\, r\, dy \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A}-38)$$

（7−53）式を（A−38）式に代入して差分式に直すと，R_c に対する S は次のようになる。

$$S = \int_-^+ -k\,\rho\, m_{fu}\, r\, dy$$

$$= -\frac{m_{fu} + m_{fuU}}{2}\, k_U\, \rho_U\, r_i \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2}$$

ゆえに，（A−26）式の S_U，S_D を使うと次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} S_{DC} &= -(1/4)\, k_U\, \rho_U\, r_i\, (y_{i+1} - y_{i-1}) \\ S_{UC} &= S_{DC} \times m_{fu\,U} \end{aligned} \right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A}-39)$$

つぎに，（7−54）式で表わされる Rr を S に変換する。$m_o \leqq (D_f / D_o) \cdot \varepsilon m_f$ の時は，（7−22）式の $\dot{M}_f$ を（A−38）式の R_j に代入することによっ

て次式を得る。

$$S = -\frac{2\rho_U D_{oU} A_U^2}{\varepsilon}\int_-^+ m_{ox}\, r\, dy$$

$$= -\frac{2\rho_U D_{oU} A_U^2}{\varepsilon}\,\frac{m_{ox}+m_{oxU}}{2}\, r_i\,\frac{y_{i+1}-y_{i-1}}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (A-40)$$

上式における（$m_{ox}+m_{oxU}$）は次のように変形できる。

$$m_{ox}+m_{oxU} = 2m_{oxU}+\Delta m_{ox} \fallingdotseq 2m_{oxU}+\varepsilon\,\Delta m_1$$

$$= \varepsilon m_1 + (2m_{oxU} - \varepsilon m_{1U}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-41)$$

（A－41）式を（A－40）式に 代入して整頓すると次式を得る。

$$\left.\begin{aligned} S_{Dr} &= -(1/2)\rho_U D_{oU} A_U^2\, r_i\,(y_{i+1}-y_{i-1}) \\ S_{Ur} &= S_{Dr}\times(2m_{oxU}/\varepsilon - m_{1U}) \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-42)$$

$m_o > (D_f/D_o)\cdot\varepsilon m_f$ の時は，（7－26）式の $\dot{M}_f$ を（A－38）式の R_j に代入することによって次式を得る。

$$S = -2\rho_U D_{fU} A_U^2 \int_-^+ m_{cr}\, r\, dy$$

$$= -2\rho_U D_{fU} A_U^2\,\frac{m_{cr}+m_{crU}}{2}\, r_i\,\frac{y_{i+1}-y_{i-1}}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (A-43)$$

（A－43）式の（$m_{cr}+m_{crU}$）は次のように変形できる。

$$m_{cr}+m_{crU} = 2m_{crU}+(\Delta m_1 - \Delta m_{fu}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-44)$$

ノズルから燃料ガスを噴出する同軸流拡散火炎において，$m_o > (D_f/D_o)\cdot\varepsilon m_f$ が成立するのは炎の外縁部の酸素濃度が高い領域である。熱分解の反応速度は速く，大部分の反応は火炎軸周辺で完了してしまうので，このような領域においては，

$$m_{cr} \gg m_{fu}\ ,\quad \Delta m_{cr} \gg \Delta m_{fu}$$

が成りたつ。したがって（A－44）式は次のように近似できる。

$$m_{cr}+m_{crU} \fallingdotseq 2m_{crU}+\Delta m_1$$

$$= m_1 + (2m_{crU} - m_{1U}) \qquad (A-45)$$

（A－45）式を（A－43）式に代入して整頓すると次式を得る。

$$\left.\begin{aligned} S_{Dr} &= -(1/2)\,\rho_U D_{fU} A_U^2\, r_i\,(y_{i+1}-y_{i-1}) \\ S_{Ur} &= S_{Dr}\,(2m_{crU}-m_{1U}) \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-46)$$

つぎに，運動量に対する S は，（7－56）式を用いることによって次のように求められる。

$$S = \int_-^+ \rho u\, r\, \frac{\rho_o-\rho}{\rho u}\, g\, dy = \int_-^+ r\,(\rho_o-\rho)\, g\, dy$$

$$= (1/2)(\rho_o-\rho_U)\, g\, r_i\,(y_{i+1}-y_{i-1}) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-47)$$

したがって，

$$\left.\begin{aligned} S_{Um} &= (1/2)(\rho_o-\rho_U)\, g\, r_i\,(y_{i+1}-y_{i-1}) \\ S_{Dm} &= 0 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (A-48)$$

以上で計算に必要な発生項に対する階差式 S がすべて求められた。

〔附 Ⅳ〕 物 性 値

1. 平均比熱 $\bar{c}p$ kcal/kg °K 〔$i - i_{298} = \bar{c}p\,(T-298)$〕

<u>N_2</u>

$T \leqq 1000\ °K$; $\bar{c}p = 2.25\times10^{-5}T + 0.2385$

$T > 1000\ °K$; $\bar{c}p = -1.815\times10^{-5}T + 2.95\times10^{-3}T^{\frac{1}{2}} + 0.186$

<u>O_2</u>

$T \leqq 1000\ °K$; $\bar{c}p = 3.33\times10^{-5}T + 0.209$

$T > 1000\ °K$; $\bar{c}p = -1.21\times10^{-5}T + 2.30\times10^{-3}T^{\frac{1}{2}} + 0.181$

<u>H_2</u>

$T \leqq 2000\ °K$; $\bar{c}p = 7.6\times10^{-8}T^2 - 3.2\times10^{-5}T + 3.477$

$T > 2000\ °K$; $\bar{c}p = -3.423\times10^{-5}T + 0.0241\,T^{\frac{1}{2}} + 2.708$

<u>C_3H_8</u>

$\bar{c}p = -2.31\times10^{-4}T + 3.04\times10^{-2}T^{\frac{1}{2}} - 0.056$

<u>$C_{12}H_{24}$</u>

$\bar{c}p = 5.027\times10^{-4}T + 0.350$

$CH_4 + C_2H_2$ （C_3H_8 の熱分解により生ずる低級炭化水素）

$T \leqq 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -3.30 \times 10^{-5} T + 0.0155 T^{\frac{1}{2}} + 0.324$

$T > 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -1.37 \times 10^{-4} T + 0.0226 T^{\frac{1}{2}} + 0.204$

$2CH_4 + C_2H_2 + 4C_2H_4$ （$C_{12}H_{26}$ の熱分解により生ずる低級炭化水素）

$T \leqq 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -3.63 \times 10^{-5} T + 0.0155 T^{\frac{1}{2}} + 0.248$

$T > 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -1.382 \times 10^{-4} T + 0.0220 T^{\frac{1}{2}} + 0.144$

H_2O

$T \leqq 2000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = 7.375 \times 10^{-5} T + 0.4195$

$T > 2000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -6.058 \times 10^{-5} T + 0.0114 T^{\frac{1}{2}} + 0.1783$

$3CO_2 + 4H_2O$ （C_3H_8 の燃焼生成物）

$T \leqq 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = 1.34 \times 10^{-5} T + 3.09 \times 10^{-3} T^{\frac{1}{2}} + 0.229$

$T > 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -3.70 \times 10^{-5} T + 6.56 \times 10^{-3} T^{\frac{1}{2}} + 0.170$

$12CO_2 + 13H_2O$ （$C_{12}H_{26}$ の燃焼生成物）

$T \leqq 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = 1.34 \times 10^{-5} T + 3.09 \times 10^{-3} T^{\frac{1}{2}} + 0.219$

$T > 1000\ ^\circ K$; $\bar{cp} = -3.57 \times 10^{-5} T + 6.24 \times 10^{-3} T^{\frac{1}{2}} + 0.168$

2. 低位発熱量 *kcal／kg*

H_2	;	28669.6
C_3H_8	;	11079.2
$C_{12}H_{26}$	;	10629.4
$(CH_4 + C_2H_2)/2$	;	11519.7
$(2CH_4 + C_2H_2 + 4C_2H_4)/7$	;	12066.7

3. 拡散係数 *m²／S*

O_2	;	$1.81 \times 10^{-5} (T/273)^{1.75}$
H_2	;	$6.11 \times 10^{-5} (T/273)^{2.0}$
$CH_4 + C_2H_2$	;	$1.44 \times 10^{-5} (T/273)^{2.0}$
$2CH_4 + C_2H_2 + 4C_2H_4$	;	$1.81 \times 10^{-5} (T/273)^{2.0}$

4. 空気の物性値（ t ; ℃ ）

粘性係数； $0.15296\times10^{-6}\dfrac{(273.2+t)^{\frac{3}{2}}}{397.2+t}$ $kg\cdot s/m^2$

動粘性係数； $4.3889\times10^{-5}\dfrac{(273.2+t)^{\frac{5}{2}}}{397.2+t}$ cm^2/s

熱伝導率； $(\sqrt{0.67875\,t+340.903}-12.714)\times10^{-5}$ $cal/cm\cdot s\cdot ℃$

定圧比熱 $cal/g\,℃$;

$0℃\leqq t<1000℃$; $cp=0.240+8.099\times10^{-7}t+1.173\times10^{-7}t+7.314\times10^{-11}t^3$

$1000℃\leqq t<1600℃$; $cp=0.260+1.25\times10^{-5}t+1.25\times10^{-8}t^2$

5. 燈油の物性値

沸　　点； 200℃

気化潜熱； 60 cal/g（沸点）

比　　重； 0.790　15°／4℃

比　　熱； 0.500 $cal/g\cdot℃$　0°／100℃

成　　分； C : H : S = 86.4 : 13.6 : 0.08