



| | |
|---------------------|---|
| Title | ディーゼル燃焼の相似性に関する実験的考察と三次元シミュレーション |
| Author(s) | 菊田, 和重 |
| Degree Grantor | 北海道大学 |
| Degree Name | 博士(工学) |
| Dissertation Number | 乙第5622号 |
| Issue Date | 2000-03-24 |
| DOI | https://doi.org/10.11501/3168849 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/51666 |
| Type | doctoral thesis |
| File Information | 000000354041.pdf |



ディーゼル燃焼の相似性に関する実験的考察と
三次元シミュレーション

菊田 和重

目次

①

ディーゼル燃焼の相似性に関する実験的考察と
三次元シミュレーション

北海道大学大学院
工学研究科機械科学専攻

菊田 和重

2000年3月

目次

第1章 序論

- 1.1 本研究の背景および目的 1
- 1.2 本研究に関連する研究動向 3
 - 1.2.1 ディーゼル燃焼の相似性 3
 - 1.2.2 基礎燃焼としての噴霧および噴流火炎の相似性 4
 - 1.2.3 ディーゼル燃焼の三次元数値シミュレーション 8
- 1.3 本研究の成果の概要と論文の構成 11

第2章 相似理論の課題検討とNO_x排出量の予測法

- 2.1 緒論 16
- 2.2 ディーゼル燃焼の相似性に関する理論と課題 16
 - 2.2.1 記号 17
 - 2.2.2 相似理論と課題 18
- 2.3 NO生成特性と相似モデルによる予測法 22
 - 2.3.1 NO生成シミュレーション 22
 - 2.3.2 NO生成特性と相似モデルによる予測法 22
- 2.4 この章のまとめ 29

第3章 非定常な噴流および噴霧の内部構造比較

- 3.1 緒論 30
- 3.2 実験装置および解析方法 30
 - 3.2.1 大気圧条件における実験装置 30
 - 3.2.2 高温高圧条件における実験装置 30
 - 3.2.3 気体燃料および液体燃料の噴射 33
 - 3.2.4 解析方法 33
 - 3.2.5 無次元化法 34
- 3.3 実験結果および考察 35
 - 3.3.1 外形形状の比較 35
 - 3.3.2 内部構造の比較 42
- 3.4 本章における結論 49

第4章 DDM法を用いたディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

| | |
|------------------------------|----|
| 4.1 緒論 | 50 |
| 4.2 計算方法および計算条件 | 51 |
| 4.3 計算結果および考察 | 53 |
| 4.3.1 噴霧サブモデルの違いによる噴霧貫徹距離の比較 | 53 |
| 4.3.2 ノズル径を変化させた場合の噴霧貫徹距離の比較 | 54 |
| 4.3.3 噴霧初期粒径の違いによる噴霧発達形状の比較 | 57 |
| 4.3.4 メッシュサイズが噴霧貫徹距離に及ぼす影響 | 62 |
| 4.3.5 噴霧抗力係数の検討 | 62 |
| 4.4 本章における結論 | 65 |

第5章 気体噴流に近い条件におけるディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

| | |
|-------------------------------|----|
| 5.1 緒論 | 66 |
| 5.2 計算方法および計算条件 | 67 |
| 5.3 ガスジェットモデルによる噴霧計算の特徴 | 68 |
| 5.3.1 運動量拡散と物質拡散について | 68 |
| 5.3.2 壁面衝突噴霧実験との比較 | 69 |
| 5.4 計算結果および考察 | 71 |
| 5.4.1 メッシュサイズおよび噴霧粒径の影響 | 71 |
| 5.4.2 乱流係数および噴霧抗力係数の影響 | 72 |
| 5.4.3 不十分な貫徹距離の要因解析 | 75 |
| 5.5 実用メッシュサイズで計算精度を向上させる手法の検討 | 78 |
| 5.6 本章における結論 | 80 |

第6章 ディーゼル燃焼の相似性に関する実験および数値シミュレーションによる検討

| | |
|-----------------------|----|
| 6.1 緒論 | 81 |
| 6.2 実験および計算方法 | 81 |
| 6.3 実験・計算結果および考察 | 85 |
| 6.3.1 実機における燃焼比較 | 85 |
| 6.3.2 数値シミュレーションによる比較 | 88 |

| | |
|--------------------------|-------------|
| 6.3.3 相似機関を用いた予測と実験結果の比較 | ・ ・ ・ ・ 91 |
| 6.4 本章における結論 | ・ ・ ・ ・ 96 |
| 第7章 結論 | ・ ・ ・ ・ 97 |
| 参考文献 | ・ ・ ・ ・ 100 |
| 謝辞 | ・ ・ ・ ・ 106 |
| 付録 | |
| 付録1 NOの反応計算について | ・ ・ ・ 付-1 |
| 付録2 KIVA-2コードについて | ・ ・ ・ 付-6 |

第1章 序論
Introduction

第1章 序論

1.1 本研究の背景および目的

流体工学等の分野では相似理論が概ね確立しており，例えば橋をはじめ船体や航空機の設計において相似模型を用いた多くの実験が行われている．また，伝熱工学や燃焼工学の分野でもヌセルト数，グラスホフ数，レーリー数，ダムケラー数などの無次元数が用いられ，サイズの異なる対象を集約的に論じられるようになってきている．これに対して内燃機関の分野では，乱れの大きな流れ場の中で，相変化や化学反応が短時間で進行する極めて複雑な現象であるため，これを普遍的に集約・体系化しようとする手法は全く確立されていない．そのため，用いる単位は，回転数 (rpm) や出力 (kw) などの次元を持った数値がそのまま用いられ，形状が相似であったとしても全く別個の条件として多くの実験が繰り返されている．そして，例えば高さが15m程度もあるような大形ディーゼル機関であっても，実機を作って実験するしか方法は無く，模型実験は全く行われていない．したがって，実際の設計現場では，経験豊富な設計者がその経験と勘を頼りに，機関の設計開発を行っているのが現状である．

上述したように，ディーゼル燃焼の相似性に関する検討は，ほとんど行われていないが，それは現象が複雑であるということに加えて，次のような理由によるものと思われる．まず，船用などの中・大形機関では，噴射率に対応した燃焼が容易に得られるため燃焼に関する研究は重要ではなく，むしろエンジンの耐久性や壁面温度などに開発の主眼がおかれてきたことが考えられる．一方，小形機関では容易に実機を作れるため，模型実験自体が不要であるものと考えられる．しかし，近年大形機関においても排気に対する要求は次第に厳しくなっており，IMO(国際海事機関)において，主機回転数をパラメータとしたNOxの排出規制値が整備され，2000年に実施予定であるなど，より高度な燃焼制御や燃焼室の設計が重要となっている．また，小形機関においても，これまで排気浄化に研究の主眼がおかれていたものが，ハイブリッド車や燃料電池自動車の出現によって，燃費の向上も併せて強く求められるようになってきており，例えば燃焼最高圧力が200気圧を超えるような高過給燃焼の研究が始ま

りつつある。この場合、相似則を適用すれば、既存の低過給圧や異なった回転速度のデータと対応づけることが可能であり、データを有効に利用し得る可能性がある。

このような背景の中で、近久らはディーゼル機関における燃焼の相似性について理論的検討を行ない、異なったサイズの機関の間に燃焼が相似となる条件が存在することを示した⁽¹⁾。ただし、実験結果との比較は行っておらず、その後もこの予測の精度（理論予測と実際との対応の程度を意味し、以降本文中では精度と表現する）について研究を行ったものは報告されていない。

一方、基礎的な噴霧燃焼や噴流燃焼を扱った研究においても、相似性に関して直接的な検討を行ったものは見当たらない。ただし、定常および非定常のそれぞれにおいて、非蒸発噴霧、蒸発噴霧および気体噴流を対象にした比較研究はなされており、マクロ的な視点で、到達距離や広がり角といった外形形状の観察や粒径分布（噴霧の場合）の計測を行ったものなどが報告されている。またミクロ的な視点からは、噴霧や噴流の内部構造や空気導入を検討したものや噴霧の分裂機構を検討したものなども報告されている。ただし、いずれの実験においても非蒸発噴霧と蒸発噴霧あるいは気体噴流の間の類似性については十分に明らかになっておらず、統一的な見解はいまだ示されていない。

他方、数値シミュレーションは、1970年頃からまずサイクルシミュレーションや現象論的モデリングが発達した。その後、計算機の発達にともない、多次元シミュレーションが開発され、最初に三次元非対称の計算が扱えるようになった内燃機関用燃焼プログラムの代表として、1985年にアメリカの Los Alamos 研究所から KIVA コード⁽²⁾が発表された。しかしながら、多次元プログラムの計算精度は、十年以上経った現在でも十分であるとは言い難く、計算精度向上のために、噴霧の詳細モデルに関する研究などが続けられている。こうしたシミュレーションそのものを対象とした研究がある一方、数値実験的利用も多数行われるようになってきている。この場合には、実機現象の解釈や最適設計条件の探索にシミュレーションを利用するのであって、予備的なパラメータ調整を行うことによって実験結果に近似した結果を得ている。

以上、近久らによって提唱された相似理論の意義は大きいものの、精度について検討を行ったものは報告されておらず、応用に先立って、そうした研究が

強く望まれていると考えられる。また同理論の精度について実機を用いて実験することは容易ではないが、それに代わるものとして近年は数値実験の下地が整ってきたものと言える。

そこで本研究は、この相似理論の精度について明らかにするほか、その適用条件を明確にすることを目的として、実験ならびに数値シミュレーションを行おうとするものである。さらに、近久らの相似理論は単に燃焼の相似性にとどまっているのに対して、本研究では模型実験データから相似機関のNO_x排出量を予測する手法について新たに提案する一方、その適用性についても実験による検討を行うものである。

1.2 本研究に関連する研究動向

1.2.1 ディーゼル燃焼の相似性

ディーゼル機関の性能に関し、サイズの面から検討を行った初期のものとして、Taylorの著書がある⁽³⁾。これは、シリンダサイズにかかわらず、平均有効圧およびピストン平均流速はおおむね一定であるという事実に基づいた検討であって、燃焼の相似性と直接関係するものとはなっていない。一方、燃焼系の一部を異なったサイズに対しても拡張し得るような形で表現したものとして、和栗らの最適スワール強度に関する研究⁽⁴⁾および燃料噴霧の到達距離に関する研究⁽⁵⁾がある。これは燃焼の相似性を意識したものではないが、本研究における基本要素として強く関連しているものである。

ディーゼル機関性能の相似性に関して、直接的な検討を行ったものとして、1982年3月に開催された「ディーゼル機関の燃焼特性における寸法効果と相似則」に関するシンポジウムがある⁽⁶⁾。当シンポジウムでは噴霧、空気流動、熱伝達、燃焼、潤滑、および機関性能の面からの比較を行っているが、相似性について明確な結論を得ていない。特に、いずれも実機における各種データを無次元的な操作をすることなく単に比較しているにとどまっており、データの解釈が充分であるとは言い難い。その中で、燃焼部分について論じた小宮山の研究では、噴霧の貫徹力、分散、および混合に関する三つの無次元パラメータを提

唱し、機関性能の集約化を試みている。しかし、取扱いがマクロ的であり過ぎるため、著者自身も概略設計に使用できる程度であると述べているように、広く相似性について論じたものとはなっていない。

これに対し、近久らは1988年にディーゼル燃焼場の基礎方程式と境界条件の無次元化を行い、異なったサイズの機関の間に、燃焼が相似となる条件が存在することを報告した⁽⁴⁾。しかし、この予測の妥当性に関する実験は行っておらず、単に可能性の提唱にとどまっている。

一方、定方らはボイラー燃焼における相似性について検討を行っている⁽⁷⁾。ここでは流れのパターンの相似性とバーナーでの燃焼量の相似性に関して、理論的な検討が行われており、近久らの相似理論のアプローチも一部分、多少それに類似したものとなっている。

以上のように、ディーゼル機関における燃焼の相似性について直接的な研究を行ったものは極めて数が少なく、また相似理論が提唱されてはいるものの、その成立の程度や条件について十分な研究がなされていないために、実際に応用されるに至っていないのが現状と言える。

1.2.2 基礎燃焼としての噴霧および噴流火炎の相似性に関する研究動向

ディーゼル燃焼が相似となる前提として、基礎的な噴霧火炎において、まず相似性が成立していることが必要である。しかし、ディーゼル燃焼の相似性と同様、基礎的な噴霧および噴流燃焼に対し、相似性について直接的な検討を行った研究は見当たらない。

本研究と直接的ではないものの、関連深い噴霧や噴流およびその火炎の基礎研究としては、到達距離や噴霧角などの外形形状について調べたもの、噴霧や噴流内の燃料濃度や空気導入量を定量化し、その内部構造について調べたものなどがある。

まず、到達距離に関する研究では、非蒸発噴霧に関するものがほとんどであり、提案されている式もいずれも非蒸発時のものである。近年良く参照されている式を列挙すると以下の通りである。

Araiらの式

$$0 \leq t \leq t_b$$

$$S = 0.39 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_l} \right)^{0.5} t$$

$$t \geq t_b$$

$$S = 2.95 \left(\frac{\Delta P}{\rho_a} \right)^{0.25} (Dt)^{0.5}$$

$$t_b = 28.65 \frac{\rho_l D}{(\rho_a \Delta P)^{0.5}}$$

(1.1)⁽⁸⁾

Dentの式

$$S = 3.068 \left(\frac{\Delta P}{\rho_a} \right)^{0.25} (Dt)^{0.5} (294.4 / T_a)$$

(1.2)⁽⁹⁾

Vardeらの式

$$S = 0.011 \left(\frac{\Delta P \rho_l D^2}{\mu_l^2} \right)^{0.3} \left(\frac{\rho_l \sigma_l D}{\mu_l^2} \right)^{-0.008} \left(\frac{\rho_l}{\rho_a} \right)^{0.5} \left(\frac{L}{D} \right)^{0.16} t^{0.55}$$

(1.3)⁽¹⁰⁾

ただし、 S ：先端到達距離、 ΔP ：噴射差圧、 ρ_l ：燃料密度、 ρ_a ：空気密度、 D ：噴孔径、 t ：時間、 t_b ：分裂時間、 μ_l ：燃料粘性係数、 σ_l ：燃料表面張力、 L ：噴孔長。また、式(1.2)は噴射初期を除くとしている。

式(1.1)、(1.2)とも噴射の初期を除くと $t^{0.5}$ に比例する形となり、先述の和栗らによる噴霧到達距離の研究で示された運動量理論⁽⁵⁾に対応している。いずれの式もディーゼル噴霧相当の条件では、その差はわずかである。

一方、噴霧角は和栗らの運動量理論によると次式のように先端到達距離と関係づけられる。

$$\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \left(\frac{2c\Delta P}{\rho_a} \right)^{0.5} \frac{tD}{S^2}$$

(1.4)⁽⁵⁾

ただし、 c ：収縮係数。

これに対し、Münchら⁽¹¹⁾は実機を改造し、レーザーシートによる噴霧の散乱

光写真から噴霧到達距離や噴霧角度を計測している。それによるとエンジン内では、式(1.1), (1.2)を含むいくつかの噴霧貫徹距離に関する式より到達距離が短いこと、またこれは観察された噴霧角度(20.3度)を和栗らの式(式(1.4))に代入したものと良く一致したことを報告している。小林ら⁽¹²⁾は急速圧縮装置を用い非蒸発噴霧、蒸発噴霧および噴霧火炎の到達距離を比較している。それによると、非蒸発噴霧の先端到達距離は蒸発噴霧より長くなるが、蒸発噴霧と噴霧火炎の先端到達距離は、噴射期間中ほぼ等しいと述べている。なお、本研究の第4章、第5章における数値シミュレーションの精度評価の際に、これらの結果の一部を計算結果との比較のために用いた。一方、Liら⁽¹³⁾もまた噴霧火炎の到達距離の計測を行っているが、それによると、非蒸発噴霧と噴霧火炎の到達距離はほぼ同程度であると報告している。

これまでの噴霧による実験結果に対し、気体噴流を用いた実験結果では、浜本ら⁽¹⁴⁾は二酸化炭素や窒素雰囲気中に水素およびヘリウムを噴射し、シュリーレン写真による観察を行い、噴流先端の到達距離は時間の0.5乗に比例すると述べている。このことは非蒸発噴霧の実験式である式(1.1), (1.2)に対応するほか、和栗らの運動量理論にも一致している。また、杉田ら⁽¹⁵⁾は噴射の立ち上がり期間を含めた噴流先端の到達距離を調べ、噴流先端の進行速度は加速、等速、減速の三つに分けて整理できるとしており、これは広安ら⁽¹⁶⁾のディーゼル噴霧に関するものと似た傾向となっていると述べている。

以上、ここまでの各研究者による成果をまとめると、噴霧の到達距離に関する実験式は非蒸発のものがほとんどであり、蒸発噴霧とその火炎の到達距離はそれより短いとするものや同程度であるというものなど様々であった。一方、噴流の到達距離についてはディーゼル噴霧と類似しているという結果がいくつか報告されていた。

次に、噴霧や噴流の内部構造について調べたものについて研究動向を記述する。まず非蒸発噴霧を対象とした研究についてであるが、坂根ら⁽¹⁷⁾は透過光減衰画像の解析から噴霧内の空気過剰率分布を計測し、雰囲気密度やノズル径を変えても、噴霧軸上の濃度分布は相似的であり噴霧先端部を除いて噴射期間中ほとんど一定であることを報告している。これは、噴霧先端部を除いた主要部分は定常噴霧の構造とほとんど一致していることを示唆している。また、山根

ら⁽¹⁸⁾は噴霧画像の体積計測から空気導入量を算出しており、噴射圧力や周囲気体圧力に対する空気導入量の変化は和栗らの一次元準定常理論⁽⁵⁾と一致し、非定常噴霧と定常噴霧が相似的であると述べている。Choら⁽¹⁹⁾は二次元定常液体噴霧、非定常液体噴霧、ならびにディーゼル噴霧における空気導入速度の比較を行い、空気導入速度に関していずれも相似性があることを報告しており、その空気導入係数は定常気体噴流とも相似であることを示唆するものとなっている。

これに対し、小保方ら^(20,21)はレーザドップラ流速計を用いて流速と共に乱れ分布の計測を行い、非定常噴霧ではノズルから離れるにしたがって軸方向噴霧流速が増加し、噴霧先端近傍に最大流速点があること、また噴霧中の乱れ強さも非圧縮性の定常噴霧に比べてかなり小さく、定常噴霧と非定常噴霧ではかなり特徴が異なっていると報告している。LDVを用いた同様な計測をCossaliら⁽²²⁾も行っており、その場合には非定常噴霧の空気導入率は定常気体噴流のものより小さく、定常噴霧流よりも大きいとしている。

以上の非蒸発噴霧に対し、鈴木ら⁽²³⁾は二波長レーザー光の吸収と散乱を用いて、蒸発噴霧内の等量比分布を求めている。それによると、導入空気量は霧囲気温度の上昇と共に増加することを報告している。

一方、小沼ら⁽²⁴⁾は噴霧燃焼火炎とガス拡散火炎の比較を行っており、両火炎の内部構造は相当により類似性があると報告している。また、Liら⁽¹³⁾は燃焼火炎中に導入された空気量を求めており、導入空気量は着火の瞬間に大きく増大するが、その後は次第に非蒸発噴霧の空気導入量に近づくことを報告している。

他方、富田ら⁽²⁵⁾は非定常気体噴流を対象として、周囲気体の空気導入に関して詳細に調べており、それによると、噴流の非定常部の後方からの周囲空気導入量が非常に多く、定常部からは比較的一様であるとしている。さらに富田ら⁽²⁶⁾は水素噴流を噴射開始直後に強制着火し、噴流火炎中への空気導入量についても調べており、それによると、燃焼の場合には非燃焼の場合よりも噴流側面からの空気導入量が少ないと報告している。また、城戸ら⁽²⁷⁾は独自に開発した霧囲気蛍光法を用い、間欠ガス噴流の混合特性について調べている。それによると、噴流先端の傘状領域を除いて、間欠噴流の半径方向濃度分布は定常噴流に

対するTollmienの理論解と良く一致すると報告している。

このように、噴霧や噴流およびその火炎の空気導入に関して、非蒸発噴霧の場合では、現在のところ、定常気体噴流と同様であるとするものと、それよりかなり小さいとするものがあると言える。定常と非定常噴霧を比較した場合には、両者の空気導入は大部分が類似しているという結果も一部で示されている。一方、蒸発噴霧や噴霧火炎では、雰囲気によって変化するというものや非蒸発噴霧の空気導入特性に近いという様々な結果があるように思われる。また噴流の場合には、非定常噴流では非定常部と定常部では空気導入特性が異なるという結果や、燃焼時と非燃焼時の空気導入特性が異なるという結果も示された。

以上、噴霧および噴流の外形形状や空気導入に関して多くの研究が行われているにもかかわらず、いまだ蒸発噴霧と非蒸発噴霧および気体噴流の類似性について様々な報告が行われており、統一された見解は示されていないように思われる。そこで、本研究では第3章において、静止気体中に噴射した液体噴霧火炎と気体噴流火炎の外形形状や空気導入などの内部構造についての詳細な比較検討を行った。

1.2.3 ディーゼル燃焼の三次元数値シミュレーションの研究動向

機関シリンダ内のガス流動と共に燃料噴霧挙動や燃焼過程も解析する三次元数値シミュレーションのKIVAコード⁽²⁾が、1985年にアメリカのロスアラモス研究所で開発されて以来、数値解析が盛んに行われるようになってきた。しかし、多次元プログラムの計算精度はいまだ不十分であり、特に噴霧に関しての詳細モデルの研究が現在では多数行われている。一方、実機現象の解釈や最適設計条件の探索に数値シミュレーションを利用する研究も多くあり、そのためにはあらかじめパラメータ調整を行い、実験結果と近似した結果を得ている場合が多い。ただしそうした情報の共有化は、ほとんど行われていないのが現状であると言える。

これらについて、以下に詳細モデルに関する研究や、少数ではあるがパラメータ調整を行った例についていくつか挙げる。

噴霧の詳細モデルの一つに分裂モデルがある。O' Rourkeら⁽²⁸⁾は、液滴の振動と変形の過程を2質点とそれらを結ぶバネ・減衰系でモデル化するTaylor Analogy Breakup (TAB) Modelを考案し、KIVAコードのアップグレードプログラムであるKIVA-2コード⁽²⁹⁾に組み込まれている。これにより、多くの噴霧計算が行われたが、噴霧先端の到達距離の過小評価がしばしば指摘された^(30,31)。これを修正するために田畑ら⁽³²⁾は、ノズル噴孔近傍での液滴の密集による空気抵抗の低減を考慮するため、広安ら⁽³³⁾が解析した噴霧分裂長さ L_b をTABモデルに組み込み、実験値と良く一致した噴霧先端の到達距離を得ている。一方、段ら⁽³⁴⁾は、TABモデルでは振動や歪みによる分裂エネルギーを過大に評価しており、分裂後の液滴径が小さくなるという指摘を行い、全エネルギーに対する振動と歪みのエネルギー割合に関する係数を修正することで、噴霧粒径を実験値と合わせている。また、Reitzら^(35,36)はTABモデルによる液滴の変形による抵抗係数 C_d の変化を考慮した計算を試み、実験値と合致した良好な結果を得ている。

次に蒸発モデルに着目すると、脇坂ら^(37,38)は燃料液滴の蒸発モデルとして角田・広安⁽³⁹⁾の単一液滴に対する準定常蒸発モデルを適用し、高温高圧場への自由噴霧では分裂長さの部分にKIVAのオリジナルのモデルを、その後は準定常蒸発モデルを適用する事により、良好なシミュレーションを可能にした。また、脇坂らは液膜蒸発モデルとして、高温壁面上の液滴の蒸発現象を、液膜蒸発領域・遷移沸騰領域・膜沸騰領域の3つに分けて計算を行った。その結果、単一液滴の寿命時間、高温壁面上に衝突する挙動を良好にシミュレートできたと報告している。

一方、KIVAやKIVA-2コードでは壁面衝突に関する特別なモデリングは行われていないため、壁面に衝突した液滴パーセルは全てスティックする計算となる。これを修正するため壁面衝突に関しても多くの研究が行われている。Naberら^(40,41)は壁面衝突噴流とのアナロジーから導いたJetモデルを提案している。これは衝突噴流において衝突後の流量が多い方向に燃料液滴が飛び易いと仮定したモデルである。これによる壁面衝突計算と非蒸発噴霧による実験結果の比較を行っており、計算では噴霧の広がりや過小評価されたものとなっている。Allocaら⁽⁴²⁾は、Naberらのモデルを改造し、衝突後の液滴に壁面法線方向速度成分を一様乱数により与え、液滴の拡散を促進させている。これにより衝突後の

広がりを実測値に近づいたものとなっているが、壁面法線方向速度の与え方には物理的な根拠はない。これら以外では、Watkinsら⁽⁴³⁾は衝突前の液滴のウェーバー数により衝突後の液滴の挙動を分類するモデルを提案しているほか、千田ら^(44,45)は低温壁と高温壁へ衝突する噴霧をそれぞれモデル化している。

この他にも液滴同士の衝突・合体モデルに関する研究が多数行われている。また噴霧以外のモデルでは、乱流モデルや燃焼モデルなどに関する研究も行われている。

一方、計算パラメータに関する検討もいくつか行われており、Houら^(46,47)は計算格子の大きさを変化させ、非蒸発噴霧や蒸発自由噴霧の計算を行い、格子の大きさが計算結果に及ぼす影響を調べている。それによると、非蒸発自由噴霧の計算を格子の大きさが1.2mmのものと0.8mmで行い、それらの噴霧先端到達距離と実測値との比較を併せて行っているが、格子の大きさが小さいほど数値拡散が小さくなり先端到達距離は延びて実測値に近づく結果となっている。しかし、この場合には0.8mmの格子の大きさでも実験値と比較して十分な到達距離とはなっていない。また、Watkinsら⁽⁴⁸⁾は計算格子の方向に対し、燃料噴射方向を変化させ非蒸発噴霧の計算を行い、結果を比較している。それによると、計算格子に対し斜めに燃料を噴射した場合、運動量の半径方向への拡散がより大きく噴霧先端到達距離が減少している結果となっている。これらの結果のように、計算格子の大きさや方向は、噴霧のサブモデル以上に計算結果に影響を与える場合があり、注意が必要である。

以上のように詳細モデルの研究や計算パラメータに関する研究は多数行われているが、詳細モデルについてはその適用範囲について十分に明らかにされているとは言えない。一方、計算パラメータについては前述したように良好な結果を得るための情報はほとんど共有されておらず、また体系だった計算特性の解析も十分になされていないというのが現状である。そこで本研究では第4章において、計算メッシュサイズや各種パラメータによる影響について検討を行った。また第5章では、サブモデルの影響が少なく空気導入特性が気体噴流に近いモデルを作成し、同様な検討を行った。

1.3 本研究の成果の概要と論文の構成

本研究は、近久らによって提唱されたディーゼル燃焼の相似理論の精度について明らかにするほか、その適用条件を明確にすることを目的として、実験ならびに数値シミュレーションによる検証を行ったものである。さらに、同理論は単に燃焼の相似性にとどまっていたのに対し、本研究では模型実験データから相似機関のNO_x排出量を予測する手法について新たに提案する一方、その適用性についても実験による解析を行った。

まず模型実験によるNO_xの排出予測に関して、近久らによる相似理論では混合律則を適用できることが条件であり、NO_x等の燃焼生成物は化学反応速度により律則されているため、NO_xの予測法には言及していない。これに対して、本研究においてNOの生成シミュレーションを行った結果、初期当量比と温度が一定に保たれるならばNOの生成速度は反応期間中ほぼ一定となる性質を持つことが明らかになった。このNOの特性と相似理論による燃焼特性との関係から、異なったサイズの相似機関ではNO濃度が機関回転速度に反比例するものと予測された。そこで実機において相似機関のNO排出量を比較した結果、本予測値と実験値は良く一致することが確認された。

次に相似理論の検証を行うにあたり、ディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対象とし、静止気体中に噴射した液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った。これは、実機による詳細実験が困難であることと、基礎的な噴霧火炎においてまず燃焼の相似性が成立していることが前提と考えたことによるものである。相似理論ではディーゼル噴霧燃焼のような微細な液滴の蒸発は極めて早く、気体噴流と同じように扱うことができることと、その燃焼は混合律則で進行することを基本仮定に置いているので、この点に特に着目し、燃焼を左右する空気導入特性に関連の強い到達距離・広がり角のほか、内部構造としての速度分布ならびに渦度分布の比較を行った。その結果、周囲温度・燃料温度・周囲圧力などが上昇するにつれ、液体噴霧と気体噴流は互いに類似してくることが明らかになった。

一方、相似理論の妥当性を検証することを目的として、三次元数値シミュレーションによる数値実験を行った。計算の実行に先立ってシミュレーション

法自体の精度ならびに特性に関して詳細な検討を行なった。その結果、非蒸発噴霧では噴霧抗力係数や初期粒径、噴霧角を調整することにより、実験値と一致した噴霧のシミュレーションが可能であることが明らかとなった。しかし、蒸発の速い気体噴流に近い条件ではそうした調整では十分に現象をシミュレートできず、計算結果は主として計算メッシュサイズに強く依存すること、しかも計算が不安定とならない程度にメッシュを小さくしてもなお、十分な現象記述ができないことが明らかとなった。これは噴霧が微細なノズル孔径から高速で噴射されることによるものであり、論理的にノズル孔径以下のメッシュが必要であるのに対して、液滴群としてのパーセルサイズがメッシュに比して大きくなるために、計算が不安定となることによるものであった。

そこで本研究では、実用範囲のメッシュサイズおよびパーセル数で良好な計算結果を得るための計算手法について検討を行った後、異なったサイズの相似機関を対象として、燃焼の数値実験による比較を行った。その結果、燃焼の相似性に関して近久らが予測したように気体流動や燃焼パターン、ならびに温度の空間的・時間的分布が、相似機関の間で良好に対応することが確認された。ただし、スワール強度に関しては、近久らの予測と異なり、大形機関ほどスワール比を低めに設定するほうが相似性が良好となることが明らかとなった。

最後に、サイズの異なる相似条件を満足した実機関のデータを収集し、比較を行った。実験は、ボアサイズが85-125, 260-400, および600-800mmの3群に分かれた全8個のエンジンに対するデータにより行った。これらはそれぞれ、小形4サイクル、中形4サイクル、および大形4サイクルに分類される機関群である。比較の結果、いずれも多少のばらつきはあるものの、数値実験と同様にサイズの異なる相似機関の間で燃焼の相似性が成立することが認められた。また、この場合にもサイズが大きな機関ではスワール比を低めに設定した際に、より良好な相似性が確認された。また、本研究において提唱したNO_xの予測法に関しても、実験と良く対応していることが確認された。

以上、本研究で得られた成果を要約すると以下の通りである。

- 1) NOの生成特性と燃焼の相似性から相似機関のNO生成量の予測について

て、新たに提案を行った。それによると、相似機関のNO排出量は機関回転数に反比例することが予測された。また、模型実験による予測値と実験結果とを比較した結果、いずれも予測値と良好に一致した傾向が示された。

2) ディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対象とし、静止気体中に噴射された液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った。その結果、周囲温度・燃料温度・周囲圧力などが上昇するにつれ、気体噴流との相似性がより良好となることが明らかになった。

3) 噴霧燃焼に関する数値シミュレーションの基本特性について詳細な解析を行い、その問題点を明らかにした。また、実用範囲の計算メッシュ条件で良好な計算結果を得るための手法について提案を行った。

4) 相似性に関して、実機および数値実験により理論予測の検証を行った。その結果、理論予測と同様に異なったサイズの機関の間で燃焼の相似性が確認された。ただし、スワール比は理論予測と異なり、大形機関のスワール比を小形機関の値よりも低めに設定したほうが相似性が良好となることが明らかとなった。また、噴霧の蒸発性の悪い条件では、相似性が低下することも確認された。

なお、以上の記述に当たり、論文を7章から構成した。

第1章は序論であり、研究の背景について述べるとともに、本研究の目的および得られた結果の概要について論述した。また、ディーゼル燃焼の相似性に関する研究動向、ディーゼル燃焼の基礎となる噴霧と噴流に関する研究動向、およびディーゼル燃焼に関する三次元数値シミュレーションの研究動向についてとりまとめた。

第2章では、ディーゼル燃焼の相似性に関する理論の概要ならびに実用機への適用条件について概説した後、同理論の課題について整理した。また、相似理論が燃焼のみにとどまっていたのに対して、本研究において新たにNO排出量

の予測について提案を行ったので、その理論的展開について論述した。これはNOの反応計算より明らかになったNOの生成特性と燃焼の相似性に基づいて、相似機関のNOを予測できることを論述したものであり、相似機関のNO排出量は機関回転数に反比例することを示している。

第3章では、ディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対象とし、静止気体中に噴射した液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った。ここでは、空気導入特性に関連の強い到達距離・広がり角のほか、内部構造としての速度分布ならびに渦度分布の比較を行った。その結果、周囲温度・燃料温度・周囲圧力などが上昇するにつれ、気体噴流との相似性が増大することを示した。

第4章では、内燃機関における噴霧燃焼シミュレーションに用いられているDDM法（Discrete Droplet Model法）について、噴霧モデルの基本特性に関する検討を行った結果について論述した。その結果、計算結果はメッシュサイズに強く依存し、速度勾配の強い噴霧では極端に小さなメッシュサイズが必要なことを明らかにした。ただし、実用範囲内の比較的大きなメッシュを用いる場合には、噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角を調整することにより、実験結果と擬似的に一致した噴霧シミュレーションが可能となることを示した。

第5章では、DDM法による蒸発速度を任意に調整できるように修正したガスジェットモデルを作成し、前章と同様な検討を行うとともに、実用範囲のメッシュサイズおよびパーセル数で良好な結果を得るための計算手法について、併せて検討を行った。その結果、蒸発の速い気体噴流に近い条件では、非蒸発噴霧に対するような噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角の調整では不十分であることを明らかにした。また、非蒸発噴霧の場合以上にメッシュ依存性が強く、実用範囲内のメッシュサイズ条件では十分なシミュレーションが難しいことを明らかにした。そこで、実用サイズのメッシュで擬似的に実験と類似した計算を行うための手法として、非燃料パーセルの先立ち噴射を行う手法について記述を行った。

第6章では、第4、5章において改良を行った噴霧モデルを用いた数値シ

ミュレーションと大形実機エンジンの実験データを用いて、ディーゼル燃焼の相似理論およびNOの排出量予測法の精度検討ならびに適用条件の解析を行った結果について論述した。数値計算および実機を用いた実験の結果、ボアが85mmから800mmまで変化するいくつかの組合せの相似機関の間で、相似理論による予測と同様に相似的な燃焼が得られることを示した。一方、本研究において提案した相似機関のNO排出量の予測においても、実測値と良く一致することについても記述した。

第7章は、本研究の結論であり、得られた成果の概要を記述した。

英訳名 *Investigation on Problem of Combustion Similarity for Diesel Engines and Prediction of NO Formation*

第2章 相似理論の課題検討とNO_x排出量の予測法
Investigation on Problem of Combustion Similarity
for Diesel Engines and Prediction of NO Formation

第2章 相似理論の課題検討とNO_x排出量の予測法

2.1 緒論

本章では、今回主たる検討の対象とした近久らの相似理論⁽⁴⁾に関して、応用に際する観点からその課題について整理を行う一方、相似理論が燃焼のみにとどまっていたのに対して、新たにNO排出量の予測法について提案を行った⁽⁵¹⁾。

同理論は、大きさは異なるが幾何学的に相似な燃焼室形状を持つディーゼル機関の間で燃焼の相似性が成立し得ることを予測したものであるが、乱流や燃焼の取り扱いにおいていくつかの仮定が含まれており、その適用範囲を明らかにすることは実用に際して非常に重要である。特に乱流の取り扱いに関して、視点をミクロスケールからテラースケール程度のマクロスケールに移して理論展開を行っており、この点の仮定については、実験との対比が不可欠である。

一方、近年大形機関においても、排気に対する要求は次第に厳しくなっており、IMO(国際海事機関)において、主機回転数をパラメータとしたNO_xの排出規制値案を整備し、2000年に実施予定⁽⁵⁰⁾であるなど、より高度な燃焼制御、燃焼室の設計が必要に迫られている。

そこで、本章では相似理論の概要と課題について論述したほか、新たにNO排出量の予測法について提案を行った。これはNOの反応計算より明らかになったNOの生成特性と燃焼の相似性に基づいて、相似機関のNOを予測できることを示したものであり、相似機関のNO排出量は機関回転数に反比例することを示している。

2.2 ディーゼル燃焼の相似性に関する理論と課題

本節では相似理論に関して、応用に際する観点からその課題について整理を行った。

以下、それらの概要と課題について論述する。

2.2.1 記号

| | | |
|----------------|-------------|----------------------|
| Br | ブリנקマン数 | |
| C_p | 定圧比熱 | (J/(kg/K)) |
| D | ボア | (m) |
| d_n | 噴孔径 | (m) |
| F_i | 化学物質の質量分率 | |
| H_u | 燃料の低発熱量 | (J/kg) |
| m_f | 燃料噴射量 | (kg) |
| N_z | ノズル噴孔数 | |
| n | 機関回転数 | (rpm) |
| Pr | プラントル数 | |
| p | 圧力 | (Pa) |
| T | 温度 | (K) |
| t | 時間 | (s) |
| u | 速度 | (m/s) |
| u_0 | 噴霧出口速度 | (m/s) |
| $\Delta\theta$ | 噴射期間 | (rad) |
| ρ_f | 燃料密度 | (kg/m ³) |
| ρ_0 | 下死点における空気密度 | (kg/m ³) |
| κ | 比熱比 | |
| K_2 | 定数 | |
| μ_t | 渦粘性係数 | (kg/(m · s)) |

添字

0 : 代表値

* : 無次元量

2.2.2 相似理論の概要と課題

ディーゼル機関内の燃焼現象が相似であるということは、シリンダ内の流れ、噴霧挙動、着火状態、および熱発生分布などが相似となることであり、近久らは現象を記述する基礎方程式と初期条件および境界条件について無次元化を行った結果、実機においてそれらを完全に一致させることができると論じている。すなわち、無次元的な基礎方程式や初期・境界条件が一致するのであれば、その解としての燃焼現象は相似となるはずなのである。本節では、この理論展開の主要な部分を取り挙げ、特に検討が必要な個所を指摘することによって、本研究の意義と対象とした検討項目について明らかにするものである。

まず、相似理論では以下のような仮定が置かれている。

- (1) 噴霧は微細で数密度が高く、蒸発は短時間で完了するため、概ね気体噴流として取り扱うことができる。
- (2) 燃焼は混合律則で進行する。
- (3) 作動ガスは平均的な物性値を用いて、完全ガスとして取り扱う。

ここで、(1)の仮定については、現在のところ研究者によって意見が分かれているところであり、ディーゼル噴霧火炎を気体噴流火炎に置き換え得る保証はない。また、たとえ通常燃焼において両者に相似性が認められたとしても、冷間始動時のように燃料の蒸発性が劣る場合や、エンジンサイズが小さくて相対的な液柱長さが長い場合などは、両者の差異が顕著となることが考えられ、本仮定の成り立ち得る条件について明らかにすることは重要である。そこで本論文では第3章において、複雑な気体流動を受けない自由噴霧を対象とし、噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について内部構造の比較を行った。

次に(2)の仮定については、ディーゼル燃焼は一般的にこのように混合律則で進行すると言われており、ほぼ問題がないように思われる。ただし、小形エンジンになると着火遅れが燃料噴射期間に比べて大きくなるために、混合律則に従わない燃焼部分が大きくなる。そこで、本研究では予混合燃焼部分の差異が拡散混合燃焼部分に及ぼす影響について注意しながら、第6章において実

験および数値シミュレーションによる熱発生経過の解析を行った。

(3) の仮定は、実際のエンジン内では物性値は大きく変化しているため、代表値の設定が下死点における温度や密度を用いるのが適切かどうかは必ずしも明らかではない。この点についても、実験により検討を行うものである。

次に、基礎方程式の無次元化法の一例として近久らが導出した連続の式、運動量方程式、およびエネルギー式を挙げると以下の通りである。

$$\begin{aligned} \frac{D^* \rho^*}{D^* t^*} &= -\rho^* (\nabla^* \cdot u^*) \\ \rho^* \frac{D^* u^*}{D^* t^*} &= \frac{1}{Re} \nabla^{*2} u^* - \nabla^* \Delta p^* \\ \rho^* \frac{D^* T^*}{D^* t^*} &= \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla^{*2} T^* + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{dp^*(t)}{dt^*} + \frac{Br}{Pr} \frac{D^* \Delta P^*}{D^* t^*} + \frac{Hu}{Cp \cdot T_0} \left(\rho^* \frac{D^* F_1}{D^* t^*} \right)_c \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、 Re , Pr , Br はレイノルズ数、プラントル数、ブリンクマン数であるが、通常行うような分子拡散係数を用いずに渦拡散係数を用いた定義を導入している。これは、実機において分子拡散係数による無次元数を一致させることは難しいために、強い乱流場であることを仮定して、こうした定義を導入したのである。このような無次元数の導入を行うと、熱拡散や物質拡散は主として乱流拡散により行われるので、相似性に関して問題となる無次元量は最終的にレイノルズ数のみになる。

ところが、渦粘性は物性値ではないために、これ以上の式展開をすることは通常できない。これに対して、近久らは噴流や壁面近傍、平行平板間およびパイプ内流れなどの種々の単純な系に対する渦粘性係数に関して上記定義によるレイノルズ数を解析し、いずれも異なったサイズの系の間でレイノルズ数が一致することを示した。一例として、乱流境界層の輸送理論に関する von Karman の渦粘性係数⁽⁴⁹⁾を用いてレイノルズ数を求めると以下のようなになる。

$$Re = \frac{\rho_0 x_0 u_0}{\mu_t} = \frac{1}{K_2^2} \left[\rho^* \left| \frac{(du^*/dy^*)^3}{(d^2u^*/dy^{*2})^2} \right| \right]^{-1} \quad (2.2)$$

すなわち、レイノルズ数は位置の関数となるが、無次元位置は相似機関において一致するために、レイノルズ数も同一な値となるのである。

この結果に基づいて、近久らはエンジン内においても同様に渦粘性係数が相似となると仮定し、その後の式展開を行っている。渦粘性係数は実験式として単純な系に対して示されているに過ぎないので、異なったレイノルズ数条件における相似性を論ずるには、こうした式展開が必要であったと考えられるが、近久らの理論展開において信頼性に関する最も重要な仮定といえる。したがって、渦粘性係数が実験式であるのと同様に、この仮定の可否については実験によって検証をしなければならない。本研究の主要な目的はこの仮定の妥当性に関する検証にあり、さらにこの関係が成り立ち得る条件範囲を明らかにすることである。なお、エンジン内の主要な気体流動や混合現象は、噴霧に対応する噴流、シリンダヘッドとピストン間の流れに相当する平板間流れ、ピストンキャビティ内のスキッシュ流れに相当するステップ流れ等に分類することができ、それらに関する渦粘性の実験式について近久らは解析を行っているので、上記の解析結果はある程度エンジンと対応したものとなっている。

ここで、分子拡散係数の代わりに渦粘性係数を用いた物理的意味について解釈すると、テーラスケール程度の渦に注目してサイズの異なる機関の流動現象を比較したことに相当しており、コルモゴロフスケールの渦がたとえ異なってもマクロ的な渦構造は相似となることを意味しているものと思われる。流体力学分野では、例えば自由噴流のような多くの現象において、分子粘性係数を用いたレイノルズ数にかかわらず、乱流条件ではその構造が相似となることは経験的に知られているが、まだ一般的な現象として論理づけられるまでには至っていない。近久らの仮定は、流体力学においてもまだ十分に認知されていない現象に基づいたものであり、論理展開のみで受け入れるにはかなり無理があるといえる。しかし、序論でも記述したように、ディーゼルエンジン

において相似性が実用上問題の無い程度に成立するのであれば、その意義は極めて大きい。本研究は実用上必要な尺度から見た相似性の程度について、実験ならびに数値計算により検討を行おうとするものである。

なお、同理論より示された主要な相似条件は以下のとおりである。

- (1) 燃焼室及び噴射系の幾何学形状が相似であること。
- (2) 次式で定義する無次元機関速度、すなわち噴射速度に対する平均ピストン速度を一致させること。

$$\frac{nD}{60u_0} = \text{const.} \quad (2.4)$$

- (3) クランク角表示による着火遅れを一致させること。
- (4) クランク角当りの噴射率 ($\dot{m}_f(\theta)$) をシリンダー内空気量 ($\rho_0 D^3$) に比例させること。
- (5) 吸気ポートの形状によりスワール比を一致させること。

以上が主要な相似条件であり、これらを満足した際に燃焼の相似性が得られると論じている。

なお、ノズル出口における噴射平均速度 u_0 は次式によって定義されている。

$$u_0 = \frac{4m_f n}{30\rho_f d_n^2 N_c \Delta\theta} \quad (2.5)$$

ここで特に注意すべき点は、機関形状の相似性であり、これはピストン形状、圧縮比、吸排気弁位置など、燃焼室関連形状が相似形であることその他、ノズル位置、噴孔径、穴数、および噴射方向などの噴射系の形状も、サイズに比例して相似としなければならないと論じている。

2.3 NO生成特性と相似模型による予測法

本節では相似理論が燃焼のみにとどまっていたのに対して、新たにNO排出量の予測法について提案を行った。

以下、その予測法について論述する。

2.3.1 NO生成シミュレーション

NOの生成特性を明らかにするためにNOの化学反応計算を行ったが、これには三次元燃焼シミュレーションプログラムの一つであるKIVA2コード⁽²⁹⁾の化学反応計算部分を一部修正の上、利用した。これは拡大Zeldvich反応によりNOの生成を計算し、それに関連するOH, H, O, ならびにCOなどの物質は、化学平衡論的に求めるものである^(29,52)。また、燃料にはオクタンを用い、反応は一段の化学反応速度式により進行するものとなっている。

計算は、単純化のために複雑な混合拡散を受けないとした微小要素(セル)を空間中に考え、それをラグランジェ的に追跡してその中のNO量の変化を観察したものに相当している。したがって、その微小要素は周囲気体による断熱圧縮を受けると同時に、燃焼は各時刻において準等圧的に生じるものとなっている。また、この要素が空気による希釈混合を受ける場合の検討では、村山・宮本らの研究⁽⁵²⁾と同様に、初期に所定の空気過剰率で燃焼が開始し、その後Wiebeの関数にしたがって周囲空気が混合されるものとした。この場合の混合率の時間変化形状はWiebeの形状特性指数 m と混合特性時間 τ によって規定されるが、この指数値 m は村山ら⁽⁵²⁾の研究に基づき2としたほか、混合特性時間 τ は0.5msを基本としていくつか変化させた。混合パターンや機関回転速度の影響を比較した計算では、所定の熱発生率に相当する燃料を含むセルが微小時間間隔で一つずつ形成され、各セル内で上述の燃焼変化が生じるものとした。

2.3.2 NO生成特性と相似模型による予測法

NO生成シミュレーションを行い、NOの生成特性の解析と相似機関に対する

NO排出量の予測法について検討を行った。図2-1は空気過剰率 λ を1とし、温度ならびに圧力を一定とした際のNO濃度の時間変化を、小笠原らの結果⁽⁵³⁾と比較したものである。両者は良く一致しており、本計算方法の基本的な信頼性を確認することができる。ここで、平衡濃度に達するまでのNOの変化は直線的であり、しかもその傾きはいずれも約1であることに気づく。これは反応期間中、化学種濃度が変化しているものの、初期当量比と温度が一定であれば、NO生成速度は反応期間中ほぼ一定であることを示している。

図2-2は温度ならびに圧力を一定とし、種々の空気過剰率に対して同様の比較を行ったものである。この場合にも、空気過剰率が1以上では平衡濃度に達するまでの変化が直線的であり、かつ同一の傾きとなっていることがわかる。また、空気過剰率が0.67の場合には若干傾きが異なっているが、この場合にもオクタンの反応速度が速い場合には傾きが他と類似しているのがわかる。なお、オクタンの反応速度が遅い場合には平衡濃度に達した後、若干NOが減少しているが、これは燃焼が遅いために燃焼初期の余剰空気が比較的多くNOが多めに生成されるが、燃焼後半で燃料によるNOの還元が生ずることによるものと考えられる。

以上、温度、圧力、ならびに空気過剰率が一定の条件では、平衡濃度に達するまでのNO反応速度はそれぞれの条件で概ね一定であると結論づけることができる。このことから、以下に示すような特性が得られる。

まず、温度、圧力、ならびに空気過剰率が一定の条件の場合には、反応速度は時間にかかわらず一定となることから、時間の影響を単純化して論ずることができる。例えば、反応速度を次式のように定義すると、この値は反応開始後の時間にかかわらず一定となる。

$$R_n \equiv \frac{d[NO(T, \lambda)]}{dt} \quad (2.6)$$

機関内のNO量は局所的なNO生成速度をその体積と時間で積分したものになるので、

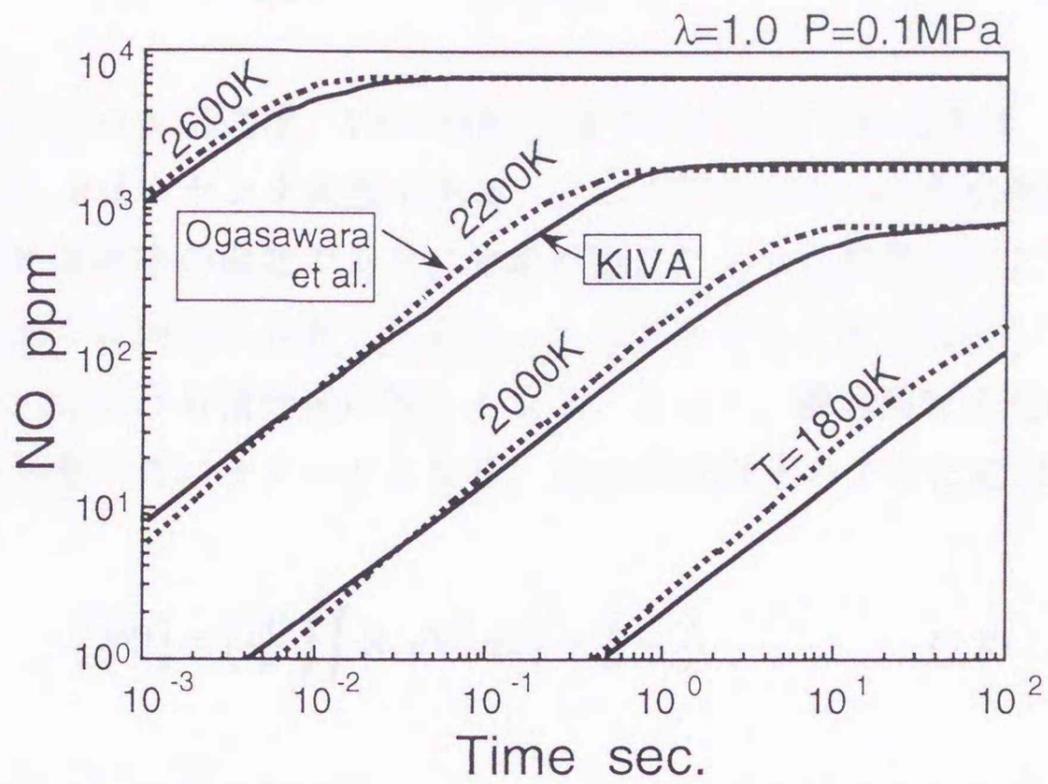


Fig.2-1 NO formation at several constant temperatures

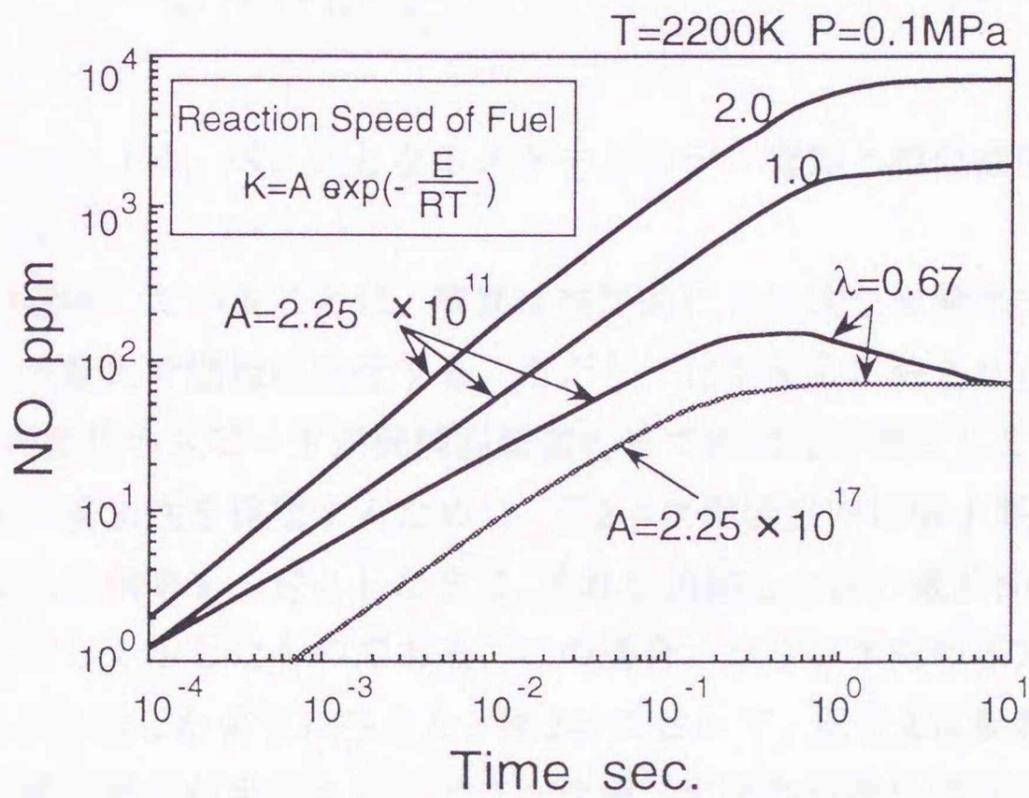


Fig.2-2 NO formation for several excess air ratios

$$[NO] = \frac{1}{V} \iiint R_n dV dt = \frac{30}{\pi n} \iint R_n dV^* d\theta \quad (2.7)$$

ただし、 R_n はNO反応速度、 V^* は行程容積で無次元化された体積、 n は機関回転速度(rpm)、 θ はクランク角度である。ここで局所的なNO生成速度はそこでの温度と空気過剰率の関数であり、前章で論じたように局所温度と空気過剰率は相似機関内では同様に分布しており、これがクランク角に対応して変化するので、式(2.7)における積分項は等しくなる。よって、機関回転速度のみが相似機関で異なる唯一のパラメータとなり、式(2.7)は以下のように変形される。

$$[NO] = \left(\frac{30}{\pi} \iint R_n dV^* d\theta \right) \times \frac{1}{n} \propto \frac{1}{n} \quad (2.8)$$

したがってベースとなるスケールモデル機関からサイズの大きな相似機関に対するNO量を予測する場合の変換式は次のようになる。

$$[NO]_f = [NO]_m \times \frac{n_m}{n_f} \quad (2.9)$$

ここで添字 m と f は、ベースとなるスケールモデル機関と相似機関をそれぞれ意味している。

これらが意味していることは、噴霧は空間的に相似的な当量比分布となっており、同じ当量比で燃焼は進行する。ただし、化学反応に許される速度に対して、当量比の変化のスピードが機関回転数の形で無次元時間として入っている。

上記予測の妥当性を確認するために、図2-4は燃焼室内に微小要素を想定し、要素内の空気過剰率を一定としたまま、それを追跡した際の最終NO濃度を機関回転速度に対して示したものである。この場合、シリンダ内の圧力および燃焼経過は図2-3に示したように与えた。図2-4において、記号 λ は要素内の空気過剰率、 θ_0 は微小要素が生成されるクランク角（すなわち微小要素の着火時期）、 $\alpha = -1$ は-1の傾きを表している。機関回転速度が速くなるにつれて、また空気過剰率が高くなるにつれてその傾きはマイナス1に近づいて行き、機関回転速度

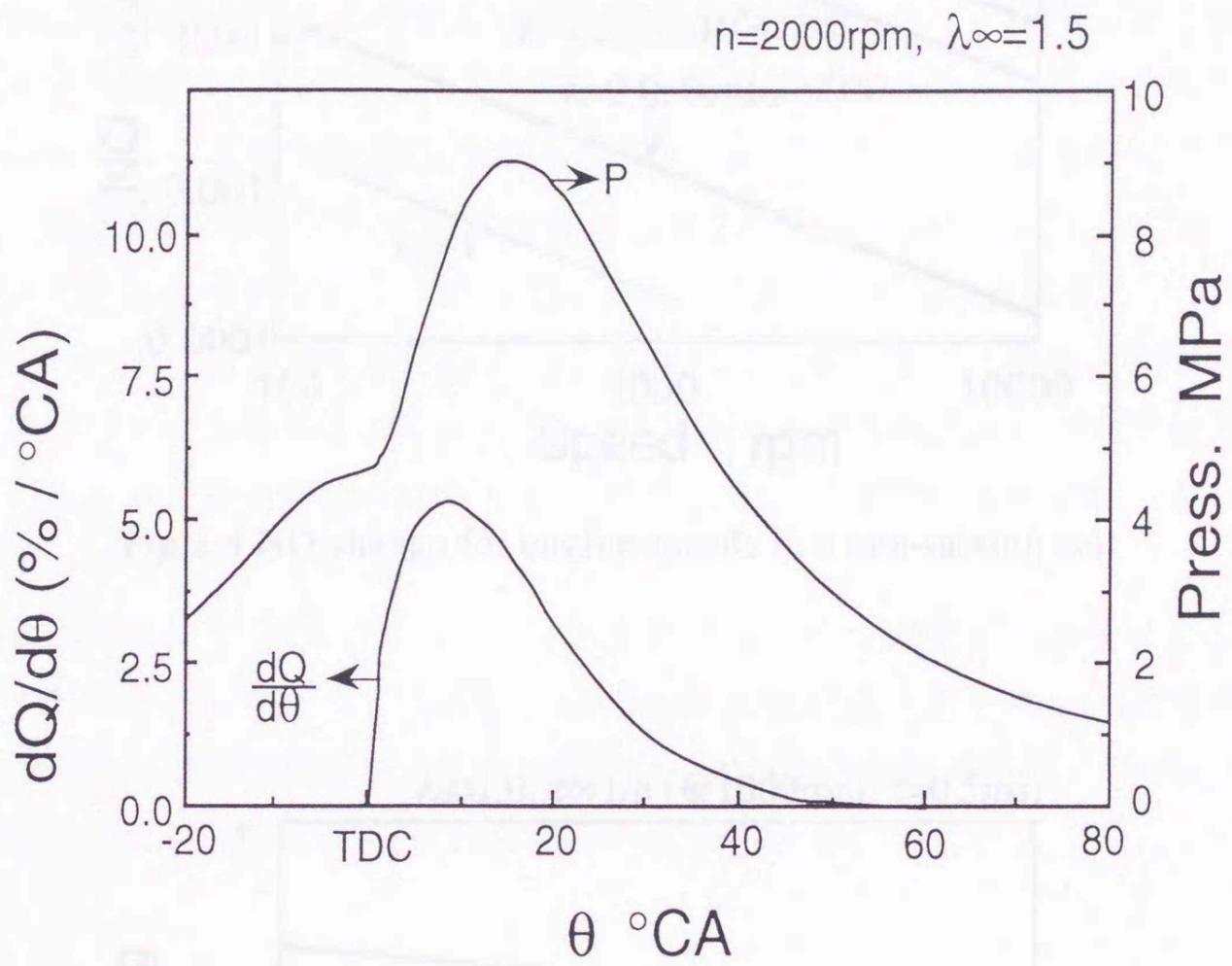


Fig.2-3 Indicator diagram and rate of heat release used for the NO simulation

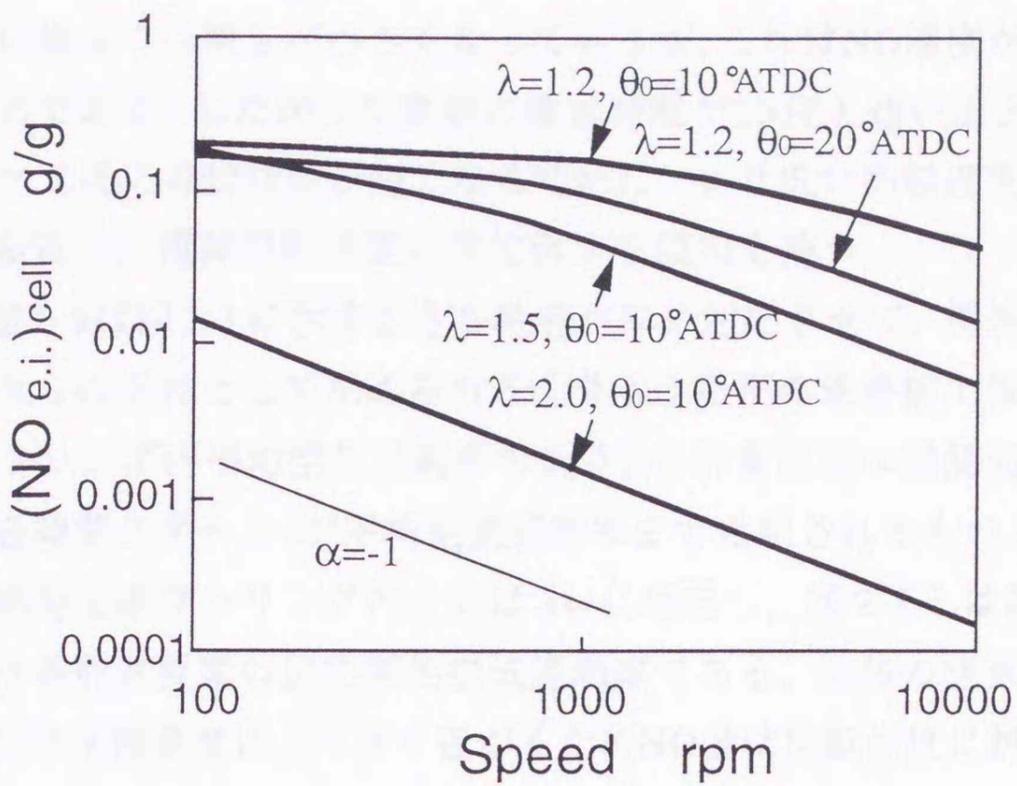


Fig.2-4 NO change for engine speeds in a non-mixing cell

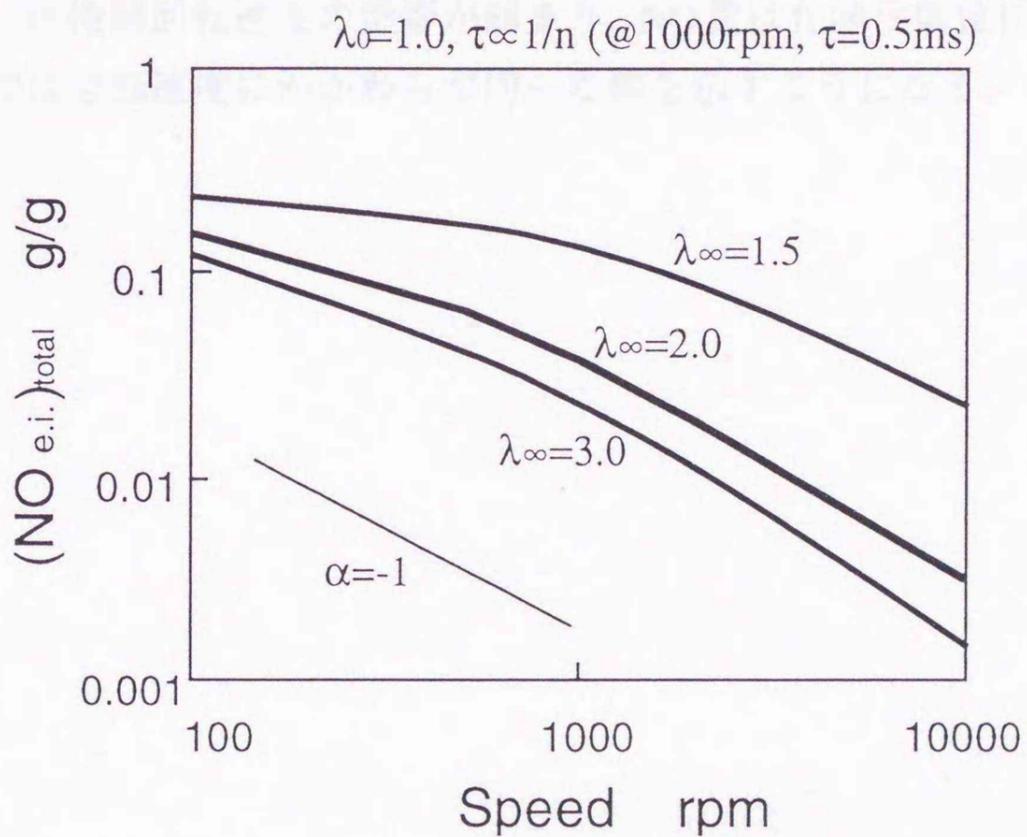


Fig.2-5 Overall NO change for engine speeds at the mixing condition shown at the top

に反比例したNO濃度となっていることがわかる。空気過剰率が1に近く、回転速度が遅い場合には傾きが小さくなっているが、これはNO濃度が次第に平衡に近づくためである。したがって要素の着火時期が20度と遅い場合には、10度のものに比べて反応有効時間が短くなるために、より低い回転速度で傾きがマイナス1に漸近し、機関回転速度に反比例する傾向を持つ。

一方、図2-5は図2-3に示すような熱発生率に対応させて、燃焼要素を順次形成し、それらの総和として求められる全体NO濃度の最終排出値である。ただし、 λ_{∞} はシリンダ内平均空気過剰率であり、各計算要素は機関回転速度に反比例した混合時間スケール τ で平均空気過剰率まで希釈されるものとしている。したがって熱発生率やシリンダ内圧力は λ_{∞} に対応し、図2-3とは異なっている。なお、 λ_0 は各計算要素の反応開始空気過剰率である。全体の空気過剰率が低い場合には化学平衡濃度により早く近づくためNO量は回転速度に対して傾きが緩やかとなるが、空気過剰率が高くなったり、もしくは回転速度が高くなるにつれて傾きがマイナス1に近づいている。

以上の結果より、相似機関におけるNO量はおおむね機関回転速度に反比例することが明らかになった。ただし、機関回転速度が遅い場合や空気過剰率が小さい場合には機関回転速度の影響が弱まり、NO量は化学平衡値に近づくので、相似機関では回転速度にかかわらず同一な値を示すようになる。

2.4 この章のまとめ

本章では、相似理論の課題について検討を行うと共に、NOの反応計算より明らかになったNOの生成特性と燃焼の相似性に基づいて、相似機関のNOの予測を行った。これは、今まで相似理論が燃焼のみにとどまっていたのに対して、新たにNO排出量の予測について提案を行ったものである。

その結果、相似機関のNO排出濃度は機関回転数に反比例することが明らかとなった。これにより、大形機関のNO排出濃度を模型実験から以下の式を用いて推定し得ることが明らかとなった。

$$[NO]_f = [NO]_m \times \frac{n_m}{n_f}$$

第3章 非定常な噴流および噴霧の内部構造比較

Comparison of internal structure for unsteady gas jet and spray

第3章 非定常な噴流および噴霧の内部構造比較

3.1 緒論

噴霧に関する基礎研究では、レーザー計測などによる技術的な進歩により、多くの知見が得られるようにはなってきたが、いまだに非蒸発噴霧と蒸発噴霧および気体噴流との類似性については明らかになっておらず、統一的な見解は示されていない。特にディーゼル燃焼が相似となるためには、まず噴霧燃焼において相似性が成立していなければならない。

そこで、本章ではディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対象とし、液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った⁽⁵⁴⁻⁵⁶⁾。ここでは、空気導入特性に関連の強い到達距離・広がり角のほか、内部構造としての速度分布ならびに渦度分布の比較を行った。その結果、周囲温度・燃料温度・周囲圧力などが上昇するにつれ、気体噴流との相似性が增大することが明らかになった。

3.2 実験装置および解析方法

3.2.1 大気圧条件における実験装置

大気圧条件における噴霧ならびに噴流火炎は、図3-1に示すような装置を用いて、高温空気雰囲気中に燃料を噴射することにより形成した。この直径200mmのガラス管内には出力約4.5kWの電気ヒータが設置されており、約0.3m/sで送風されている空気の温度を室温から400℃まで加熱可能になっている。また、ノズル近傍には輪状の小さなパイロットバーナを設置しており、この中に燃料を噴射することにより、着火を行った。

3.2.2 高温高圧条件における実験装置

高温高圧場での噴霧火炎の撮影は定容燃焼器内で行った。図3-2に定容燃焼器の模式図を示す。この装置は本体の両側に備えた石英ガラス窓から燃焼室

内部を観察することができる。高温高圧場の形成にはエチレンの予混合気の燃焼を利用し、燃焼完了後に大気中と同量の酸素が残存するように調整した。本体はステンレス製で耐圧30MPa、燃焼室容積235.6ccである。また燃料噴射用ノズルのほかに開弁圧を低く設定したダミーノズルを噴射系に取り付け、そのダミーノズルの針弁をエアシリンダーでロックすることによって単発噴射を実現した。また本体下部には圧力の異常上昇時に石英ガラスやバルブなどの破損を防ぐために開弁圧10MPaのリリーフ弁を取り付けてある。

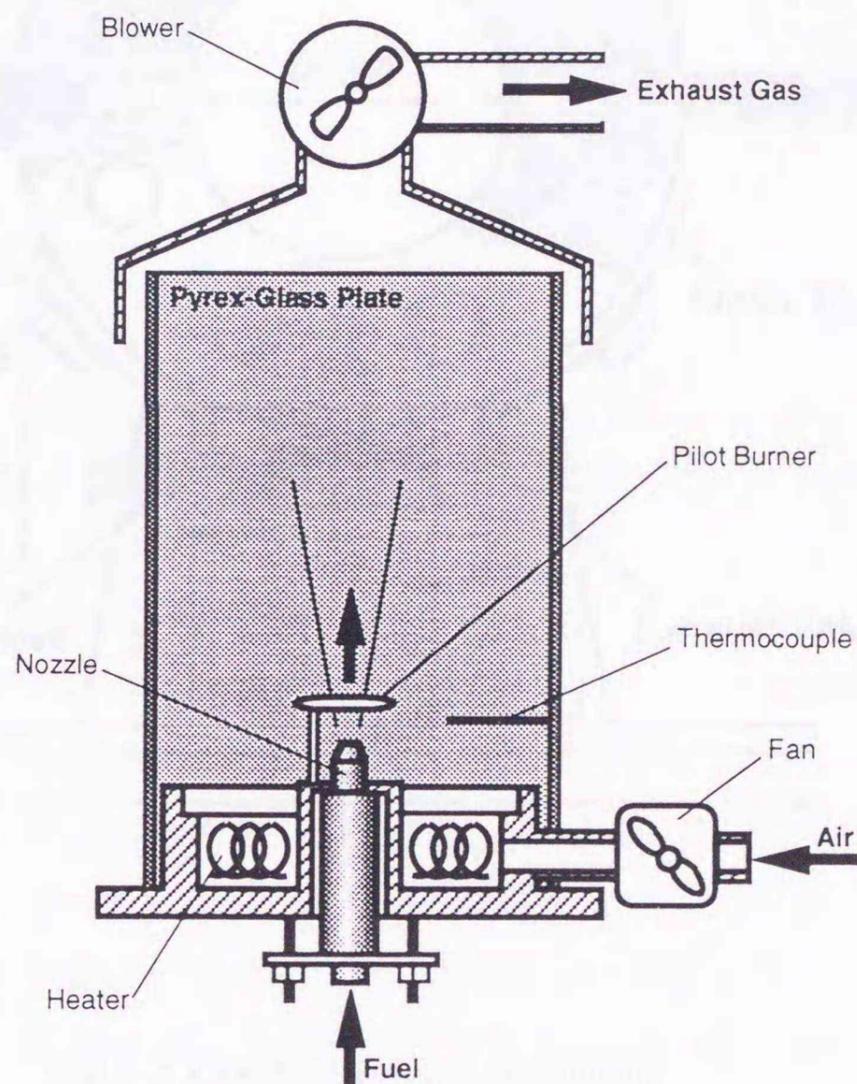


Fig.3-1 Experimental apparatus for high temperature

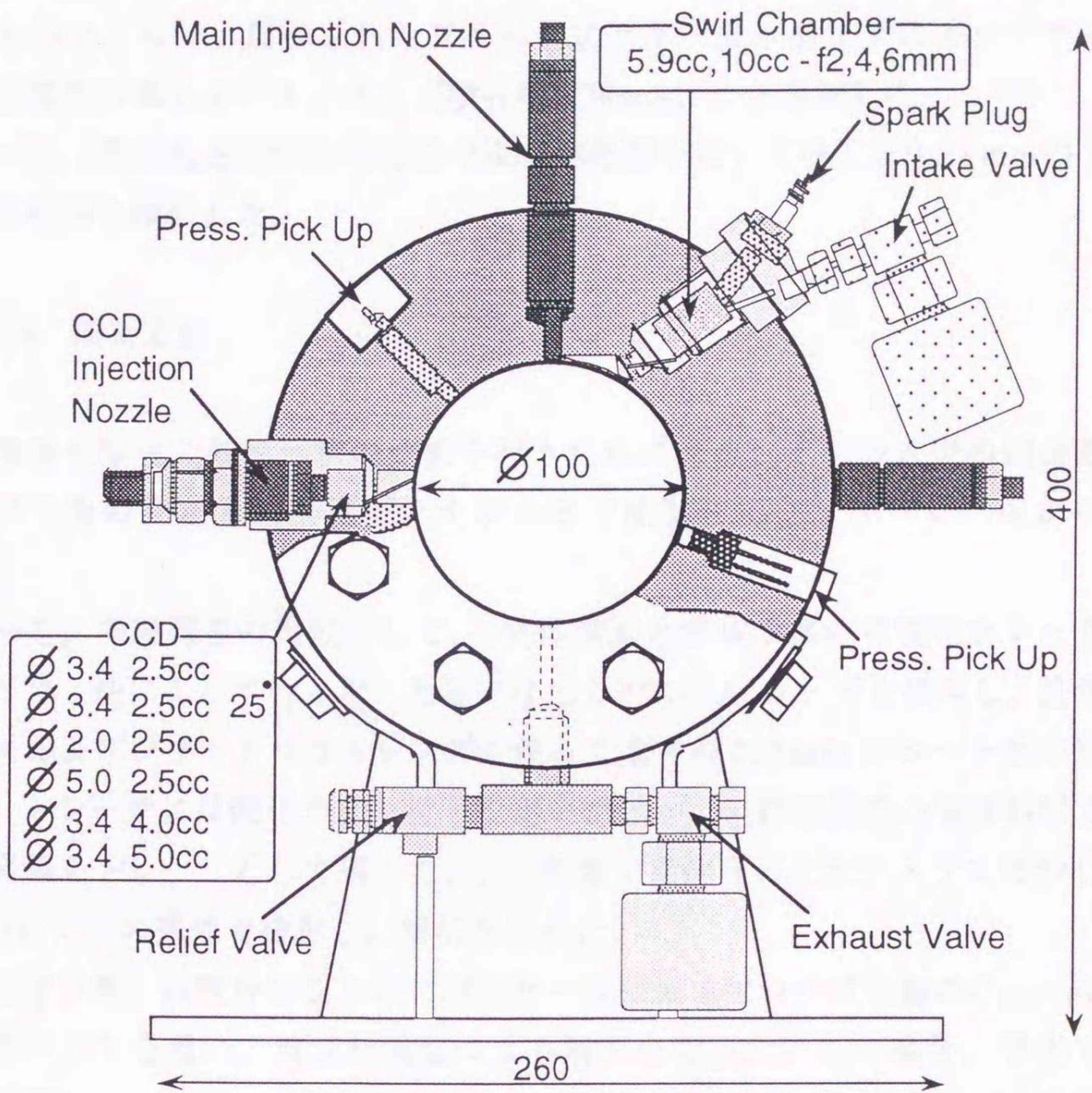


Fig.3-2 Constant volume combustor

3.2.3 気体燃料および液体燃料噴射

大気圧条件における実験では、気体燃料にはLPGおよび窒素ガスを使用し、噴孔径5.0mmもしくは0.6mmの噴射ノズルから噴射した。液体燃料には軽油を用い、モータ駆動されたジャーク式ディーゼルポンプによってディーゼル機関用の単孔ホールノズル（噴孔径0.28mm）から噴射した。

一方、高温高圧条件では先述の定容燃焼器を用いて噴孔径0.28mmのノズルから軽油を噴射した。

3.2.4 解析方法

噴霧や噴流の外形形状の比較を行うために、それぞれの火炎の到達距離、広がり角の測定を高速度ビデオカメラで撮影したシュリーレン像から行った。

一方、内部構造の比較として、気体噴流と液体噴霧の可視化をレーザトモグラフィ法によって行った。光源には出力4WのArレーザを使用し、長焦点レンズおよびシリンドリカルレンズを使って厚さ約0.5mmのシート光を形成した。トレーサには酸化チタン粒子を用いたほか、定容容器内の噴霧観察では噴霧自体をトレーサとして用いた。この映像を高速度ビデオカメラで毎秒13500-18000コマの速度で撮影し、解析を行った。

速度分布、渦度分布ならびに渦スケールはカノマックス社製のCurrent PIV解析ソフトを用い、濃度相関法により解析を行った。この場合、噴流では撮影視野24.5x23.0mm に対してマスク領域を約0.3mm角、噴霧では撮影視野90.0x78.9mm に対してマスク領域を約1.1mm角とした。また、気体噴流に対しては熱線流速計による測定も併せて行い、PIV法との比較を行った。

ノズル出口速度は計測された到達曲線の噴射開始点近傍における傾きから求めた。なお、液体噴霧の燃料密度は温度によらず一定としたほか、気体噴流の燃料密度は圧縮性流体の等エントロピー変化に対する理論式を用いてタンク内圧力と温度から求めた。

3.2.5 無次元化法

噴流と噴霧の実験による相似性の検討を行うには、燃料密度などの物性値および噴孔径・噴射速度などの条件が異なるため、このままでは単純に比較を行うことはできない。そこで各パラメータの無次元化を行い、それらの影響を排除する必要がある。本解析では無次元化した到達距離 x^* 、時間 t^* 、半径 r^* 、速度 u^* 、渦度 ω^* を次のように定義した。

$$x^* = \frac{x}{d_e} \quad (3.1)$$

$$t^* = \frac{t}{t_0} = \frac{u_0}{d_e} t \quad (3.2)$$

$$r^* = \frac{r}{d_e} \quad (3.3)$$

$$u^* = \frac{u}{u_0} \quad (3.4)$$

$$\omega^* = \omega t_0 \quad (3.5)$$

ここで u_0 はノズル出口速度 (m/s) , t_0 は代表時間 (s) である。また、 d_e は運動量が等価となる等価ノズル径 (m) であり次のように定義した。

$$d_e = \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} d_n \quad (3.6)$$

ρ_f : 燃料密度 (kg/m³)

ρ_a : 周囲雰囲気密度 (kg/m³)

d_n : ノズル径 (m)

Table.3-1 List for non-dimentionalizing

| | Ta (K) | P0 (atm) | $\sqrt{P_f / \rho_a}$ | u0 (m/s) | α |
|-------|--------|----------|-----------------------|----------|----------|
| Jet | 298 | 0.5 | 1.3 | 17.9 | 14.4 |
| | 373 | 0.5 | 1.5 | 18.8 | 14.9 |
| | 473 | 0.5 | 1.7 | 19.7 | 12.6 |
| | 298 | 0.8 | 1.3 | 23.3 | 15.9 |
| | 298 | 1 | 1.4 | 27.2 | 15.1 |
| Spray | | Tf (K) | | | |
| | 298 | 298 | 26.5 | 153.8 | 33.2 |
| | | 473 | 26.5 | 170.2 | 27.5 |
| | 373 | 298 | 29.6 | 150.9 | 32.6 |
| | | 473 | 29.6 | 181.8 | 29.3 |
| | 473 | 298 | 33.4 | 166.7 | 29.8 |
| | | 473 | 33.4 | 200.0 | 28.5 |
| | 573 | 298 | 36.7 | 145.5 | 23.5 |
| | | 473 | 36.7 | 164.4 | 12.9 |
| | 623 | 298 | 38.3 | 117.5 | 12.3 |
| | | 473 | 38.3 | 108.7 | 11.2 |
| | 673 | 298 | 39.8 | 94.0 | 13.7 |
| | | 473 | 39.8 | 96.0 | 12.8 |

3.3 実験結果および考察

3.3.1 外形形状の比較

表3-1は今回実験を行った条件に対する無次元化処理に用いた密度補正や噴出速度の値の一覧である。

図3-3はLPG気体噴流の到達距離を上述した方法により無次元化し、種々の噴射圧力および周囲気体温度について比較したものである。測定は高速度ビ

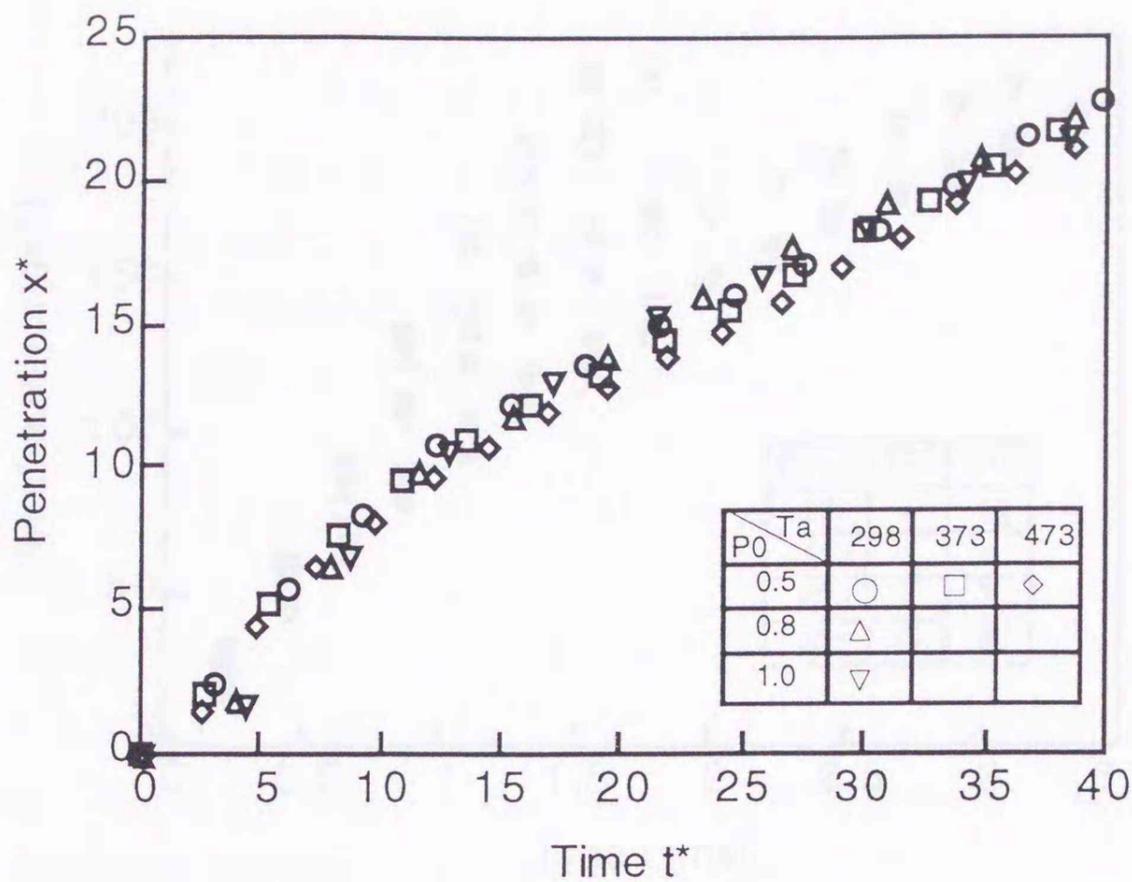


Fig.3-3 Non-dimentional penetrations of gas jet(LPG)

デオカメラで撮影したレーザーシュリーレン像から行った。この際の密度補正項および噴流出口速度は表3-1に示すとおりである。なお表中の α については後に説明する。

一般に良く知られているように、噴流の場合には噴射圧力によらずに相似的な発達挙動が示されており、装置ならびに計測法の妥当性を概ね確認することができる。また、この相似性は周囲気体温度 (T_a) が変化しても同様に成立していることがわかる。

一方、図3-4は液体噴霧の発達距離を実座標上にプロットした結果である。この場合、周囲空気温度 (T_a) および燃料温度 (正しくは高圧噴射管温度) (T_f) をそれぞれ変化させた。図から周囲気体温度および燃料温度が高くなるにつれて、到達距離が大幅に低下することがわかる。

これを上述した方法により、無次元座標上に表示した結果が図3-5である。図3-4においてバラバラであった点群が、2本の線上にきれいに並んでいることがわかる。また、そのうちの到達距離の小さな線は気体噴流のものと一致

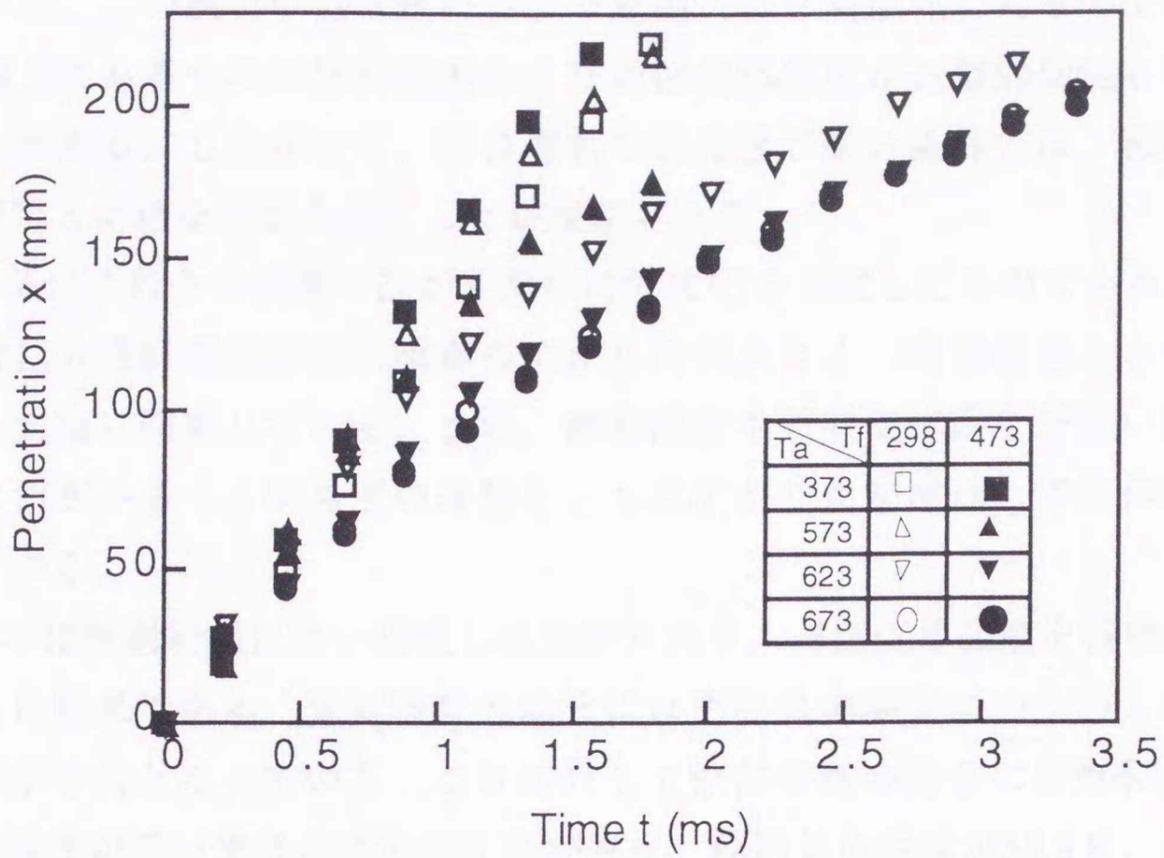


Fig.3-4 Spray penetrations with different fuel temperatures and ambient temperatures

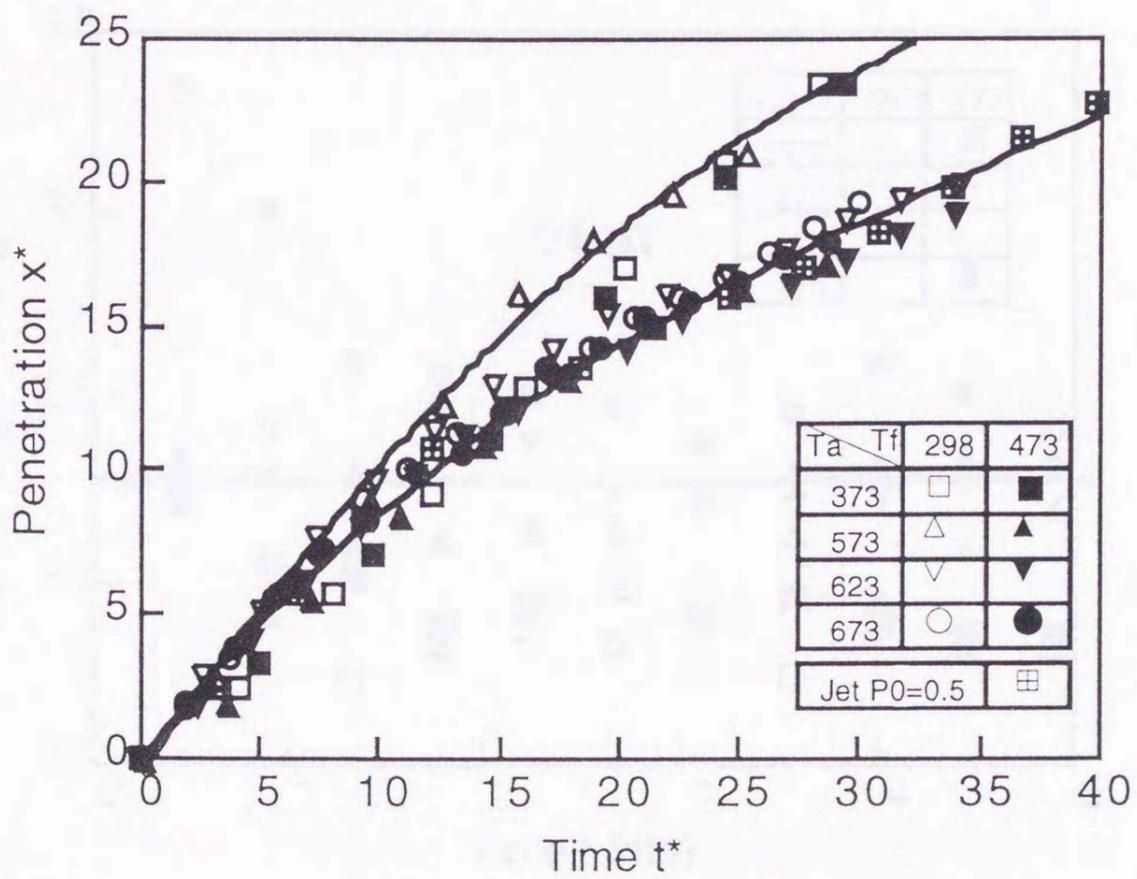


Fig.3-5 Comparison of non-dimensional penetrations for gas jet and spray with different fuel temperatures and ambient temperatures

している。この線上の点は燃料および周囲気体を高温化したものであり、他方の線上にあるものは燃料温度および周囲気体温度が比較的低温となっているものである。したがって、液体燃料の蒸発性が高い条件では、液体噴霧は気体噴流と同様な挙動を示すことが推察される。

図3-6はこれらの噴霧の広がり角の時間変化を比較したものである。いずれの場合にも噴射開始直後は噴霧の広がり角が大きく、時間経過とともに減少し、一定値に収束している。また、燃料温度や周囲気体温度が低い場合には広がり角が小さく、両温度の増加とともに広がり角が増加して気体噴流に漸近している。

図3-7は時間経過に伴い収束した広がり角を、周囲気体温度を横軸にとって比較した結果である。気体噴流の場合には周囲気体温度にかかわらず概ね一定の広がり角となっている。これに対して液体噴霧の場合には燃料温度や周囲気体温度が低い場合には広がり角が狭く、周囲気体温度が573K、燃料温度が473K以上に加熱されると、気体噴流の広がり角とほぼ同一となることがわ

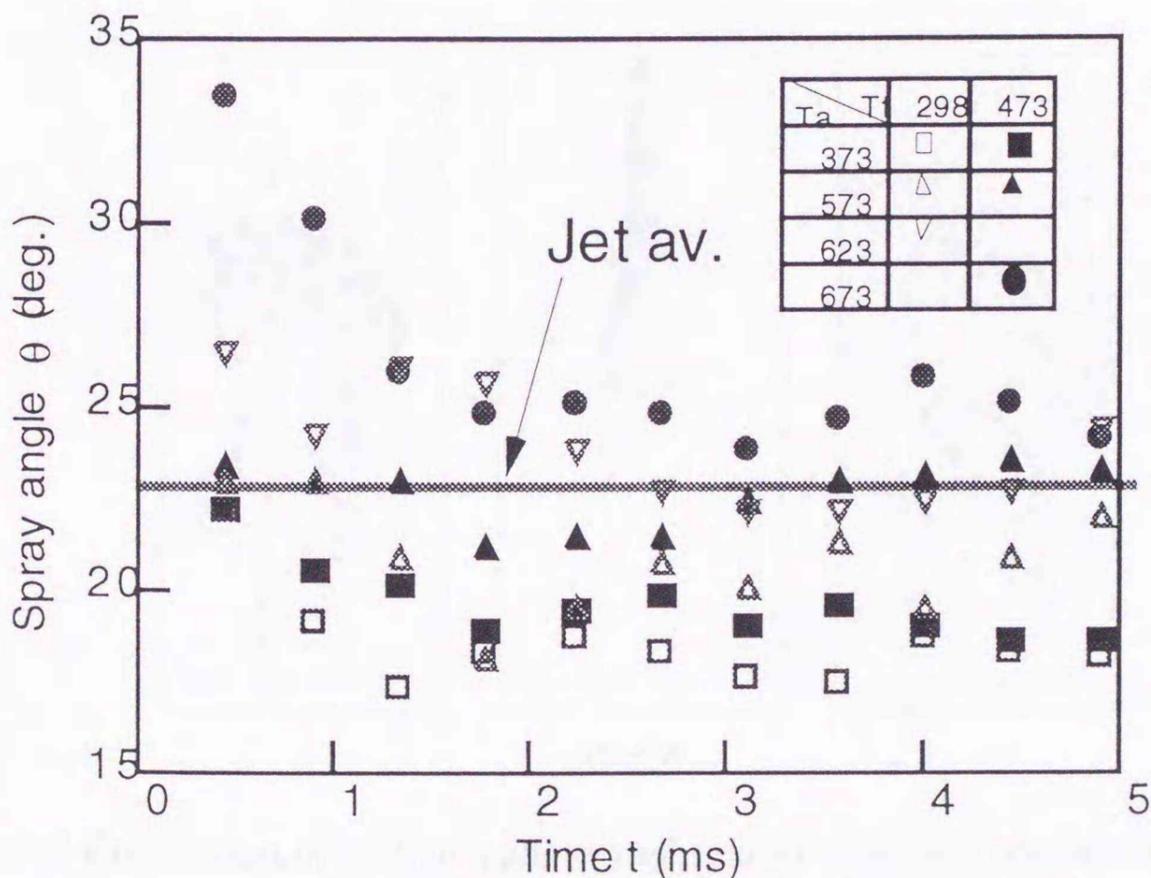


Fig.3-6 Spray angle changes with different temperature conditions

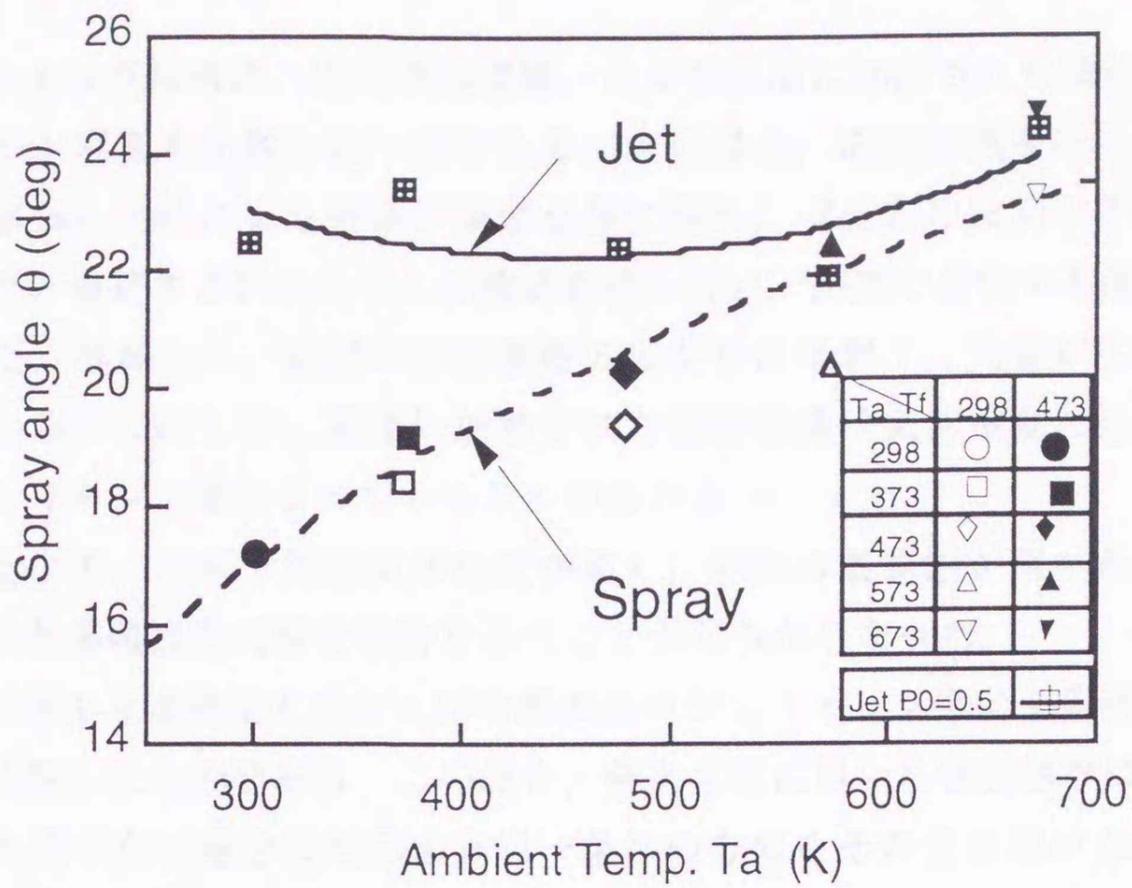


Fig.3-7 Comparison of spray angles for gas jet and spray

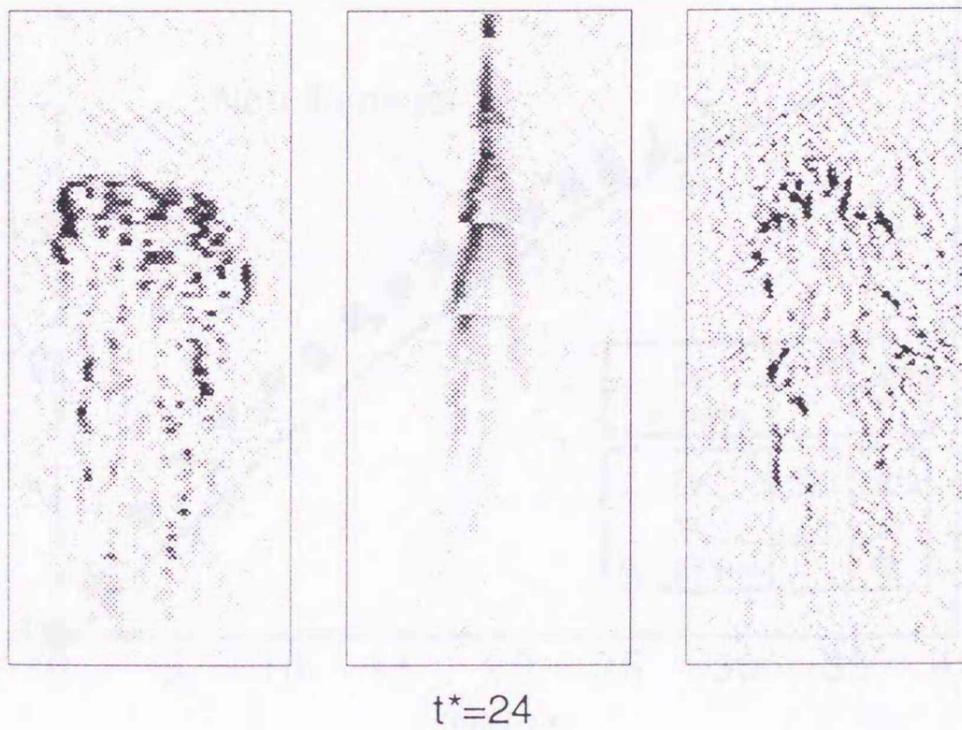


Fig.3-8 Comparison of schlieren photographs under unburned conditions
 Left : gas jet ($T_a=298K$), Center : spray ($T_a=298K, T_f=298K$),
 Right : spray ($T_a=673K, T_f=473K$)

かる。

図3-8は気体噴流，低温液体噴霧，および高温に加熱された液体噴霧のシュリーレン写真を比較した一例である。この場合，高温加熱を行ったものは，周囲気体の加熱により濃淡が視野全体に現れ，噴流との識別が不明瞭であったので，連続する2フレームの減算処理を行い，高速で変化する濃淡部分を強調した。写真から，低温の液体噴霧の広がりには細く，先端が尖った形状をしているのに対して，高温に加熱された液体噴霧は気体噴流と極めて類似したシュリーレン像となっていることがわかる。

以上より，燃料や周囲気体温度が高く，燃料の蒸発性が高い条件では液体噴霧は気体噴流と同様な挙動を示すことが明らかとなった。

次に図3-9は噴流火炎および噴霧火炎のシュリーレン像による到達距離の変化を比較したものである。この場合，無次元化に用いた噴射速度は図3-5において火炎のない場合に対応する同一条件のものをそのまま用いた。それらの値は，表3-1に示すとおりである。図には，火炎のない噴流に対する到達距離

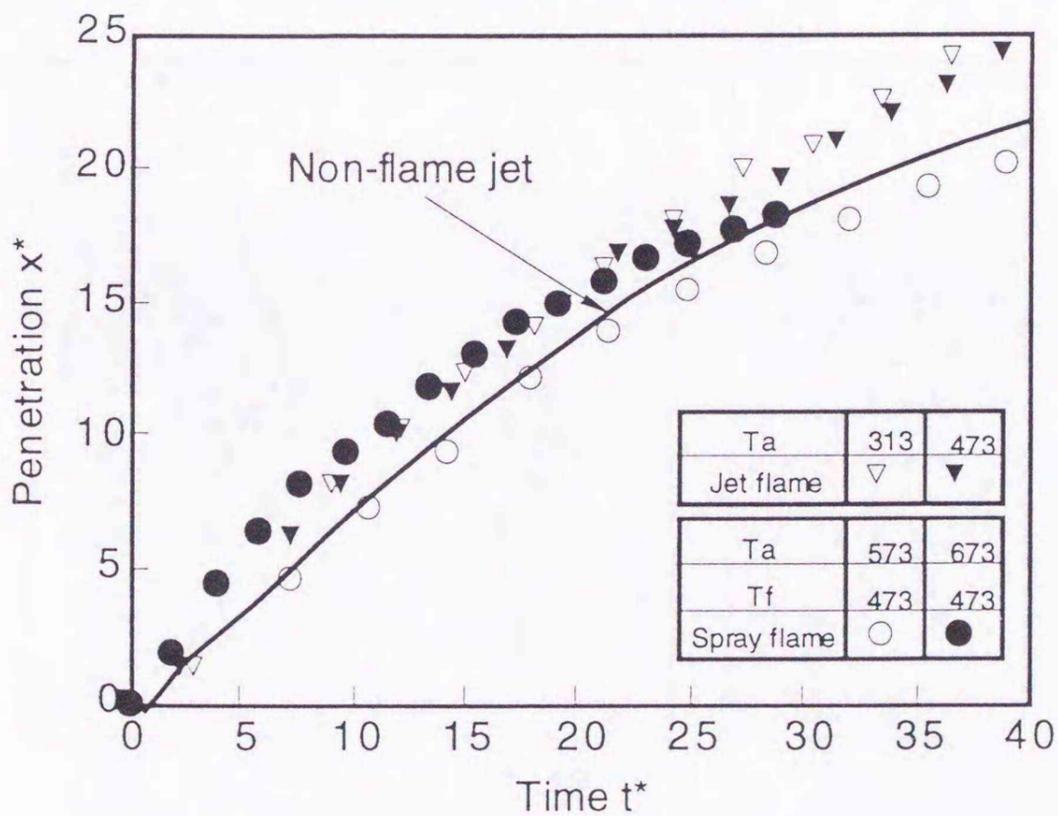


Fig.3-9 Comparison of penetrations for jet flame and spray flame

曲線を合わせて表示した。噴流どうしを比較した場合には、火炎の無い場合に比べ火炎がある場合には到達距離が若干長くなっている。これは燃焼による膨張効果により、噴霧の発達距離が増加したためと考えられる。一方、気体噴流火炎と加熱された液体噴霧火炎とを比較した場合には、概ね類似した発達曲線となっているものの、液体噴霧火炎の方が若干短い到達距離となっており、火炎の無い噴流の曲線にむしろ近くなっている。液体噴霧火炎と気体噴流火炎の無次元到達距離に影響する要因として、噴射速度 u_0 の見積もり誤差、点火のためのパイロット火炎の位置の差異（無次元座標上では気体噴流の方が下流に位置している）などが考えられるが、このほか、燃料の燃焼性もこの両者の差異に影響しているものと思われる。このように若干の差はあるものの、概略的な比較では液体噴霧火炎と気体噴流火炎はかなり類似した発達挙動を示すと言える。

図3-10は燃焼火炎のシュリーレン写真比較である。周囲気体加熱温度が低い場合には噴霧が着火しなかったため、比較的高温度に加熱された噴霧火炎像を提示した。やや低温の液体噴霧火炎は短い未発達な輪郭となっているの

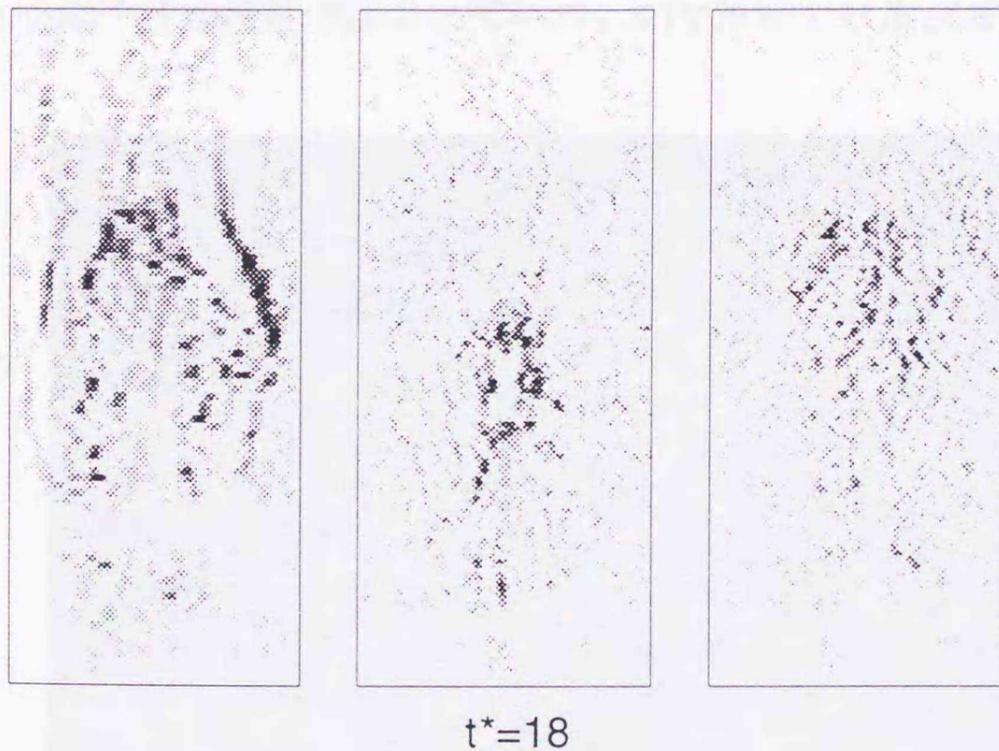


Fig.3-10 Comparison of schlieren photographs under burned conditions
 Left : gas jet ($T_a=298\text{K}$), Center : spray ($T_a=573\text{K}, T_f=473\text{K}$),
 Right : spray ($T_a=673\text{K}, T_f=473\text{K}$)

に対して，高温に加熱した際の液体噴霧火炎は気体噴流火炎とかなり類似したシュリーレン映像となっている。

なお，表3-1において示した α は x^2/t^* であり，到達距離が $t^{1/2}$ に比例して発達することを考慮して，到達距離の程度を表したものである。燃料や周囲気体温度が高い場合には α や広がり角が気体噴流のものと近似しており，上述した議論と対応している。また噴射速度 u_0 の測定に関し，今回の方法で求めた噴射速度が直接測定したものとどの程度対応しているか，今後検討する必要がある。

3.3.2 内部構造の比較

前節では到達距離と広がり角のように，外形的な比較を行ったが，本節では速度分布や渦度分布のような内部構造の比較をPIV解析により行った。

まず，噴霧と噴流の比較に先立ち，PIV解析精度について熱線流速計の結果と比較することにより検討した。測定対象には窒素ガス噴流を用いた。図3-11は噴射開始後3 m sにおける噴流断面のレーザートモグラフィ写真の一例であり，トレーサ粒子分布状態が示されている。PIV解析では高速度ビデオ上に撮



Fig.3-11 Picture of spray with laser tomography method

影されたこうした映像を用い、その空間相関法により行った。

図3-12は中心軸上の平均軸方向速度分布を比較した結果である。ノズル出口近傍ではPIV解析による速度が熱線による計測よりも低くなっているが、ノズルから20mm以上離れた領域では両者はほぼ一致した結果となっている。上流部においてPIVが低い流速を示したのは、トレーサー粒子をノズル出口近傍で横方向から気流中に混入したために、粒子が十分に気流と同一速度まで加速されていないこと、あるいは移動距離が大きいことによってPIVの空間相関が低下したことなどが原因と考えられる。

同様に図3-13はノズルから40mmの地点における半径方向の平均流速を比較したものである。この場合、PIV解析による中心速度が、図3-12と異なり熱線流速計よりも高く計測されている。これは平均化した対象データが図3-12と異なっており、サンプリングデータ数が少ないことによるバラツキや撮影視野の差異による影響が現れたためと思われる。PIVにより計測された平均流速は中央部で若干高く、中心から離れるにしたがって急速に流速が小さくなっている。これは周辺部ではトレーサー粒子が希薄で、空間相関による対応付けが低下したことにより一部起因するものと思われる。また熱線では方向が反転して変動する様な領域では平均流速が高めに計測されることも一因と推定さ

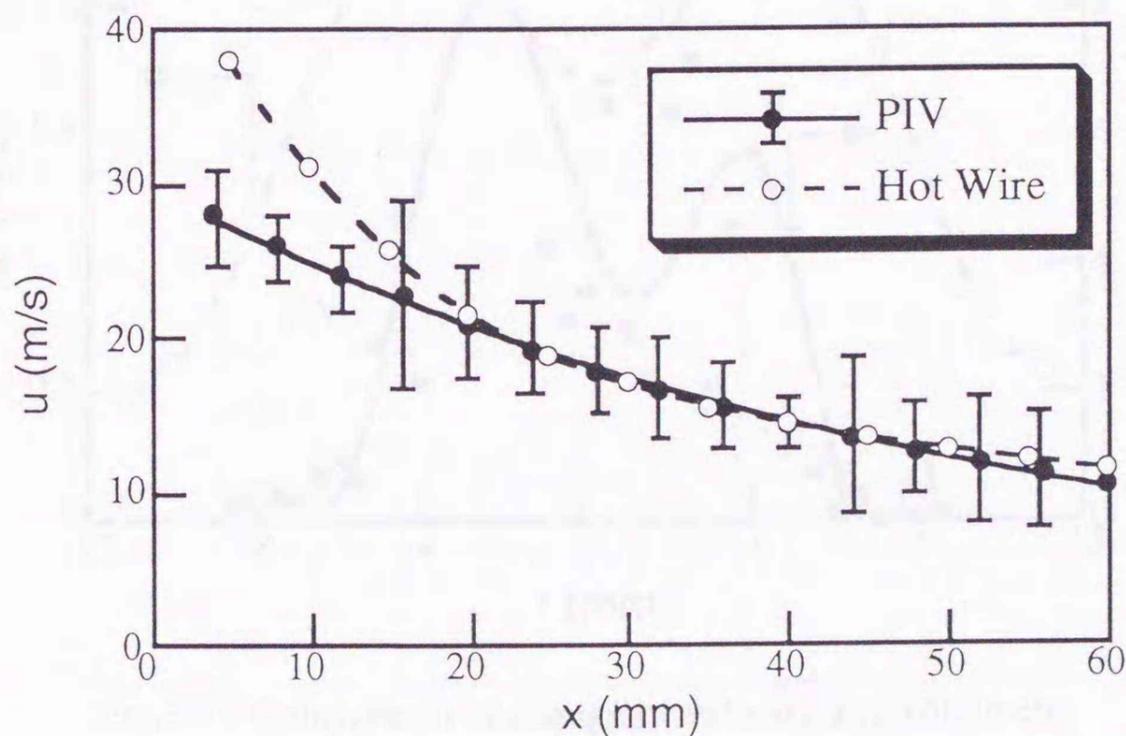


Fig.3-12 Comparison of velocities for PIV and hot wire method

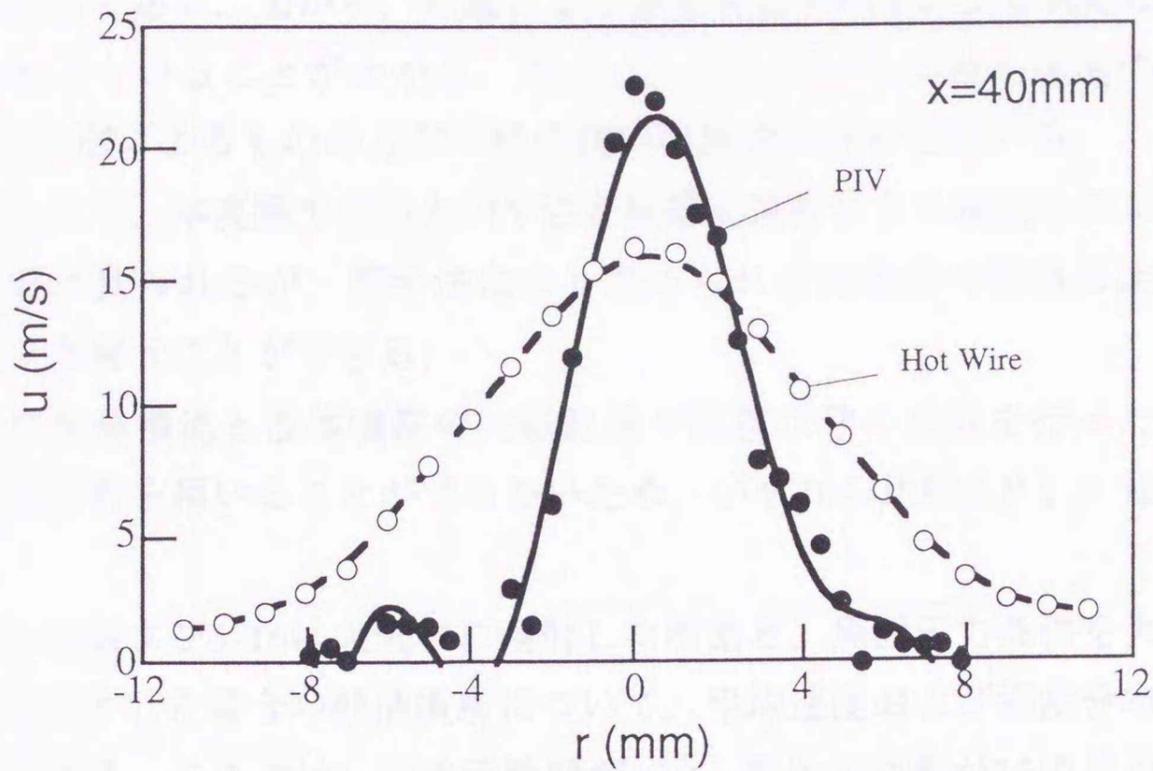


Fig.3-13 Comparison of velocities of radial direction for PIV and hot wire method

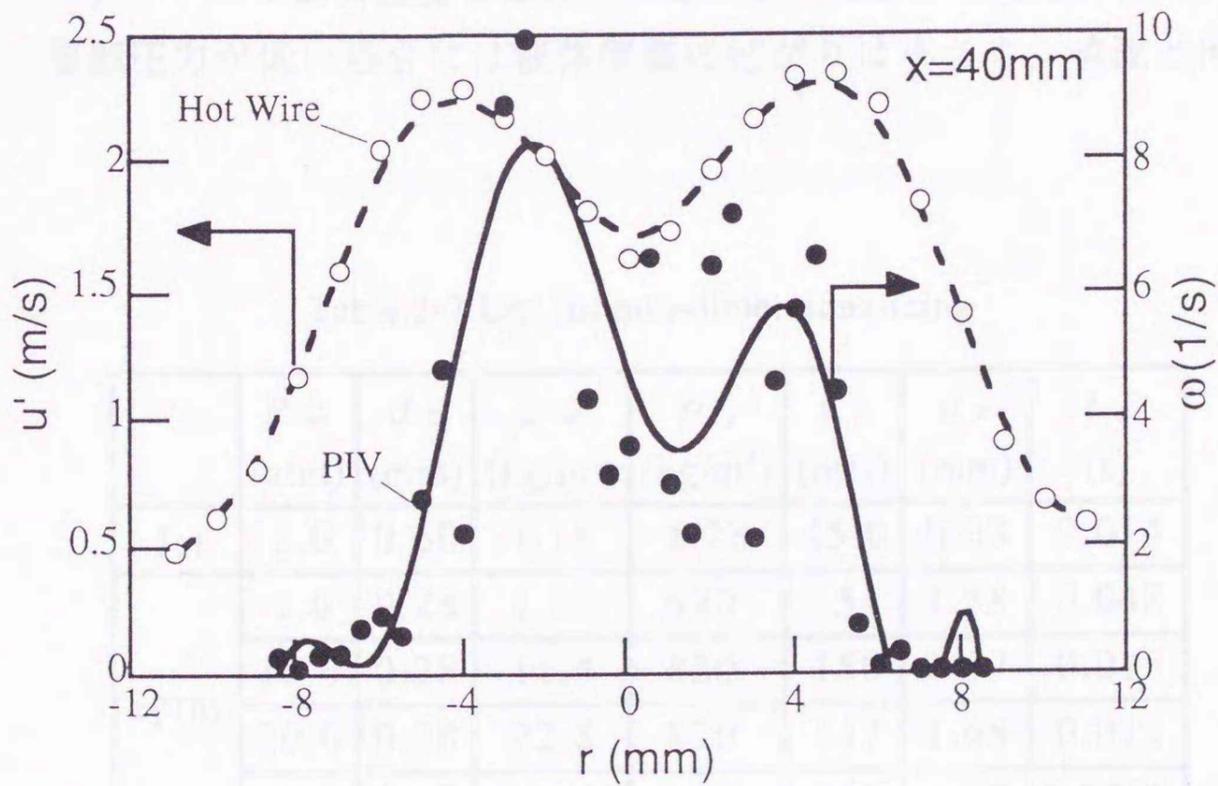


Fig.3-14 Comparison of change of velocity and volcimetry

れる。

一方、図3-14は熱線から計測した変動速度とPIVから計測した渦度とを比較したものである。図から、熱線による速度変動とPIVによる渦度は類似した分布となっていることがわかる。ただし、その拡がりには平均速度の場合と同様にPIV計測によるものの方が半径の狭い領域内に分布している。

以上より、本実験で行ったPIV法と熱線流速計による測定とでは計測結果に若干差が見られるが、両手法により求められる流動場の構造は比較的対応していると言いうことができる。

次に気体噴流と液体噴霧の内部流速や乱流状態の比較を行った。噴霧では熱線流速計を用いることができないため、いずれの比較もPIV法により行った。

図3-15および3-16は大気中に噴射した噴流と、周囲圧力条件を大気圧および10気圧とした場合の軽油噴霧について、平均速度および渦度分布を比較した結果である。ここでは、無次元時間が120、無次元距離が25の地点で半径方向の速度や渦度分布の比較を行った。なお、無次元化に用いた噴孔径、周囲気体密度およびノズル出口速度などは表3-2に示すとおりである。図に見られるように周囲圧力が低い場合には液体噴霧の拡がり小さく、噴流と同一な無

Table.3-2 List for non-dimentionalizing

| | P_{∞} (atm) | d_n (mm) | ρ_{∞} (kg/m ³) | ρ_f (kg/m ³) | u_0 (m/s) | d_e (mm) | t_0 (s) |
|-------|-----------------------|---------------|---|----------------------------------|----------------|---------------|--------------|
| Jet | 1.0 | 0.60 | 1.18 | 1.28 | 45.0 | 0.63 | 0.014 |
| Spray | 1.0 | 0.28 | 1.18 | 820 | 154 | 7.38 | 0.048 |
| | 10.0 | 0.28 | 11.4 | 820 | 150 | 2.37 | 0.015 |
| | 20.0 | 0.28 | 22.8 | 820 | 147 | 1.68 | 0.011 |
| | 30.0 | 0.28 | 34.3 | 820 | 143 | 1.37 | 0.0089 |

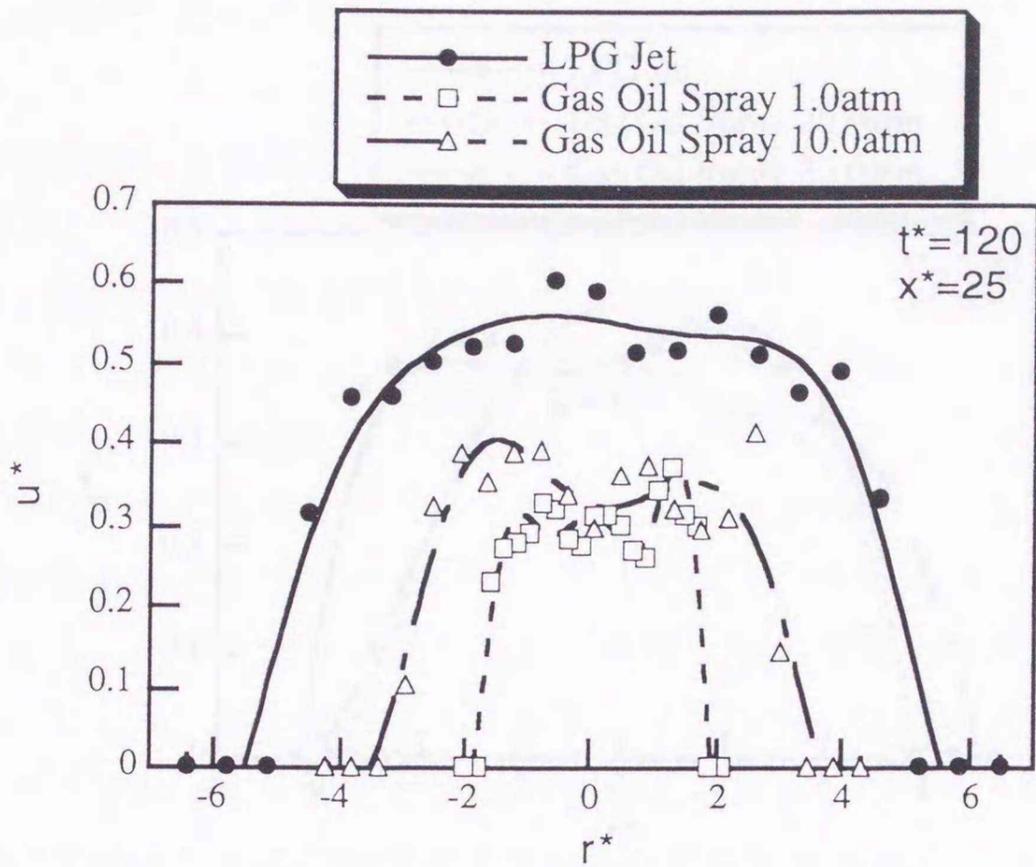


Fig.3-15 Comparison of velocities for gas jet (LPG) and sprays (Gas Oil) under 1.0atm and 10.0atm conditions

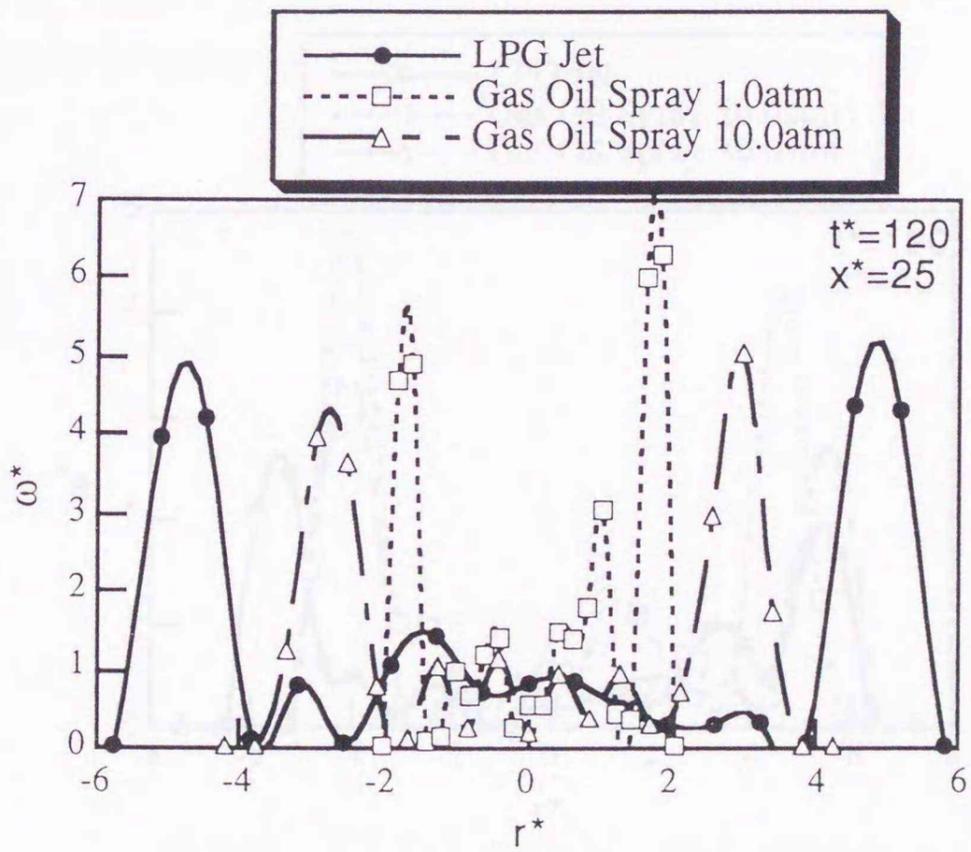


Fig.3-16 Comparison of vorticities for gas jet (LPG) and sprays (Gas Oil) under 1.0atm and 10.0atm conditions

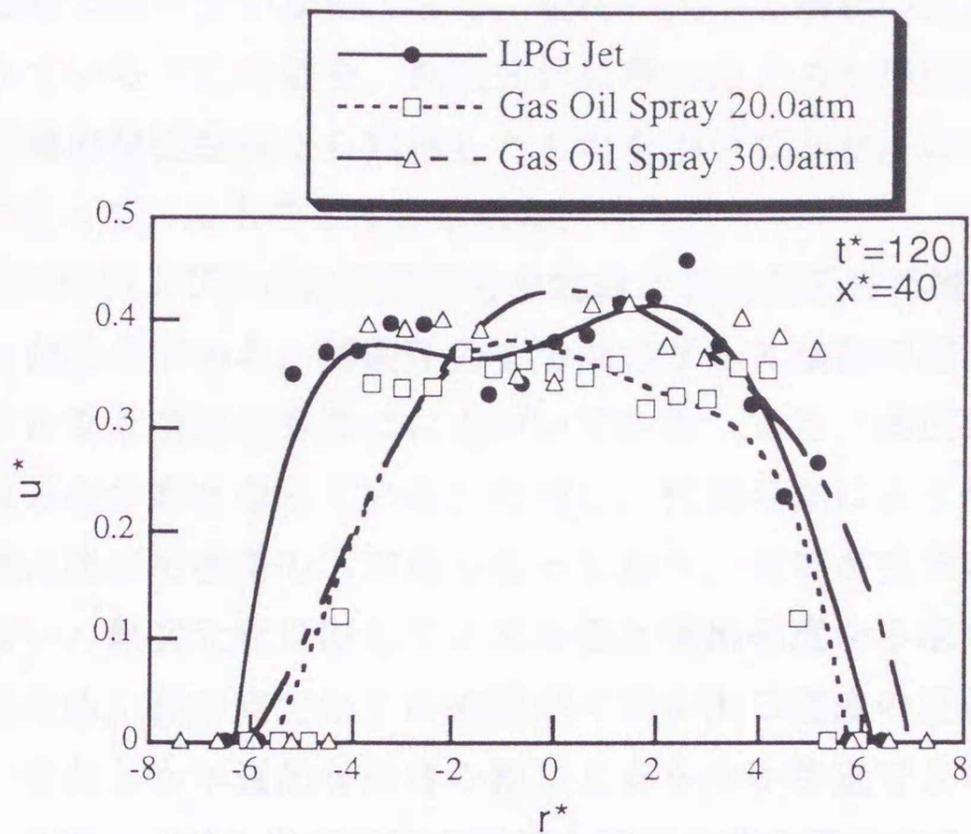


Fig.3-17 Comparison of velocities for gas jet (LPG) and sprays (Gas Oil) under 20atm and 30atm conditions

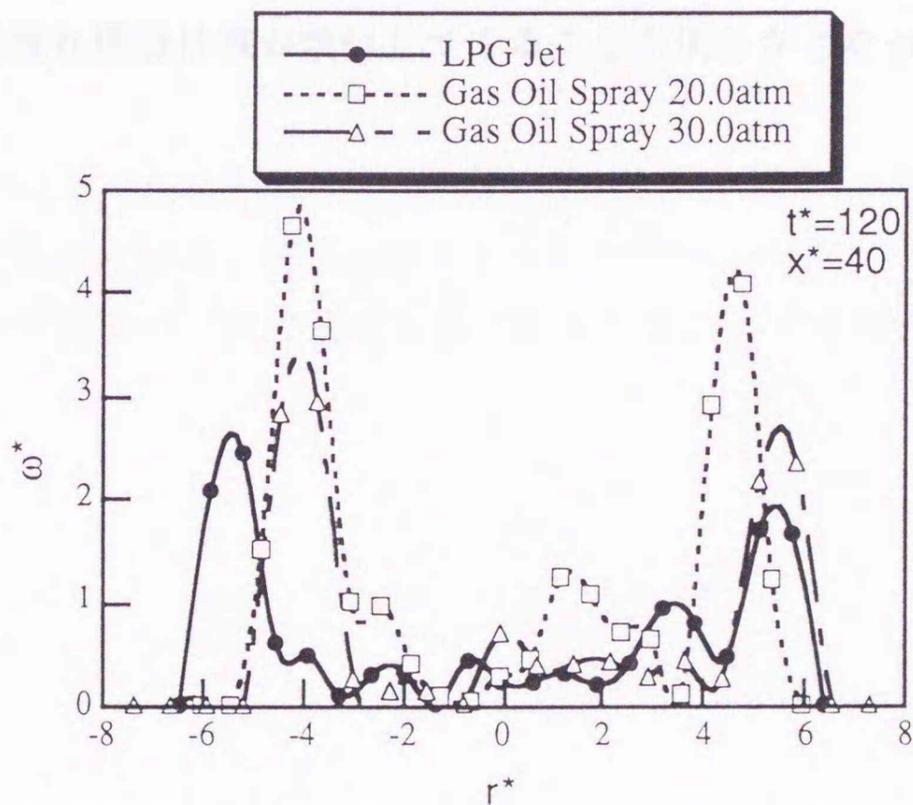


Fig.3-18 Comparison of vorticities for gas jet (LPG) and sprays (Gas Oil) under 20atm and 30atm conditions

次元速度分布となっていない。また、噴流に比べて噴霧の速度がかなり小さく計測されている。この場合、無次元化に用いたノズル出口流速は、先述の噴霧貫徹距離の発達曲線から類推したものをを用いており、この見積が一つの誤差要因になっているものと推定される。

一方、図3-17および3-18は周囲圧力を20および30気圧まで増加させ、同様な比較を行った結果である。周囲圧力を増加させると噴霧の拡がりが大きく、速度分布はかなり噴流のものに近づいている。また、渦度分布についてもかなり類似した分布となっている。ただし、代表時間により無次元化された渦度は噴流に比べて噴霧の方が高くなっており、両者が完全に一致しているとは言えない。無次元化に際してノズル径と噴出速度から求めた代表時間を用いているため、現時点ではこの差異がノズル出口速度の見積誤差に起因したのか、それとも本質的な両者の差によるものか特定できるまでには至っていない。今後、ノズル出口速度の正確な計測方法を確立するほか、PIV法の解析精度についても検討し、さらに多数のデータの平均化処理を行うことが必要と言える。

以上、十分に比較を行うに至らなかったが、周囲圧力が増加するにつれて噴流と噴霧の流れ構造は概ね類似してくることが明らかとなった。

3.4 本章における結論

ディーゼル燃焼が相似となる前提として、基礎的な噴霧火炎において、まず相似性が成立していることが必要である。そこで本章では、ディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対象とし、静止気体中に噴射した液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った。相似理論ではディーゼル燃焼は混合律則で進行することを基本仮定としているため、この点に特に着目し、空気導入特性に関連の強い到達距離・広がり角のほか、内部構造としての速度分布ならびに渦度分布の比較を行った。

本章で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

1. 周囲気体温度および燃料温度が高いような燃料の蒸発性が高い条件では、気体噴流と液体噴霧の到達距離曲線はかなり類似し、また燃焼火炎についても同様であった。一方、広がり角についても、燃料の蒸発性の高い条件では、液体噴霧の広がり角は気体噴流のもの（約23度）とほぼ同一となることが明らかとなった。

2. 常温下において周囲気体圧力を変化させ、PIV法により非定常な噴霧と噴流の比較を試みた結果、噴霧に対する周囲気体圧力が増大するにつれて、無次元速度分布や渦度分布が噴流のものに類似することが確認された。

第4章 DDM法を用いたディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

第4章 DDM法を用いたディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

Analysis on Simulation Characteristics of Diesel Sprays
with Discrete Droplet Model

第4章 DDM法を用いたディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

4.1 緒論

本研究の主要な目的の一つとして数値実験による燃焼の相似性の精度解析がある。そこで本章では、計算の実行に先立って、シミュレーション法自体の精度ならびに特性に関して検討を行った。

内燃機関における噴霧燃焼シミュレーションのほとんどはDDM法(Discrete Droplet Model法)を用いている。これは液滴の集合体であるパーセルを有限個噴射し、その軌跡をラグランジ的に追跡する一方、蒸発した気体をオイラー計算系に導入するものである。この手法は液滴から気体に変化する過程を表現できるほか、メッシュ条件にかかわらず境界条件を容易に設定できるなどの特徴を有している。また、この計算の性格上、非蒸発噴霧に対しては噴霧粒径や抗力および初期噴霧角の調整により、実際と合致したシミュレーションが可能であるが、ディーゼル燃焼火炎をシミュレートする際に最も重要なことは、蒸発噴霧中の空気導入が正しく計算されることである。実際、DDM法による噴霧計算では概して貫徹距離が短か目になる傾向があり^(30,31)、これを修正するために噴霧の分裂・合体に関するモデルや液柱部に関するモデルが多数提唱されている^(32,34)。しかし、蒸発の速い条件では液滴モデルは効果がなく、こうした条件では正しい空気導入計算がなされていないものと思われる。

したがって、現在提唱されている適当なモデルを用いることにより、ディーゼル燃焼を近似的にシミュレートすることは可能と思われるが、それがどの程度、サブモデル本来の概念に由来した結果であるか正しく認識しながら用いることは重要である。一方、現実の計算現場では実現象と異なっていることを認識しながらも、パラメータ調整によって実験結果に近似した結果を得たい場合が少なくない。こうした要求に対しても、良好な結果を得るためのパラメータ情報はほとんど共有されておらず、また体系だった計算特性の解析も十分になされていない。

そこで本章では、内燃機関の燃焼シミュレーションに最も多用されている

KIVA2コード⁽²⁹⁾を対象とし、DDM法の基本的な特性を明らかにすべく、噴霧サブモデルやノズル径の影響について調べたほか、計算メッシュサイズや噴霧粒径、噴霧抗力係数などの各種パラメータの影響について検討を行った⁽⁵⁷⁾。

その結果、計算結果はメッシュサイズに強く依存し、速度勾配の強い噴霧では極微細なメッシュサイズが必要なことが明らかとなった。ただし、実用範囲内の比較的大きなメッシュを用いても、非蒸発噴霧計算では噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角を調整することにより、実験結果と擬似的に一致した噴霧シミュレーションが可能となることが明らかとなった。

4.2 計算条件および方法

計算は図4-1に示すような軸対称二次元メッシュを用いて行った。ノズルは図にあるように底面中心に配置し、静止したガス雰囲気中へ鉛直上方に向け燃料を噴射した。計算は、この片側のみについて軸対称仮定のもとで行った。表4-1に本解析で用いた計算条件を示す。本解析ではKIVA2コードに組み込まれたDDM法をそのまま用いて計算を行った。この際、各種噴霧サブモデルの計算結果に及ぼす影響について調べたほか、メッシュサイズ、噴霧粒径、噴霧角、噴霧抗力係数、ノズル径などを変化させて検討を行った。

なお、種々の噴射条件の噴霧を比較できるように、第3章と同様、貫徹距離ならびに時間を以下のように無次元化して表示した。

$$x^* = \frac{x}{d_e} \quad t^* = \frac{t}{t_0} = \frac{u_0}{d_e} t$$

ここで、 u_0 は燃料噴射速度であり、 d_e は次に定義する等価ノズル径である。

$$d_e = \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} d_n$$

ただし、 ρ_f はノズル出口の燃料密度、 ρ_a は雰囲気中のガス密度、 d_n はノズル径である。

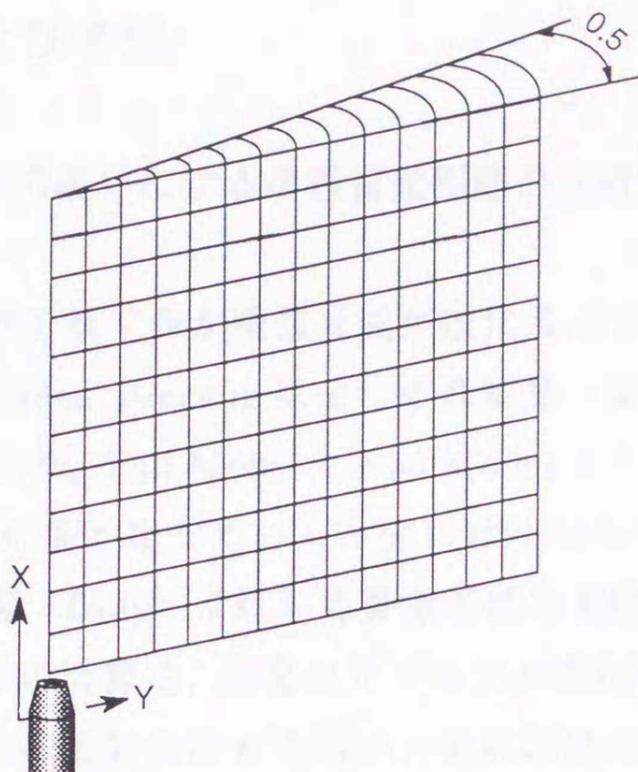


Fig.4-1 Mesh geometry

Table.4-1 Computational conditions

| | A | B | C |
|----------------------------------|-----------------|----------------|----------------|
| | Non-evaporating | | Evaporating |
| Mesh geometry | Cylindrical | | |
| Cal. space (mm) | 50x150 | 100x200 | 30x150 |
| Fuel | $C_{16}H_{34}$ | $C_{13}H_{28}$ | $C_{16}H_{34}$ |
| Fuel density (kg/m^3) | 830 | 756 | 830 |
| Injection velocity (m/s) | 200 | 166 | 200 |
| Nozzle diameter (mm) | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| Initial droplet dia. (μm) | 20 | 20 | 20 |
| Initial spray angle (deg.) | 20 | 20 | 20 |
| No. of Parcels | 3000 | 3000 | 3000 |
| Amb. press. (MPa) | 1.6 | 1.49 | 1.6 |
| Amb. temp. (K) | 293 | 293 | 873 |
| Amb. gas | N_2 | N_2 | N_2 |

4.3 計算結果および考察

4.3.1 噴霧サブモデルの違いによる噴霧貫徹距離の比較

図4-2は、各種噴霧サブモデルが噴霧貫徹距離に及ぼす影響を調べたものである。図中の Evap, Colide, Breakup はそれぞれ蒸発、衝突・合体、分裂のサブモデルによる結果であり、Full Model と Non Model はそれらを全て含む場合と全く含まない場合の結果となっている。図には小林ら⁽¹²⁾の非蒸発噴霧 (Non Evap) および蒸発噴霧 (Evap) に対する貫徹距離の実験値も、比較のために併せて表示した。ここでの計算は、蒸発のサブモデルを加えた Evap と Full Model による計算では表 4-1 の蒸発条件 C を用い、それ以外の計算では非蒸発条件 A を用いた。計算メッシュサイズは 1mm の正方形メッシュとした。

これを見ると、分裂のみと分裂および衝突・合体のサブモデルを含んだ2ケースの計算で、噴射初期に貫徹距離が若干短くなっているが、噴射後半ではその傾きは逆転し、Full Model による計算以外の貫徹距離は、ほとんど同程度となっ

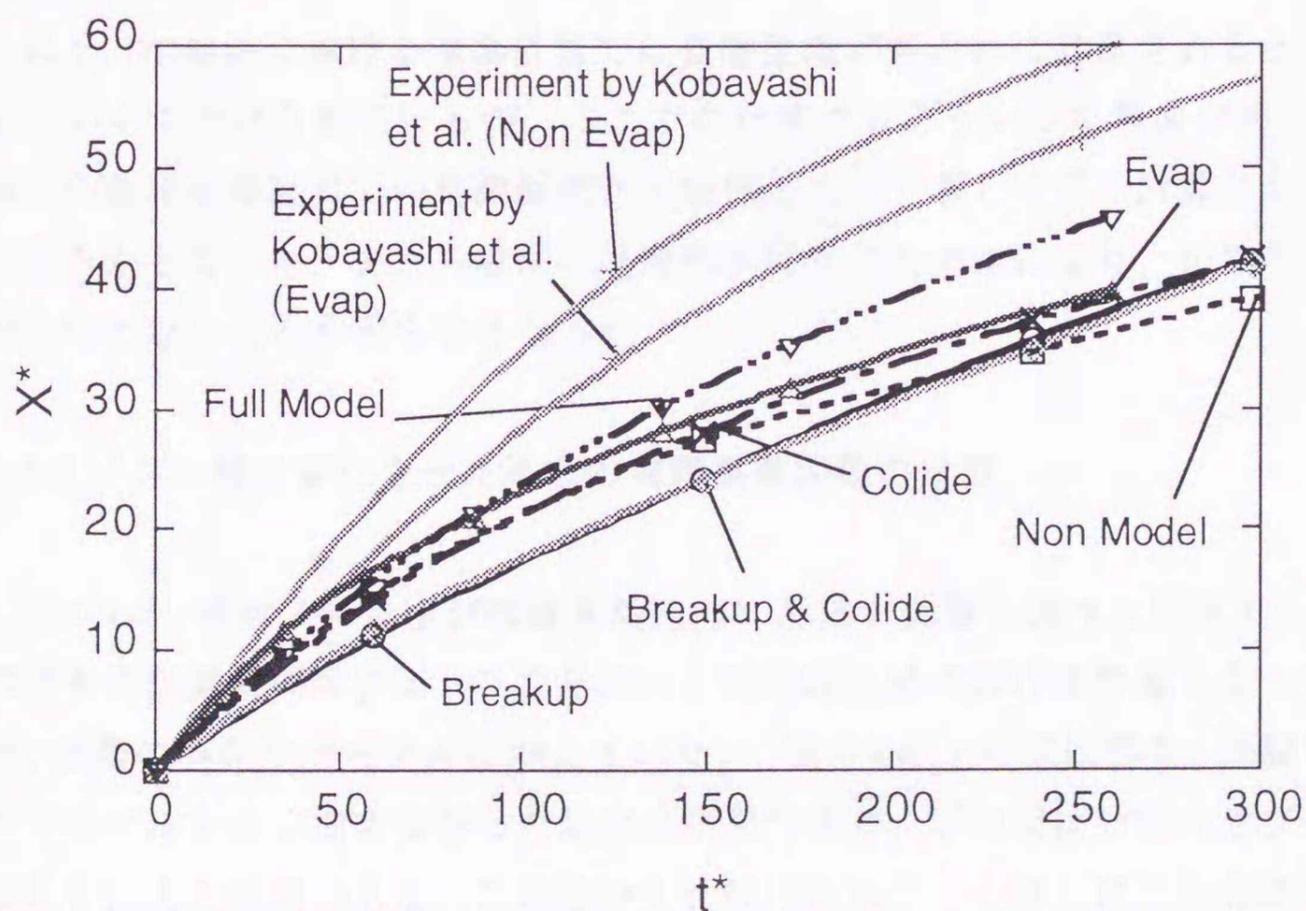


Fig.4-2 Comparison of penetrations for spray submodels

ているのがわかる。一方、Full Modelの計算では、噴射後半の貫徹距離が他のケースと比べ長くなることがわかる。

非蒸発噴霧計算である分裂や合体などのサブモデルを加えた計算結果と、小林らの非蒸発噴霧の実験結果を比較すると、いずれの計算の場合にも貫徹距離が著しく短くなっていることがわかる。また、非蒸発噴霧と同様、蒸発やFull Modelによる蒸発噴霧計算の結果と、蒸発噴霧による実験結果を比較した場合にも、非蒸発噴霧ほどの違いはないものの、ここでも貫徹距離は短く計算されていることが確認できた。

図4-3は図4-2に対応した各サブモデルを加えた場合の噴霧の発達経過を、パーセル分布で比較したものである。いずれの場合も燃料噴射開始から3ms経過している。貫徹距離は類似の値を示していても噴霧の発達形状は特徴的なものも多く、例えば分裂モデルを加えた計算では、噴霧の先端が尖った形状のまま、噴射方向に長く伸びた噴霧形状となっている様子が観察できる。この先端が尖った形状は、第3章の図3-8における低温液体噴霧の発達形状に非常によく似たものとなっている。一方、Full Modelの計算では、噴霧上流部の液柱と考えられる液滴が密となった所での形状が非常に特徴的であり、細長く直線的な形状となっている。

以上、DDM法における噴霧計算では貫徹距離が短かめに計算されるという報告がいくつかなされているが、ここでの計算でもそういった現象が再現され、特に非蒸発噴霧計算での貫徹距離が実験値と比べて著しく短く計算されることが明らかとなった。また、噴霧の発達形状はサブモデルにより、かなり異なったものとなることも明らかとなった。

4.3.2 ノズル径を変化させた場合の噴霧貫徹距離の比較

図4-4は、噴射ノズル径が噴霧貫徹距離に及ぼす影響を調べた結果である。この場合の計算条件は表4-1のCを用いた高温高圧場における計算となっているが、噴霧の蒸発サブモデルは加えていない。図4-4の上の図は蒸発、分裂などのサブモデルを全く加えなかった場合の結果であり、下の図は分裂のサブモデルのみを加えた結果である。この場合も比較のために、小林らによる非蒸発噴霧

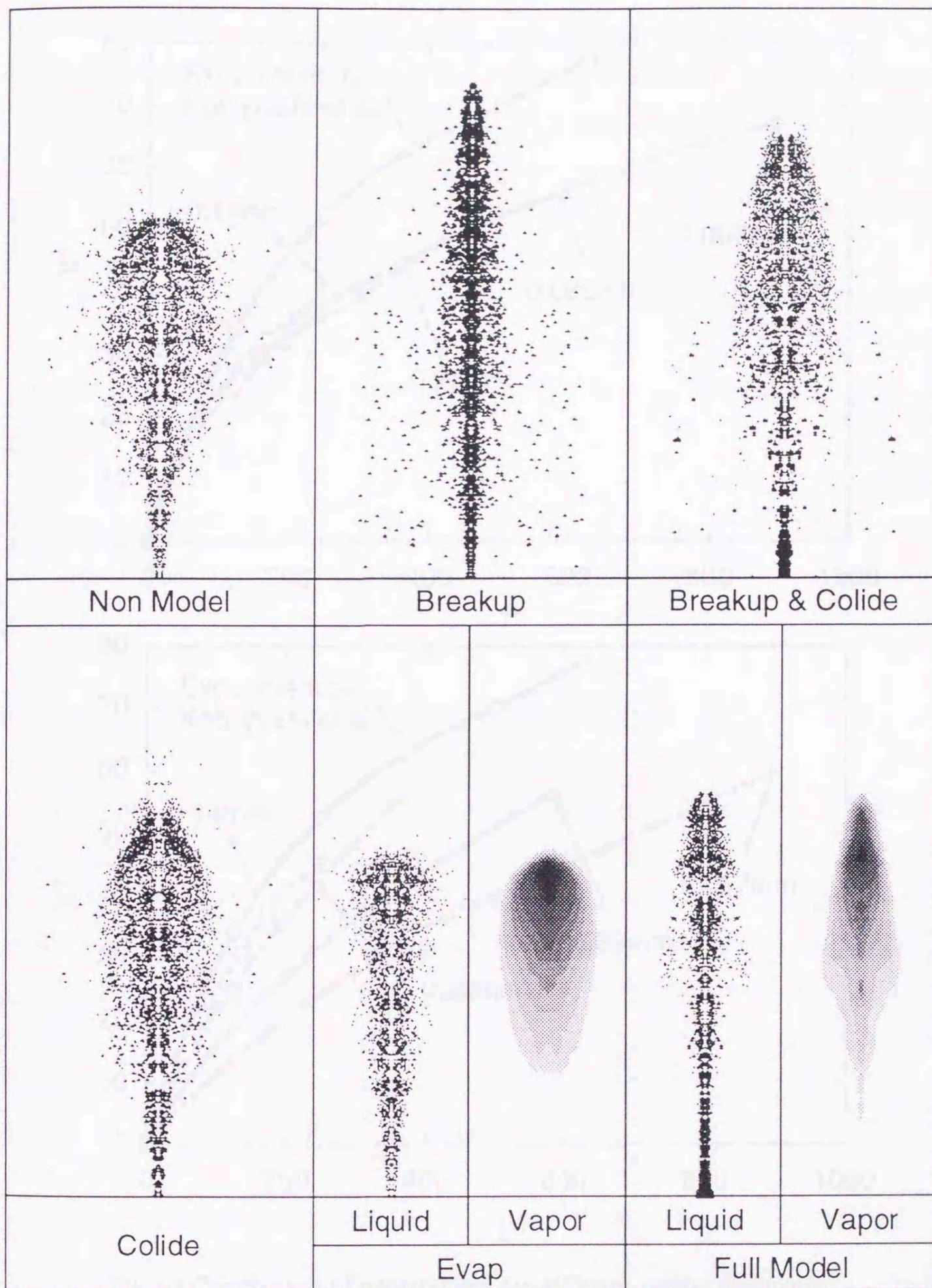


Fig.4-3 Comparison of droplet distributions for spray submodels

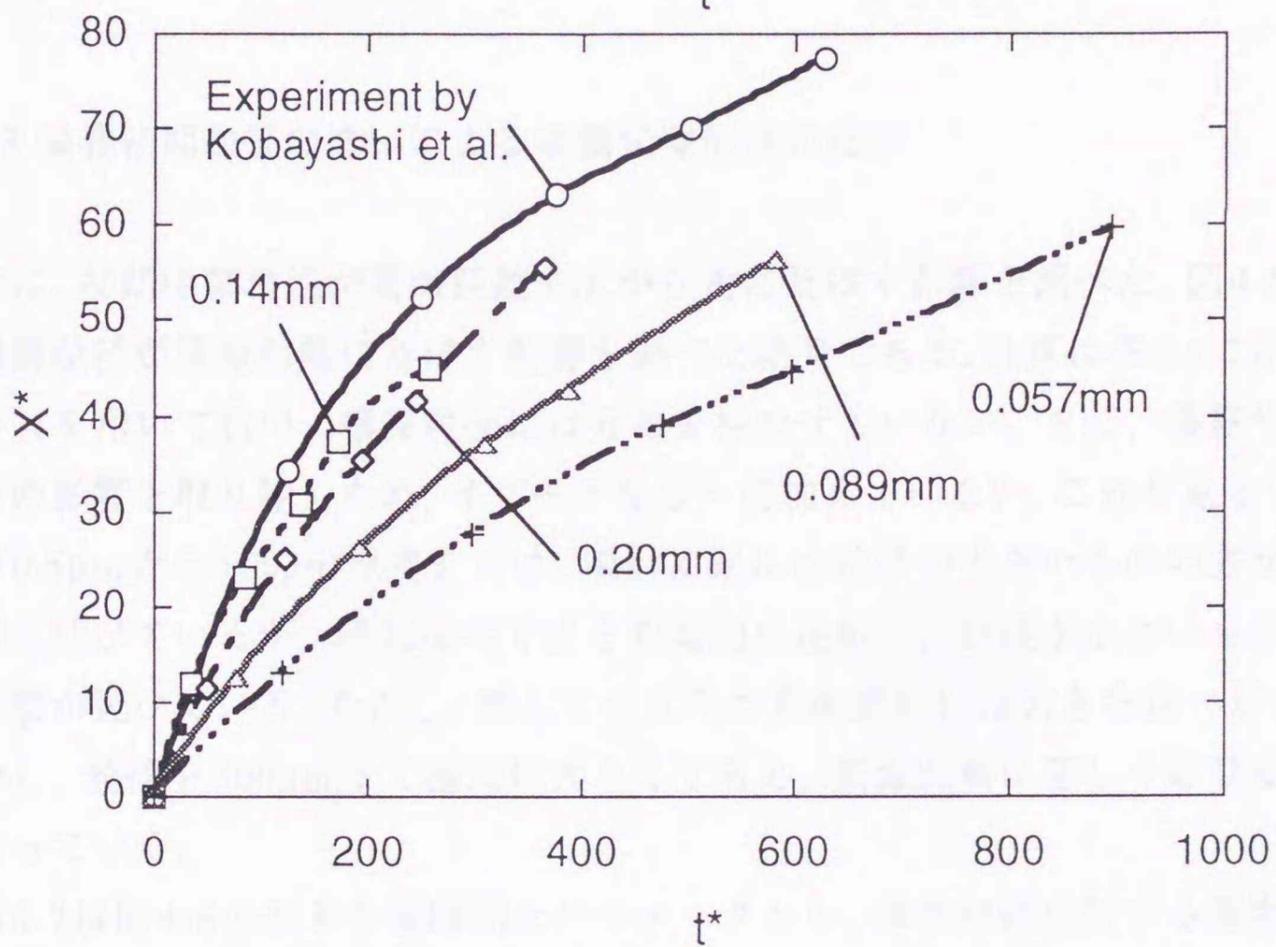
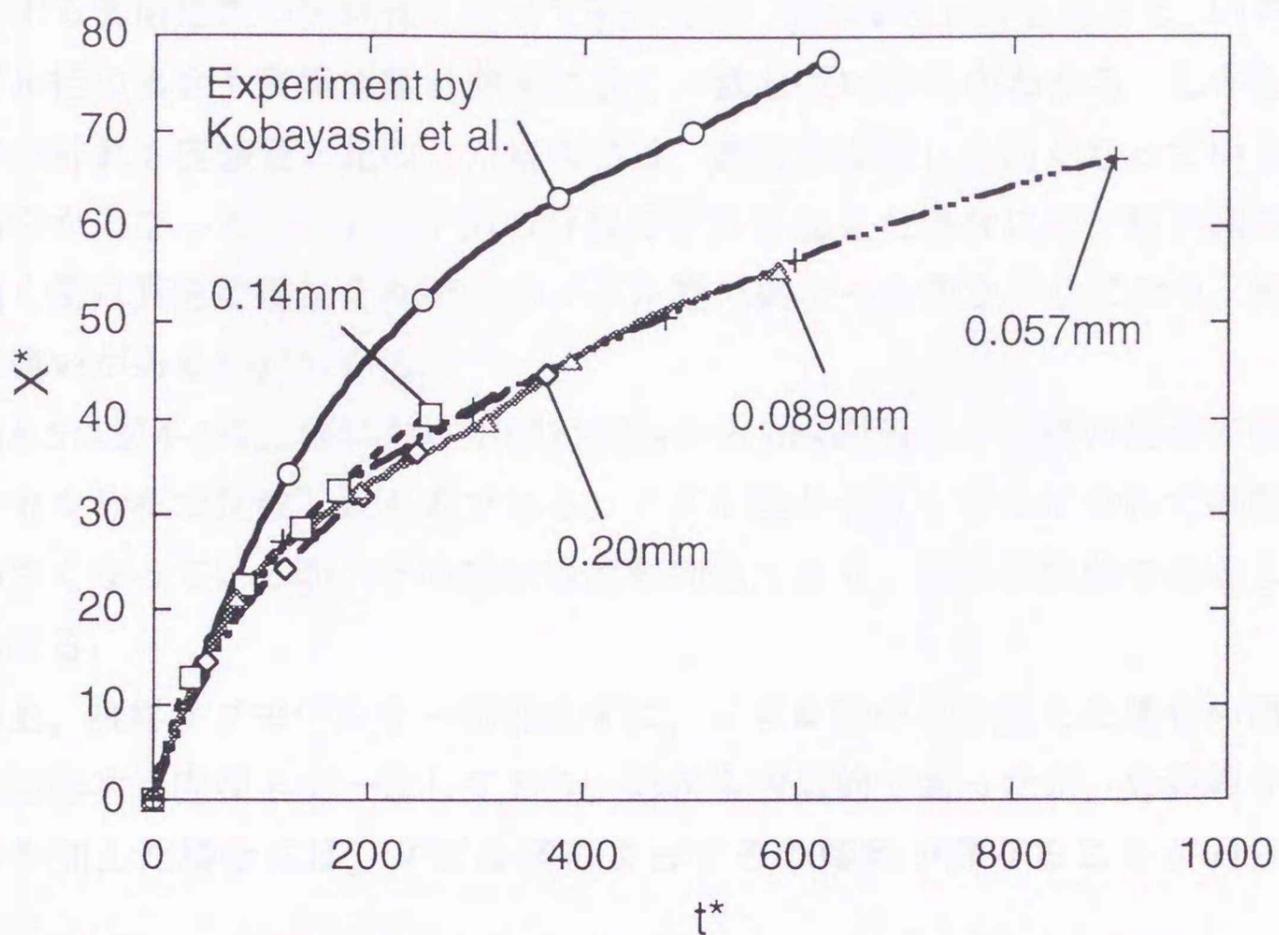


Fig.4-4 Comparison of penetrations for different nozzle diameters
(Upper : w/o breakup model, Lower : with breakup model)

に対する貫徹距離の実験値も併せて表示した。図4-4の上図を見ると、いずれのノズル径の場合も貫徹距離は非常に良く一致しているのがわかる。しかし、ここでの計算も実験値と比較した場合には、貫徹力は著しく弱くなっていることが明らかとなった。一方、下図の分裂モデルを加えた場合には、粒子径の影響を強く受け貫徹距離はそれぞれのノズル径で異なった値を示しており、発達傾向に違いがあるのがわかる。

図4-5は図4-4の上図における噴射開始から3ms経過後の噴霧の発達の様子をパーセル分布で比較したものである。ノズル径が小さくなるにつれて噴霧分布も小さくなっているが、その形状は比較的似ており、概ね相似的であるように思われる。

以上、噴霧サブモデルを一切加えずに、ノズル径のみを変えた場合の噴霧の発達は無次元座標上で一致しており、形状も相似的であったが、分裂のサブモデルを加えた場合には、ノズル径によってその傾向が異なることが明らかとなった。

4.3.3 噴霧初期粒径の違いによる噴霧発達形状の比較

次に、初期噴霧粒径が貫徹距離や広がり角に及ぼす影響を調べた。図4-6は初期噴霧粒径が貫徹距離に及ぼす影響を調べた結果である。計算は表4-1に示した条件Aを用いて行い、噴霧粒径には分布を持たせていない。また、噴霧サブモデルの影響を取り除くため、サブモデルも一切加えていない。これを見ると、粒径が $0.5\mu\text{m}$ から $100\mu\text{m}$ 程度までは、噴射初期には粒径が大きいものの方が貫徹距離は延びているが、噴射後半ではその傾向は逆転し、粒径が小さいものの貫徹距離が延びている。ただし、概してそれらの貫徹距離には大きな違いがない。しかし、粒径を $500\mu\text{m}$ まで極端に大きくすると、貫徹距離は著しく延びる結果となっている。

図4-7は図4-6の結果を実時間をパラメータとし、噴霧粒径に対する貫徹距離の関係に整理し直したものである。これより、時間が経過するにつれ、噴霧粒径が $20\mu\text{m}$ 程度の所で到達距離が最小となることがわかる。図4-8では、これらの噴霧の発達の様子について、噴射開始から3ms経過した時のパーセル分布に

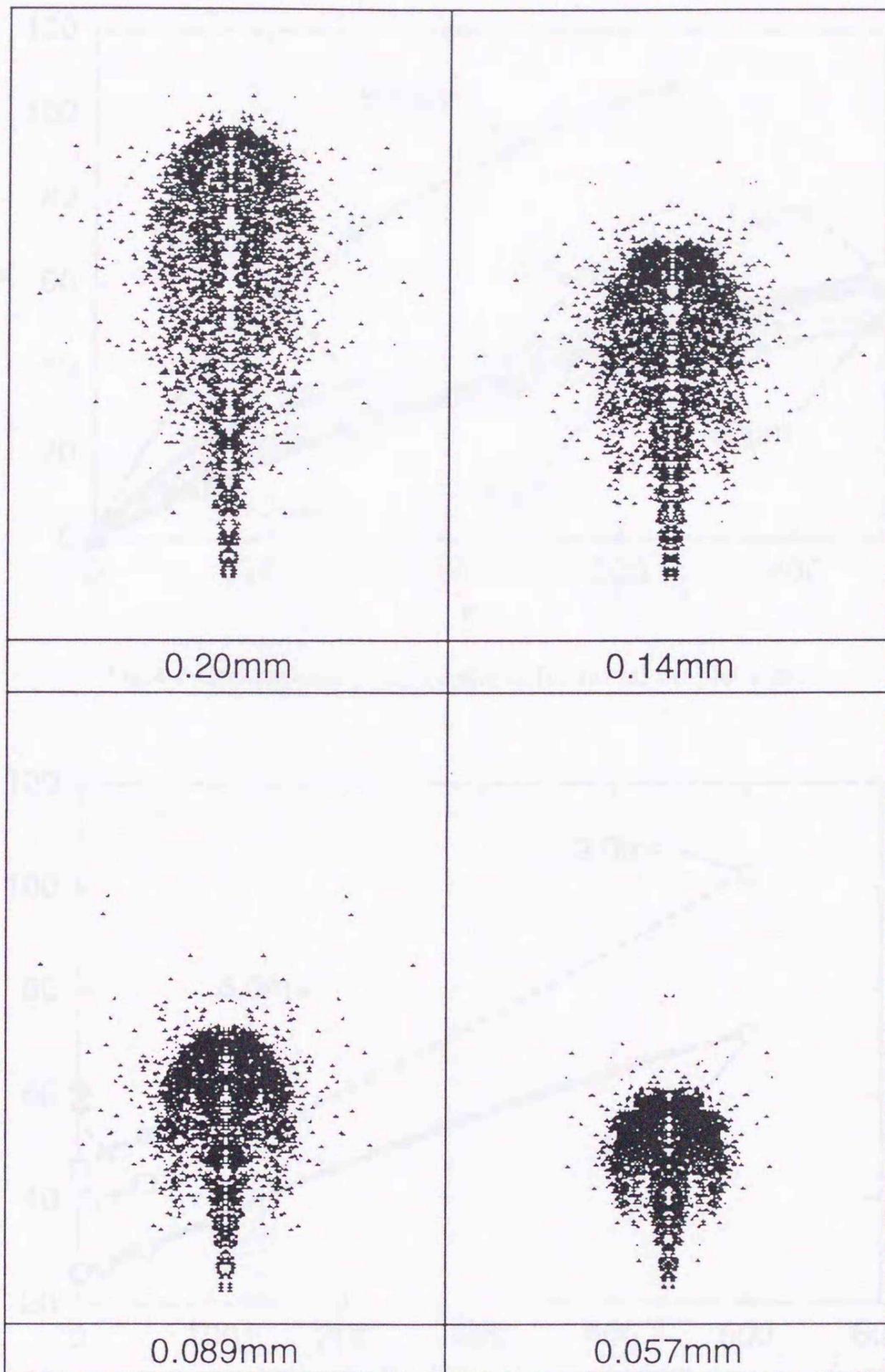


Fig.4-5 Comparison of droplet distributions for different nozzle diameters at 3ms after injection ($d_p=20\mu\text{m}$)

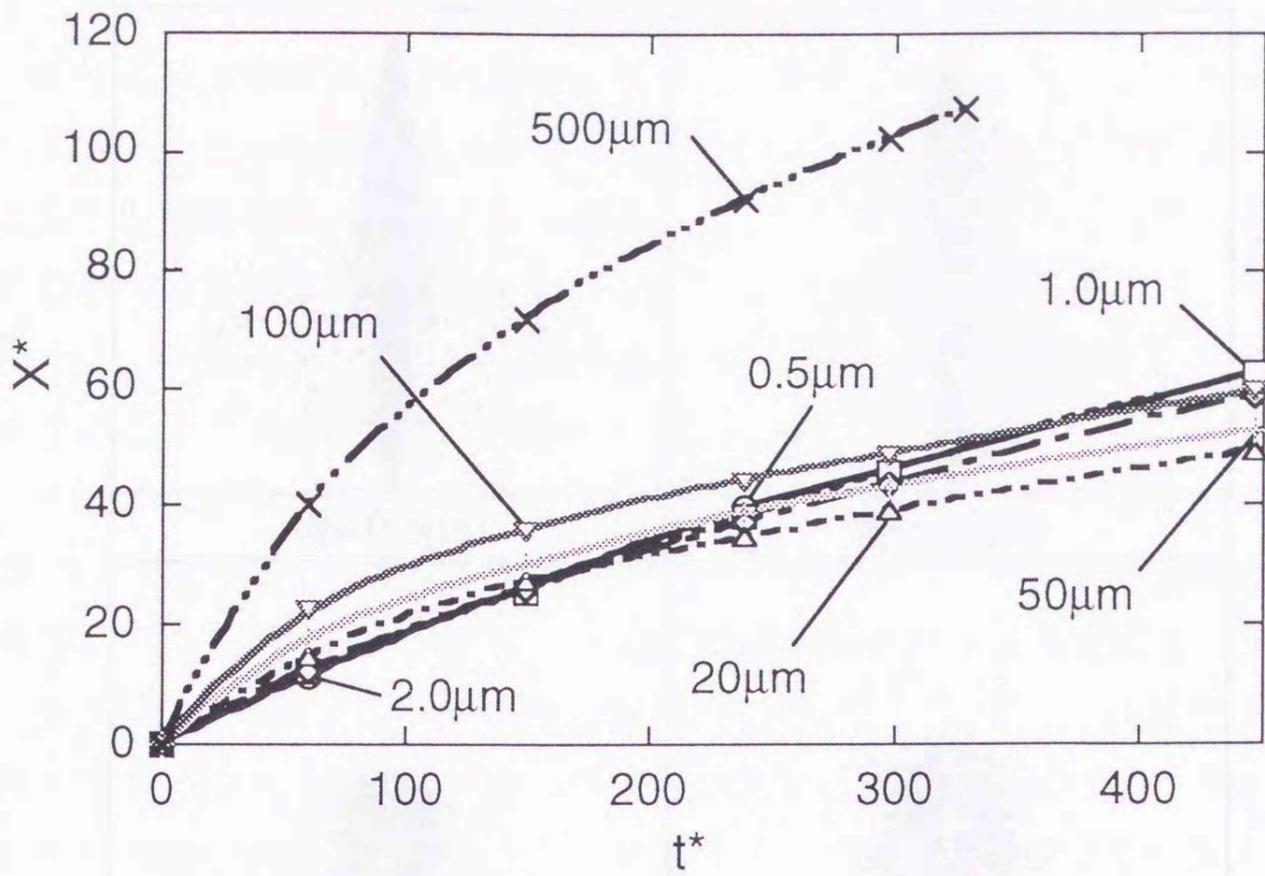


Fig.4-6 Comparison of penetrations for initial droplet sizes

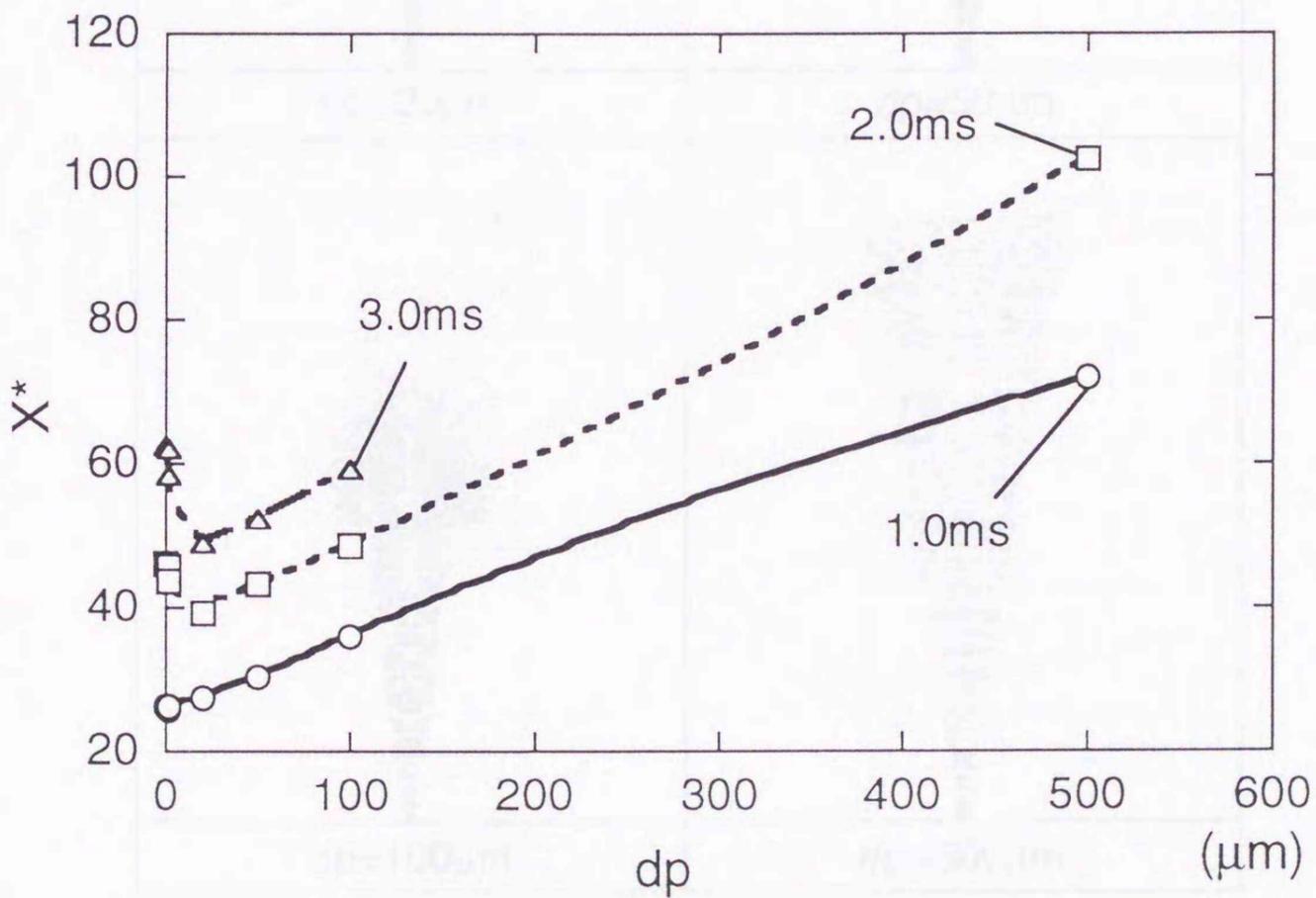


Fig.4-7 Comparison of penetrations for initial droplet sizes at different time

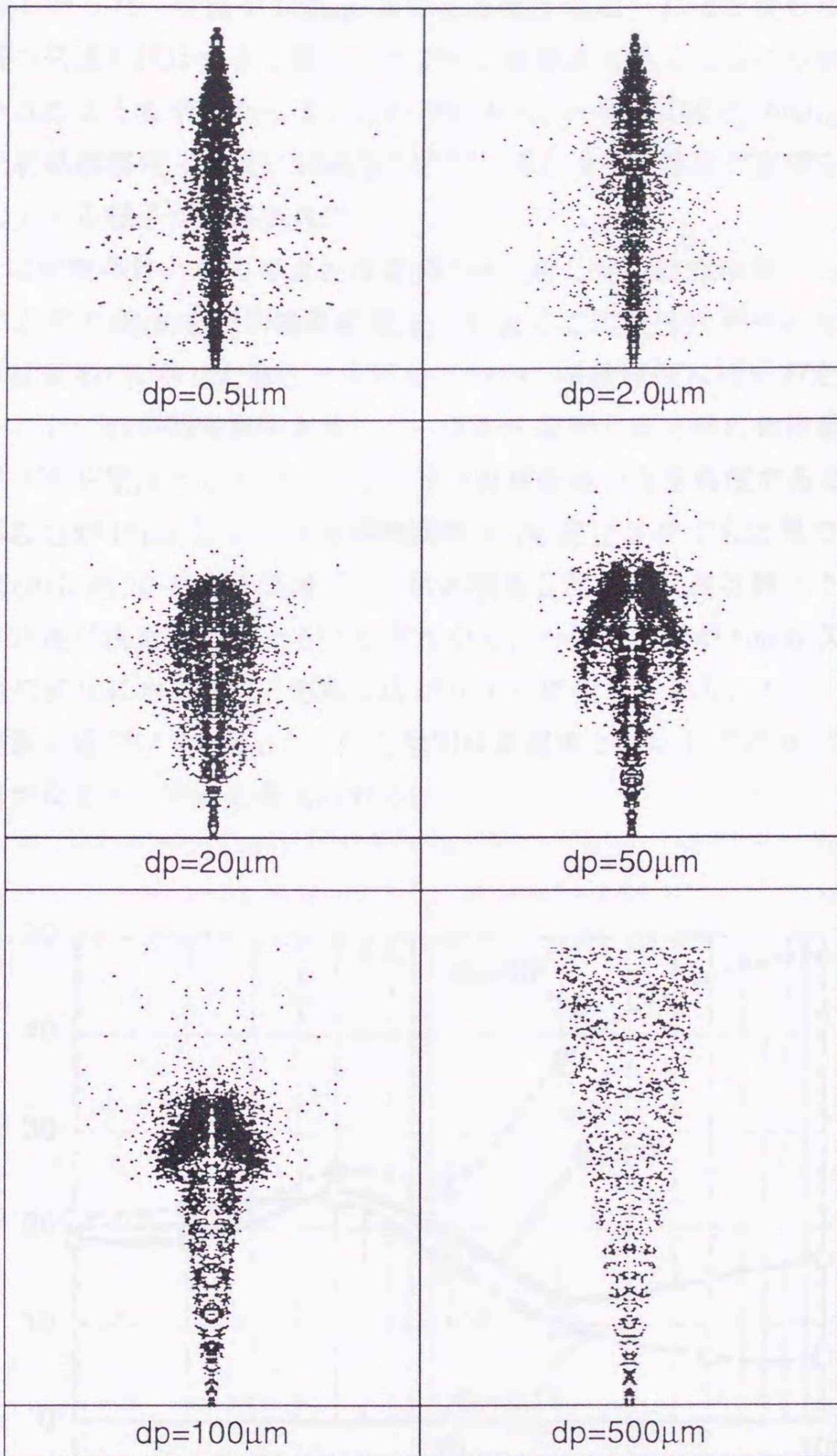


Fig.4-8 Comparison of droplet distributions for initial droplet sizes at 3ms after injection

よる比較を行った。粒径が $100\mu\text{m}$ までは貫徹距離はそれほど変わらないものの、噴霧の発達形状は大きく異なっており、粒径が大きくなるにつれ先端が押しつぶされたような形になっているのがわかる。一方、粒径が $500\mu\text{m}$ の場合には与えた初期噴霧角（ 20 度）が噴霧の広がり角となり、境界が直線を保ちながら発達している様子が観察された。

図4-9は初期条件として与えた噴霧角(θ_0)に対して、計算結果として得られた実際の広がり角(θ)を初期噴霧粒径(dp_0)を変えて比較検討を行った結果である。計算は表4-1に示した条件Aを用いて行い、噴霧粒径には分布を持たせていない。ここでの初期噴霧角とは、パーセルを噴射する方向の角度範囲、広がり角はノズルを原点としてパーセル分布の外周接線のなす角度である。これより、噴霧粒径が $10\mu\text{m}$ 以下では初期噴霧角(θ_0)を変化させても計算で得られた広がり角(θ)は約 20 度とほぼ等しく、気体噴流と同様に乱流拡散によって噴霧の広がり角度が決定されていることがわかる。一方、粒径が $10\mu\text{m}$ 以上では初期噴霧角の変化に対応して、実際の広がり角も変化しており、ストークス数の大きな現象に近づいている。こうした傾向は実現象と対応しており、この点、良好な計算がなされていると考えられる。

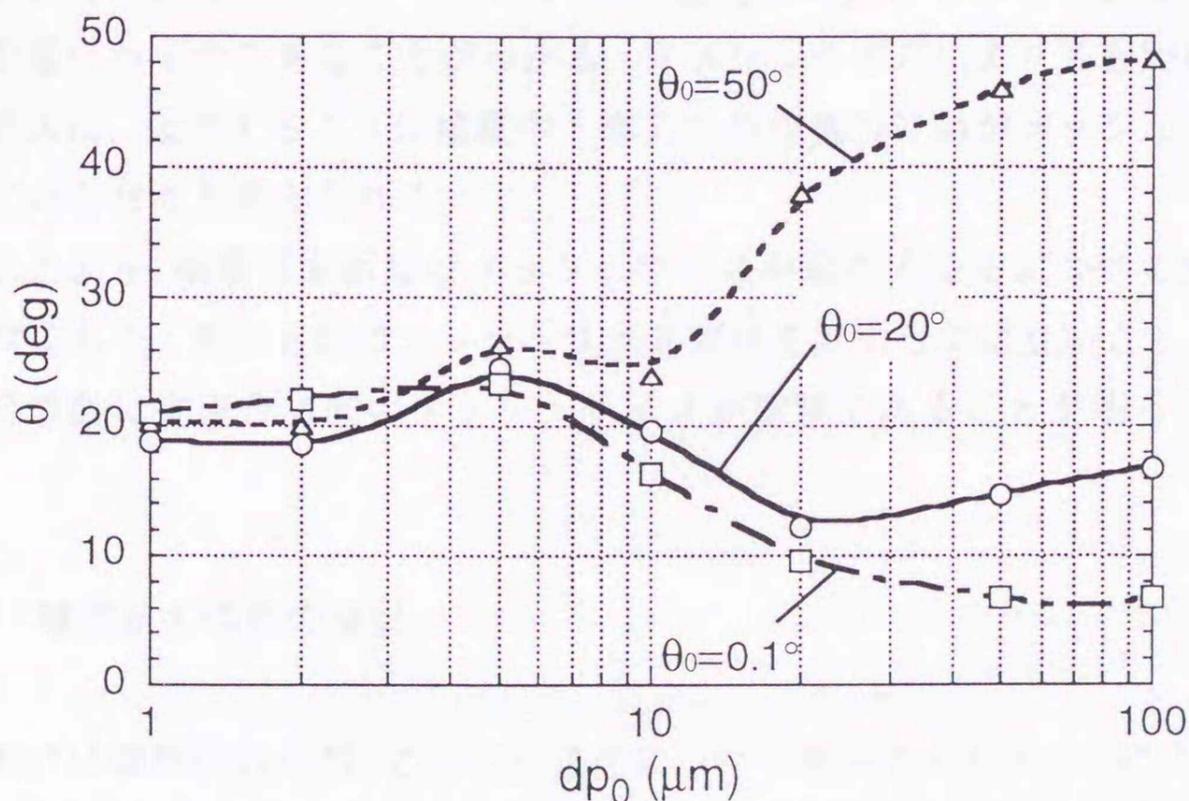


Fig.4-9 Variations of the calculated spray angles for the initial droplet sizes (Mesh Size= 1mm x 1mm, $C_{\mu 0}=0.09$, $C_{d 0}=0.424$)

4.3.4 メッシュサイズが噴霧貫徹距離に及ぼす影響

次に、燃料噴射方向(X)およびそれに垂直な方向(Y)に対するメッシュサイズ($\Delta X, \Delta Y$)が貫徹距離に及ぼす影響を検討した。この場合の計算条件は表4-1のAとした。図4-10にある上の図は燃料噴射方向のメッシュサイズ(ΔX)を1mmに固定し、それと垂直な方向のメッシュサイズ(ΔY)を変化させた場合の貫徹距離の違いを燃料噴射後、1, 2, 3msの時間においてそれぞれ比較したものである。ここでの貫徹距離は、ノズル位置からパーセル分布の先端までの距離とした。燃料噴射と垂直な方向のメッシュサイズが小さくなるにつれて貫徹距離は長くなっており、メッシュサイズを計算の安定限界である0.5mmまで小さくしても貫徹距離はさらに伸びる傾向を示している。なお、メッシュサイズを0.5mm以下にするとパーセル体積がセル(メッシュ)体積を上回ることで、およびクーラン数条件が極めて厳しくなることなどが発生し、計算の収束が不安定となった。

一方、図4-10の下は上とは逆に燃料噴射と垂直な方向のメッシュサイズ(ΔY)を1mmに固定し、噴射方向のメッシュサイズ(ΔX)を変化させた場合の結果である。計算条件および比較方法は上の図と同じである。先ほどの結果と比べて、噴射方向にはメッシュサイズを5mm程度まで大きくしても貫徹距離に及ぼす影響はわずかであることがわかる。メッシュサイズにより貫徹距離が変化する要因は、後述するように噴霧中へ導入した空気の流動がメッシュに強く依存しているためと考えられる。

以上より、噴霧貫徹距離はメッシュサイズが細くなるにつれて伸びて行く傾向にあり、実用範囲のメッシュサイズではまだ十分ではないこと、また特に燃料噴射に垂直な方向のメッシュサイズが重要であることが明らかになった。

4.3.5 噴霧抗力係数の検討

図4-11は噴霧抗力係数(C_d)の妥当性について解析するために、 C_d をKIVA2の現行の値(C_{d0})、その3/10、および1/10の3通りに変化させて計算した結

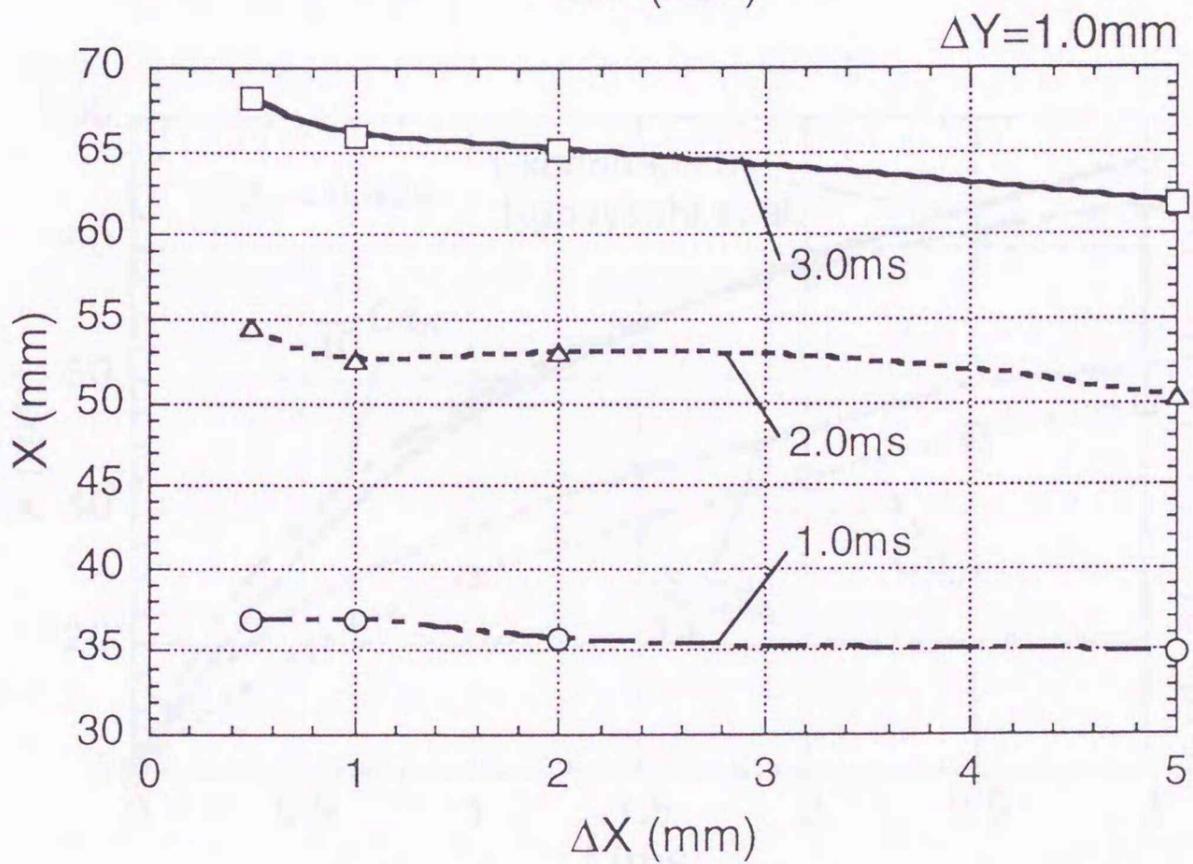
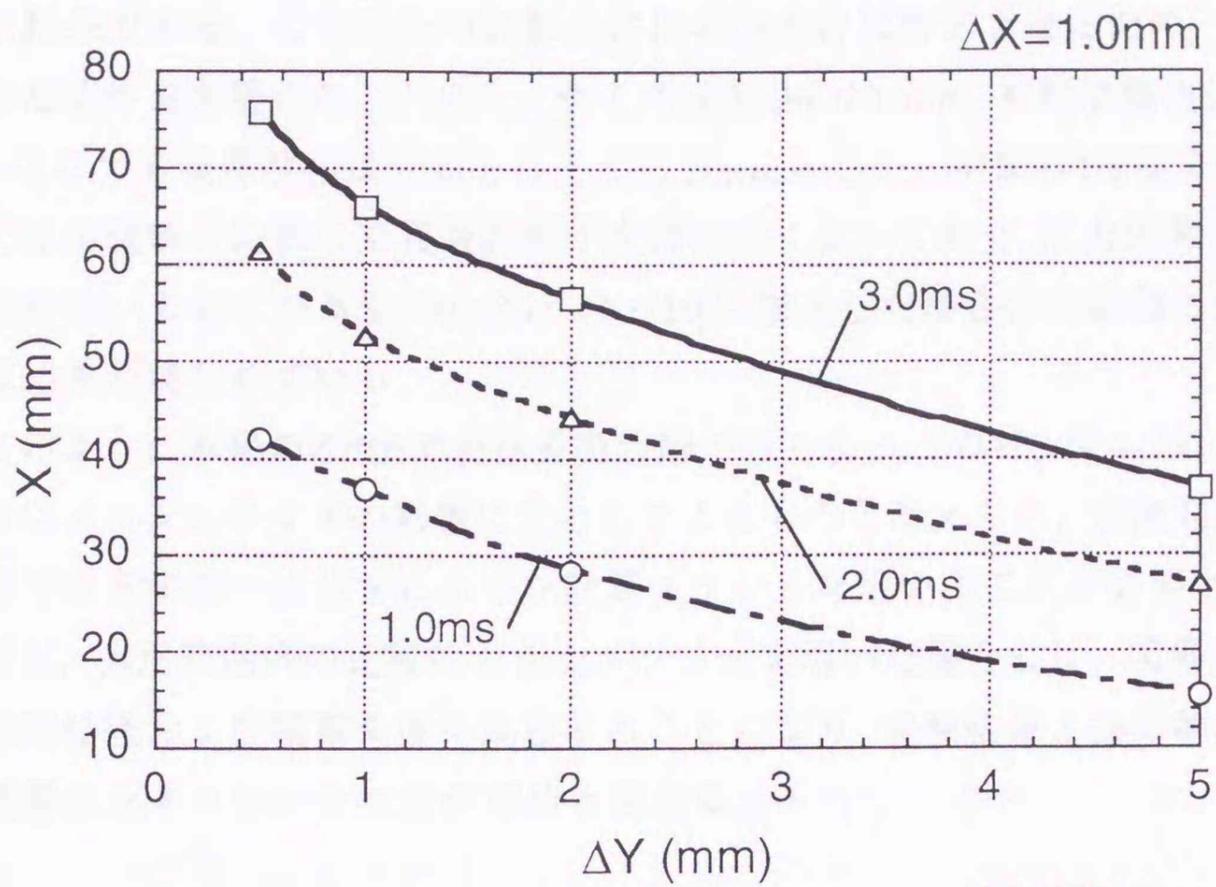


Fig.4-10 Comparison of non-evaporating spray tip penetrations for different mesh sizes (Upper: Effect of ΔY in perpendicular to injection direction, Lower: Effect of ΔX in injection direction ($C_{\mu 0} = 0.09$, $C_{d0} = 0.424$, $d_{p0} = 20 \mu\text{m}$))

果を、小林らの急速圧縮機による非蒸発噴霧に対する貫徹距離の実験値と比較した結果である。この場合の計算条件は実験条件に対応させるため、表4-1に示した条件Bを用いた。メッシュサイズは $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 、初期噴霧角は 20° とし、ここでも噴霧粒径は分布を与えずに $20\mu\text{m}$ とした。本来の Cd 値を用いた計算では実験値と比較して貫徹距離が大幅に短くなっており、抗力係数をKIVA2で現在用いられている値(0.424)の $1/10$ に修正した場合に実験値と類似した計算結果が得られている。

このように本来の Cd 値で噴霧貫徹距離が短くなったのは、図4-3に見られるようにメッシュサイズの影響に主としてよるものと考えられ、速度勾配の強い噴霧ではまず第一に非常に小さな計算メッシュを用いることが必要と言える。ただし、実用範囲内の比較的大きなメッシュを用いた場合には、噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角度を調整することにより、実験結果と擬似的に一致した噴霧のシミュレーションが可能と言える。

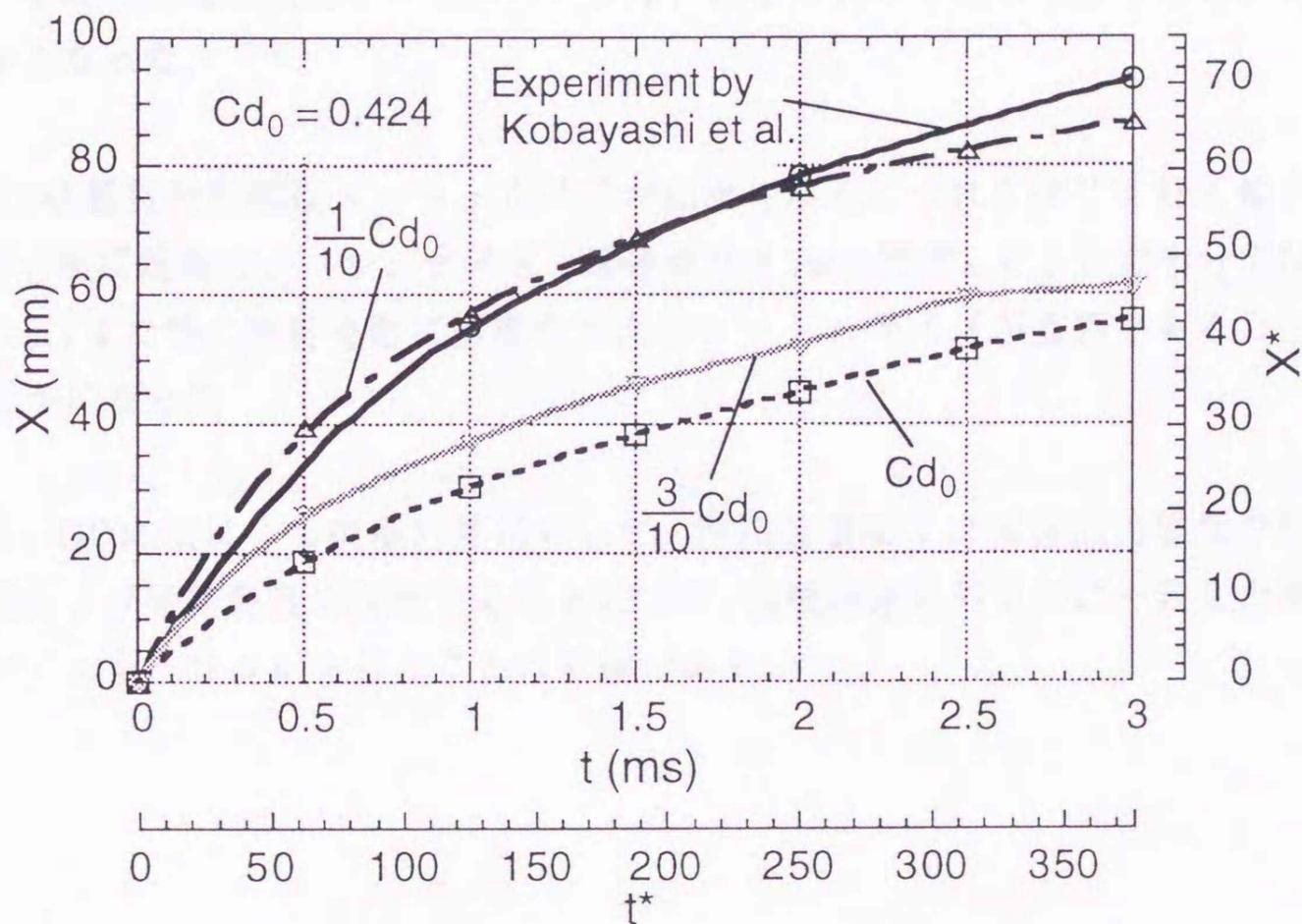


Fig.4-11 Variation of the spray penetration for drag coefficients
(Mesh Size= $1\text{mm} \times 1\text{mm}$, $C_{\mu 0}=0.09$, $d_{p0}=20\mu\text{m}$)

4.4 本章における結論

相似性の精度解析を目的として、三次元数値シミュレーションによる数値実験を行うが、それに先立ち、シミュレーション法自体の特性に関して検討を行うことが、まずは重要であると考えられた。そこで本章では、KIVA2コードを対象とし、噴霧計算で多用されているDDM法の基本的な特性を明らかにすべく、噴霧サブモデルやノズル径の影響について調べたほか、計算メッシュサイズや噴霧粒径、噴霧抗力係数などの各種パラメータの影響について検討を行った。

本章で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

1. DDM法における噴霧計算では貫徹距離が短かく計算され、特に非蒸発噴霧計算での貫徹距離が実験値と比べて差異が大きいことが明らかとなった。また、噴霧の発達形状はサブモデルにより、かなり異なったものとなることも明らかとなった。

2. 噴霧貫徹距離はメッシュサイズが細くなるにつれて伸びて行く傾向にあり、実用範囲のメッシュサイズ（現時点では1mm程度）ではまだ十分ではないこと、また特に燃料噴射に垂直な方向のメッシュサイズが重要であることが明らかになった。

3. DDM法による噴霧計算において、非蒸発噴霧では噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角度を調整することにより、実験結果と外見的に一致した噴霧のシミュレーションを行うことは可能である。

第5章 気体噴流に近い条件におけるディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

第5章 気体噴流に近い条件におけるディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析

Analysis on Simulation Characteristics of Diesel Sprays

with Gas Jet Model

第5章 気体噴流に近い条件における噴霧シミュレーションの計算特性解析

5.1 緒論

前章においてDDM法の計算特性について解析を行った結果、非蒸発噴霧では噴霧抗力係数や初期粒径、噴霧角を調整することにより、実験値と一致した噴霧のシミュレーションが可能であることが明らかとなった。しかし、前章でも述べたようにディーゼル噴霧燃焼のシミュレーションで最も重要なことは、蒸発噴霧中への空気導入が正しく計算されることである。ディーゼル噴霧はストークス数の小さな、乱流拡散混合現象であるため、気体噴流と類似した空気導入機構により燃料と空気の混合が行われる。この混合現象はディーゼル燃焼過程の支配パラメータであるため、この混合特性の記述の良否がシミュレーションの最も重要な評価項目と言える。

そこで、本章ではサブモデルの影響が少なく、かつ空気導入特性が明確に表現される気体噴流に近い蒸発噴霧計算領域を対象として、前章と同様な検討を行ったほか、実用範囲のメッシュサイズおよびパーセル数で良好な結果を得るための計算手法についても併せて検討を行った⁽⁵⁷⁾。ここで用いた気体噴流に近いモデルは、DDM法による計算を基本としており、噴霧の蒸発速度を任意に調整できるように改良したものである。

その結果、気体噴流に近い蒸発噴霧計算では、前章での非蒸発噴霧に対するような噴霧抗力係数や初期粒径および噴霧角の調整では不十分であることが明らかとなった。また、非蒸発噴霧の場合以上にメッシュ依存性が強く、実用範囲内のメッシュサイズ条件では十分なシミュレーションが難しいことも明らかとなった。そのため、実用サイズのメッシュで擬似的に実験と類似した計算を行うための手法として、非燃料パーセルの先立ち噴射を行う手法を提案した。

5.2 計算方法および計算条件

計算は前章と同様，軸対称二次元メッシュを用いて行った．ノズルなどの設定についても変更はない．表5-1に本解析で用いた計算条件を示す．気体噴流に近い蒸発速度の速い計算を行うために，噴霧の蒸発開始時間，蒸発速度を任意に調整できるようにKIVA2プログラムを変更し，ラグランジュ系からオイラー系への移行の影響を検討できるようにした．以降，論文中では本計算方法をガスジェットモデルと記述することにする．

ガスジェットモデルでは液滴状態を維持している時間および液滴からガス体に移行するまでの時間をそれぞれ条件として与え，この間で液滴半径が線形的に変化するものとした．また，DDM法では噴霧角を初期条件として与えているが，実現象に対応させて噴霧角は極めて狭い値（0.1度）を用い，広がり角は乱流混合のみによって決定されるものとした．パーセル数は100～100000まで変化させたが，ガスジェットモデルでは計算結果にはほとんど影響しなかった．

Table.5-1 Computational conditions

| | A | B | C |
|----------------------------------|-----------------|----------------|----------------|
| | Non-evaporating | Evaporating | Combustion |
| Mesh geometry | Cylindrical | | |
| Cal. space (mm) | 50x150 | 100x150 | 100x150 |
| Fuel | $C_{16}H_{34}$ | $C_{13}H_{28}$ | $C_{13}H_{28}$ |
| Fuel density (kg/m^3) | 830 | 756 | 756 |
| Injection velocity (m/s) | 200 | 166 | 166 |
| Nozzle diameter (mm) | 0.2 | 0.2 | 0.2 |
| Initial droplet dia. (μm) | 20 | 20 | 20 |
| Initial spray angle (deg.) | 4 | 0.1 | 0.1 |
| No. of Parcels | 3000 | 3000 | 3000 |
| Amb. press. (MPa) | 1.6 | 3.22 | 1.6 |
| Amb. temp. (K) | 293 | 627 | 710 |
| Amb. gas | N_2 | N_2 | Air |

なお、種々の噴射条件の噴霧を比較できるように、第3, 4章と同様、貫徹距離ならびに時間を無次元化して比較を行った。

5.3 ガスジェットモデルによる噴霧計算の特徴

本節ではガスジェットモデルによる噴霧燃焼シミュレーションの詳細な検討を行うに先立ち、ガスジェットモデルの基本的な特徴を調べることを目的としてDDM法との拡散傾向の違いについて検討したほか、壁面衝突噴霧計算を行った。

5.3.1 運動量拡散と物質拡散について

図5-1はガスジェットモデルとDDM法による燃料と運動量の拡散傾向の違いをノズルから20mmと30mmの高さで比較した結果を示したものである。いず

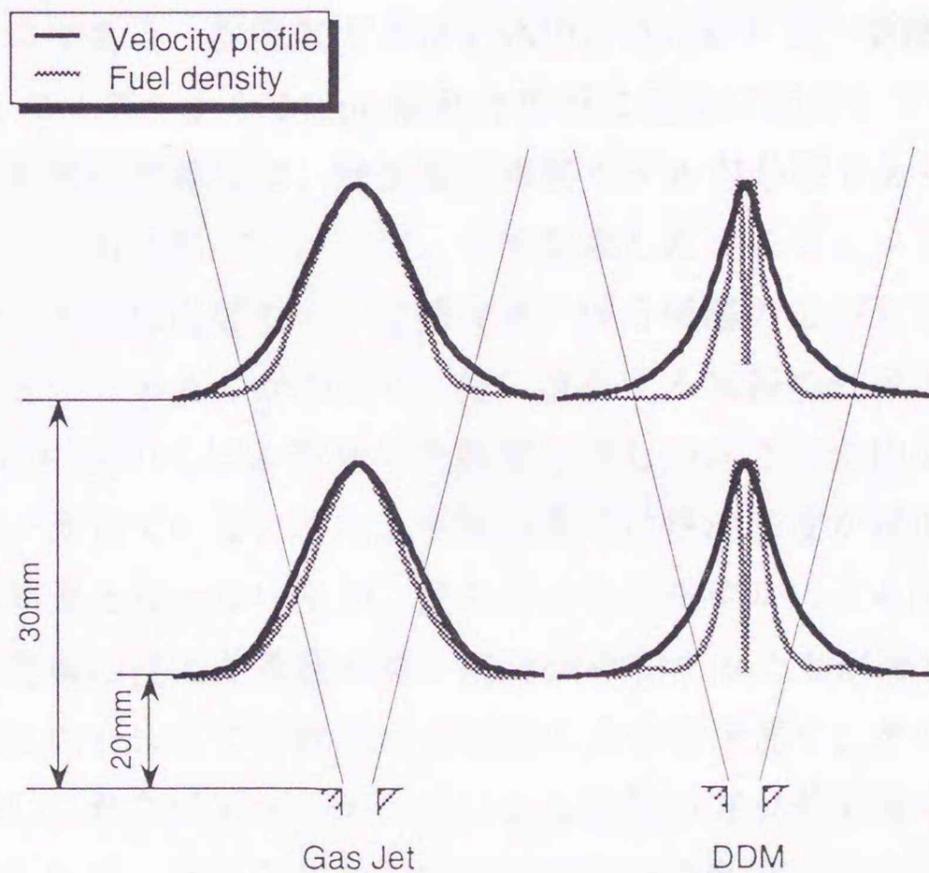


Fig.5-1 Comparison of momentum and fuel distributions

れの場合も表5-1に示した非蒸発噴霧条件Aにおける計算結果である。なお、燃料の乱流拡散傾向を比較するために、噴霧角は両計算とも4度とした。これを見ると、ガスジェットモデルによる計算結果は、運動量、燃料共にほぼ同様の拡散傾向を示しており、気体噴流を良くシミュレートしていることを確認できる。また、ガスジェットモデルでは運動量拡散と燃料拡散の傾向が良好に対応しているのに対し、DDM法では運動量拡散と燃料拡散が対応せず、燃料の拡散が運動量の拡散に比べ極めて弱いことがわかる。これは、DDM法における噴霧の広がり、乱流拡散によるよりもノズル出口で与えた噴霧の初期噴射方向に主として決定されていることを示しているものである。したがって、現状のDDM法では微細噴霧群の乱流拡散を十分にシミュレートしていないと考えられ、そうしたシミュレーションにはガスジェットモデルが適しているものと考えられる。

5.3.2 壁面衝突噴霧実験との比較

図5-2は、ガスジェットモデルによる衝突噴霧の発達経過を藤本らの実験結果⁽⁵⁸⁾と比較したものである。雰囲気ガスは1.5MPa、293Kとし、噴霧は14MPaの噴射圧で0.3mmのノズルから24mm離れた平板に垂直に衝突している。DDM法を用いた壁面衝突の計算では、壁面衝突噴霧モデルが必要であり、種々のモデルが報告されている⁽⁴⁰⁻⁴⁵⁾。これに対し、今回提案したガスジェットモデルでは特別な壁面衝突モデルは必要なく、時間経過に伴う噴霧の広がり方が比較的良好に実験と対応をしているのがわかる。特に成長する噴霧の外縁形状に着目すると、壁面衝突流中央のくぼみ部分や先端部の押しつぶされた山型の形状が実験結果と良好に一致している。また、実験結果では液滴密度が壁面に近いほど高くなるという結果となっているが、ガスジェットモデルによる計算結果でも壁面近傍で等密度線の混んだ濃度の高い部分が存在することが確認できた。ただし、噴射開始後約1msまでの成長は実験値の方が若干速く、その後の噴霧の成長速度は逆転し、ガスジェットモデルによる計算の方が若干速くなるという結果となった。これは、ガスジェットモデルにおいて乱流に関するパラメータや壁法則の速度に関するパラメータを変更することで、より実現に近い結果に

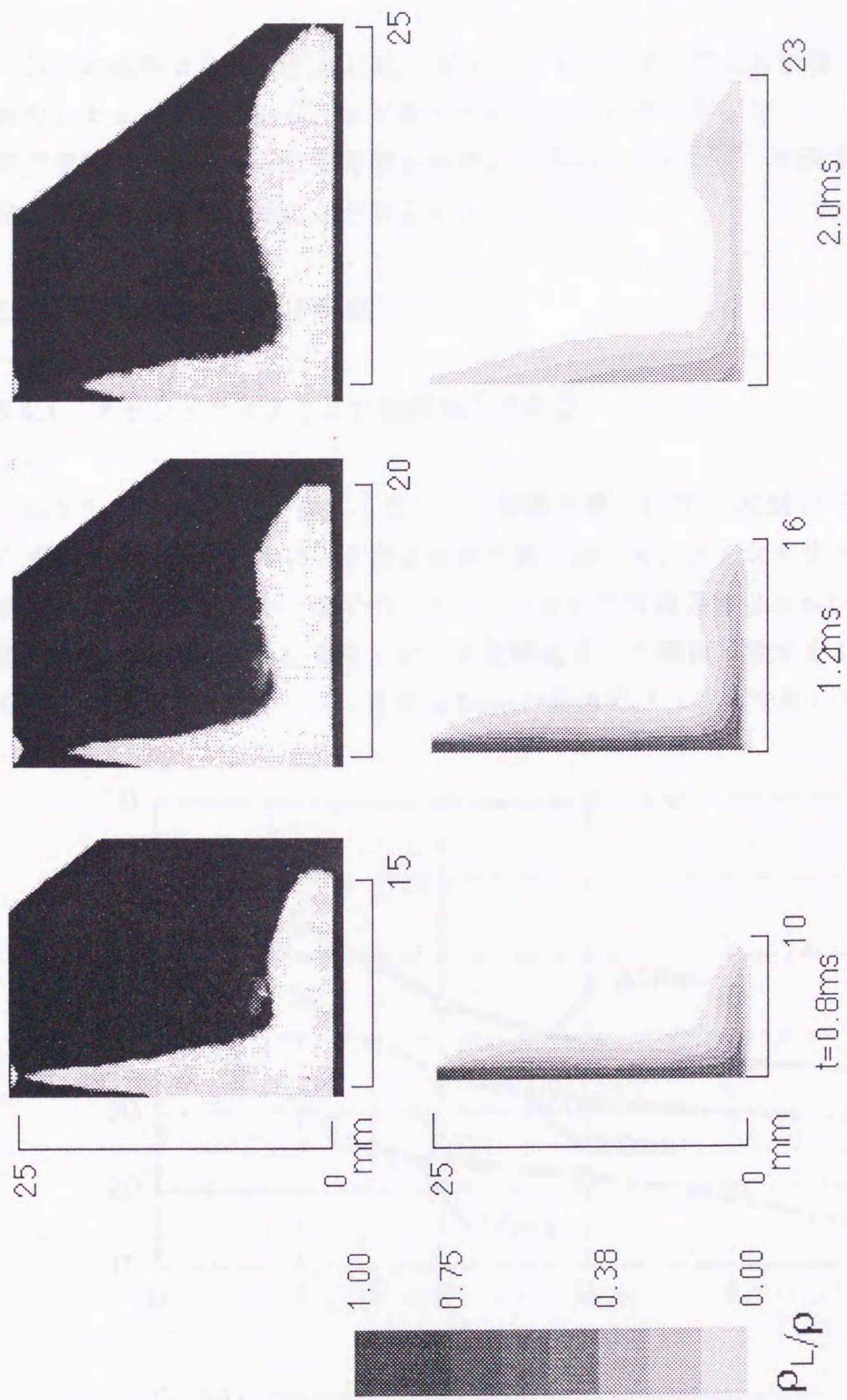


Fig.5-2 Development of fuel density of an impinging spray
 (Upper : Experiment⁽⁵⁸⁾, Lower: Calculation)

なり得るものと考えられる。

以上の結果より，DDM法に比べガスジェットモデルによる計算は，微細噴霧群のシミュレーションに，より適していることが明らかとなった。また，壁面衝突噴霧の計算の場合にも特別なモデルを用いることなく，実現象に良好に対応した結果が得られることが明らかとなった。

5.4 計算結果および考察

5.4.1 メッシュサイズおよび噴霧粒径の影響

図5-3は前章のDDM法による非蒸発噴霧計算と同様，DDM法をベースとしたガスジェットモデルによる蒸発噴霧計算において，メッシュサイズが貫徹距離に及ぼす影響を調べた結果である。この場合の計算条件は表5-1のBであり，蒸発速度は小林らの蒸発噴霧に対する実験結果⁽¹²⁾と概ね一致するように前述した方法で設定した。メッシュ形状は1mmの正方形メッシュを用いた。なお，こ

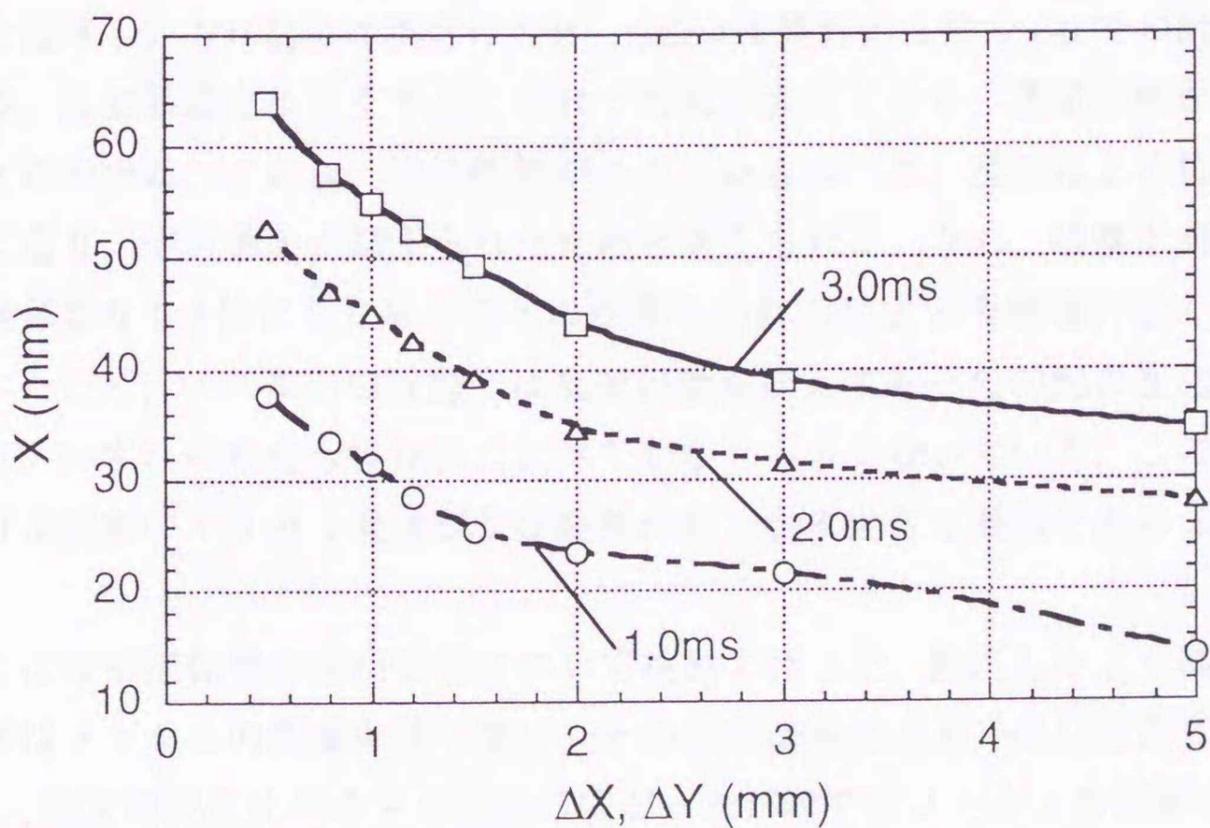


Fig.5-3 Comparison of evaporating spray tip penetrations for different mesh sizes($C_{\mu 0}=0.09$, $C_{d0}=0.424$, $d_{p0}=20\mu\text{m}$)

こでの噴霧貫徹距離はノズルから燃料蒸気先端までの距離とした。これを見ると非蒸発噴霧計算と同様に、メッシュが小さくなるにつれて貫徹距離が長くなっていることがわかる。これはメッシュがノズル径よりも大きな場合には、ノズル出口近傍で流動気体の運動量拡散が生じ、メッシュサイズが大きくなるにつれてこの効果が強くなることが原因と思われる。したがって以上の結果は、導入した空気や燃料蒸気の流動を正しく計算するには、たとえDDM法であっても論理的にノズル径以下相当のメッシュが必要なことを示しているものと考えられる。ただし、前章と同様、この場合にも0.5mm以下のメッシュでは計算が不安定になり、結果を得ることはできなかった。

5.4.2 乱流係数および抗力係数の影響

蒸発噴霧計算において乱流強度は空気導入率に強く影響するため、その値の適正化は重要である。そこで図5-4は k - ϵ モデルにおける $C_{\mu}k^2/\epsilon$ の係数(C_{μ})をKIVA2本来の値(C_{μ_0})から数通りに変化させ、貫徹距離を比較した結果である。計算条件は表1のBとし、蒸発速度も実験値と合わせている。計算メッシュサイズは1mm×1mmとした。図中の C_{μ_0} はKIVA2本来の C_{μ} 値(0.09)での計算を意味し、 $1/10C_{\mu_0}$ は現行の1/10、 $2C_{\mu_0}$ は現行の2倍の C_{μ} での計算を意味する。乱流係数を小さくするにつれて勾配が大きくなり、貫徹距離が増加することがわかる。これは、乱流係数が小さくなるにつれ、乱流による拡散混合が弱くなり、空気導入が抑えられたためと考えられる。なお、噴霧下流の勾配は乱流係数を0.3倍にした場合のものが最も小林らによる実験値に近くなっている。ただし、ノズル出口近傍では乱流係数を変えてもその勾配の変化は僅かであり、いずれの場合も実験値に比べてかなり小さくなっている。この出口部における噴霧の不十分な発達が貫徹距離が短くなる大きな要因であることがわかる。

ここで乱流係数の適切な値について検討を行った。前述したように蒸発噴霧計算はメッシュの影響を強く受け、その程度は特にノズル出口近傍で強い。しかし、速度勾配変化が小さく噴流の広がった下流ではメッシュの影響が少なく、蒸発気体の挙動は発達した噴流と同様となっていなければならないと考えられ

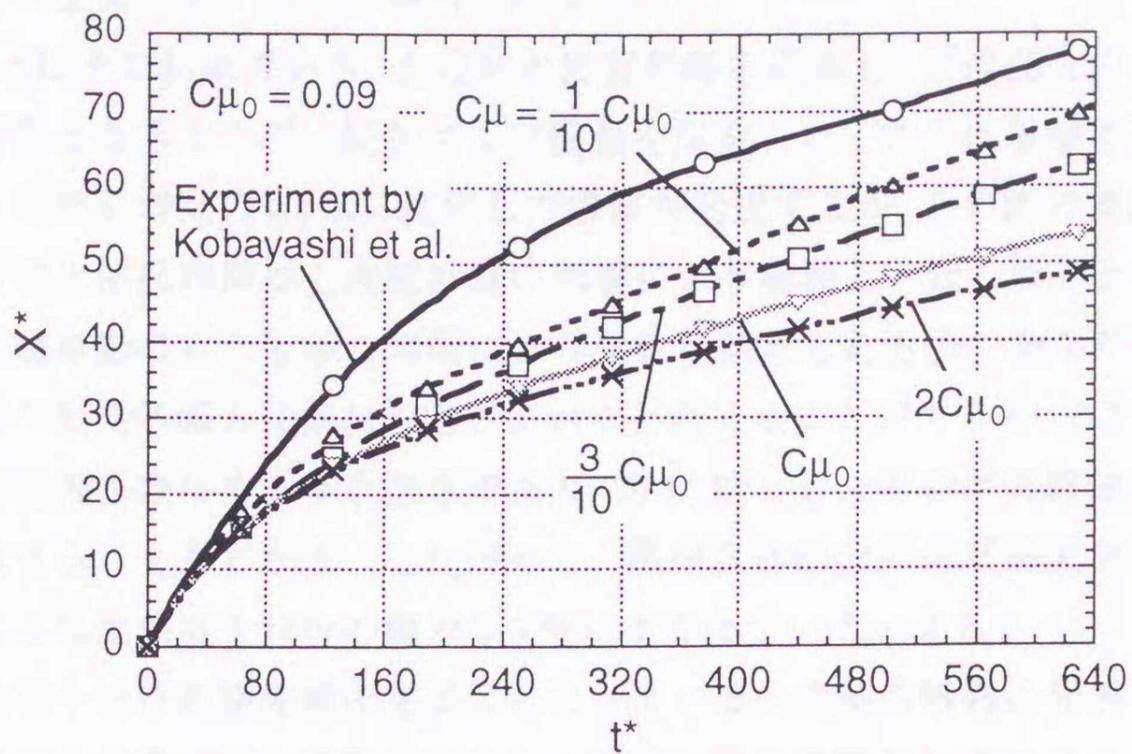


Fig.5-4 Variation of the spray penetration for different turbulent coefficient
(Mesh Size= 1mm x 1mm, $C_{d0}=0.424$, $dp_0=20\mu\text{m}$, $d_e=1.31\text{mm}$, $t_0=7.9 \times 10^{-3}\text{sec}$)

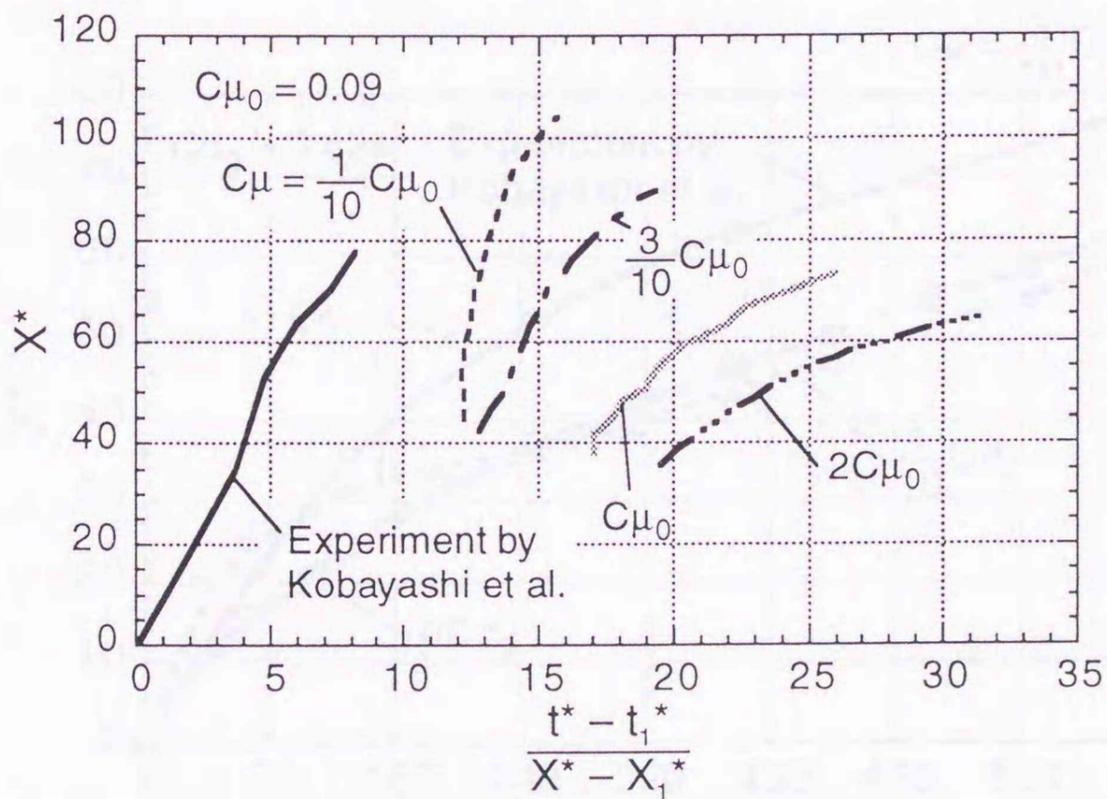


Fig.5-5 Analysis on turbulent coefficients : x_1 and t_1 is a values at a point.
(Mesh Size= 1mm x 1mm, $C_{d0}=0.424$, $dp_0=20\mu\text{m}$, $d_e=1.31\text{mm}$, $t_0=7.9 \times 10^{-3}\text{sec}$)

る。そこで、下流部分の蒸発噴霧の発達挙動を実験値と比較することにより、気体部分の乱流混合の良否の解析を行った。

図5-5はその結果であり、上流部の計算影響を排除し、下流部分のみの挙動比較が可能となるように、縦軸および横軸を設定した。これは噴霧下流では気体噴流と同様に時間の1/2乗に比例して噴霧が発達するが、その際の噴流出口原点および噴出開始時間は上流部計算の影響により実際と一致しないと考え、下流部の発達挙動のみを直線の勾配により比較可能にしたものである⁽⁵⁹⁾。この傾きは噴霧への空気導入に概ね対応していると考えられる。これを見ると、現行の乱流係数はやや多き過ぎであり、約0.3倍としたものが実験値の勾配と最も合致することがわかる。したがって、蒸発気体部分の空気導入を適切に表現するには乱流係数を現行の値の0.3倍にすると良いといえる。

次に不十分な貫徹距離の主要因となっている上流部の噴霧の発達を増加させる目的で、噴霧の抗力係数を操作し、計算結果を実験値に近似させることを試みた。図5-6は上述の解析から適切と考えられた乱流係数（本来の3/10）を用い、噴霧抗力係数(C_d)を変化させた際の結果である。その他の条件は図5-4と

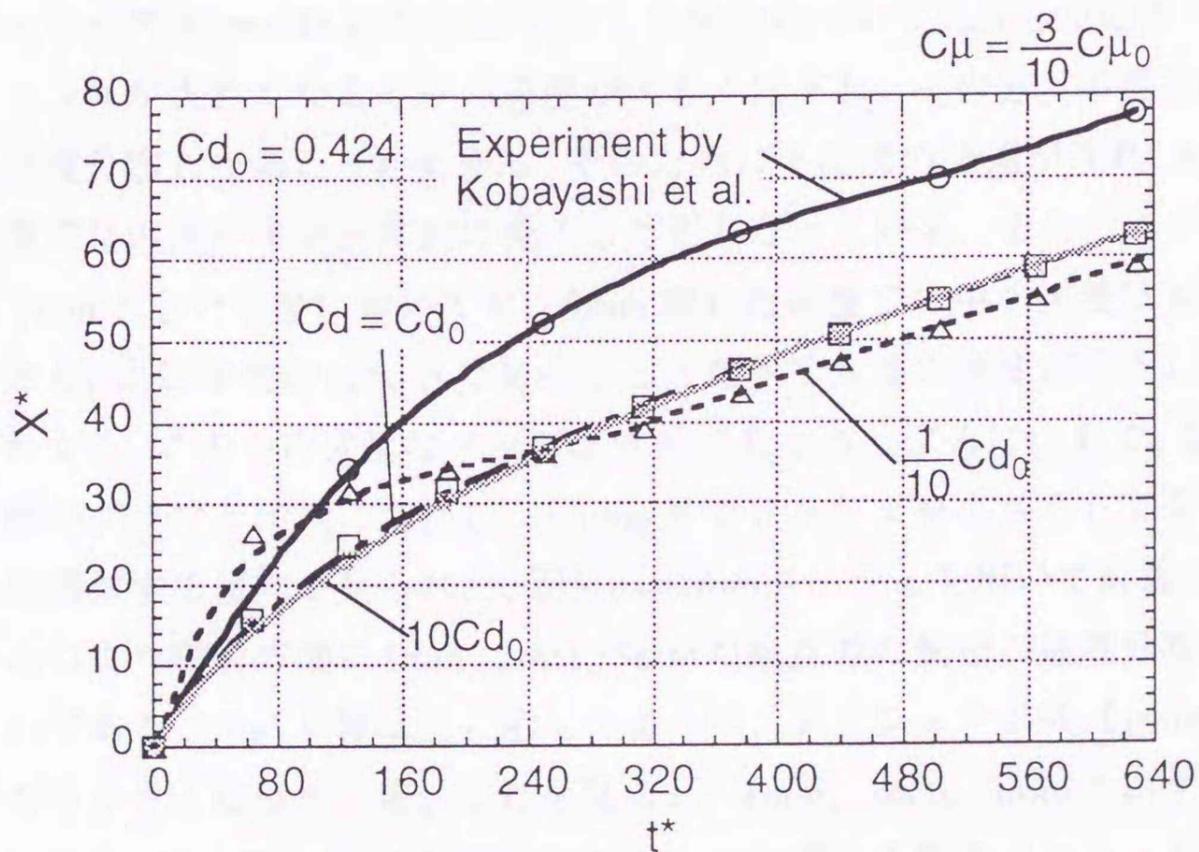


Fig.5-6 Variation of the spray penetration for drag coefficients
(Mesh Size= 1mm x 1mm, $C_{\mu 0}=0.09$, $d_{p0}=20\mu\text{m}$, $d_e=1.31\text{mm}$, $t_0=7.9 \times 10^{-3}\text{sec}$)

変わっていない。抗力係数を小さくした場合には初期の貫徹距離は長くなるものの、燃料蒸気となった後には貫徹力が弱くなり、抗力係数の大きなものに逆転されるという特異な挙動を示すことがわかる。抗力係数を小さくすると液滴の貫徹距離は大きく伸びるが、周囲気体の流速が不十分となるために、蒸気になると急激に減速し、周囲気体の流速が充分発達するまでほとんど貫徹距離が停滞することがわかる。これに対し、抗力係数を大きくした場合には貫徹距離に及ぼす影響は小さく、現行値の10倍にしても蒸気部分の貫徹距離にはほとんど変化はなかった。

以上より、不十分な噴霧の発達は無zzle出口近傍の挙動に主として起因しており、これは乱流係数や抗力係数を変化させてもほとんど効果が無く、メッシュサイズに主として依存していることが明らかとなった。

5.4.3 不十分な貫徹距離の要因解析

本節では、不十分な貫徹距離となる要因について解析を行った。図5-7は無zzleから9mmおよび30mm離れた位置における噴霧断面の気体速度分布を、メッシュサイズを1mmおよび3mm角にした場合について比較した結果である。計算メッシュが大きくなると中心速度が大きく低下し、その分、半径方向に広がった速度分布となることがわかる。そのために下流部の発達が遅れ、30mm離れた位置では速度分布が全体的に低下した形となっている。また、メッシュサイズを1mmとした場合においても、9mm離れた位置での中心速度は60m/sとなっており、出口速度が166m/sであることと比べて大幅に速度が低下していることがわかる。この中心流速はメッシュサイズを小さくするにつれて、図5-3の到達距離のグラフと同様に増加し、0.5mmまでメッシュを小さくしてもなお大幅に速度増加する傾向が見られた。図5-8は1mmメッシュを用いて計算を行い、無zzle出口より噴射方向に1mm、2mm、3mmの地点での気相の速度分布を比較したものである。無zzle径は図に示したように、メッシュサイズ(1mm)に比べてかなり小さくなっている。これを見ると、1mm、2mm、3mmのいずれの地点においても、中心軸上の速度が半径方向に1mmずれた隣のメッシュ上の点より遅くなっており、また下流に行くに従って、その速度はだんだん速くなって

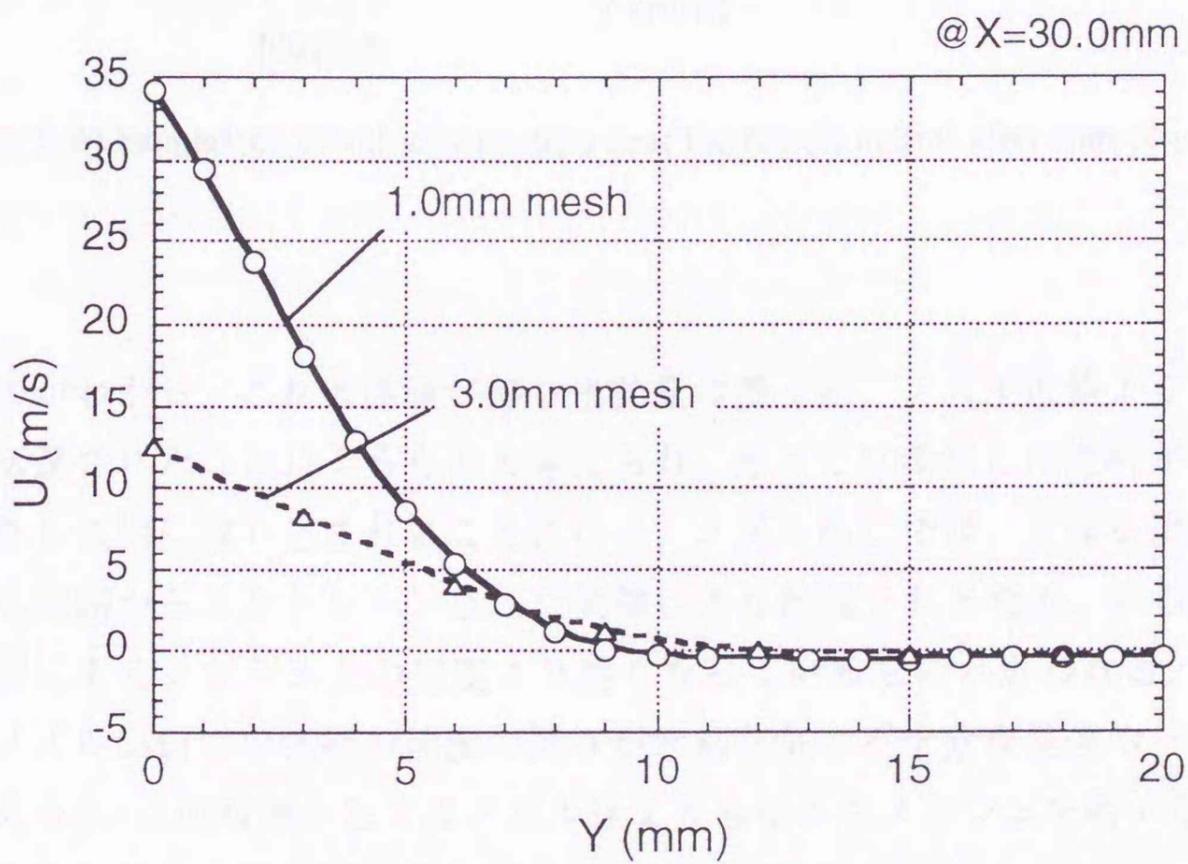
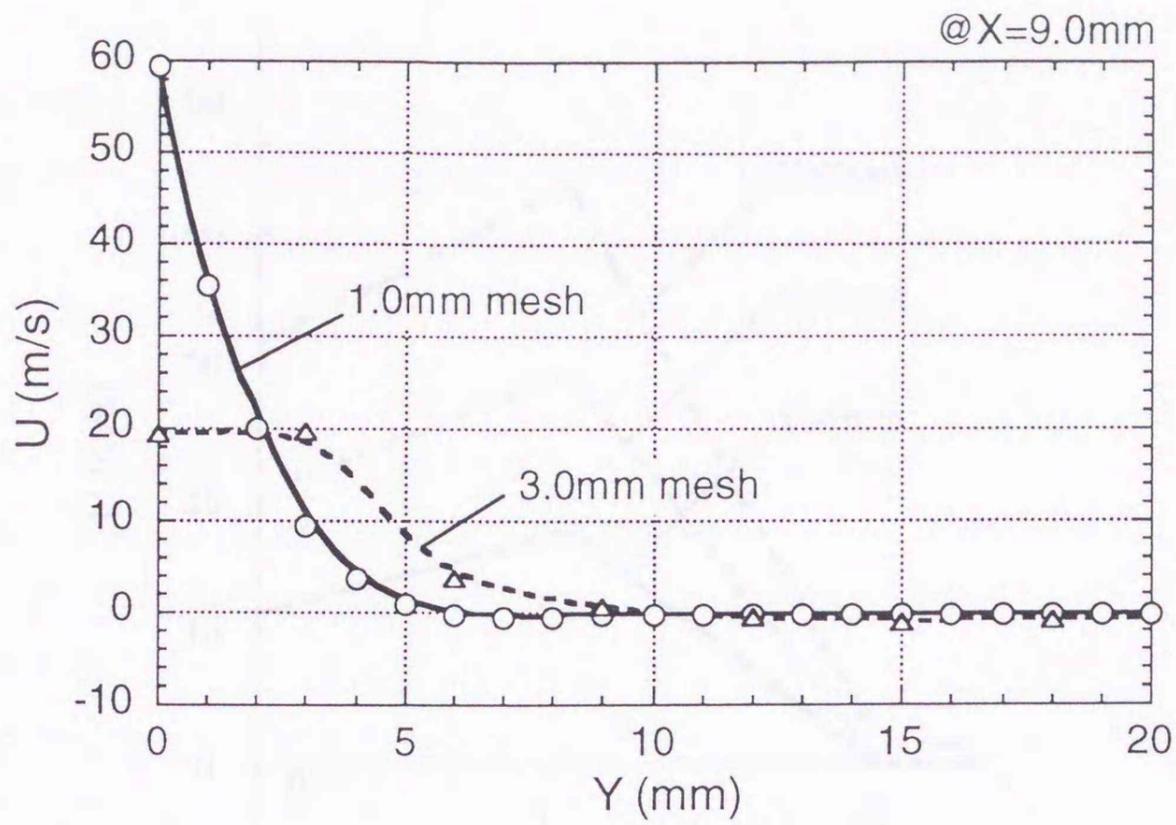


Fig.5-7 Comparison of velocity profiles for different mesh sizes at 3ms after start of injection. (Upper : @X=9mm, Lower: @X=30mm ($C_{\mu 0}=0.09$, $C_{d0}=0.424$, $dp_0=20\mu\text{m}$))

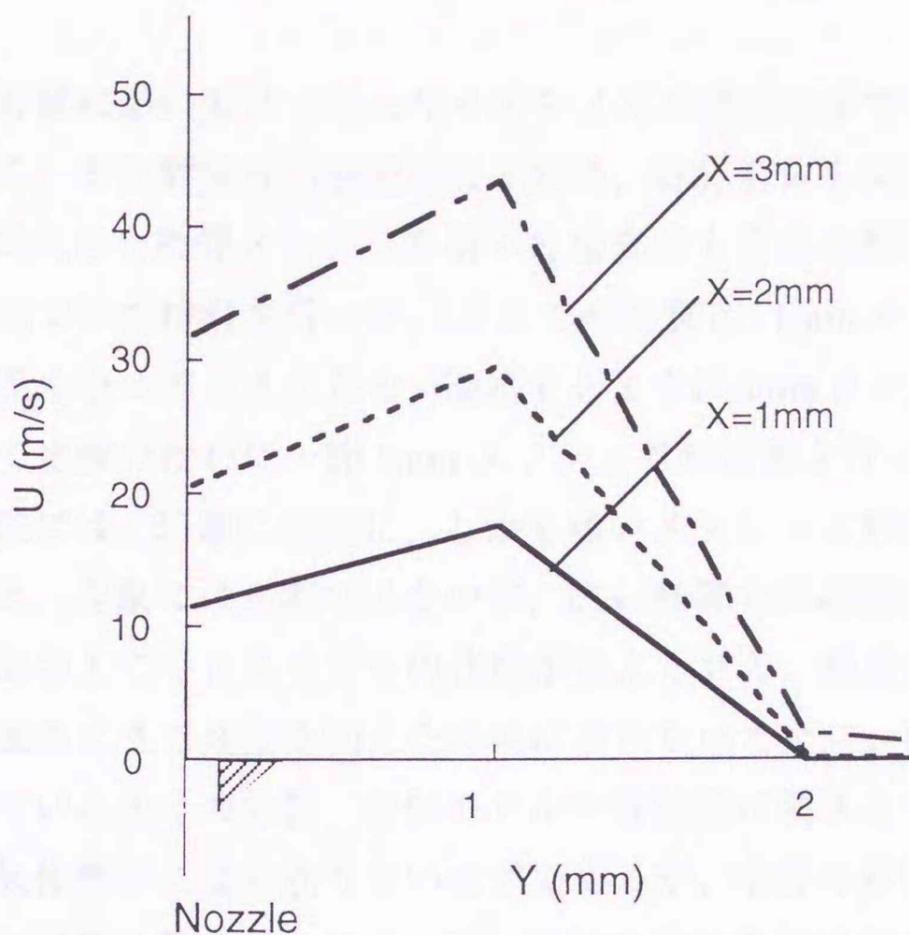


Fig. 5-8 Comparison of velocity profiles near the nozzle at 3ms after start of injection.

いるのがわかる。これは液滴が持つ運動量の多くが、ノズル近傍より下流で気相に伝達されたことによるものと考えられ、そこでは蒸発した燃料がノズル近傍よりも気相に取り込まれることになる。ノズル出口では、主要な流れは液滴よりも周囲からエントレインされた気体により形成されるため、中心軸上の速度は隣にあるメッシュ上の速度より遅くなっているものと思われる。よって、このノズル出口での気相の速度の遅さが燃料蒸気の不十分な発達の一因であると考えられ、この対策としてはノズル径よりも小さなメッシュを用いることや、ノズル出口において気相により多くの運動量が伝達されるように何らかの手段を講じる必要がある。

これよりDDM法では容易に境界条件を設定できる利点があるものの、一方においてノズル径以下となるまでメッシュを小さくしなければ適切な噴霧のシミュレーションができない特性があるものと推察される。

5.5 実用メッシュサイズで計算精度を向上させる方法

実際の計算においてメッシュサイズをノズル径相当まで小さくすることは不可能であり、また計算も不安定となるため、計算自体を実行することができない。そこで大きな計算メッシュを用いた場合でも妥当な計算結果が得られるための手法について検討を行った。(ここでの計算は、1mmメッシュでは計算時間が非常に長くなってしまうため、後述するように3mmメッシュとした。燃焼計算において比較のために一部1mmメッシュでの計算を行った。)

この手法には、現象に忠実に、しかも粗いメッシュに対応できるようなモデルの作成と、現象には忠実ではないが、広い計算条件範囲において実際と近似した結果を与えてくれるモデルの作成が考えられる。前者が理想であるが、計算手法の根本にまで修正を加えなければならないために、容易ではない。現在提唱されている多くの分裂・合体モデルや液柱部に関するモデルは、蒸発の速い条件や気体燃料には有効でないはずであるが、噴霧の蒸発を実際よりも抑制するような調整を行うことによって、蒸発の速い条件に対しても実現象に近似した結果を得られることが考えられる。しかし、空気導入に力点を置いた場合、あくまでも液滴部分を極力少なくしたいので、実現象と異なることを認識しつつも、液滴モデルには依存しない別途手法について検討を行った。

まず、前述したように粗いメッシュでは中心部速度が実際よりも大きく低下するので、噴射率を同一としながらノズル出口流速のみを実際よりも大きくすることを試みた。しかし、単に流速を増加しただけでは噴射速度を本来の166m/sから500m/sとしても、実験値に類似した到達距離は得られなかった。これは流速を増加すると、流量一定下では小さなノズル径から噴射したことになるためと考えられる。

そこで次に適当時間パーセルの先立ち噴射を行い、周囲流体を加速した中に燃料を噴射することを試みた。この場合の先立ち噴射パーセルは蒸発させず、燃料として計算には組み入れないようにした。図5-9は先立ち噴射速度、噴射期間を各々166m/s、10msとし、正規燃料の噴射速度を500m/sとした場合、および先立ち噴射速度と期間は変えずに、正規燃料噴射速度を166m/sとした場合の2ケースについて蒸発噴霧の到達距離を計算した結果である。ただし、この場

合の乱流係数には噴射速度が500m/sのものでは $C\mu_0$ を, また166m/sでは $3/10C\mu_0$ をそれぞれ用いた. この場合のメッシュ条件は $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ とし, 計算条件は噴射速度以外は図5-7と同じとした. こうした操作により, いずれの計算でも蒸発噴霧の到達距離は実験値と良く近似させ得ることがわかる.

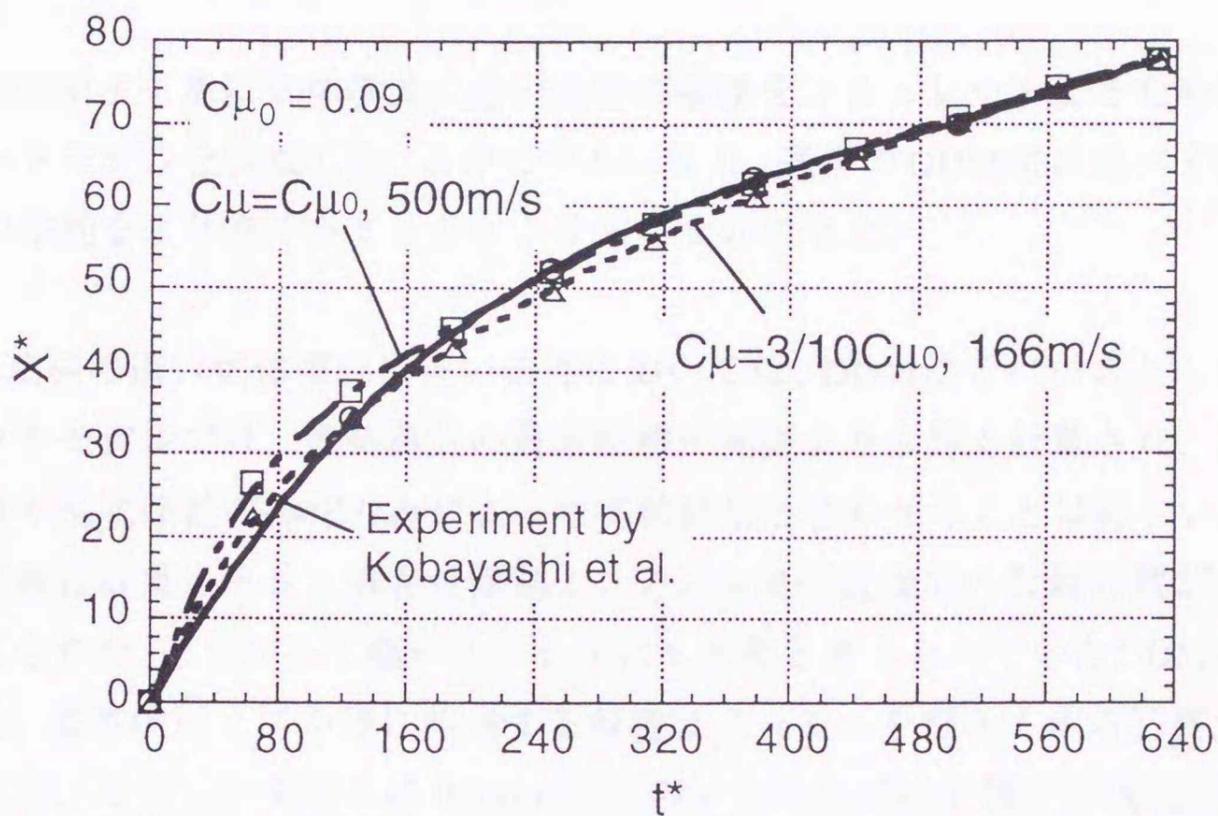


Fig.5-9 Spray tip penetrations by adding pre-injection of non-fuel parcels and increasing injection velocity ($C\mu_0=0.09$, $Cd_0=0.424$, $dp_0=20\mu\text{m}$)

5.6 本章における結論

前章において、非蒸発噴霧では噴霧抗力係数や初期粒径などを調整することにより到達距離が実験値と一致した噴霧のシミュレーションが可能となったが、ディーゼル噴霧のシミュレーションで最も重要なことは蒸発噴霧中への空気導入が正しく計算されることである。そこで本章では、空気導入特性が明確に表現される気体噴流に近い蒸発噴霧計算を対象として、前章と同様な検討を行った。

本章で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

1. DDM法を基に気体噴流に近い条件の噴霧をシミュレートするためのガスジェットモデルを作成した。このモデルにより、通常のDDM法に比べて微細噴霧群の挙動をより良くシミュレートすることができた。

2. 蒸発の速い気体噴流に近い条件においては、DDM法をベースとしたガスジェットモデルでは、燃料蒸気の貫徹距離が実際よりも短く計算され、単に抗力係数や乱流係数の操作のみによって実験結果と合わせることは難しい。この貫徹距離は計算メッシュ依存性が高く、ノズル出口近傍での数値拡散が主要因と考えられた。したがって粗いメッシュにも有効と考えられていたDDM法においても、基本的にノズル径に相当する程度にメッシュを細かくする必要があると言える。ただし、実際には0.5mm以下のメッシュでは計算が不安定となり、現実的な計算を行うことはできない。

3. 発達した蒸発噴霧部分の解析から、乱流係数 C_μ はKIVA2本来の0.09とするよりも0.03とするのが、空気導入特性を表現する上で適当と判断された。

4. 実用サイズのメッシュでは、非燃料パーセルの先立ち噴射により周囲流体を加速しておいた中に燃料を噴射することにより、蒸発噴霧の発達挙動を実験値と同一にすることが可能である。

第6章 ディーゼル燃焼の相似性に関する実験および
数値シミュレーションによる検討

Experimental and Numerical Investigation on Combustion

Similarity in Diesel Engines

第6章 ディーゼル燃焼の相似性に関する実験 および数値シミュレーションによる検討

6.1 緒論

前章までの研究において、静止雰囲気中に噴射された噴霧の挙動を解析したり、数値シミュレーションによる解析を実行するための予備的研究を行った。

本章では、エンジン内における現象を対象とし、第4,5章において改良を行った噴霧モデルを用いた数値シミュレーションを行ったほか^(60,61)大形実機エンジンの実験データを用いて、ディーゼル燃焼の相似理論およびNOの排出量予測法の精度検討ならびに適用条件の解析を行った⁽⁵¹⁾。

解析結果、ボアが85mmから800mmまで変化するいくつかの組合せの相似機関の間で、相似理論による予測と同様に相似的な燃焼が得られることが確認された。一方、本研究において提案した相似機関のNO排出量の予測においても、実測値と良く一致することが明らかとなった。

6.2 実験および計算方法

実験は表6-1に示すような8種類の異なったサイズの直接噴射式機関を用いて行った。表中の機関名はボア径にDを付け表示した。このうち、相似条件を満足した組み合わせはD85とD125、D260とD320とD400、そしてD600とD700とD800の3グループとなっている。D85とD125は自然吸気の小形4サイクル機関、D260からD400は強制過給の中形4サイクル機関であり、両者とも噴射系はセンターインジェクションシステムとなっている。一方、D600からD800は強制過給の大形2サイクル機関であり、噴射系はダブルサイドインジェクションシステムである。また、D85とD125では平型と深皿型の2つのタイプの燃焼室について運転が可能であり、他の中大形機関では浅皿型の燃焼室となっている。

比較は、正味平均有効圧がほぼ等しくなるような運転条件で行い、燃焼形態を示す指標としての熱発生率のほか、エミッションインデックス表示のNO_x

Table.6-1 List of test engines

| Engine | D85 | D125 | D260 | D320 | D400 | D600 | D700 | D800 |
|-------------|---------|---------|---------|---------|---------|------------------|------------------|------------------|
| Bore | 85 | 125 | 260 | 320 | 400 | 600 | 700 | 800 |
| Stroke* | 86 | 130 | 276 | 362 | 460 | 1668 | 2018 | 2385~ 2408 |
| Cycle | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 2 | 2 | 2 |
| Nz | 1 | 1 | 10 | 9 | 10 | 2 | 2 | 2 |
| Inj. T | -12°C A | -12°C A | -10°C A | -14°C A | -10°C A | +1.1~ 4.0°C A | +1.4~ 3.4°C A | +1.1~ 4.0°C A |
| Super C. | Y&N | No | Yes | Yes | Yes | Yes | Yes | Yes |

* Effective stroke for compression

Table.6-2 Computational conditions

| Engine | Shallow Dish | | Deep Dish | |
|--------------------------|--------------|------|-----------|------|
| | A | B | C | D |
| Bore (mm) | 260 | 400 | 125 | 400 |
| Engine Speed (rpm) | 1000 | 650 | 1000 | 500 |
| Injection Velocity (m/s) | 213 | 213 | 104 | 167 |
| $nD/60u_0$ | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 |
| Number of Nozzle Holes | 10 | 10 | 4 | 4 |
| Injection Timing (CA) | -10 | -10 | -10 | -10 |
| Swirl Ratio | 0 | 0 | 4.0 | 4.0 |

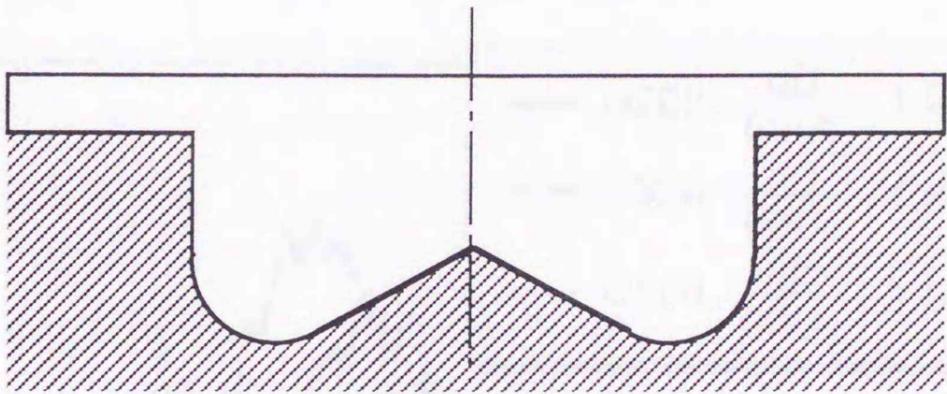
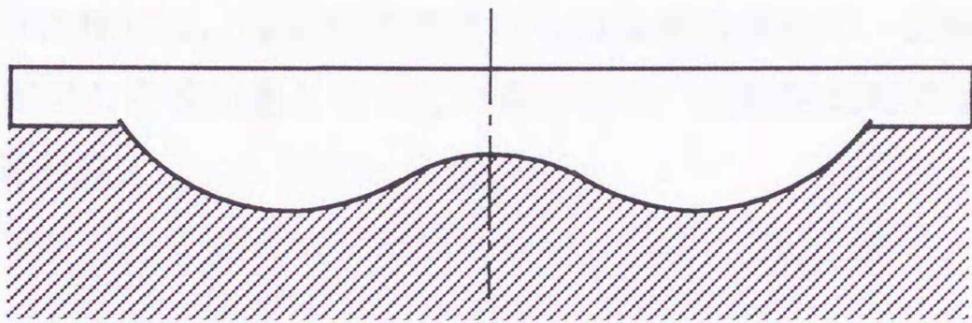


Fig.6-1 Combustion chamber profile
(Upper: Shallow Dish, Lower: Deep Dish)

(消費燃料当たりのNO_x重量)について行った。

一方、数値シミュレーションでは、第5章で改良を行ったガスジェットモデルを用いて解析を行った。

解析は図6-1に示すような2種類の燃焼室を対象として行った。一つは、主として大形機関で用いられている浅皿形燃焼室であり、他の一つは小形エンジンで多用されているトロイダル形の深皿燃焼室である。

表6-2は計算条件を示したものであり、重要な相似条件の一つである $nD/60u_0$ に着目して、異なったボア径の機関について比較を行った。この場合、深皿形燃焼室のものは無過給運転で正味平均有効圧が約0.5MPaに相当する噴射量となっているのに対して、浅皿形燃焼室のものは過給運転で、正味平均有効圧が約1.5MPaに相当した噴射量となっている。また、噴射開始時期はすべて上死点前10度に設定した。

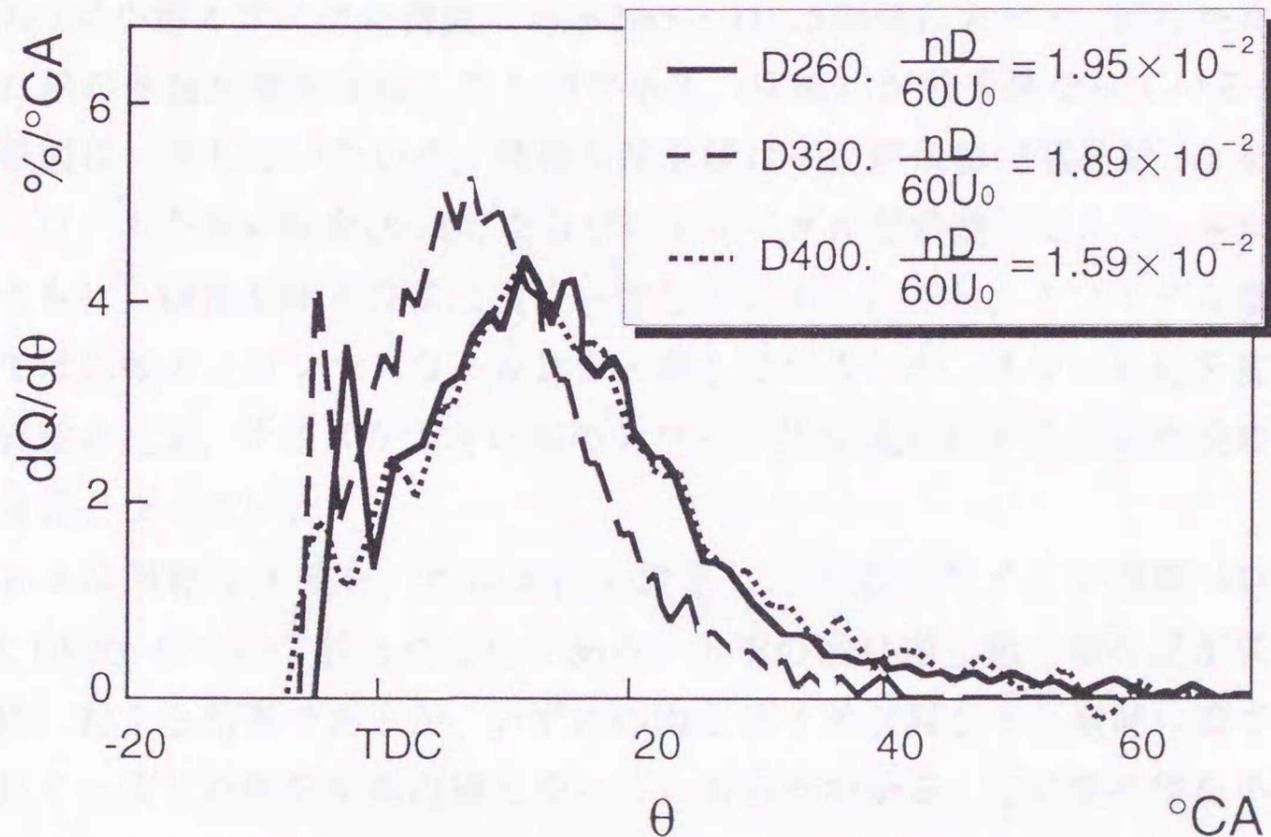


Fig.6-2 Comparison of heat release curves for three different engines

6.3 実験・計算結果および考察

6.3.1 実機における燃焼比較

図6-2は平均有効圧が1.9MPaにおけるボアが260mm, 320mmと400mmの中形3つの機関について熱発生率形状を比較したものである。ただし, D320では噴射時期の違いの分, 4度だけ熱発生率を遅らせて表示している。この場合, D260およびD320に対する無次元機関速度は概ね等しいのに対して, D400のものは若干小さくなっている。図6-2より, D260とD320の熱発生率は特に拡散燃焼部分がきわめてよく一致しており, 拡散燃焼部について論述した相似理論予測と良く対応している。なお, この場合の予混合燃焼部の違いは噴射時期の違いによる着火遅れの差異に起因するものと考えられる。一方, D400では熱発生期間が短くそのピーク値が高いが, これは本理論が予測するように機関速度に対する噴射速度が速いために, 高圧噴射に類似した燃焼となっているためと考えられ, D400においても無次元機関速度を一致させたならば, 他の2機関と同様な熱発生率形状になるものと推定される。

図6-3は小形4サイクル機関であるD85とD125機関において, 相似条件を満足した際の熱発生率を比較したものである。圧縮比が若干異なっているため, 指圧線図は一致していないが, 熱発生率形状は平型燃焼室で噴孔数 N_z を8としてスワールが無い場合 ($S_r=0$), ならびにトロイダル型燃焼室でスワールがある場合ともに, 細部を除き非常に良く一致している。ただし, トロイダル型ピストンでは比較エンジンでスワール比が一致していないが, スワール比を変化させた実験の結果, サイズが大きい側のスワール比を低めにする方が燃焼の相似性が良好となっていた。

図6-4は同様な比較を, 相似条件を満足した大形2サイクル機関 (D600, D700, D800) について行ったものである。上下の図は噴孔数や噴孔径が異なった条件に対する結果であるが, いずれの図もサイズが異なった機関の間で, 極めて良く一致した熱発生率経過となっているのがわかる。特に噴孔径を小さくし5噴孔とした場合には二段の拡散燃焼となっており, この傾向は相似機関で同様に現れている。

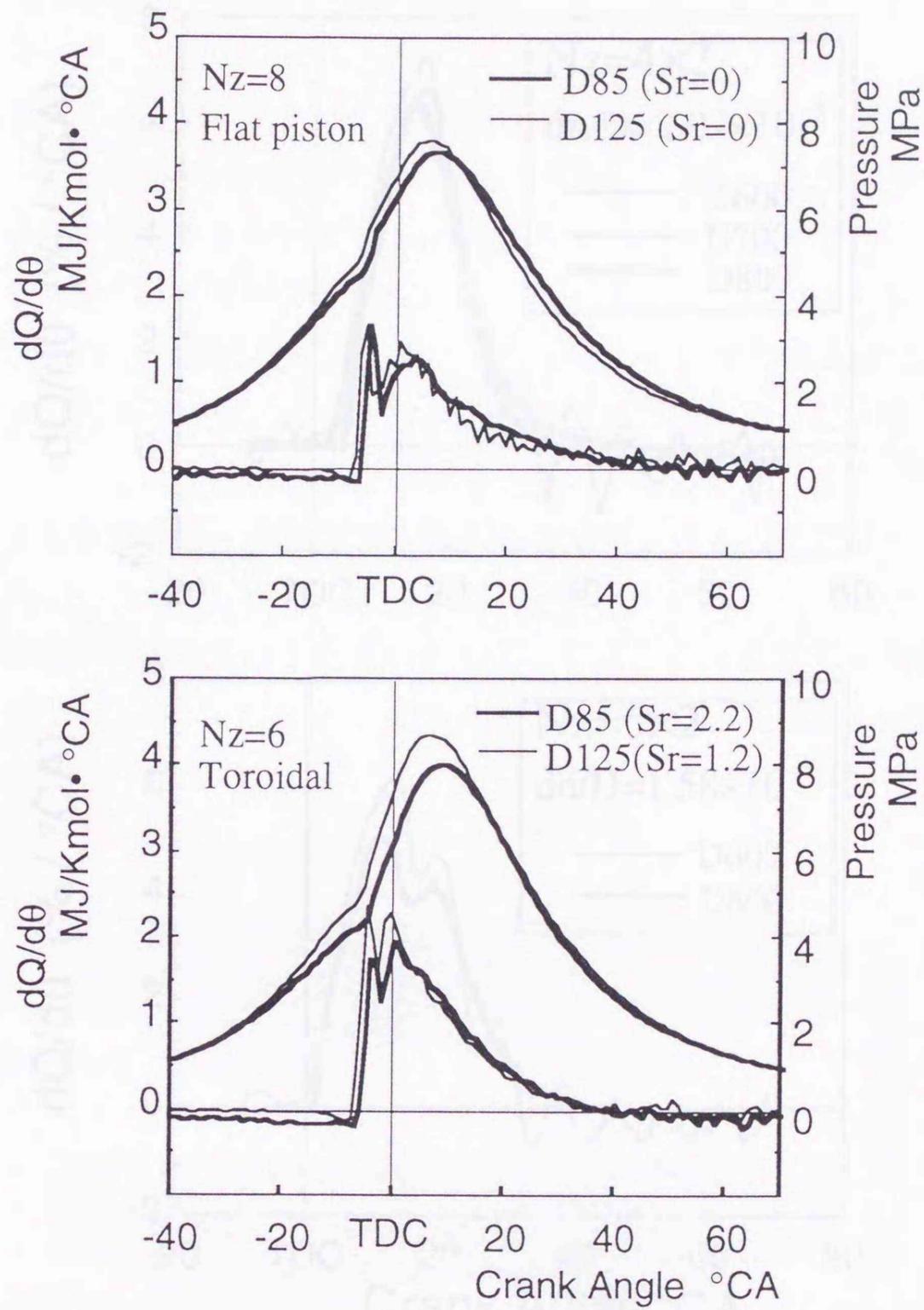


Fig.6-3 Similarity in heat release curves in small four-stroke engines

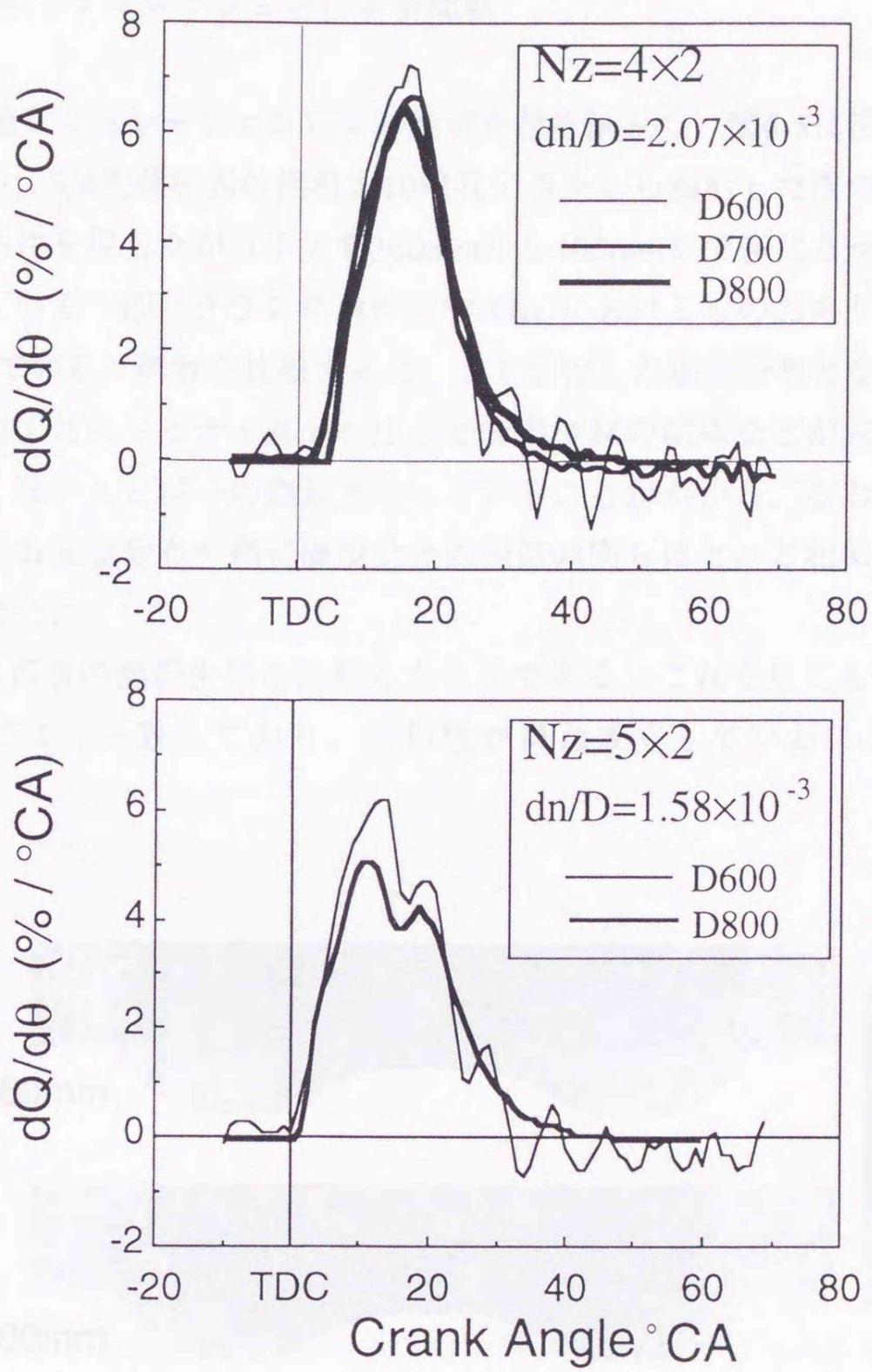


Fig.6-4 Similarity for two different injection condition in large two stroke engines

これらの結果より、先の理論予測通り、異なったサイズの機関の間で燃焼の相似性が成立し得ることが、実験結果から示されたと言える。

6.3.2 数値シミュレーションによる比較

次に数値シミュレーションによる燃焼比較を試みた。図6-5は浅皿型燃焼室で過給を行い、3/4負荷相当の燃料を10噴孔ノズルから噴射した際の解析結果であり、相似条件を保ちながらボアを260mmから400mmまで変化させた際の温度分布を示している。図はクランク角が25°ATDCにおけるものであり、噴射終了後10°経過している。両者を比較すると、よく類似した温度分布となっているのがわかる。例えばキャビティ部分へ広がる等温度線の間隔などが非常によく一致しており、ほとんど同一の燃焼となっていることがわかる。なお、他のクランク角における温度分布や燃料濃度分布の発達傾向もほとんど相似的事であることが確認された。

図6-6は両者の熱発生率を比較したものである。これを見ても両者の圧力経過は非常によく一致しており、相似性が概ね成立していることが確認され

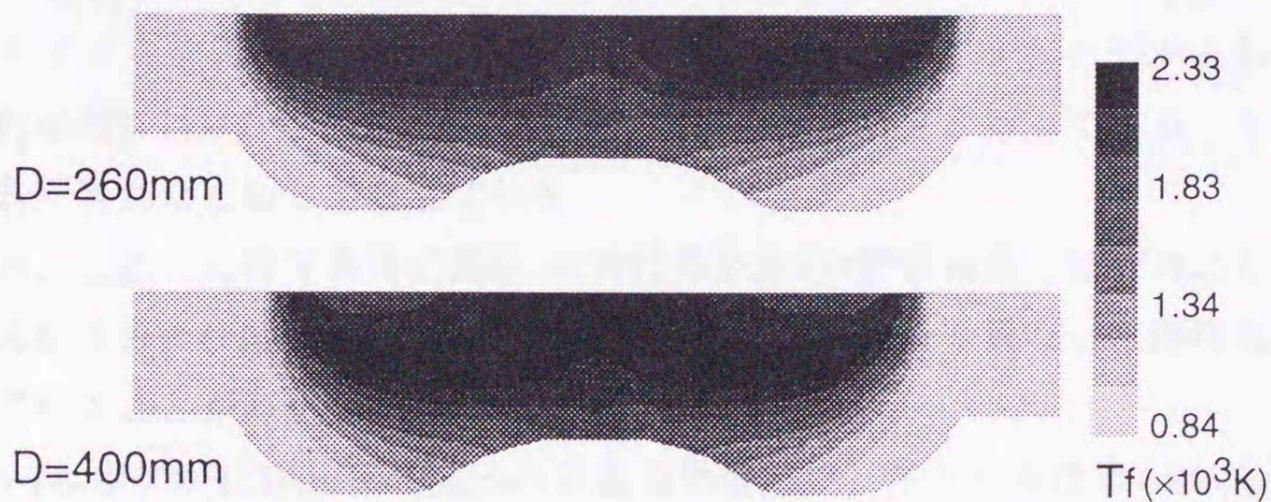


Fig.6-5 Comparison of temperature distributions with simulations

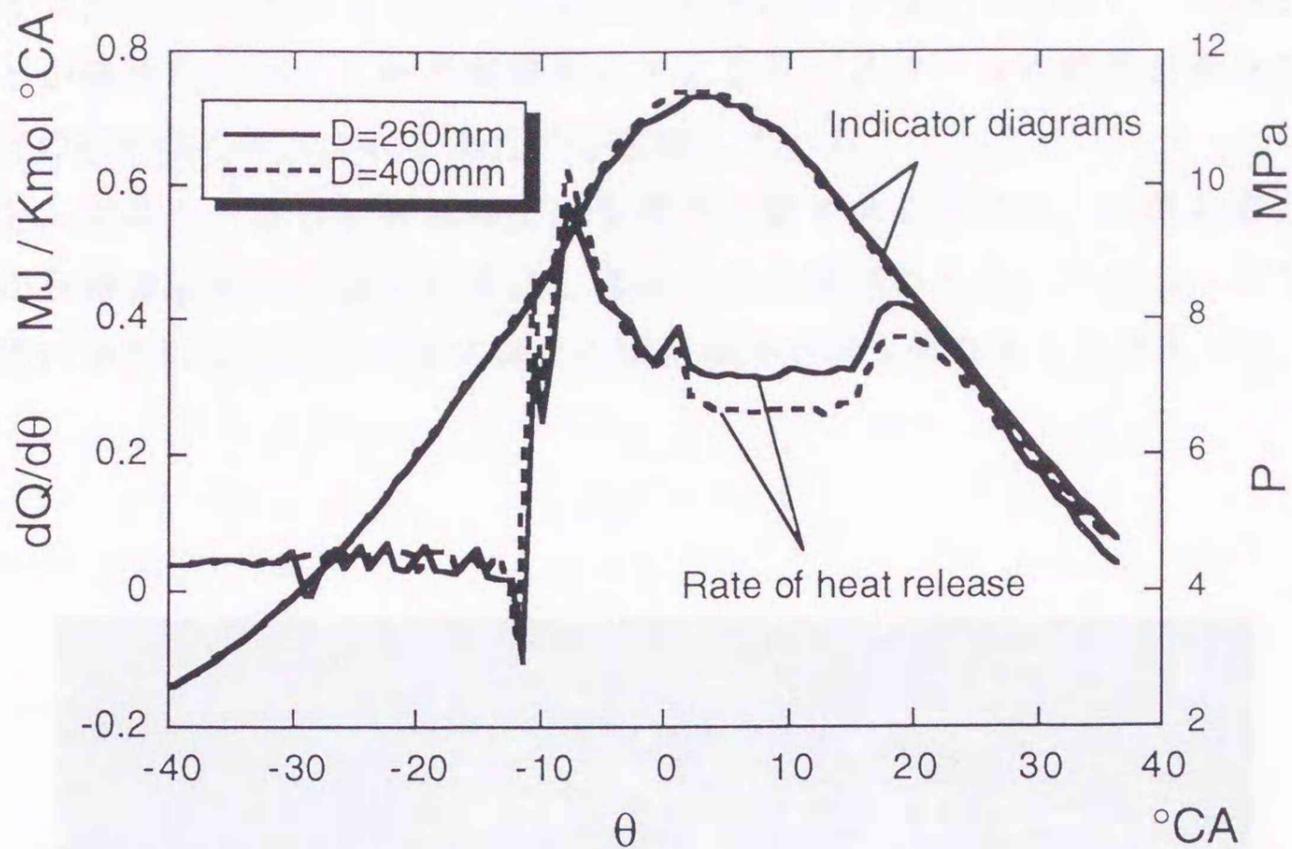


Fig.6-6 Comparison of heat release curves in the simulation

る。ただし、詳細に見ると、ボアが260mmの方が熱発生が少し高い値を示している。このことは図6-5に見られるように、ボアが260mmの方が400mmのものより燃焼がシリンダ外周方向へわずかに進行していることと対応しており、サイズに起因する乱流の影響や噴霧抵抗（ガスジェットモデルにおいても噴射初期にはDDM法を用いており、液滴の抵抗計算を行っている）などの差が若干現れたためと推察している。

なお、上述した計算条件は図6-2におけるD260の燃焼条件にほぼ対応しており、図6-2および図6-6を比較すると、両者はまだかなり異なった燃焼形態となっていることがわかる。

図6-7はボアが125mmと400mmの深皿形燃焼室で、スワール比を4.0にした際の温度分布である。燃焼領域がスワールに強く流されており、一方高温の領域がキャビティ中央部に分布しているのがわかる。こうした変化は、ボア径を125mmから400mmにしても同様に観察されるが、スワール比の等しい両者では必ずしもよく一致した温度分布とはなっていない。これに対して、むし

ろサイズが大きな機関ほどスワール比が若干小さな条件で類似した燃焼となることが確認された。これは機関サイズにより、スワールの減衰が異なることなどの差が現れたことによるためと推察している。

以上、現時点ではまだ計算精度の改善が必要であるものの、本実験および計算から概ね燃焼の相似性が成立し得るものと推定される。ただし、スワールが強い場合にはスワール比に関する相似条件が若干異なるようであった。

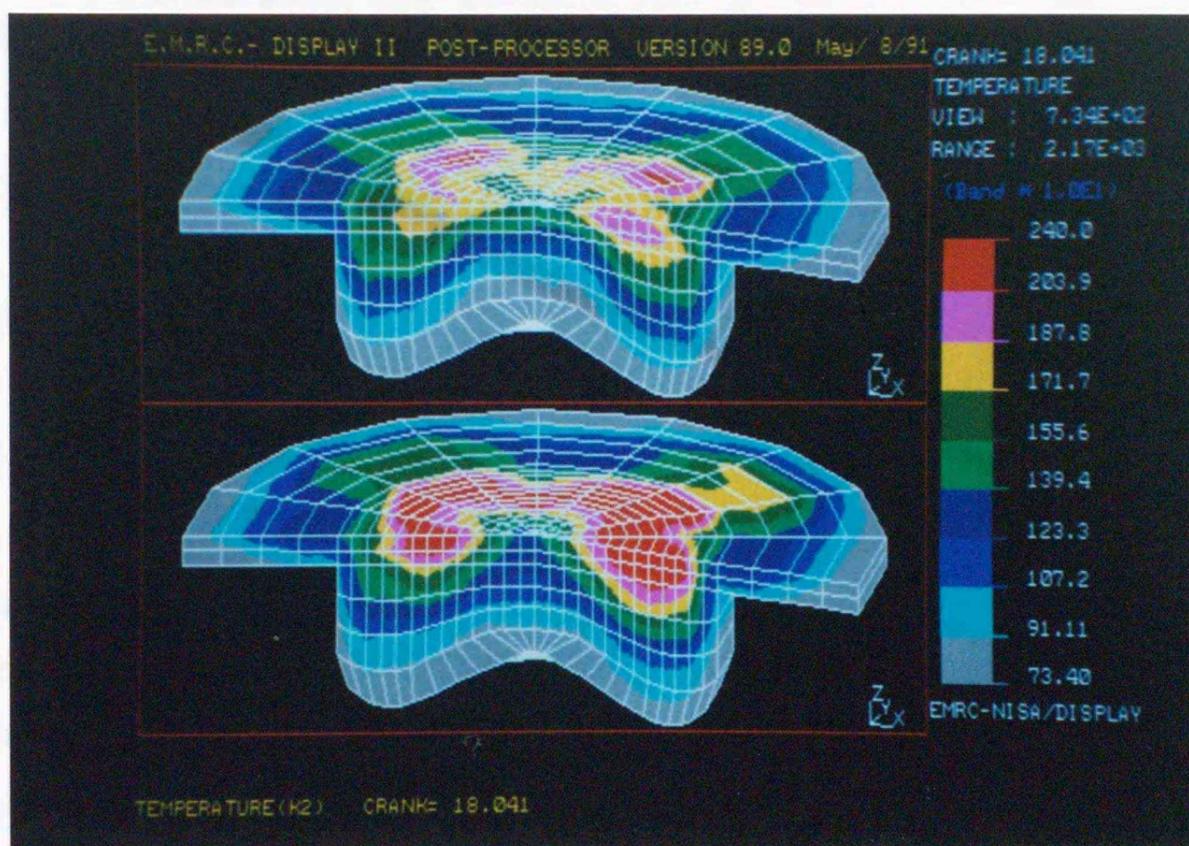


Fig.6-7 Comparison of temperature distributions at high swirl ratio
(Upper: D=125mm, Lower: D=400mm, @18ATDC)

6.3.3 相似機関を用いた予測と実験結果の比較

表6-3は相似機関であるD600, D700およびD800を用いて行った9種の比較実験条件を示したものである。各々のケースは相似条件を満足したデータセットであり, 上段に示されたものが模型実験に相当する基準運転条件, 下段は対応する予測対象相似機関の運転条件である。予測精度の評価では, まず基準運転条件における測定値を基に, 前述した模型実験データ変換法により相似機関の性能を予測し, 次にこの相似機関における実測値と比較を行った。すなわち, 模型実験に相当する基準運転の測定値(表6-3の上段での計測値)を基に, 対象とする大形機関(もしくは異なった機関回転速度条件)について, 前述した方法により予測した値(PREDICTED)と, 実際に大形機関を用いて(もしくは異なった機関回転速度条件)において計測した値(MEASURED)との比較を行った。したがって, PREDICTEDとMEASUREDが対応していれば, 模型実験による予測精度が良好であることを示している。なお, 表6-3における比較データ数が僅かであるが, これは相似条件を満たした実機データが實際上, 極めて限られていることによるものである。

ケース1から5までは相似条件を満足しているものであり, 1と3では機関回転速度, 2と3では噴孔径, そして1と4では噴孔数がそれぞれ異なった組み合わせとなっている。一方, ケース6から9までは同じ機関による異なった機関回転速度での比較であり, NOの特性評価のために設定した。ただし, この場合にも $nD/60u_0$ パラメータがほぼ一致したものを選定した。ケース6と7では噴射方向が異なっているが噴孔径や噴孔数は同じである。

図6-8は正味燃料消費率と最大熱発生率をケース1の基準運転条件の値で規格化し, 比較を行ったものである。各ケースにおいて, 左の棒グラフ(BASE)が表6-3における上段の基準運転条件に対する結果であり, 右にある棒グラフ(MEASURED)が下段での予測対象運転条件に対する計測結果である。比較したそれぞれの機関では機械効率や熱損失が異なっているため, 燃料消費率は必ずしも一致する必要はないが, 予測が正しければ変化の傾向は相似になって現れるものと考えられる。図を見ると, 燃料消費率, 熱発生率共にベースに対し同一の傾向が現れている。例えば熱発生率ではケース2が低い値を, ケース3

Table.6-3 List of data sets used for the examination of scale model experiment. The upper data in case number are the base for the prediction.

| Case No. | Engine | Speed rpm | BMEP MPa | Nz | Note: |
|----------|--------|-----------|----------|-------------------|---|
| 1 | D600 | 90.2 | 1.721 | 5*1.1 | |
| | D800 | 79.2 | 1.824 | 5*1.5 | |
| 2 | D600 | 86.4 | 1.837 | 5*0.95 | Lower <i>rpm</i> than (1) |
| | D800 | 67.6 | 1.813 | 5*1.25 | Smaller <i>dn</i> than (1) |
| 3 | D600 | 86.1 | 1.726 | 5*1.1 | Lower <i>rpm</i> than (1) |
| | D800 | 68.1 | 1.727 | 5*1.5 | |
| 4 | D600 | 89.0 | 1.826 | 4*1.2 (Type A) | 4-hole nozzle |
| | D800 | 69.2 | 1.830 | 4*1.65 | |
| 5 | D600 | 89.2 | 1.848 | 4*1.2 (Type B) | 4-hole nozzle, but different inj. direction |
| | D700 | 74.2 | 1.728 | 4*1.45 | from case (4) |
| 6 | D600 | 89.0 | 1.826 | 4*1.2 (Type A) | Different Engine <i>rpm</i> |
| | D600 | 86.3 | 1.720 | 4*1.2 | |
| 7 | D600 | 89.2 | 1.848 | 4*1.2 (Type B) | Different Engine <i>rpm</i> |
| | D600 | 86.0 | 1.735 | 4*1.2 | |
| 8 | D600 | 86.4 | 1.837 | 5*0.95 | Different Engine <i>rpm</i> |
| | D600 | 90.2 | 1.836 | 5*0.95 | |
| 9 | D800 | 68.2 | 1.831 | 5*1.5 | Different Engine <i>rpm</i> |
| | D800 | 79.2 | 1.824 | 5*1.5 | |

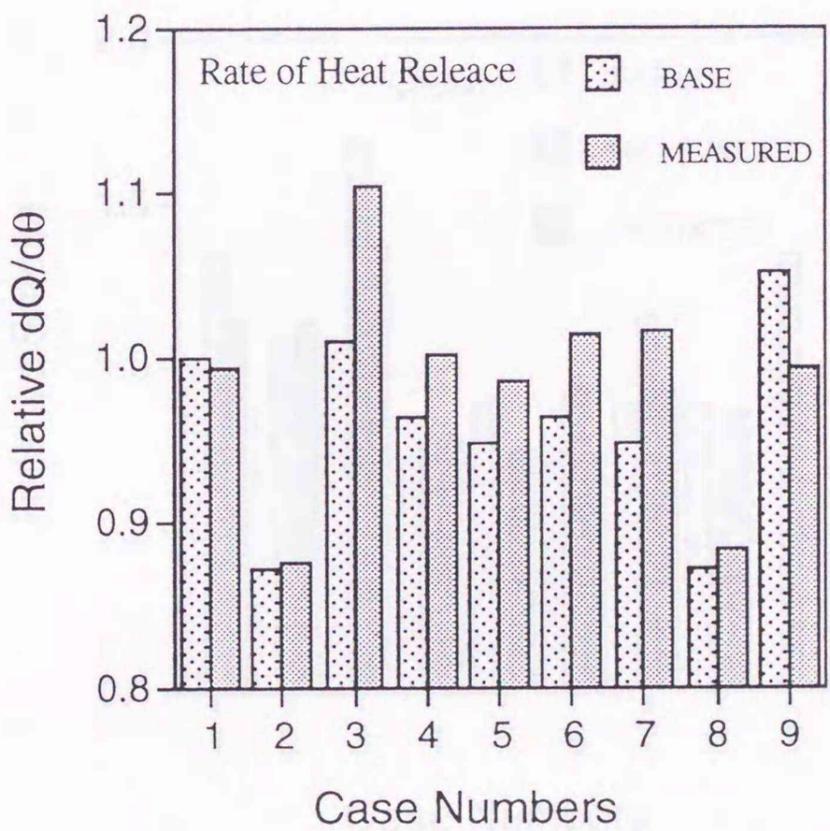
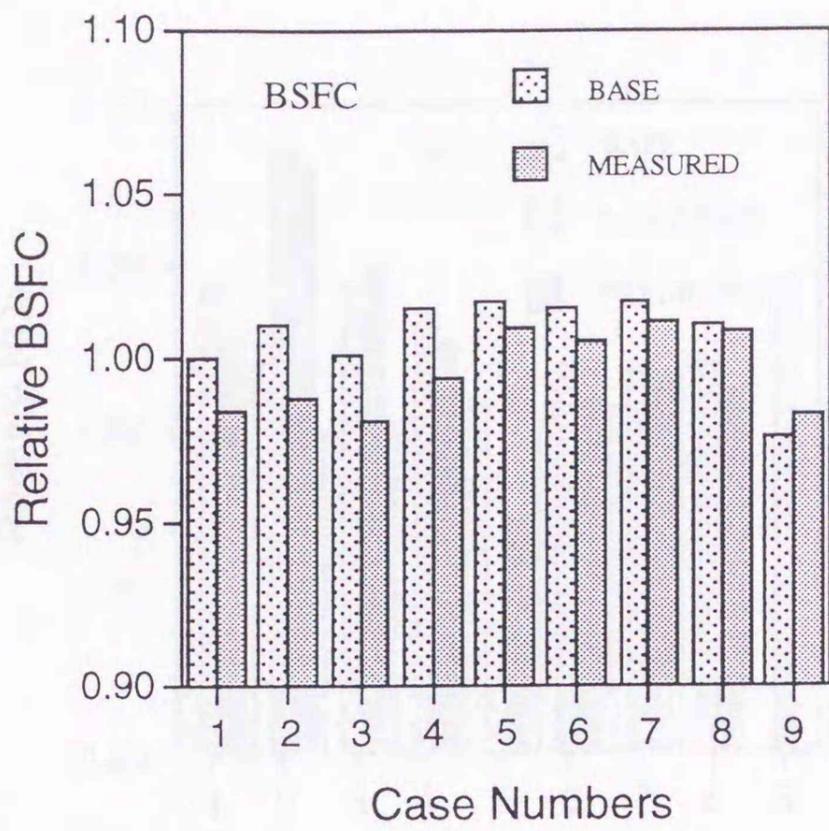


Fig.6-8 Comparison of BSFC and the maximum heat release rate in similarity conditions. The all values are normalized relative to the base data in case 1.

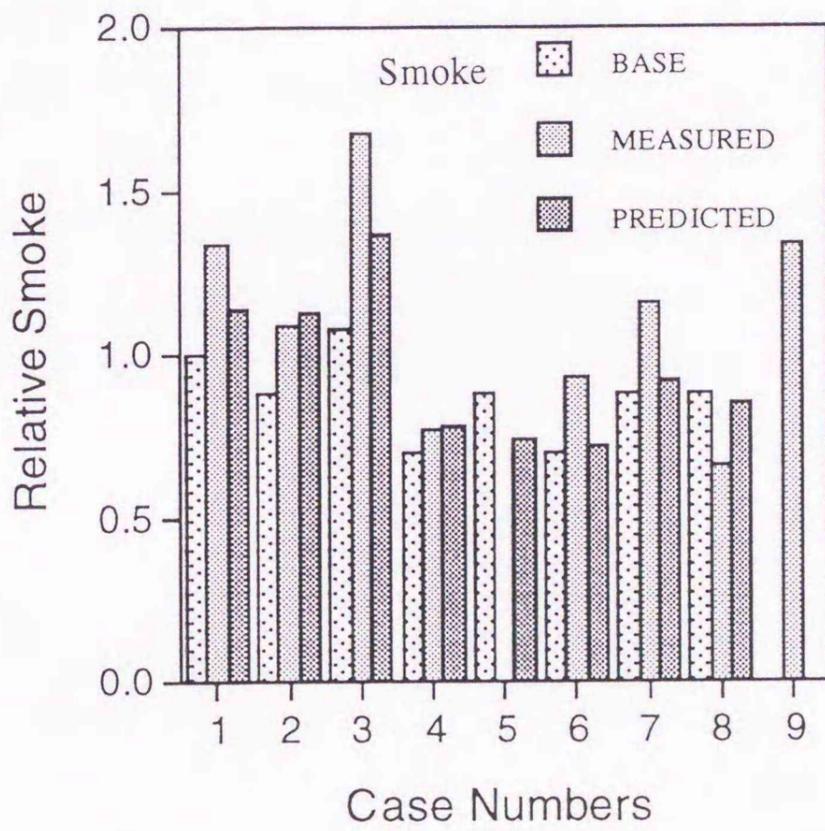
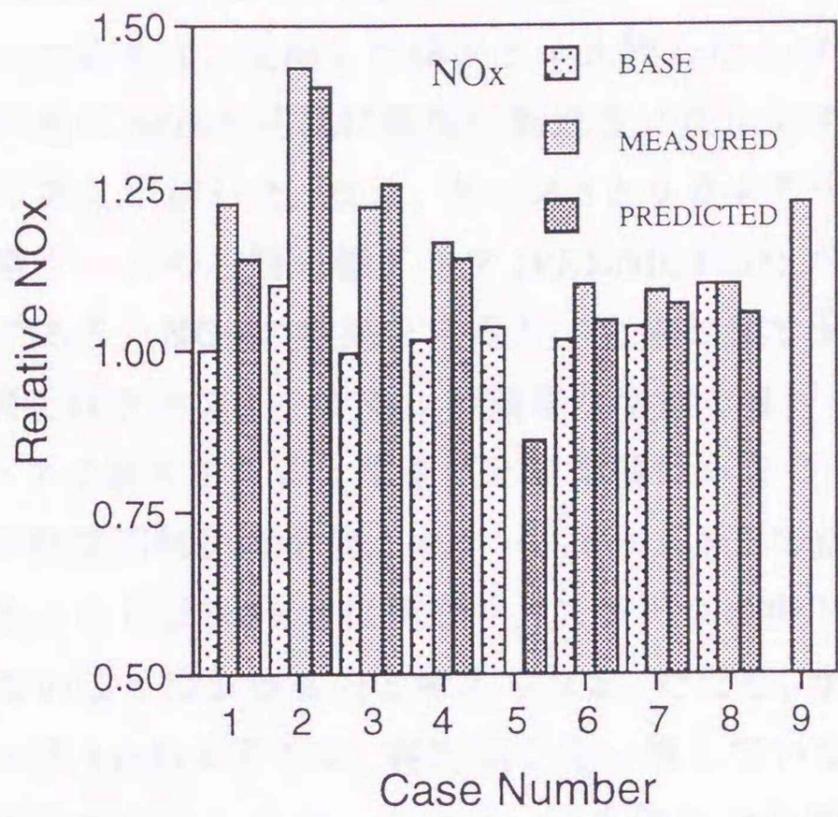


Fig.6-9 Predictions and measurements for NOx and smoke emissions

では高い値をそれぞれ示しており、変化の傾向は相似条件を満足した機関で概ね一致している。

図6-9は図6-8と同様に表6-3に示された各ケースについて、NOとスモーク排出量を予測した結果と、実測した結果とを比較したものである。この場合、スモークの排出量はNO_xと同様に機関回転速度に反比例すると仮定して予測した結果をとりあえず示した。なお、ケース5と9ではデータが一部欠落している。図中の各ケースの右端の棒グラフ(PREDICTED)が前述した方法により予測した値である。NO_xの結果を見ると、全体として予測値は計測値と一致しており、例えばケース2ではNO_xの顕著な増加を良好に予測できている。

一方、スモークの結果を見ると予測値と実測値はあまり一致していない。特に、同じ機関で機関回転速度を変えたケース6から8までは、予測結果と大きく異なっている。これはNO_xとは異なり、スモークの排出量は機関回転速度には反比例しないことによるものと考えられる。ただし、サイズの異なる機関を比較したケース1から4までは、絶対値こそ一致していないものの、変化の傾向は概略類似しており、スモークについても何らかの推定が可能と思われる。

6.4 本章における結論

本研究のまとめとして、本章では相似理論およびNOの排出量予測法についての精度検討を、数値シミュレーションとボアサイズが85-125, 260-400, および600-800mmの3群に分かれた全8種の実機エンジンの実験データを用いて行った。

本章で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

1. 機関サイズや回転速度が大幅に異なる機関であっても、相似条件を満足した場合には、きわめてよく類似した燃焼となることが実機および数値シミュレーションの結果から明らかとなった。ただし、シミュレーション精度は大幅に改善されたものの、まだ実機の燃焼を十分にシミュレートしたものとなっておらず、今後さらに精度を改善する必要がある。

2. スワール強度に関し、サイズが大きな機関ではスワール比を低めに設定した際に、より良好な相似性が確認できた。

3. 第2章において、相似機関におけるNO排出量は機関回転数に反比例することが示されたが、この関係に基づき、相似機関のNOの排出量を予測した結果、実測値と良く一致することが確認された。

第7章 結論

本論文では、 Ca^{2+} の濃度変化を測定し、 Ca^{2+} の濃度変化と細胞内pHとの関係を明らかにした。細胞内pHは、細胞の代謝活動や酵素活性に大きく影響を与えるため、その変化を正確に測定することは非常に重要である。本研究では、 Ca^{2+} の濃度変化を測定するために、 Ca^{2+} 指示薬を用いた。この指示薬は、 Ca^{2+} の濃度変化に応じて発光強度が変化する。この発光強度の変化を測定することで、 Ca^{2+} の濃度変化を正確に測定することができた。

本研究の結果、 Ca^{2+} の濃度変化と細胞内pHとの間に強い相関関係があることが明らかになった。これは、 Ca^{2+} の濃度変化が細胞内pHの変化を引き起こすことを示している。また、細胞内pHの変化が Ca^{2+} の濃度変化にも影響を与えることが示された。これらの結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。

本研究の結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。また、細胞内pHの変化が Ca^{2+} の濃度変化にも影響を与えることが示された。これらの結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。

本研究の結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。また、細胞内pHの変化が Ca^{2+} の濃度変化にも影響を与えることが示された。これらの結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。

第7章 結論

Conclusions

本研究の結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。また、細胞内pHの変化が Ca^{2+} の濃度変化にも影響を与えることが示された。これらの結果は、細胞内pHと Ca^{2+} の濃度変化の関係をより深く理解するための重要な手がかりを提供している。

第7章 結論

本論文では、近久らによって提唱されたディーゼル燃焼の相似理論による予測精度について明らかにするほか、その適用条件を明確にすることを目的として、実験ならびに数値シミュレーションを行った。さらに、同相似理論は単に燃焼の相似性にとどまっていたのに対し、本研究では模型実験データから相似機関のNO_x排出量を予測する手法について提案を行い、その適用性について実験による解析を行った。

得られた成果を要約すると以下の通りである。

NO生成特性と相似模型による予測法について

模型実験データから相似機関のNO_x排出量を予測する手法の提案を行った。また、その手法に基づき予測値実機のNO排出量と比較を行った。それにより以下のことが明らかとなった。

1. NO生成特性を明らかにするため、NO生成シミュレーションを行った結果、初期当量比と温度が一定であればNOの生成速度は反応期間中ほぼ一定となる性質を持つことが明らかになった。
2. 相似理論によると局所的な温度ならびに空気過剰率分布が相似となるため、上記のNOの生成特性を考慮すると、異なったサイズの相似機関ではNO濃度が機関回転速度に反比例するものと予測された。
3. 実機において相似機関のNO排出量を比較した結果、本予測値と実験値は良く一致することが確認された。

非定常な噴流および噴霧の内部構造の比較について

相似理論の検証を行うにあたり、ディーゼル燃焼の基本要素である噴霧を対

象とし、静止気体中に噴射した液体噴霧火炎と気体噴流火炎の相似性について解析を行った。それにより以下のことが明らかとなった。

1. 空気導入特性に関連の強い到達距離・広がり角の比較を行った結果、燃料の蒸発性が高い条件では気体噴流と液体噴霧の到達距離曲線はかなり類似し、また燃焼火炎についても同様であった。一方、広がり角についても、燃料の蒸発性の高い条件では、液体噴霧の広がり角は気体噴流のもの（約23度）とほぼ同一となることが明らかとなった。

2. PIV法による内部流速分布の比較を試みた結果、周囲温度・燃料温度・周囲圧力などが上昇するにつれ、液体噴霧の無次元速度分布や渦度分布は噴流のものに類似することが確認された。

三次元数値シミュレーションの計算特性について

相似理論の妥当性を検証することを目的として、三次元数値シミュレーションによる数値実験を行ったが、計算の実行に先立ってシミュレーション法自体の精度ならびに特性に関して詳細な検討を行なった。それにより以下のことが明らかとなった。

1. 非蒸発噴霧では噴霧抗力係数や初期粒径、噴霧角を調整することにより、実験値と一致した噴霧のシミュレーションが可能であることが明らかとなった。

2. 蒸発の早い気体噴流に近い条件では上記1.に示したような調整では十分に現象をシミュレートできず、計算結果は主として計算メッシュサイズに強く依存すること、しかも計算が不安定とならない程度にメッシュを小さくしてもなお、十分な現象記述ができないことが明らかとなった。

3. 発達した蒸発噴霧部分の解析から、乱流係数 C_μ は KIVA2 本来の 0.09 とするよりも 0.03 とするのが適当と判断された。

4. 実用サイズのメッシュでは、非燃料パーセルの先立ち噴射により周囲流体を加速しておいた中に燃料を噴射することにより、蒸発噴霧の発達挙動を実験値と同一にすることが可能である。

ディーゼル燃焼の相似性に関する実験および数値シミュレーションによる検討について

ディーゼル燃焼に関する相似理論にはいくつかの検討課題が含まれており、相似性の有無について、この点の解析が重要である。本研究において、異なったサイズの相似機関を対象として燃焼の数値実験および実機関による燃焼状態の比較を行った結果、以下のことが明らかとなった。

1. 数値実験による解析の結果、気体流動や燃焼パターン、ならびに温度の空間的・時間的分布が、相似機関の間で良好に対応することが確認された。ただし、スワール強度に関しては、理論による予測とは異なり、大形機関ほどスワール比を低めに設定するほうが相似性が良好となることが明らかとなった。

2. ボアサイズが85-125, 260-400, および600-800mmの3群に分かれた全8個の実機関による相似性に関する検討を行った。その結果、いずれも多少のばらつきはあるものの、数値実験と同様にサイズの異なる相似機関の間で燃焼の相似性が成立することが認められた。また、この場合にもサイズが大きな機関ではスワール比を低めに設定した際に、より良好な相似性がより良好になることが確認された。

1. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(1), 1-10.

2. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(2), 1-10.

3. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(3), 1-10.

4. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(4), 1-10.

5. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(5), 1-10.

6. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(6), 1-10.

7. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(7), 1-10.

8. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(8), 1-10.

9. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(9), 1-10.

10. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(10), 1-10.

参考文献

References

11. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(11), 1-10.

12. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(12), 1-10.

13. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(13), 1-10.

14. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(14), 1-10.

15. 田中 隆夫, 噴霧器噴霧特性の測定, 日本農工化学会誌, 1957, 30(15), 1-10.

参考文献

1. 近久, 他 1 名, 「ディーゼル機関における燃焼の相似則」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.54, No.508, 1988, 3579-3584
2. A. A. Amsden, 他 3 名, 「KIVA-A Comprehensive Model for 2-D and 3-D Engine Simulations」, SAE paper, No.850554, 1985
3. C. Taylor, *The Internal Combustion Engine in Theory and Practice, I*, MIT Press., 401, 1966
4. 和栗, 他 3 名, 「直噴式ディーゼル機関の排煙特性に関する実験的研究」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.46, No.411, 1980, 2224-2231
5. 和栗, 他 3 名, 「ディーゼル機関燃料噴霧の到達距離に関する研究」, 日本機械学会論文集, Vol.25, No.156, 1959, 820-826
6. 自技会ディーゼル機関部門委員会, シンポジウム資料, 1982, 1-73
7. 定方, 他 2 名, 「燃焼装置のスケールアップ」, 化学工学, Vol.46, No.508, 1982, 274-281
8. M. Arai, 他 3 名, 「Disintegrating Process Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle」, SAE paper, No.840275, 1984
9. J. C. Dent, 「A Basic for the Comparison of Various Experimental Methods for Studying Spray Penetration」, SAE paper, No.710571, 1971
10. K. S. Varde, 他 1 名, 「Diesel Fuel Spray Penetration at High Injection Pressures」, SAE paper, No.830448, 1983
11. K. U. Münch, 他 1 名, 「Investigation of Spray Penetration and Fuel Distribution Inside the Piston Bowl of a 1.9l DI Diesel Engine Using Two-Dimensional Mie Scattering」, SAE paper, No.922204, 1992
12. 小林, 他 2 名, 「急速圧縮装置によるディーゼル燃焼に関する研究 (第 1 報, 噴霧と火炎の比較)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.48, No.426, 1982, 389-398
13. S. Li, 他 2 名, 「On the Air-Entrainment Characteristics of Diesel

- Sprays and Flames in a Quiescent Atmosphere], SAE paper, No.941924, 1994
14. 浜本, 他 2 名, 「非定常気体噴流の到達距離に関する研究」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.53, No.496, 1987, 3810-3813
 15. 杉田, 他 5 名, 「非定常気体噴流に関する研究 (軸上における噴流の構造・領域について)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.56, No.532, 1990, 3666-3671
 16. 広安, 他 2 名, 「ディーゼル噴霧の到達距離に関する研究」, 日本機械学会論文集, Vol.44, No.385, 1978, 3208-3219
 17. 坂根, 他 3 名, 「ディーゼル噴霧の燃料濃度分布に関する研究 (ノズル径・噴射圧および雰囲気密度の影響)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.52, No.487, 1987, 1122-1128
 18. 山根, 他 2 名, 「非定常濃噴霧の微粒化特性と空気導入特性に関する研究」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.58, No.550, 1992, 1955-1960
 19. I. Y. Cho, 他 5 名, 「Similarity Law of Entrainment into Diesel Spray and Steady Spray」, SAE paper, No.900447, 1990
 20. 橋本, 他 3 名, 「ディーゼル噴霧と導入空気流の特性」, 自動車技術会論文集, No.45, 1990, 15-20
 21. T. Obokata, 他 1 名, 「LDA Analysis of Diesel Spray and Entrainment Air Flow」, COMODIA90, 1990, 231-236
 22. G. E. Cossali, 他 2 名, 「LDV Characterization of Air Entrainment in Transient Diesel Sprays」, SAE paper, No.910178, 1991
 23. 鈴木, 他 2 名, 「2 波長レーザー光吸収・散乱光度法によるディーゼル噴霧内燃料蒸気・液滴濃度分布の分離計測 (第 3 報 噴霧内への雰囲気導入特性)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.59, No.568, 1993, 2334-2339
 24. 小沼, 他 2 名, 「バーナー噴霧燃焼火炎の構造に関する研究 (第 2 報 ガス拡散火炎との比較実験および油滴の挙動に関する検討)」, 日本機械学会論文集, Vol.42, No.357, 1976, 1537-1546

25. 富田, 他 2 名, 「非定常気体噴流への周囲空気導入に関する研究 (空気導入の空間的・時間的变化)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.59, No.568, 1993, 3938-3944
26. 富田, 他 2 名, 「非定常気体噴流への周囲空気導入に関する研究 (続報)」, 第 11 回内燃機関シンポジウム講演集, 1993, 541-546
27. 城戸, 他 3 名, 「霧囲気レーザ誘起蛍光法 (LIFA 法) による間欠ガス噴流の周囲ガス導入に関する定量解析」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.59, No.559, 1993, 865-871
28. O' Rourke, 他 1 名, 「The Tab model for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup」, SAE paper, No.872089, 1987
29. A. A. Amsden, 他 2 名, 「The KIVA-II Computer Program for Transient Multidimensional Chemically Reactive Flows with Sprays」, SAE paper, No.872072, 1987
30. L. Alloca, 他 2 名, 「Modeling of Diesel Spray Dynamics and Comparison with Experiments」, SAE paper, No.941895, 1994
31. G. Bower, 他 5 名, 「Physical Mechanical for Atomization of a Spray: A Comparison of Models and Experiments」, SAE paper, No.881318, 1988
32. 田畑, 他 3 名, 「DI ディーゼル機関における燃料噴霧の数値解析に関する研究」, 自動車技術会論文集, No.26, 1995, 39-44
33. 広安, 他 1 名, 「ディーゼル噴霧の先端到達距離と噴霧角」, 自動車技術会論文集, No.21, 1980, 5-11
34. 段, 他 4 名, 「ディーゼル噴霧の数値解析 (KIVA による計算と実験の比較)」, 日本機械学会講演論文集, Vol.96, No.15, 1996, 561-562
35. A. M. Patterson, 他 3 名, 「Modeling the Effects of Fuel Injection Characteristics on Diesel Engine」, SAE paper, No.940523, 1994
36. C. J. Rutland, 他 9 名, 「Toward Predictive Modeling of Diesel Engine Intake Flow, Combustion and Emissions」, SAE paper, No.941897, 1994
37. 脇坂, 他 3 名, 「燃料噴霧解析における液滴・液膜蒸発モデルの検

- 討], 第13回内燃機関シンポジウム講演集, 1996, 535-540
38. 脇坂, 他3名, 「燃料噴霧における液滴蒸発モデルの検討」, 日本機械学会講演論文集, No.964-1, 1997, 29-30
 39. 角田, 他1名, 「高温高圧の気体中における単一液滴の蒸発(第2報, 理論的研究)」, 日本機械学会論文集, Vol.42, No.356, 1976, 1216-
 40. J. D. Naber, 他1名, 「Modeling Engine Spray/Wall Impingement」, SAE paper, No.880107, 1988
 41. J. D. Naber, 他2名, 「Fuel Impingement in a Direct Injection Diesel Engine」, SAE paper, No.881316, 1988
 42. L. Alloca, 他3名, 「Comparison of Models and Experiments for Diesel Fuel Sprays」, COMODIA90, 1990, 255-261
 43. A. P. Watkins, 他1名, 「A New Model for Diesel Spray Impaction on Walls and Comparison with Experiment」, COMODIA90, 1990, 243-248
 44. 千田, 他3名, 「壁面に衝突するディーゼル噴霧挙動に関するモデリング」, 日本機械学会論文集(B編), Vol.60, No.578, 1994, 3563-3570
 45. J. Senda, 他3名, 「Modeling of Diesel Spray Impingement on Flat Wall」, SAE paper, No.941894, 1994
 46. Z. X. Hou, 他2名, 「Three-Dimensional Computations of Diesel Sprays in a Very High Pressure Chamber」, SAE paper, No.941896, 1994
 47. Z. X. Hou, 他2名, 「Modeling of Diesel Sprays in a Very High Pressure Chamber, Part2」, SAE paper, No.950603, 1995
 48. A. P. Watkins, 他1名, 「An Ad-Hoc Procedure to Alleviate False Diffusion Effects in Computer Codes Using Discrete Droplet Models」, COMODIA90, 1990, 237-241
 49. H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, 1979, 585
 50. 平田, 「船舶大気汚染防止の動向と対応」, 船用機関学会誌, Vol.32, No.6, 385-389, 1997

51. 菊田, 他 2 名, 「相似模型実験によるディーゼル機関の燃焼および NO 生成に関する研究」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.629, 1999, 369-375.
52. 村山, 他 2 名, 「ディーゼル機関における NO 生成モデルに関する研究」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.44, No.381, 1978, 1706-1714
53. 小笠原, 他 2 名, 「燃焼ガス中の NO および CO の生成とその低減法に関する基礎的研究 (第 2 報, NO の生成量といくつかの低減法についての計算結果)」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.39, No.327, 1973, 3427-3433
54. 川口, 他 3 名, 「噴霧火炎と気体噴流火炎の非定拡散燃焼過程の比較解析」, 第 34 回燃焼シンポジウム講演論文集, 1996, 77-79
55. 上野, 他 3 名, 「非定常な気体および液体噴霧燃焼における火炎構造の相似性」, 第 35 回燃焼シンポジウム講演論文集, 1997, 265-267
56. 上野, 他 3 名, 「非定常な噴流および噴霧の内部構造比較」, 第 36 回燃焼シンポジウム講演論文集, 1998, 590-592
57. 菊田, 他 2 名, 「DDM 法を用いたディーゼル噴霧シミュレーションの計算特性解析」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.633, 1999, 1838-1844
58. 藤本, 他 3 名, 「壁面衝突ディーゼル噴霧の性状 (その 1)」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.54, No.504, 1988, 2252-2259
59. J. Holman, *Experimental Methods for Engineers*, McGraw-Hill, New York, 1978, 81
60. 湯山, 他 3 名, 「ディーゼル燃焼の相似性に関する実験および数値計算による検討」, 機械学会北海道支部第 37 回講演会, 1997, 153-154
61. 菊田, 他 2 名, 「ディーゼル燃焼の相似性に関する三次元数値シミュレーションによる検討」, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.60, No.570, 1994, 693-699
62. 関谷, 他 4 名, 「CaO を使用した化学蓄熱層の 3 次元流動解析」, 機械学会全国大会講演論文集, Vol.96(15), 1996, 31-32

63. 西尾, 他 3 名, 「噴流床型石炭ガス化炉の三次元流動シミュレーション」, 機械学会講演論文集, Vol.76, Vol.3, 1998, 391-392

謝 辞

本論文の作成にあたり、終始懇切なるご指導を賜った北海道大学大学院工学研究科・菱沼孝夫教授に心より感謝の意を表する次第である。

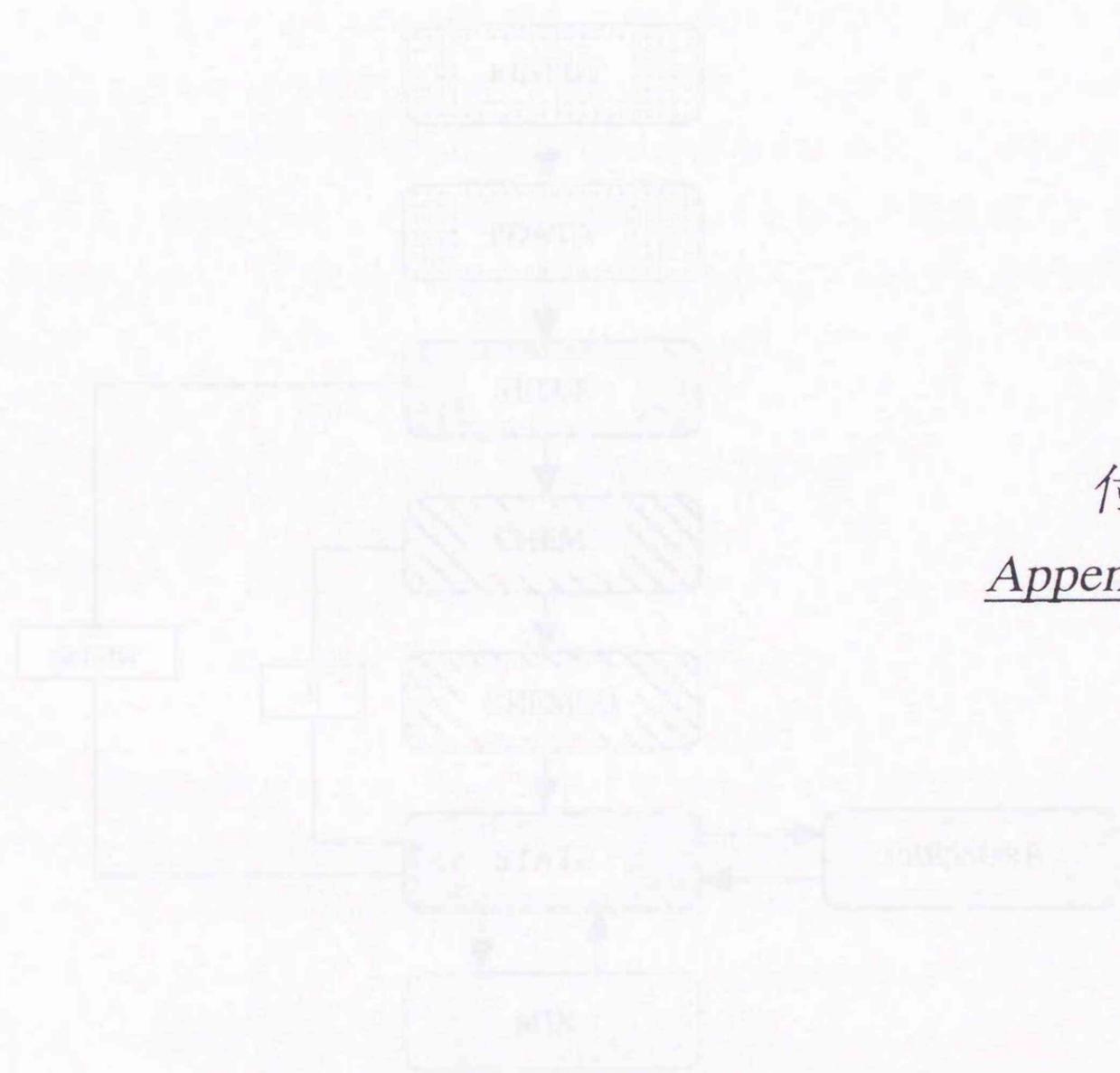
また、北海道大学大学院工学研究科・近久武美助教授には、長きにわたり格別なるご指導、ご助言をいただいた。ここに、深く感謝の意を表する次第である。

北海道大学・熱エネルギー変換工学講座においては、村山正教授（当時、現 北海道自動車短期大学教授）ならびに金野満助手（当時、現 茨城大学工学部助教授）には、公私にわたって、ご助言、ご指導をいただいた。また、計算および実験に際しては、吉沢幸大君（現 日産自動車）、Brent Crary 君、福島一恭君、金田幸一郎君（現 北海道ガス）、川口忍君（現 東京ガス）、上野正康君（現 オムロン）、湯山亮君（現 北海道大学大学院工学研究科・博士後期課程）をはじめ、学生諸君の多大なる協力をいただいた。ここに厚く御礼申し上げる次第である。

付録 1 NO_x 生成計算の概要

NO_x 生成計算は、燃焼生成物中の NO_x 濃度を算出する。これは、燃焼温度、燃焼時間、および燃料中の窒素含有率に基づいて行われる。計算には、燃焼生成物中の NO_x 濃度を算出するための経験的式が用いられる。この式は、燃焼温度と燃焼時間の関数として表され、燃料中の窒素含有率を乗じて NO_x 濃度を算出する。

燃焼生成物中の NO_x 濃度は、燃焼温度と燃焼時間の関数として表され、燃料中の窒素含有率を乗じて NO_x 濃度を算出する。この式は、燃焼温度と燃焼時間の関数として表され、燃料中の窒素含有率を乗じて NO_x 濃度を算出する。



付録
Appendix

Fig. A1-1 Flow chart of NO_x Calculation

付録1 NOの反応計算について

第2章において、NOの反応計算を三次元数値シミュレーションプログラムKIVAコード⁽²⁾の化学反応計算部分のサブルーチンを一部修正して行ったが、その計算方法の詳細について記述する。

NOの化学反応計算は、拡大Zeldvich反応により行い、それに関連するOH、H、O、ならびにCOなどの物質は、化学平衡論的に求められる。本計算で考慮した化学種は N_2 、N、 O_2 、O、 H_2 、H、 CO_2 、CO、OH、NO、 C_8H_{18} の計12種であり、4本の速度式と6本の平衡式により反応計算を行う。本計算の流れを図A1-1に示す。

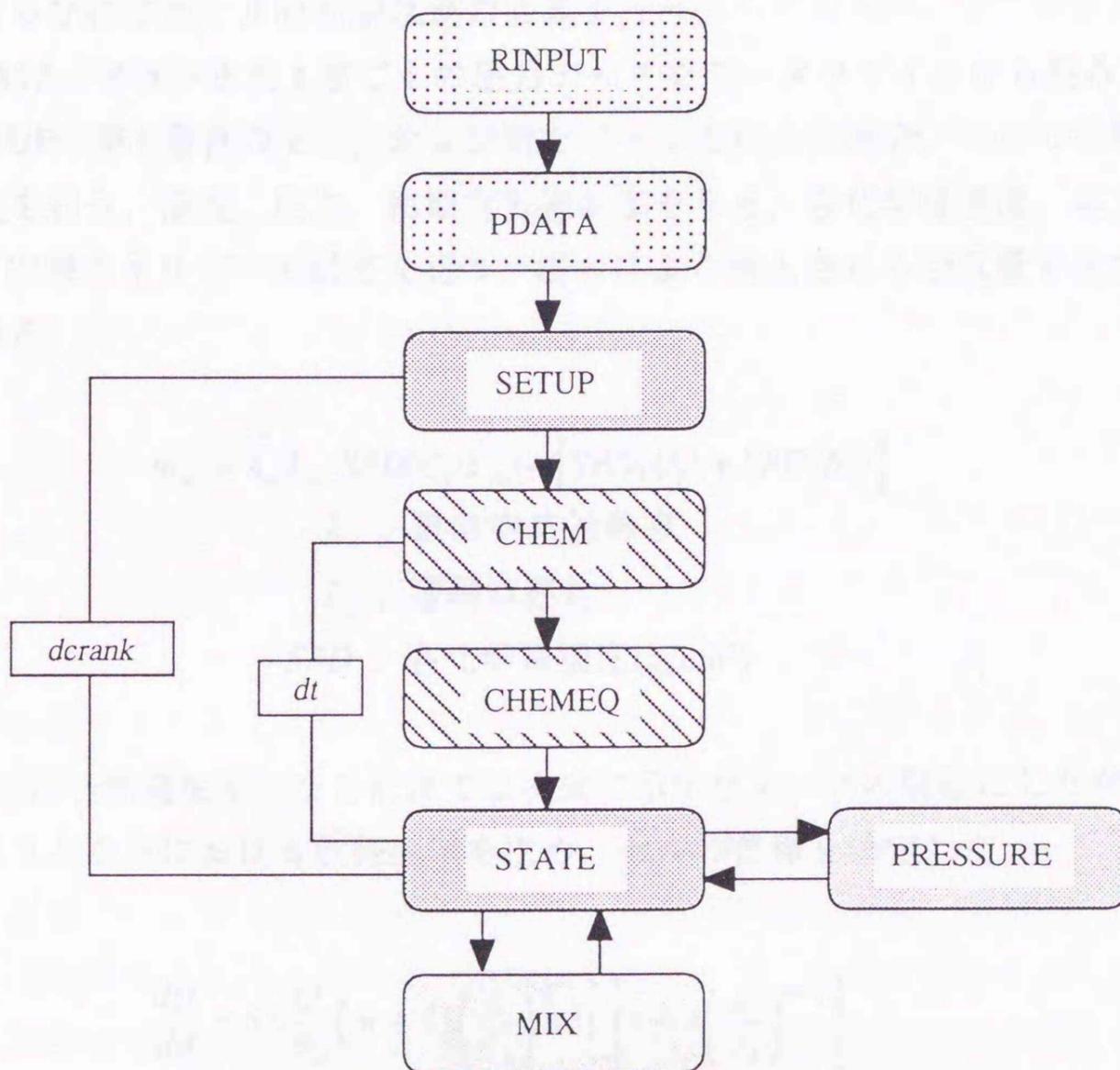


Fig.A1-1 Flow chart for NOsimulation

RINPUTでデータを読み込んだ後、SETUPで初期状態の設定を行う。その後、微小時間間隔でCHEM、CHEMEQで化学反応計算を行い、STATEにおいて温度、各化学種濃度などの計算を行う。また、熱発生率を同一としながら種々の混合パターンを比較した計算では、所定の熱発生率となるように微小クランク角間隔で、一つずつ新たなセルが形成され、それぞれのセル内で同様の燃焼変化が生じるものとした。

各サブルーチンでは以下のような計算を行っている。

RINPUT : 各化学種の物性値、化学反応式、各定数値および計算条件、初期条件をデータファイルから読み込む。また、シリンダ内空気量、燃料の総発熱量、ならびに空気セルの初期状態の計算を行う。

PDATA : クランク角1度ごとの圧力データをデータファイルから読み込む。

SETUP : 第1番目のセル、および新たにセルを加える場合、セルの初期状態の設定を行う。温度、圧力、初期空気過剰率を与え、各化学種濃度、エンタルピー、内部エネルギーの計算を行う。混合により導入される空気量を次式により求める。

$$m_{air} = \lambda_{\infty} \cdot L_0 \cdot SPD(C_8H_{18}) - [SPD(O_2) + SPD(N_2)]$$

λ_{∞} : 最終空気過剰率

L_0 : 理論空燃比

SPD : 各化学種濃度(g/cm³)

また、同一熱発生率になる計算では次式に示すウィーベの関数にしたがって、そのクランク角における熱発生率を求め、セルの体積を決定した。

$$\frac{dQ}{d\theta} = 6.9 \frac{Q_t}{\theta_d} (m+1) \left(\frac{\theta}{\theta_d}\right)^m \exp \left[-6.9 \left(\frac{\theta}{\theta_d}\right)^{m+1} \right]$$

Q_t : 総発熱量

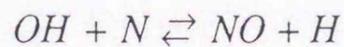
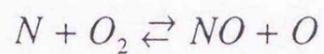
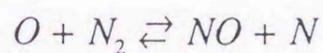
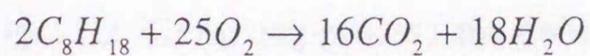
θ_d : 熱発生期間

θ : 熱発生からのクランク角度

m : 特性係数

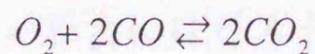
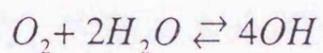
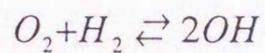
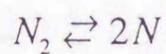
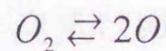
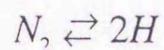
なお、燃焼による発熱がある場合のみセルが形成される。

CHEM : 化学反応計算を速度論的に行う。反応式は以下の4本である。



一番目の式はオクタンの酸化反応であり、以降の式はNO生成に関する拡大Zeldvich反応を示す。

CHEMEQ : 化学反応計算を平衡論的に行う。反応式は以下の6本である。



化学反応により変化した各セルの内部エネルギー、エンタルピー、および各化学種濃度の更新を行う。

MIX : 空気による希釈混合を考慮する場合、混合により変化するエンタルピー、体積、および各化学種濃度の更新を行う。混合気の導入過程は、混合気領域と空気領域が反応開始から一定時間経過した後、次式に示すウィーベの関数にしたがって、断熱圧縮された空気と混合して、平均空気過剰率に近づくものとした。



Fig.A1-2 Air mixing process and definition of λ

$$f(t) = 1 - \exp \left\{ -6.9 \left(\frac{t}{\tau} \right)^{m+1} \right\}$$

τ : 混合特性時間

m : 特性係数

なお、混合気に取り込まれた空気は瞬間的に領域全体に拡散するものとした。また、ウィーベの特性係数 m は 2 とし、混合特性時間 τ は 0.5 msec を基本としていくつか変化させた。

STATE : セル内の圧力、内部エネルギーおよび温度などの更新を断熱的に行う。燃焼による発熱がない場合にはピストン上昇に伴う断熱圧縮が行われ、燃焼による発熱がある場合には発熱量から次式により圧力を求める。

$$P = P_{old} + \left[(\kappa - 1) \cdot dQ - \kappa \cdot P_{old} dV_c \right] / V_c$$

Q : 熱発生量

κ : 比熱比

V_c : シリンダ容積

サブルーチン *MIX* の後は圧力の更新は行われず、化学反応計算および混合によって変化したエンタルピーより温度およびその温度における比熱比を求め、次式により温度を断熱的に更新する。

$$T = \left(\frac{P}{P_{old}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} T_{old}$$

更新された温度より、内部エネルギー、エンタルピーの計算を行う。また各化学種濃度、体積の更新を行う。

PRESSURE : 所定の圧力履歴を与える場合にはサブルーチン *PDATA* で読み込んだデータを基に次の時間ステップにおける圧力の計算を行う。

NO濃度の表示は、空気過剰率による希釈の影響を除くため、燃料重量に対する生成NOの重量比としたエミッションインデックス表示とした。なお通常の濃度 (ppm) との換算式は以下の通りである。

$$[NO]_{e.i.} = (1.19 + 19.0 \lambda) [NO]_{ppm} \times 10^{-6}$$

付録2 KIVA-2 コードについて

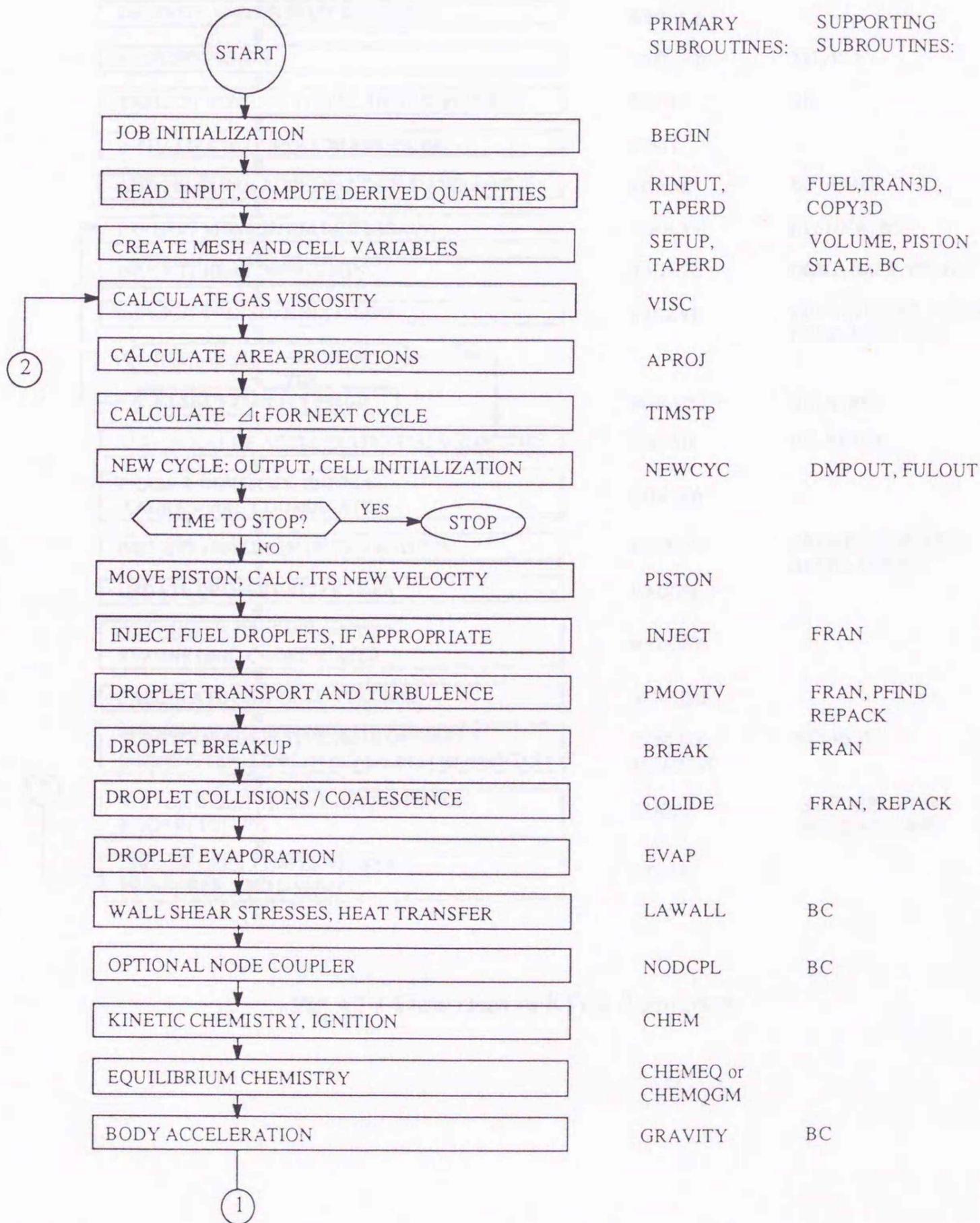
KIVA-2コード⁽²⁹⁾は米Los Alamos研究所で1985年に開発されたKIVAプログラムコード⁽²⁾のアップグレード版であり、1989年にリリースされた。液体燃料噴霧を含む混相流の流動および化学反応計算が可能となっており、特にDISC (Direct-Injection Stratified-Charge) エンジンやディーゼルエンジン内の現象を三次元的にシミュレートすることを意識してプログラムは作成されている。しかし、プログラム中の基礎方程式やその解法は非常に一般的なものであるため、層流から超音速流までの広範囲にわたる化学反応を伴った様々な流動に対する解析が可能であり、当研究室においても化学蓄熱層の伝熱流動解析⁽⁶²⁾や噴流層石炭ガス化炉の流動解析⁽⁶³⁾の際に、このシミュレーションコードをベースとした計算を行っている。このコードの最大の特徴はソースコードが公開されていることであり、第1章でも述べたように、多くの研究者が噴霧に対する詳細モデルや燃焼モデルについて改良を続けている。

KIVA-2コードでは、気相部の解法は移動境界への適合しやすさを考慮してALE法 (Arbitrary Lagrange-Eulerian) と呼ばれる有限体積法を用いており、ラグランジ、オイラーまたはその混成座標系が許容される。乱流モデルには標準 $k-\varepsilon$ モデルのほかSGS (SubGrid-Scale) モデルの選択が可能となっている。標準 $k-\varepsilon$ モデルはReynolds方程式のほかに乱流運動のエネルギー k の方程式と乱流エネルギーの散逸 ε の方程式の2つを用いたモデルである。一方のSGSモデルは、計算格子より小さいスケールの渦だけをモデル化し、それより大きいスケールの渦は全て直接計算によって求めようというものである。

噴霧は第4章でも述べたようにDDM (Discrete Droplet Model) 法を用いている。これは大きさや速度が同一の粒子群をパーセルとして代表させ、その多数のパーセル一つ一つの位置、速度、粒径、温度などの時間的変遷を個別に追跡を行い、液相と気相間の相互作用は質量、運動量およびエネルギーの交換によりなされる。噴霧のサブモデルは燃料の分裂・微粒化モデル、液滴同士の合体モデル、蒸発モデル、壁面衝突モデルなどのモデル化が行われているが、KIVA-2コードでは壁面衝突モデルは組み込まれていないため、壁面に衝突したパーセルは全て壁面に付着する計算となる。

燃焼モデルは、KIVAコードと同じく化学反応として1ステップの総括反応モデルを組み込んでおり、NOの計算は付録1で述べた計算モデルが組み込まれている。なお、すす生成モデルは組み込まれていない。

以下にプログラムのフローチャートを示す。



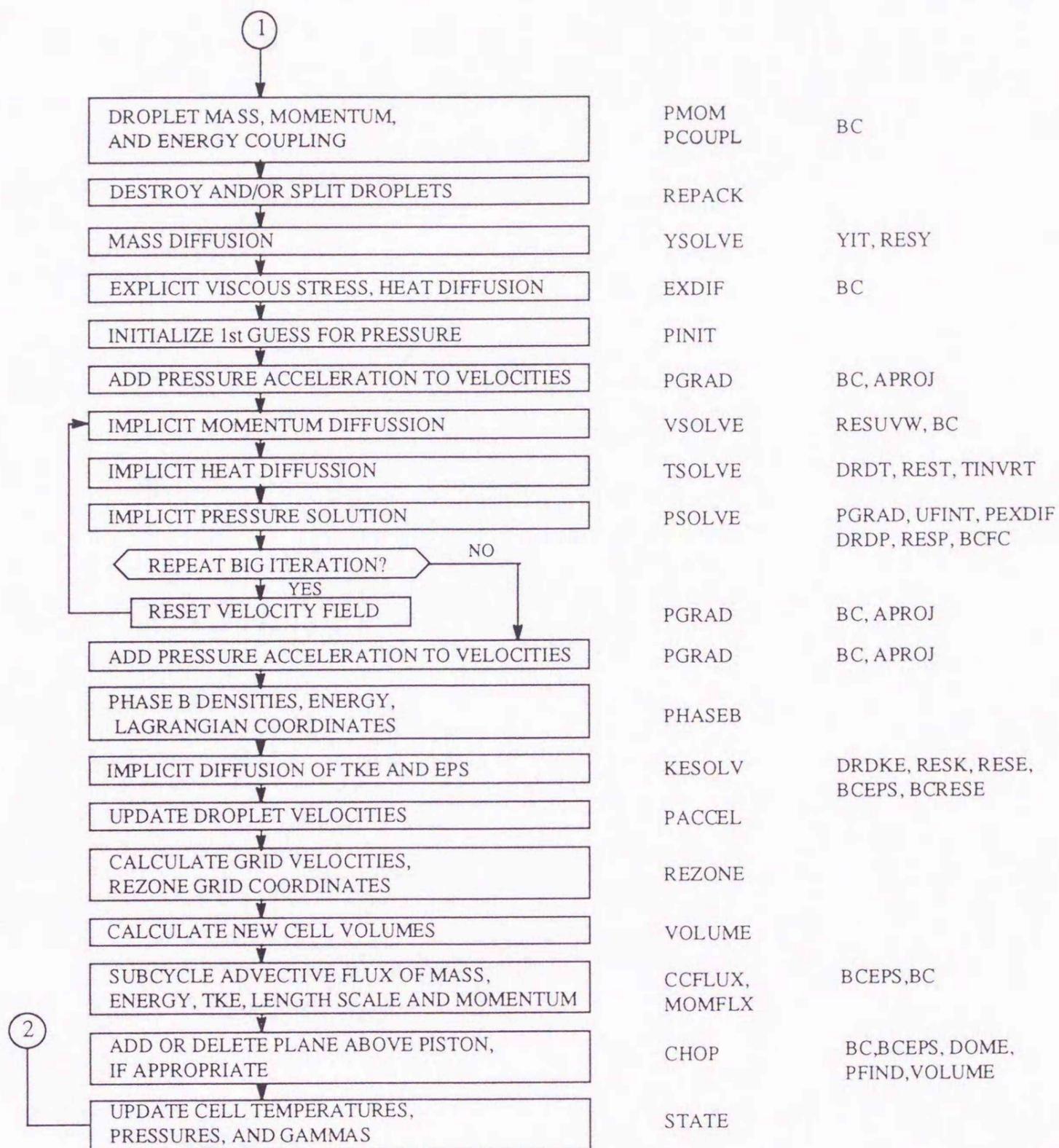
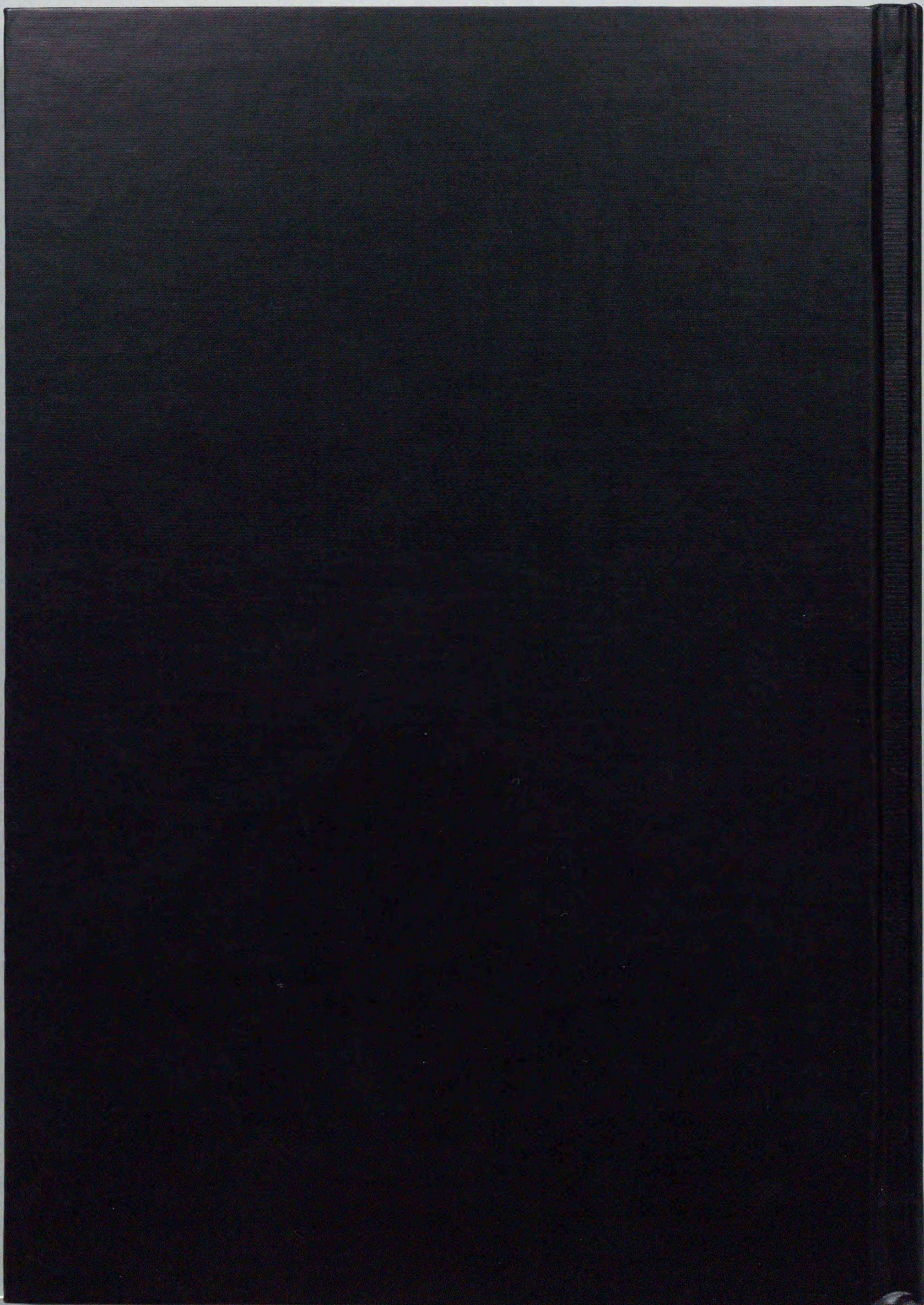
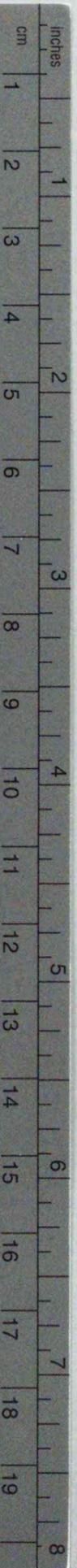


Fig.A2-1 Flow chart of KIVA-2 program





Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

- A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

