

# Study on improvement of combustion in marine diesel engine using electronically controlled fuel injection system

岡崎, 航介  
九州大学大学院総合理工学府

<https://doi.org/10.15017/21744>

---

出版情報 : 九州大学, 2011, 博士 (工学), 課程博士  
バージョン :  
権利関係 :

電子制御燃料噴射システムによる  
船用ディーゼル機関の燃焼改善に関する研究

岡崎 航介

## 目次

第 1 章 序論	1
1.1 船舶とディーゼル機関	1
1.2 ディーゼル機関を取り巻く状況	2
1.2.1 有害排出ガス規制	2
1.2.2 船舶からの CO <sub>2</sub> 排出規制	3
1.2.3 燃料低質化問題	4
1.2.3.1 燃料低質化	4
1.2.3.2 燃料低質化による燃焼障害	5
1.3 本研究の目的	6
第 2 章 ディーゼル噴霧燃焼に関するこれまでの理論	8
2.1 ディーゼル機関における燃焼形態	8
2.1.1 着火遅れ期間	8
2.1.2 予混合的燃焼期間	9
2.1.3 拡散燃焼期間	9
2.1.4 後燃え期間	9
2.2 窒素酸化物 (NO <sub>x</sub> )	10
2.3 スート (すす)	11
2.4 噴霧の運動量理論	11
第 3 章 実験装置	14
3.1 機関部	14
3.1.1 19/35 型 2 サイクル可視化試験機関 NDT	14
3.1.2 給排気系	15
3.2 噴射系	16
3.2.1 電子制御燃料噴射システムの概要	16
3.2.2 制御方法	17

3.3	データ収集及び解析について	19
3.3.1	データ収集の概要	19
3.3.2	高速度 CMOS カメラ	20
3.3.3	二色法	21
(1)	二色法の概要	21
(2)	二色法の原理	21
(3)	標準光源検定	23
3.4	試作した電子制御燃料噴射系の性能と燃焼に及ぼす効果の一例	24
3.5	電子制御燃料噴射による NO <sub>x</sub> 対応	26
第4章	電子制御燃料噴射系を活用した低硫黄低質燃料負の燃焼改善	28
4.1	LCO (Light Cycle Oil) について	29
4.1.1	LCO 問題の概要	29
4.1.2	性状及び着火性試験器による試験結果	29
4.2	低速 2 スト機関での LCO 燃焼状況の解明	32
4.2.1	目的	32
4.2.2	供試実験機関及び実験方法	32
4.2.3	実験結果及び考察	34
4.2.4	まとめ	34
4.3	パイロット噴射を用いた中速機関における LCO 燃焼改善	37
4.3.1	目的	37
4.3.2	実験方法	37
4.3.3	実験結果及び考察	38
4.4	LCO と軽油の混合燃料の燃焼特性	40
4.4.1	目的	40
4.4.2	実験方法	40
4.4.3	実験結果及び考察	41
4.5	噴射圧力が LCO 燃焼に及ぼす影響	43
4.5.1	目的及び方法	43
4.5.2	実験結果及び考察	43



4.6	非同時燃料噴射による LCO 燃焼改善	45
4.6.1	目的及び実験方法	45
4.6.2	実験結果及び考察	45
4.7	第 4 章のまとめ	48
第 5 章 CFD を用いた船用大型エンジンの超高压噴射適用時の燃焼予測		49
5.1	可視化機関を用いた実証計算	49
5.1.1	計算格子について	50
5.1.2	計算条件	52
5.1.3	結果の評価と考察	53
5.2	可視化実験機関を計算対象とした超高压燃料噴射の計算	57
5.2.1	計算条件	57
5.2.2	計算結果及び考察	59
5.3	船用大型ディーゼル機関への超高压燃料噴射適用時の燃焼予測	63
5.3.1	計算条件	64
5.3.2	計算結果及び考察	65
5.4	まとめ	68
第 6 章 総括		69
付録 CFD 計算の詳細について		
A-1	差分スキーム	App. 1
A-2	支配方程式	App. 1
A-3	SIMPLE 法のアルゴリズム	App. 2
A-4	乱流モデル	App. 3
A-5	壁面境界層モデル	App. 4
A-6	噴霧液滴に関するモデル	App. 5
A-7	着火・燃焼モデル	App. 15
A-8	エミッションモデル	App. 19

## 第1章 序論

### 1.1 船舶とディーゼル機関

ディーゼル機関は 100 年も前に発明された熱機関である。その大きさにより出力範囲も幅広く、数 kW から数十 MW のものまで存在し、自動車、鉄道、船舶、発電機の原動機として広く用いられている。最近、その燃費の良さ、つまり省エネ性と低 CO<sub>2</sub> 排出が再び注目を集めるようになり、燃費向上・環境性能向上のための研究が盛んに行われている。

本研究は特に船舶用のディーゼル機関を対象とする。物流がグローバル化し海を渡ることも不可欠な現代において、輸送手段としての船舶はその大半を担っている。

陸上の輸送機関においては、車輪と地面との摩擦を小さくし貨物を効率的に運搬しているが、船舶は水との摩擦が小さいことを利用している。車輪の摩擦力は貨物にかかる重力に比例するので、貨物の質量に比例して大きくなる。船舶の摩擦抵抗は水との接触面積に比例して大きくなるため、質量の平方根に比例すると言える。このことから、貨物の質量が大きいほど船舶輸送が有利と言える。Fig.1 - 1 に示すように、船の省エネ性、運航コストの低さに匹敵する輸送手段は存在しない。

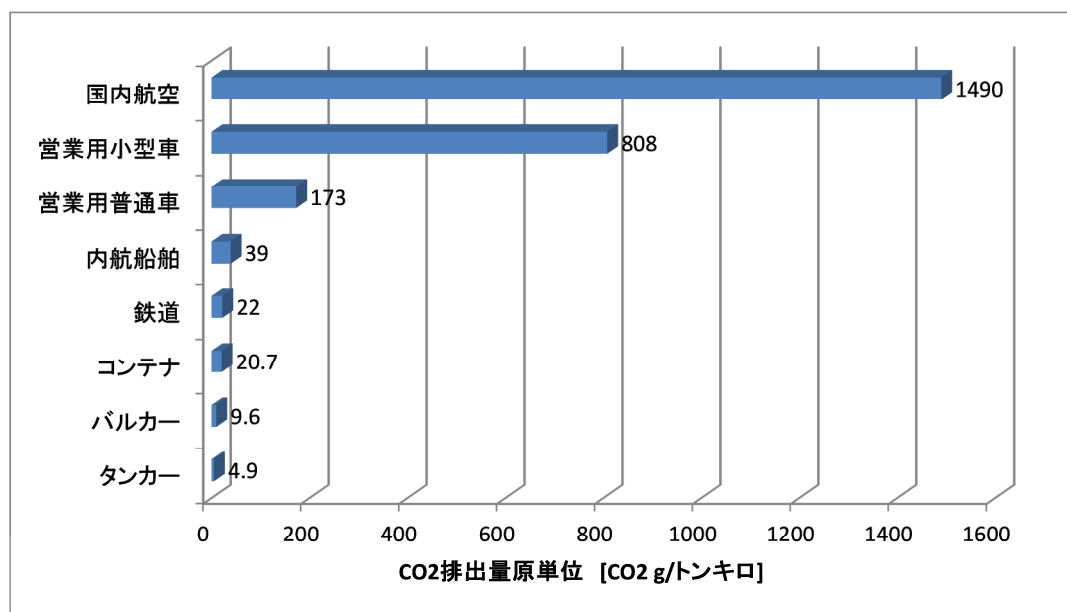
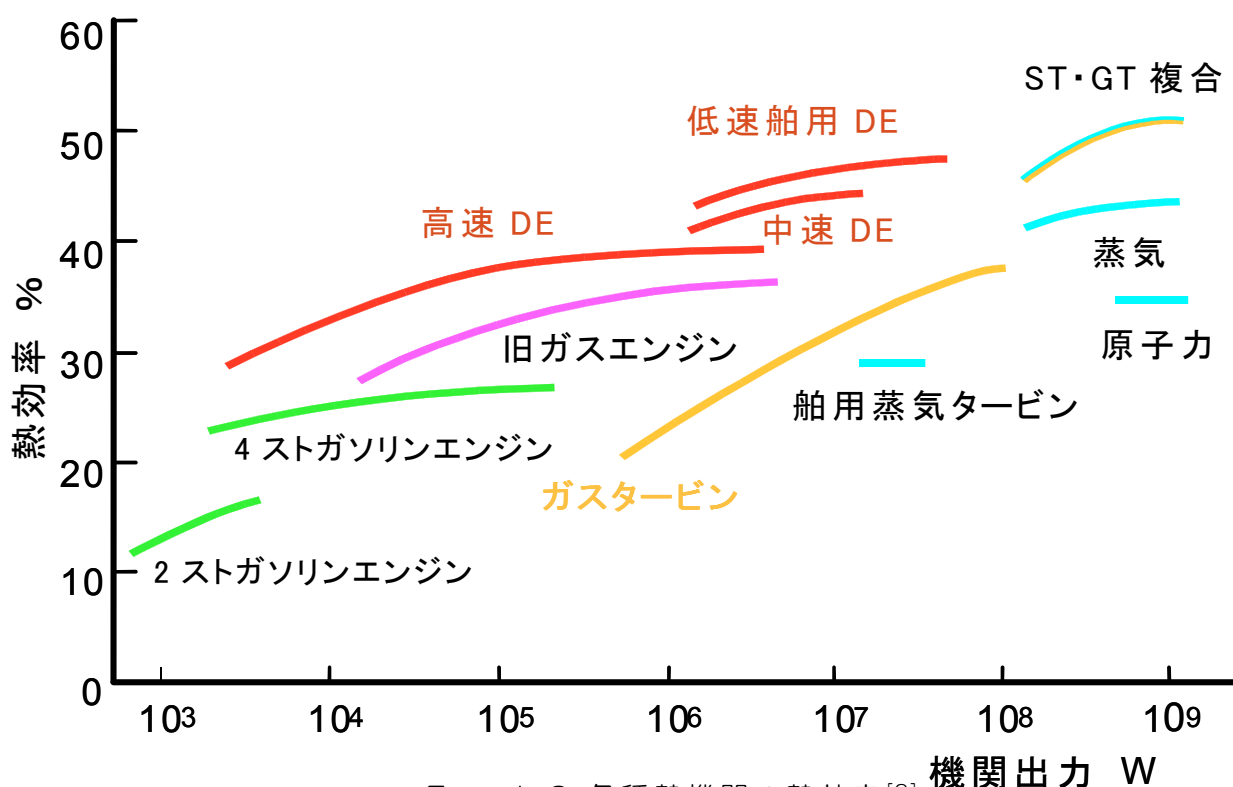


Fig. 1-1 各種輸送機関のトン・kmあたりのCO<sub>2</sub>排出量の比較<sup>[1][2]</sup>

船舶の推進力としては、運航コストと信頼性からディーゼル機関が 99%用いられており、小型漁船から大型コンテナ船まで広い出力範囲をカバーしている。図 1 - 2 に示すように、その範囲内ではディーゼル機関は熱機関中で最も高い熱効率を誇っており、特に大型・低速機関では単体の熱効率が 50%にも達している。

中・大型ディーゼル機関のもう一つの特長として、ある程度まで低質な燃料で運転することが可能である。これで燃料費をさらに低く抑えることができる。

加えて、運ぶ貨物トン・マイル当たりの燃料消費量が少ないということは、その分 CO<sub>2</sub> 発生量も少ないことを意味し、地球温暖化対応としても有望な熱機関であると言える。

Fig. 1-2 各種熱機関の熱効率<sup>[3]</sup>

## 1.2 船用ディーゼル機関を取り巻く状況

### 1.2.1 有害排出ガス規制

近年の環境や健康への配慮から、陸上の事業所、移動体からの排出物質の種類や量の規制は厳しいものがある。後に詳しく述べるが、ディーゼル機関はその燃焼メカニズムから NO<sub>x</sub>（窒素酸化物）や PM（排気微粒子）の発生が多い、従来から、ディーゼル機関の排気ガスによる大気汚染が問題視されており、陸上の輸送部門を見ると、商業車用ディーゼル機関の排出ガス規制は 1974 年に始まり、現在まで幾度も規制値が見直され厳格化している。

一方船舶については、上記 NO<sub>x</sub>・PM に加えて、高硫黄の船用燃料からの SO<sub>x</sub>（硫黄酸化物）排出も車に比べて甚大である。しかし排出場所が人間の活動場所から遠く離れていることもあり、最近までそれらの排出規制は緩やかな状況であった。また外航船舶は船籍、所有者、運航者、乗組員の国籍が一致せず、国としての規制がしにくい状況にもあった。しかし、ごく最近、国連 IMO（国際海事機関）の主導により規制の動きが開始された。以下に詳細を述べる。

1997 年に IMO において、2000 年以降に起工する船舶に搭載されるディーゼル機関に対して NO<sub>x</sub> 規制を適用すると定めた、MARPOL 73/78 条約付属書 VI（大気汚染の防止に関する 73/78 MARPOL 条約の 1997 年議定書）が採択された。その後、批准国数が規定に達した 2005 年 5 月に発効した（Tier I）。

さらに2008年2月,IMOはMARPOL条約付属書VIの規制内容の改正案を最終化し, 図1-3に示すTier II, Tier IIIを決定した. 規制対象はNOxとSOxで, 前者は排出ガス中の濃度, 後者は燃料中の硫黄分濃度により規制される. また, 現在の高硫黄燃料ではPMの主成分がサルフェート(SO<sub>3</sub>+H<sub>2</sub>O)であることから, 硫黄分規制は今のところPM規制を兼ねている.(ただし, PM中のBlack Carbon(黒煙・スート)を規制する動きもある.)

**S: 0.1% fuel used in ECA from 2015 will push the measures for NOx regulation Tier III from 2016...SCR, EGR...**

**Regulations for the prevention of air pollution from ships**

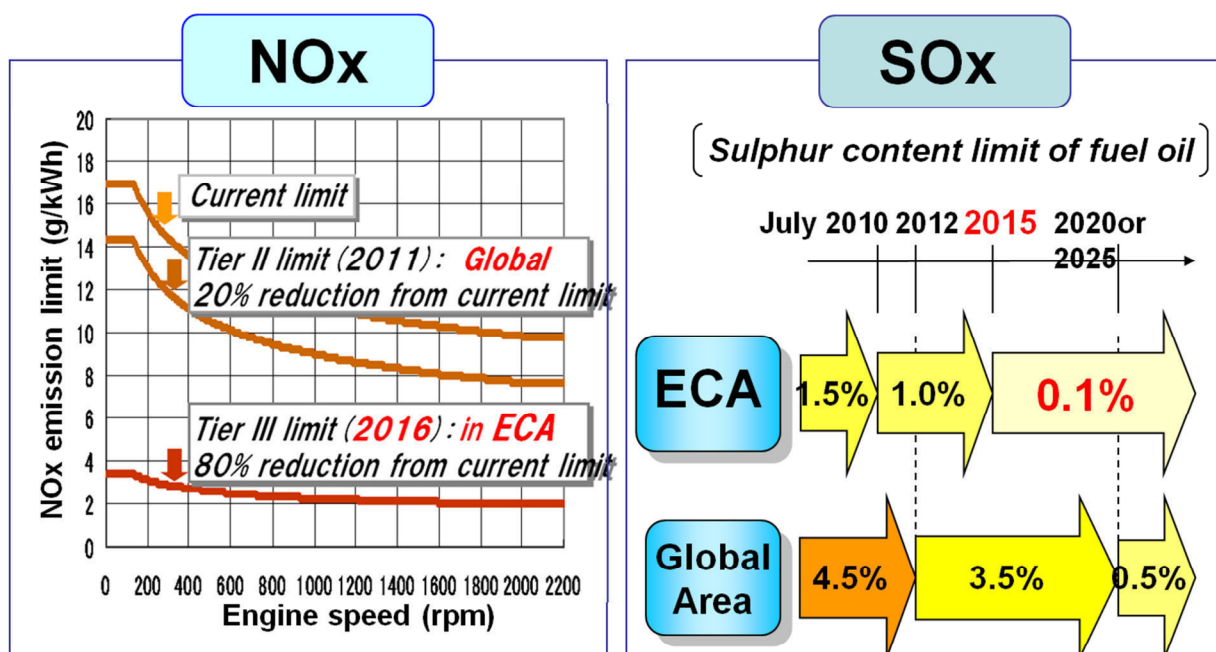


Fig.1-3 IMOによる船舶排気規制(Tier I~III)

### 1.2.2 船舶からのCO<sub>2</sub>排出規制

温暖化ガス(GHG: Green House Gas)としてのCO<sub>2</sub>排出規制の動きは特に高まっている. 2011年7月, IMO海洋環境保護委員会において国際海運におけるCO<sub>2</sub>排出規制を導入するための条約改正案が採択された. これについては, EEDI(Energy Efficiency Design Index)という貨物トン・マイル当たりのCO<sub>2</sub>排出量による規制がなされることとなる(Fig. 1-4). これは船全体の燃費性能の問題となるが, 船用ディーゼル機関としてはさらなる燃費向上の努力が望まれている.

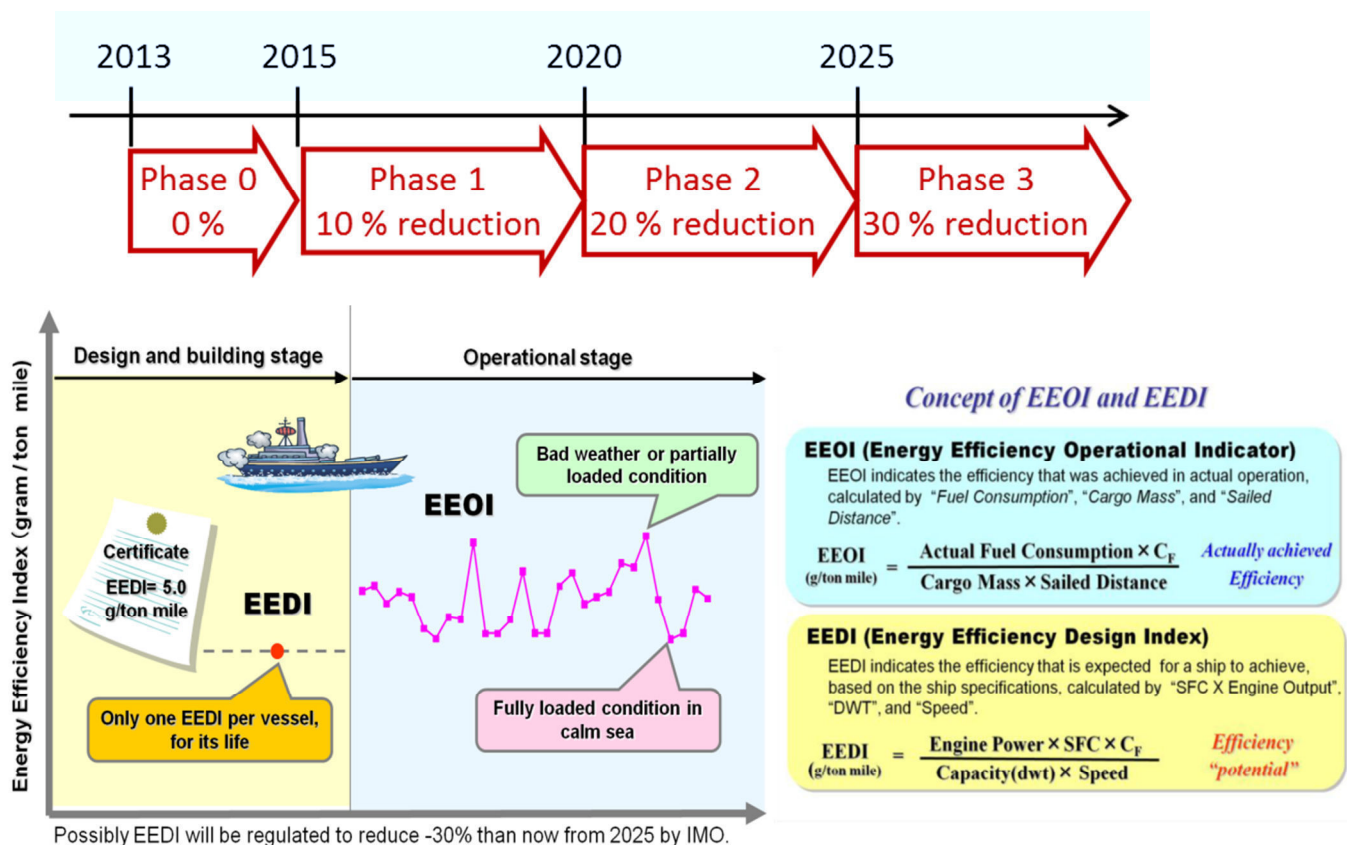


Fig. 1-4 EEDI 及び EEOI のコンセプト

### 1.2.3 燃料低質化問題

#### 1.2.3.1 燃料低質化

一般に、船舶用重油はバンカー油と称される。図 1-4 に原油精製プロセスの一例を示す。BFO (Bunker Fuel Oil) で示されるバンカー油は、例えばこの図の Vacuum Residue (VR: 減圧残渣) などの残渣分を基材として、それを低粘度成分 (カッター材) と混合し粘度を調整した燃料である。減圧蒸留は大気圧換算で 500-600°C 相当まで行われるから、VR はそれ以上の留点 (沸点) をもつ成分ということになり、常温では固体に近いほどの高粘度となる。カッター材としては軽質分が必要であるが、蒸留して得られた軽油分は利用価値が高く、価格の低いバンカー油の材料として用いるのは経済的ではないため、やはり残り物の中で粘度の低い成分を選んで利用しようとする。これが後に述べる燃料低質化の発端にもなる。

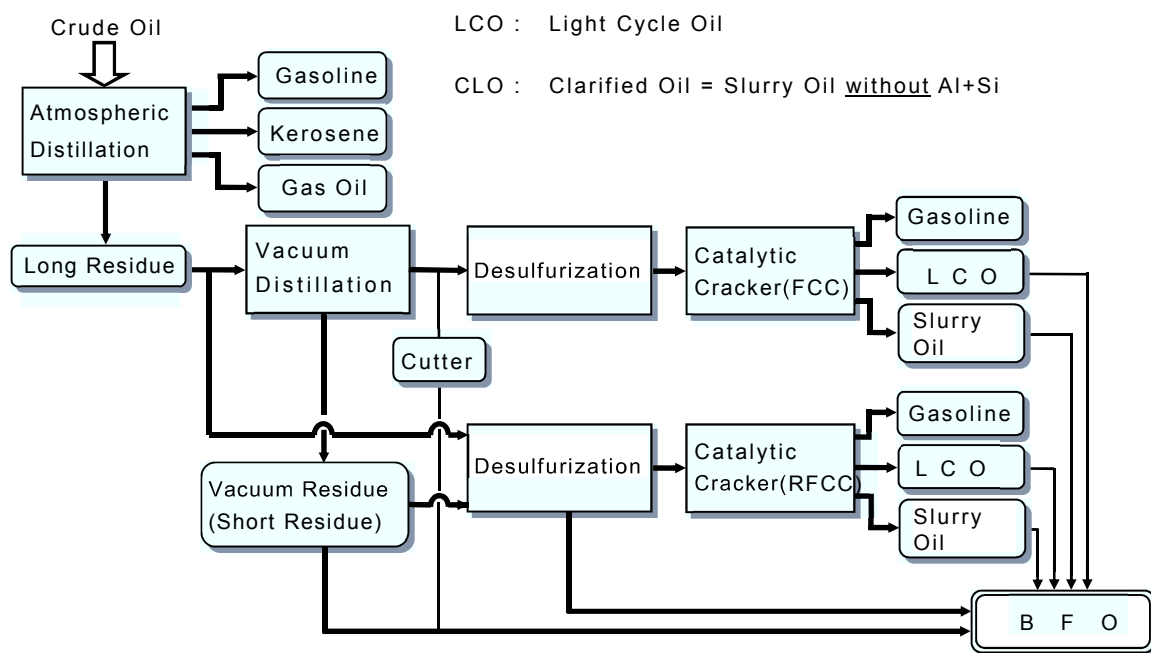


Fig. 1-5 石油精製プロセス

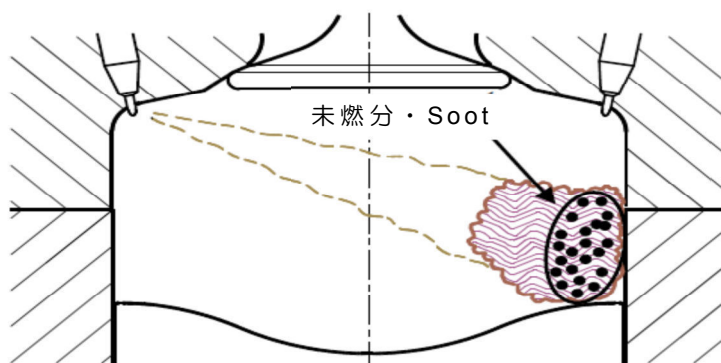


Fig. 1-6 燃烧性の悪さから潤滑トラブルに至るモデル

### 1.2.3.2 燃料低質化による燃烧障害

近年、こうした燃料の低質化が原因とみられる船舶の機関トラブルが報告されるようになってきている<sup>[4]</sup>。FCC 触媒が燃料に混入しシリンダやピストンに異常磨耗をきたすものは論外としても、燃料の着火・燃烧性の悪化が直接の原因となる機関トラブルも起こりうる。

Fig.1-6 はそのトラブルに至るモデルを予想したものである。後燃え時期までクランク角度が進むと、ピストンが下降してライナの潤滑油膜が燃烧室に曝露される。ここでもし燃料の燃烧性が悪くライナ付近に後燃え火炎があれば、ライナ温度の局所の上昇を招くとともに、燃料未燃分が潤滑油膜に混入する可能性も増すと思われる。未燃分が燃料の千分の幾つと言う量であるとしても、シリンダの潤滑油膜が（数 10 ミクロンと）極めて薄い



ので、その中の混入割合としては高くなると考えられる。潤滑油膜に未燃分が混入すると、潤滑が阻害されピストンリングとシリンダライナの金属接触が起こりスカuffingに至る危険がある。また、未燃分が多いと、それらが燃え切らないまま排気弁から排出され、排気系に堆積することによって発生するトラブルの危険も高まる。

Fig.1 - 7 に低速2ストローク機関のスカuffing事例と、Fig.1 - 8 に中速4ストローク機関の排気弁に堆積した未燃分の例を示す。



Fig. 1-7 スカuffingを起こしたライナの状態



Fig. 1-8 シリンダヘッドに堆積した未燃分

### 1. 3 本研究の目的

これらの状況を踏まえると、近い将来の船用ディーゼル機関に求められているのは、IMO 排出ガス規制に適應しつつ燃費の悪化を招かず、より低質な燃料にトラブルなく対応できることである。

これまでも、船用ディーゼル機関が低質な燃料で高い熱効率を実現できたのは、噴霧燃焼が「良好に」行われていたことによる。噴霧燃焼の詳細について第2章で説明するが、その良好な燃焼は、1000気圧もの高圧で燃料を噴射できるシステムによるところが大きい。従来の船用ディーゼル機関では、ボッシュ式と呼ばれる機械式の燃料噴射システムが永く使われて来た。

ところが、さらなる低質燃料やIMOのNO<sub>x</sub>規制に対応するには、より高い噴射圧力と、機械式のシステムでは実現不可能な噴射パターンの制御が不可欠となっている。

本研究では、高度に制御された噴霧燃焼を実現するための電子制御燃料噴射システムを試作した。このシステムを、船用2ストローク機関と相似の構造をもつ可視化実験機関に装備し、燃焼の高速度可視化によってその効果を解明する実験を行った。

本論文第3章では、可視化実験機関とそれに装備するため開発した電子制御燃料噴射システムの原理と構造を示す。この噴射システムで1500気圧の高圧噴射を実現し、それがバンカー油(C重油)噴霧燃焼に及ぼす効果を解明した。さらに噴射パターン制御の1例として、NO<sub>x</sub>低減策としてトライしたブーツ噴射(プレ噴射+高圧のメイン噴射)の効果について報告する。

第4章では、近い将来出現が予想される難燃性の高芳香族燃料(LCO:Light Cycle Oil)の燃焼改善について述べる。始めに可視化実験により解明したその着火・燃焼特性について、次に電子制御システムによる高圧噴射化やパイロット噴射など、LCOの燃焼改善策の効果について報告する。

第5章では、噴射圧力の効果について、現時点では実現できない3000気圧もの超高噴射圧力について、CFD計算によって解明する試みを行った。ここでは、1500気圧までの条件でCFD計算結果を可視化実験結果に合わせ込み、その計算条件の下で極めて高い噴射圧力をインプットしてその効果を計算した。

#### 第1章の参考文献

- [1]経済産業省・国土交通省(2007), ロジスティクス分野におけるCO<sub>2</sub>排出量算定方法共同ガイドライン Ver.3.0. pII-53.
- [2]シップ・アンド・オーシャン財団(2001), 船舶からの温室効果ガス(CO<sub>2</sub>等)の排出削減に関する調査研究報告書. p92
- [3]日本機械学会(2005) 機械工学便覧 γ4 内燃機関
- [4]日本海事協会(2008) 船用燃料重油の低質化対策指針 Version II-難燃性燃料油対策



## 第2章 ディーゼル噴霧燃焼に関するこれまでの理論

### 2.1 ディーゼル機関における燃焼形態

ディーゼル機関における燃焼は，燃料噴射から燃焼終了まで4つの期間に分類することができる。着火遅れ期間，予混合的燃焼期間，拡散燃焼期間（制御燃焼期間），後燃え期間である。

#### 2.1.1 着火遅れ期間

ディーゼル機関では，燃焼室内で断熱圧縮され燃料の着火温度を超えるまで高温となった空气中に燃料を噴射する。噴射された燃料の着火には，噴射条件や燃料特性によりある程度の時間が必要となる。Fig. 2-1 にディーゼル噴霧の着火の概念図を示す。

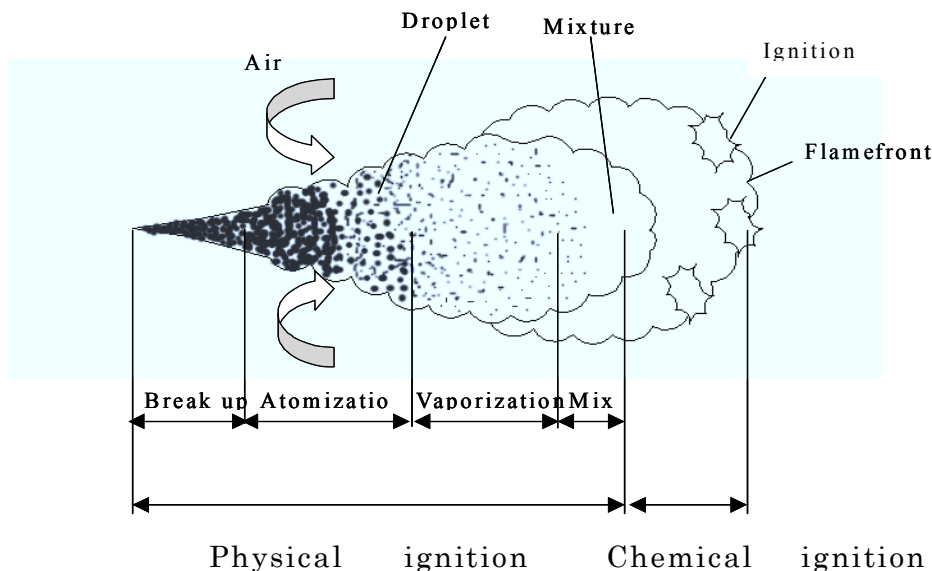


Fig. 2-1 ディーゼル噴霧の着火の概念図

液体の状態で噴射された燃料は，周囲の空気との速度差によって生じるせん断力によって分裂(Break up)・微粒化(Atomization)する。微粒化した燃料は液滴表面から蒸発を開始し，気化した燃料が周辺空気と拡散混合することで可燃性混合気を形成する。このとき霧団気温度は着火温度を超えているため，混合気の着火条件を満足した部分から同時多点的に着火する。

ここまでにかかる時間，つまり燃料が噴射されて燃焼とみなせる十分な熱発生が開始されるまでの時間を着火遅れと言い，可燃混合気になるまでの物理的遅れ $\tau_p$ と，予備酸化が開始されてから熱炎を発生するまでに要する化学的遅れ $\tau_c$ とからなる。すなわち

$$\tau = \tau_p + \tau_c$$

実際は $\tau_p$ の後期は $\tau_c$ の初期と重なるため， $\tau$ は上式の両者の和より小さくなる。物理的遅れは，燃料が噴口を通過した後の液柱から液滴への分裂，微粒化，気化，空気との拡散混合といった物理的現象に要する時間であり，油粒の大きさや温度，噴射速度，粘度や密度や揮発性などの物理的性質に関わっている。

化学的着火遅れはさらに以下に分類できる。まず予備酸化が開始されてから R-COOH などの過酸化物が作られ、その反応によって低温化炎が生じるまでの時間  $\tau_{c1}$  と、低温化炎によってホルムアルデヒドなどの中間生成物が多量に作られ、温度が上がって着火するまでの時間  $\tau_{c2}$  とから成る。すなわち

$$\tau = \tau_p + \tau_{c1} + \tau_{c2}$$

$\tau_{c2}$  中に放出されるエネルギーは全化学的エネルギーの 10~15% である。 $\tau_c$  は、E を活性化エネルギー、R を一般ガス定数とすると、アレニウスの式から、

$$\tau_c = (C/P_c^n) e^{E/RT_c}$$

で表され、主として周囲空気温度  $T_c$  と空気圧力  $P_c$  に支配されることが分かる。

### 2.1.2 予混合燃焼期間（無制御燃焼期間）

着火の瞬間には、噴霧の各部に活性化された可燃性混合気が形成されているので、この中の 1 箇所もしくは数箇所に着火が起こると、各部に極めて迅速に伝播して急激に燃焼する。この期間は、着火遅れ期間中に形成された可燃性混合気による「予混合燃焼」と呼ばれる。

圧力上昇は着火遅れ期間中に形成された可燃性混合気の量、すなわちそれまでに噴射された燃料量と蒸発・拡散速度に関係する。例えば、揮発性が高いが着火性の悪い燃料を使用した場合、長い着火遅れの間に空気との混合が進んで可燃性混合気量が多くなり、予混合燃焼により急峻な圧力上昇を招き高い騒音を発することがある。そのような状態をディーゼルノックと言ひ、長時間続くと各部への過大な応力から機関の信頼性を損ねる。

### 2.1.3 拡散燃焼期間

予混合燃焼によって雰囲気温度が上昇すると、続けて噴射される液相状態の燃料は気化し着火しやすくなる。燃料液滴の表面では蒸発が盛んに起こり反応速度も促進されるため、噴射された燃料は直ちに着火することになり、ノズル噴口から火炎が噴出するように見える状態となる。これ以降は燃料噴射率によってある程度燃焼が制御されるため、この期間の燃焼は制御燃焼とも呼ばれる。

不均一燃焼である拡散燃焼ではスート（すす）を生じ、可視から赤外に至る広い領域の連続スペクトルを有する強い放射を生じる。これは活性化学種のエネルギー遷移に基づく化学発光に比べて格段に強いので、火炎は肉眼では黄橙色に輝いて見える。

### 2.1.3 後燃え期間

燃料の噴射（通常クランク角度で 20° のオーダー）が終わった後は、噴霧火炎内への空気導入が激減して燃焼速度は低下する。必要な酸素と出会うことのなかった燃料は未燃分となって排出される。良質な軽質油の未燃分は噴射量の 0.2~0.3% であるが、重質の船用燃料ではその数倍となる。未燃分が機関トラブルの一因となることは第 1 章で述べた通りである。

これまで主燃焼期間の改善は進められて来たが、重・低質油を使う船用機関では、上記

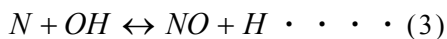
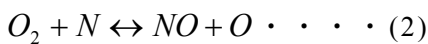
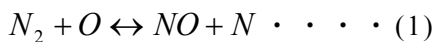
の信頼性の問題からも後燃え部分の改善が重要な課題である。熱効率を考えると、熱発生は全体的には十分短くなっているが、後燃え部分が燃費を悪くしていることは確実である。

## 2.2 窒素酸化物 (NO<sub>x</sub>)

前述のように厳しい規制の対象となっている NO<sub>x</sub> (窒素酸化物) について説明する。大気中に放出された NO と NO<sub>2</sub> は人体に直接的な障害を与える恐れがある。例えば、NO は血液中のヘモグロビンと結合して酸欠症状を引き起こし、NO<sub>2</sub> は肺と目を刺激する有毒ガスである。

燃焼反応における NO<sub>x</sub> の生成は、空気中の窒素及び燃料中の窒素化合物の酸化によって生成される。窒素源によって、前者には Thermal NO と Prompt NO があり、後者は Fuel NO と呼ばれる。ディーゼル機関から発生する NO<sub>x</sub> は Thermal NO が主体である。窒素%の高い燃料 (最近 0.8%もの窒素を含むバンカー油もある・・・) では Fuel NO の割合は無視できないが、通常の 0.1~0.2%窒素の燃料ではほとんど問題にしていない。

Thermal NO の反応機構は拡大 Zeldvich 機構によって説明される。それによると NO は以下の反応により生成される。



反応(1)は活性化エネルギーが極めて大きく、相当の高温下でしか進行しないのに対して、(2)と(3)では活性化エネルギーが(1)よりはるかに小さい。よって、反応(1)が Thermal NO を生成する支配的な反応となる。つまり Thermal NO は強い温度依存性を示す。NO 生成の温度と時間依存性の計算例を Fig. 2-2 に示す

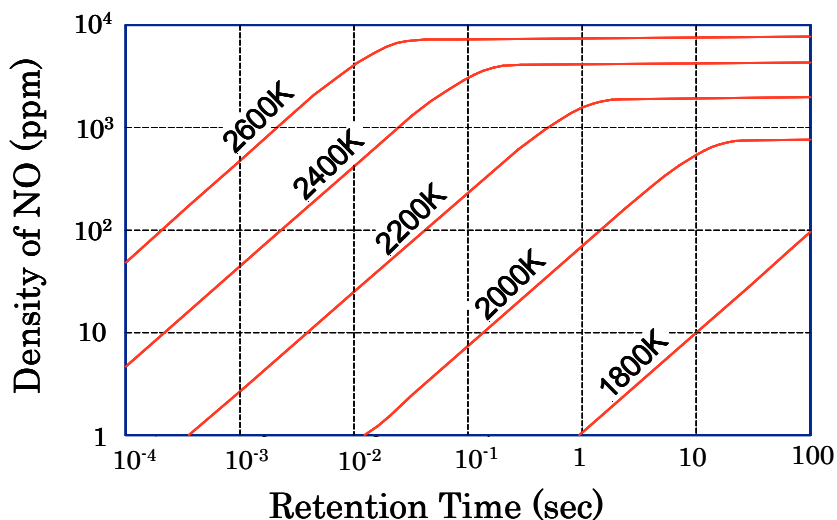


Fig.2-2 NO 生成の温度と時間依存性

## 2.3 スート (すす)

PM 中のスートは燃料未燃分であり、燃焼改善つまり火炎の高温化によって低減するこ

とができるが、それは前節のように即 Thermal NO<sub>x</sub> の増加を招く。本研究の目的の一つは NO<sub>x</sub>-スートのトレードオフを解決することにある。

第1章で述べたサルフェートと未燃の潤滑油・燃料で液体微粒子である SOF が、スートに加えて微粒子 (PM) として排出される。特に 10 μm 以下の粒子が PM10 と定義され陸上では規制の対象となる。これらの微粒子は大気中での沈降速度が遅く比較的長時間浮遊し、ヒトの呼吸器に沈着するなどして健康への影響も大きいと考えられている。船舶の世界でも、特定の港湾でスート (Black Carbon) を規制しようとする動きがある。

スートの生成については、噴霧と言ってもガス拡散火炎で燃焼する軽質燃料では、気体のカーボンから析出し凝集を重ねて発生する「気相析出型スート」を問題とする。一方、第1章で述べた高沸点の残渣分を含むバンカー油では、前節で述べた後燃え期間において、噴霧中心部に非蒸発燃料が残っていることさえ考えられる。この部分が酸素不足によって最後まで未燃となった場合、残炭型スート (セノスフェア) という粒径の大きなスートとなる可能性がある。

燃料噴射の機能としては、主燃焼期間では火炎温度を抑えて NO<sub>x</sub> 発生を抑える一方で、噴射の終期には高い噴射圧力を実現して後燃えを改善しなければならない。このような噴射パターンの必要性を考えると、本研究のテーマである電子制御燃料噴射システム開発の重要性が理解される。

## 2.4 噴霧の運動量理論<sup>[1]</sup>

燃料は噴射ノズル噴孔から数百 m/s の速度で燃焼室に噴射され、せん断力によって液柱から液滴へと分裂して微粒化される。小径液滴は空気抵抗を受けて急速にその速度を落とし、燃料の運動量は空気へと伝達され運動量の交換が起こる。それによって燃料噴霧中心軸に沿った空気の流れが誘起される。これがいわゆる噴霧の状態である。以下はその経緯を比較的簡単に計算した噴霧の運動量理論で、Fig. 2-3 がそのモデルである。以下、第3、4章の可視化実験結果の考察において、噴霧の到達距離や噴霧内空気過剰率など、噴霧燃焼の重要な要素についてはこの理論を基に説明する。

円錐状の噴霧を仮定し、左端の検査面を 0、右端の検査面を  $x$  とする。燃料は 0 で供給され、その密度を  $\rho_f$ 、噴出速度を  $V_0$ 、噴孔直径を  $d$  とする。検査面  $x$  はそれから十分大きな距離  $x$  だけ離れており、ここでは燃料は周囲空気との相対速度を失い、一体となって進んでいるとするが、ここでの燃料の質量流量及び体積流量は空気のそれに比べ十分小さいので、1 を通過するのは全て空気と仮定でき、そこでの密度は周囲空気と同じ  $\rho_a$  である。ここでの速度は  $v$  とする。この検査面内で流れは定常であるとする。ベルヌーイの式から、縮流部での燃料の速度  $V_0 = \sqrt{2\Delta P/\rho_f}$  とし、運動量保存則から、噴射燃料の運動量は検査面  $x$  を通過する空気の運動量に等しいので、

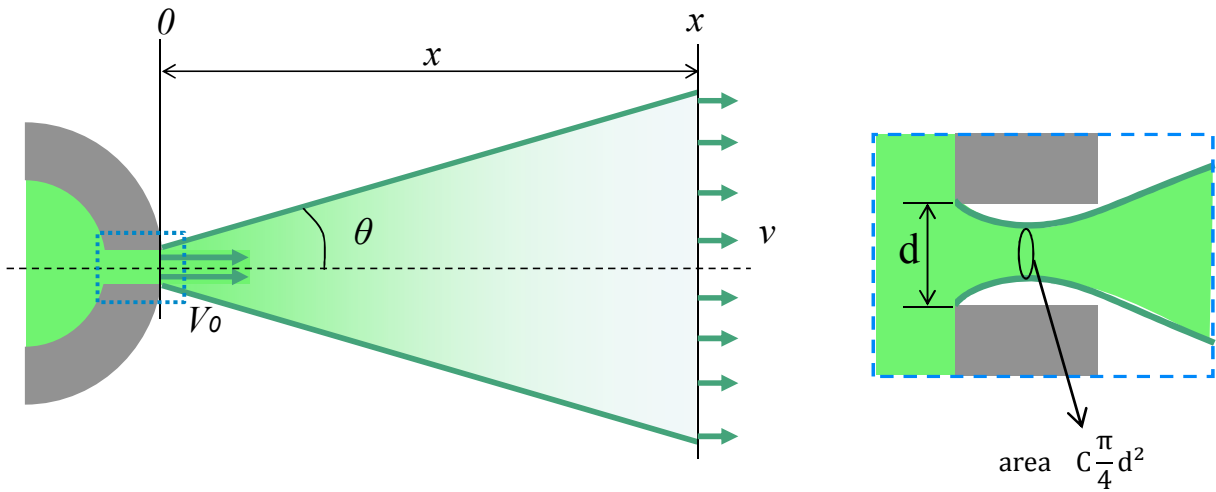


Fig.2-3 噴霧の運動量理論模式図

$$\rho_f C \frac{\pi}{4} d^2 V_0^2 = \rho_f C \frac{\pi}{4} d^2 \frac{2\Delta P}{\rho_f} = \rho_a \pi (x \tan \theta)^2 v^2$$

$v$  について整理して

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{\sqrt{C} d^2 \sqrt{2\Delta P}}{2\sqrt{\rho_a} x \tan \theta}$$

文献[1]から、噴霧の拡がり角  $\theta$  について  $\rho_f/\rho_a$  のみの関数とし、 $\Delta P, \theta, C, d, \rho_a$  を一定として  $v=dx/dt$  を積分すると、

$$x = \sqrt[4]{\frac{2C\Delta P}{\rho_a}} \sqrt{\frac{t d}{\tan \theta}}$$

これにより、時間の平方根  $\sqrt{t}$  に沿って燃料噴霧が発達して行くことが分かる。検査面  $x$  における空気の質量流量は  $\rho_a \pi (x \tan \theta)^2 v$ 、燃料の質量流量は  $\rho_f C \frac{\pi}{4} d^2 V_0$  であるから、この面  $x$  における空気過剰率  $\lambda_x$  は、 $L_{th}$  を理論空燃比とすると

$$\lambda_x = \frac{\rho_a (x \tan \theta)^2 v}{\rho_f C \frac{\pi}{4} d^2 V_0 \times L_{th}} = \frac{\rho_a (x \tan \theta)^2 v}{\rho_f C \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_f}} \times L_{th}}$$

ここで、

$$x = \sqrt[4]{\frac{2C\Delta P}{\rho_a}} \sqrt{\frac{t d}{\tan \theta}}, \quad v = \frac{\sqrt{C} d^2 \sqrt{2\Delta P}}{2\sqrt{\rho_a} x \tan \theta}$$

より

$$\lambda_x = \frac{2 \tan \theta}{L_{th}} \sqrt{\frac{\rho_a x}{\rho_f d}}$$

この式から、噴霧内の空気過剰率は噴口径に反比例することが分かる。

一例として、異なるノズル噴口径と燃料噴射圧力を適用した際の噴霧到達距離と噴霧内空気過剰率の変化を、噴霧の運動量理論に基づき計算した結果を示す (Fig.2-4)。この例では、直径 0.2mm のノズルでは噴射圧力 150MPa、0.23mm のノズルでは噴射圧力 100MPa を適用した。図から分かるように、噴口径の小さなノズルと高い噴射圧力を組み合わせれば、噴霧の到達距離を抑えつつ噴霧内の空気過剰率を増加させることが可能となる。

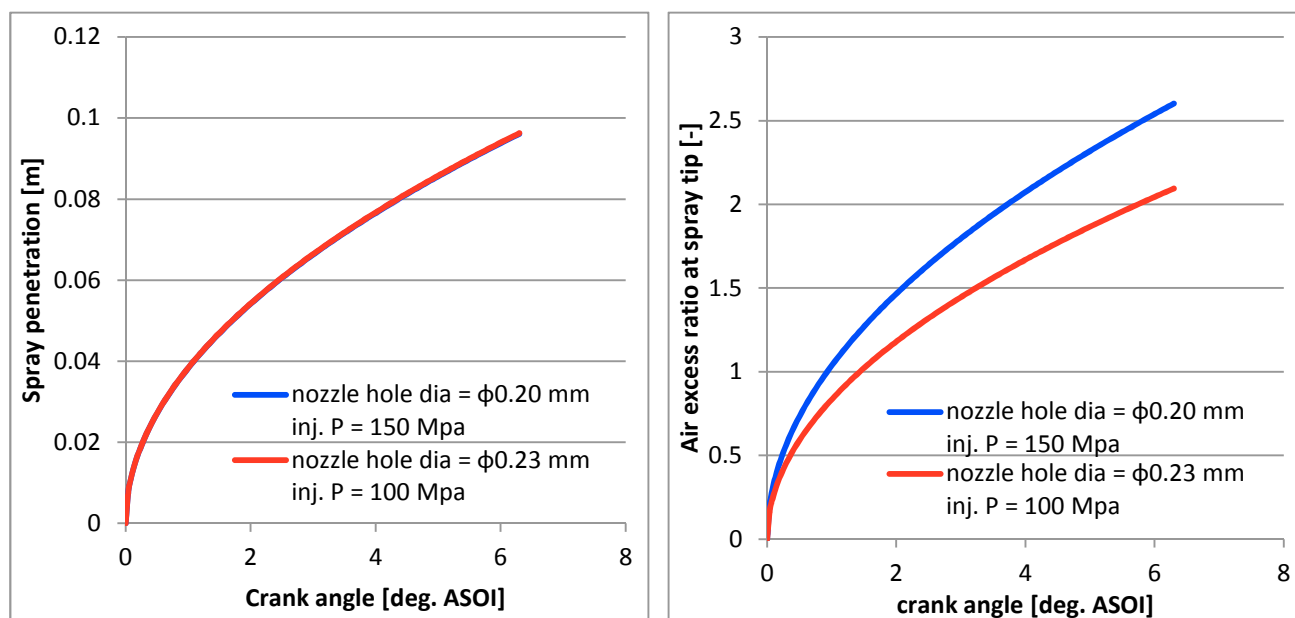


Fig. 2-4 噴霧の運動量理論計算例 (左：噴霧到達距離 右：空気過剰率)

## 第2章の参考文献

- [1] Wakuri, Y. et al., Studies of the Penetration of Fuel Spray in a Diesel Engine, Bul. of JSME Vol.3 No.9 (1960) pp. 123.

### 第3章 実験装置について

#### 3.1 機関部

##### 3.1.1 19/35型2ストローク可視化試験機関NDT

可視化試験機関NDTは、シリンダ径190 mm、ストローク350 mmのクロスヘッド式単気筒ユニフロー掃気式2ストロークディーゼル機関である。主要諸元を表3-1に示す。可視化実験用にピストン、掃気バンク、シリンダヘッド、その他各部に改造が施されている。

Table 3-1 可視化試験機関の主要諸元

Type of engine	Uni-flow 2 stroke, supercharged, DI
Bore×Stroke	190 [mm]×350 [mm]
Stoke/Bore	1.84
Number of cylinder	1
Piston speed	5.95 [m/s]
Rated revolution	350-400 [rpm]
Exhaust valve timing	Open 94deg. BBDC / Close 67deg. ABDC
Scavenging port timing	Open 48 deg. BBDC / Close 48 deg. ABDC
Compression ratio	12

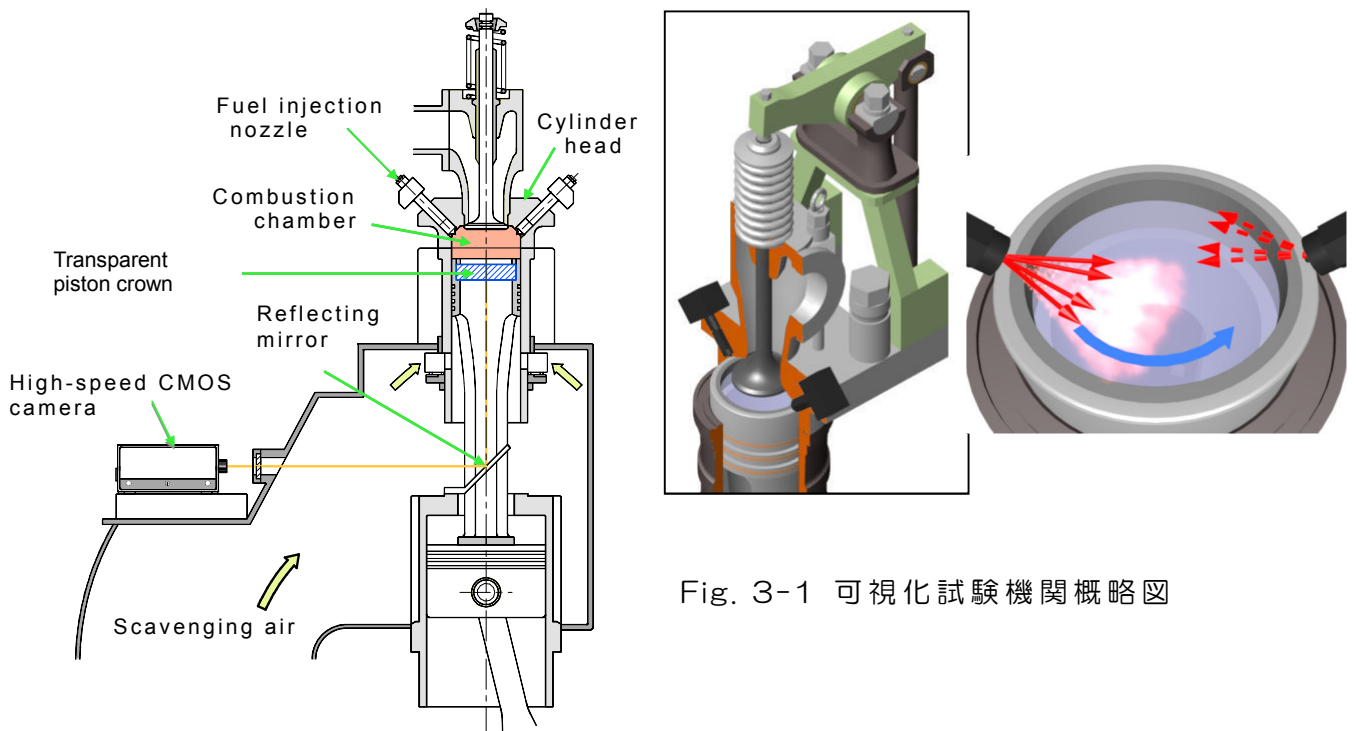


Fig. 3-1 可視化試験機関概略図



### 3.1.2 給排気系

通常の機関は排気タービン過給機により過給するが、本機関では電気モータ駆動コンプレッサと排気絞りの組み合わせにより過給圧を設定する (Fig. 3-2)。本実験では排気オリフィス径を  $\phi 20.5$  mm に設定し、最大で過給圧力 0.28 MPa (絶対圧力) まで過給している。

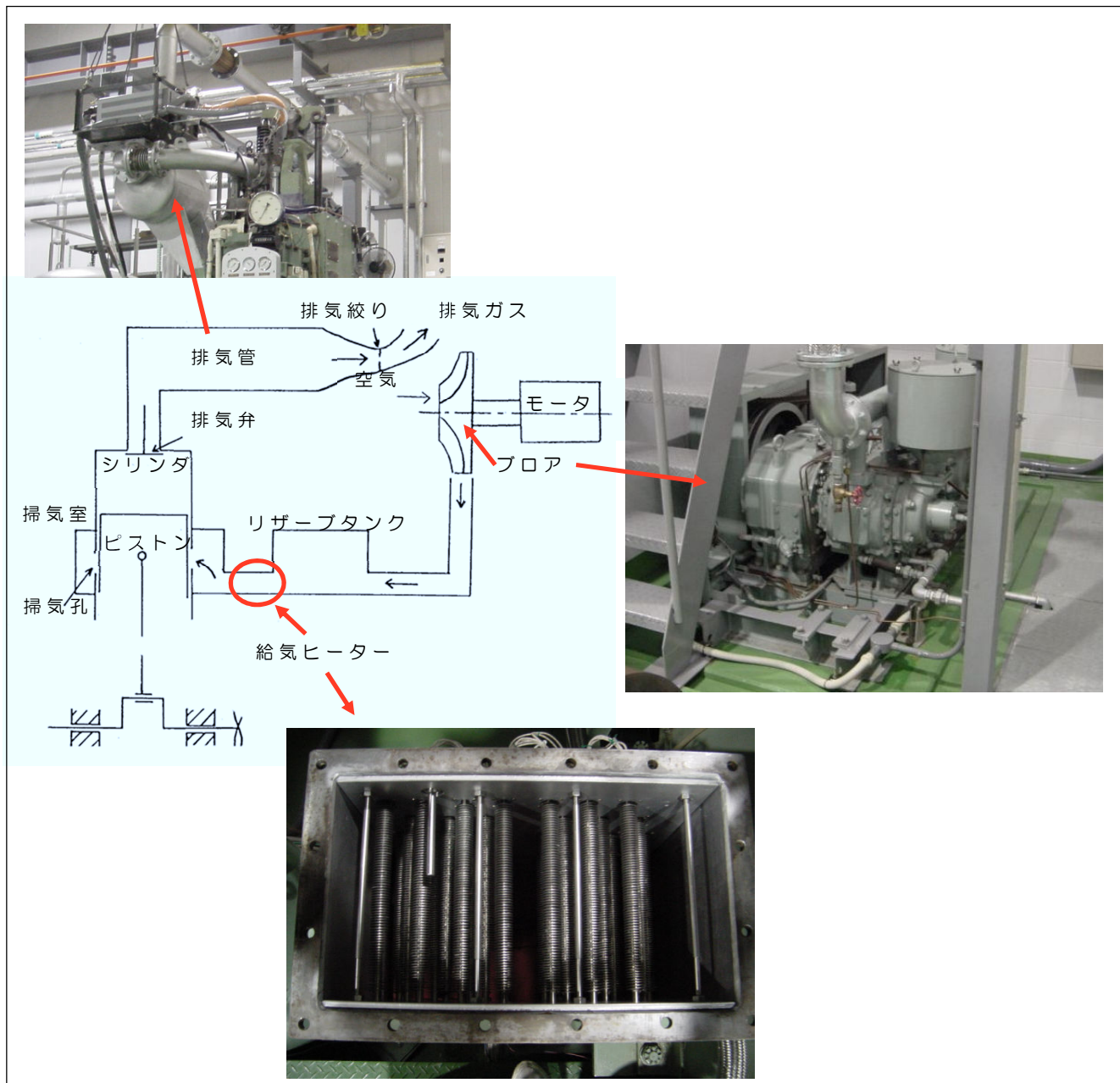


Fig. 3-2 給排気系統



## 3.2 噴射系

### 3.2.1 電子制御燃料噴射システムの概要

従来型のカム式噴射システムと比較して電子制御噴射システムを説明する。前者の概要図をFig. 3-3に示すが、クランクシャフトと連動するカムシャフトがプランジャーを押し上げ燃料を加圧する。燃料圧力が噴射ノズル針弁の開弁圧を超えると噴射が開始され、プランジャーの上昇により斜め切り欠きから排油されて噴射が終了する。

このようにカム式では機械的に燃料噴射時期が決まっている。燃料噴射量に関してはラックによって制御可能であるが、噴射圧力はカム速度に依存し機関回転数の低下とともに低下する。

本研究で開発した電子制御システムは増圧ピストン方式と呼ばれるもので、Fig. 3-4に示すように、電子制御の油圧装置によりボッシュ式ポンプを作動させるものである。油圧ポンプで高圧（～30 MPa）に保たれた作動油を駆動力に用い、信号により電磁弁を制御して増圧ピストンを作動させプランジャーを突き上げる。作動油を使うため、噴射圧力・噴射タイミング・噴射量を作動油圧や信号タイミング・信号長さによって調整できる。

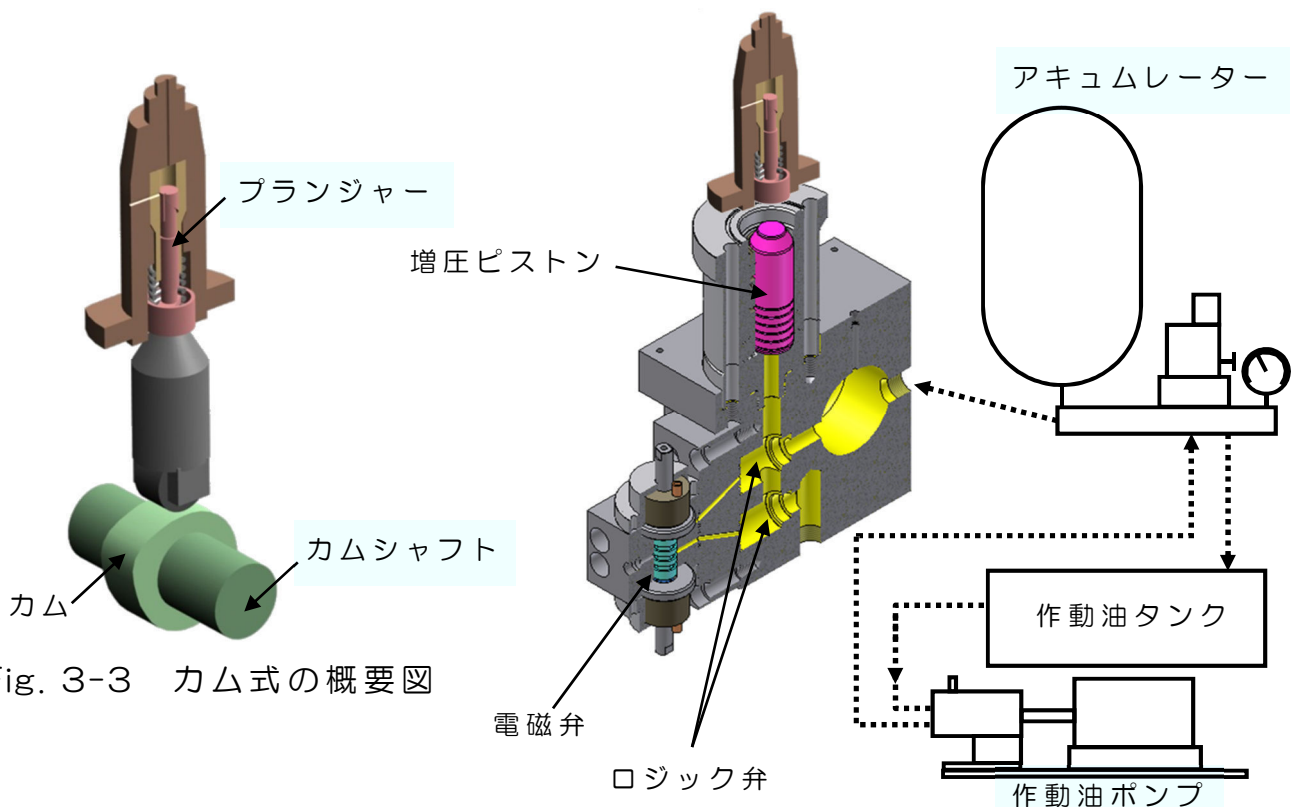


Fig. 3-3 カム式の概要図

Fig. 3-4 EFIの概要図

### 3.2.2 制御方法

油圧を制御する電磁弁はFig. 3-5に示す電磁弁コントローラからの信号により制御される。このコントローラでは信号の長さ（発信期間）とタイミング（噴射回数）を自由に設定することができる。

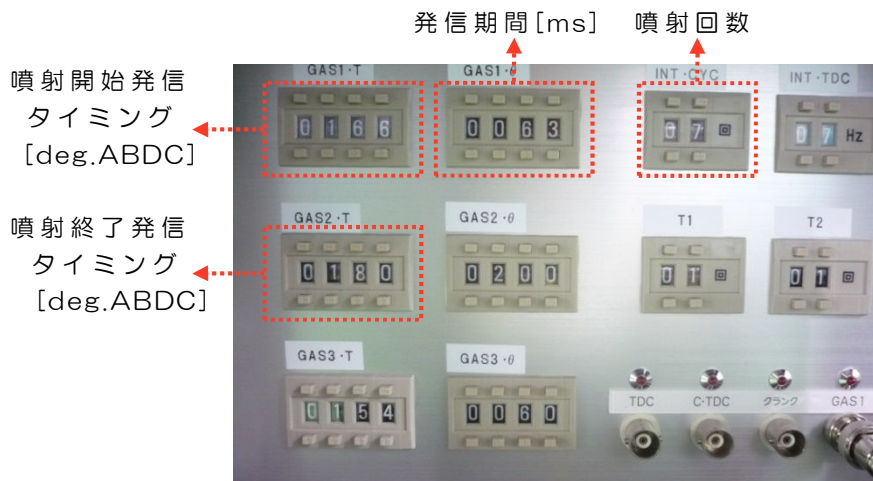


Fig. 3-5 電磁弁コントローラの写真

電子制御システムの作動をさらに説明する。基本原理は、ボッシュ式噴射ポンプ（Fig.3-6）を電子制御式油圧システムにより駆動することである。このシステムはコントローラ、スプール弁、ロジック弁と増圧ピストンの4つのパーツから構成されている。

その作動原理の概略をFig. 3-7に示す。スプール弁の両側での接極子はコイルによって囲まれており、それらは電磁弁コントローラからの制御信号で電磁氣的に作動する。油圧回路は作動油ポンプに加圧された30 MPaまでの圧力を使う。作動油が増圧ピストンとプランジャを押し上げると、両者の面積比（本研究では6）により高い噴射圧力を実現できる（本装置では理論的に30x6で180 MPa）。

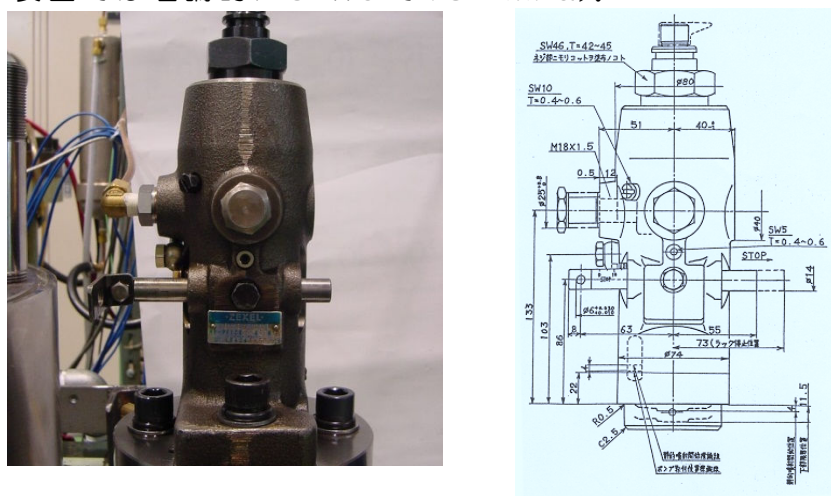


Fig. 3-6 BOSCH 製噴射装置

Fig. 3-7に油圧回路の作動原理を簡単に説明する。(a) 噴射停止では、ばねと作動油がロジック弁Aを後ろから押し付けており開いていない。(b) 噴射時には、スプール弁が右

に移動して後ろからの作動油が逃げてロジック弁Aは開き、さらにばねと作動油がロジック弁Bを後ろから押すのでロジック弁Bは閉じる。この操作により増圧ピストンは右に動く。(c) 噴射終了時では、スプール弁が左に移動してロジック弁Bの後ろの作動油が逃げてロジック弁Bは開く。さらにばねと作動油がロジック弁Aの後ろから押すのでロジック弁Aは閉じる。この操作で増圧ピストンは左に動いて噴射を止め、その後再び(a)の状態に戻る。

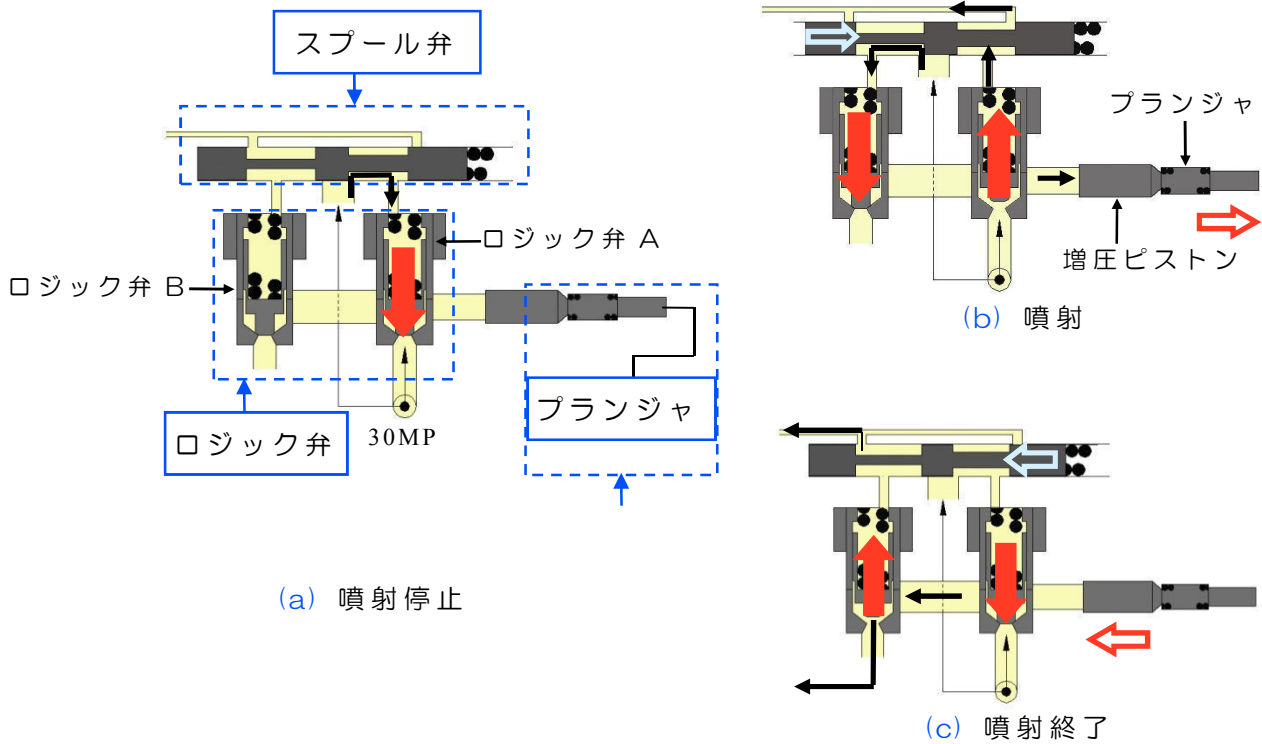


Fig. 3-7 電子制御式燃料噴射システムの作動原理の概略

### 3.3 データ収集及び解析について

#### 3.3.1 データ収集の概要

Fig.3-8にテスト装置周りのデータフローを図式的に示す。センサなどから連続的に送られてくる全てのデータは、電磁弁コントローラ作動開始後の最初のTDC信号からサンプリングされ始めコンピュータに蓄積される。データのサンプリングはクランク角度パルス（0.5度間隔）と同期している。サンプリング周期を短くするほどデータの精度は上がるが、ノイズに対して敏感になり考慮を要する。サンプリングされるデータは燃焼室内圧力や噴射圧力、ノズル針弁リフト、掃気圧力・排気ガス圧力・火炎画像である。

本機関による可視化実験では、ピストン上部の透明アクリル保護のため下記の操作を行った。すなわち、機関を電動モーター（55 kW）で起動し設定回転数（350 rpm）まで駆動した後、7サイクルだけ燃料が噴射されるよう設定した。排気ガスについては、採取用電磁弁を排気弁直後の排気管に設置し、第2～第7の燃焼サイクルの間だけ開弁して燃焼ガスを採取し、サンプリングバックに捕集して後でNO<sub>x</sub>を分析した。燃焼写真や他のデータも第2～第7サイクルのものを用いた。

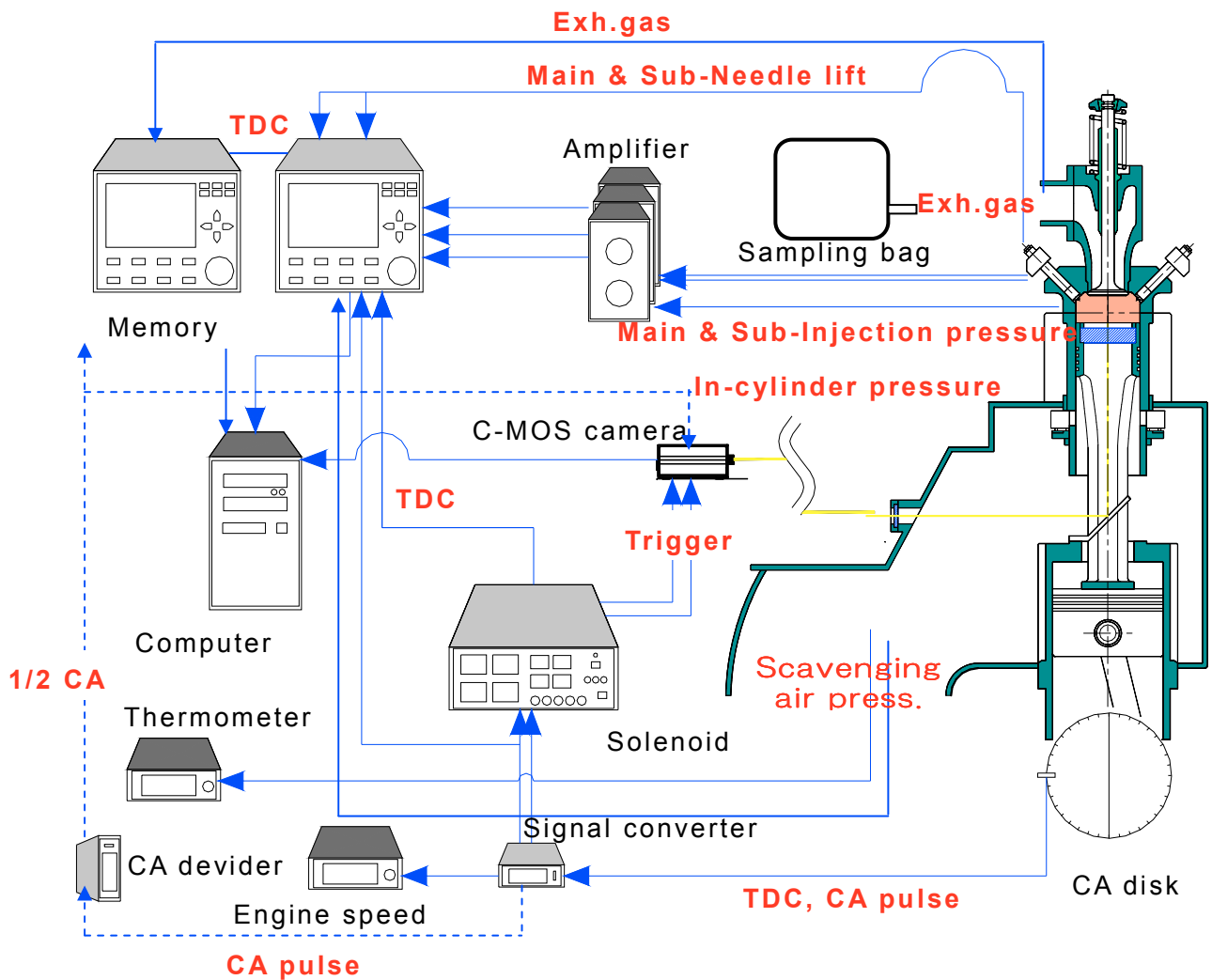


Fig.3-8 データ流れ図

### 3.3.2 高速度CMOSカメラ

本実験では，火炎画像の撮影に高速度CMOSカメラ（HG-100K）（Fig. 3-9）を用いた．Table 3-2にHG100Kの主要諸元を示す．高速燃焼の火炎形状を歪無く撮像するには，CMOSカメラにおいても信号電荷蓄積の同時性（グローバル露光）が必須となる．供試カメラは火炎撮影で常用される撮影速度の3000fpsで800×600 pixelsの転送が可能であり，解像度はロータリープリズム式高速度フィルムカメラのほぼ1/2となる．

Fig.3-10は，火炎画像撮影時の実験装置の概略図である．アクリルピストンと反射鏡によりピストン側から見た画像を撮影できる．



Fig. 3-9 HG-100K

Table 3-2 HG-100K 主要諸元

Type	REDLAKE HG-100K (NIPPON ROPER)
Sensor	12×12μm <sup>2</sup> /pixel, 18×10 mm <sup>2</sup> single
Resolution	Max 1504×1128 pixels, 30bits color
Shutter	Global Electronic Shutter, variable from 1/frame rate - 3ms to 5ms
Recording Rates	Full fps ~ 1000, partial fps ~ 10000, variable frame rate via external source
Recording Time	STD 1sec @ 1000 fps; lengthens at slower fps or reduced resolution

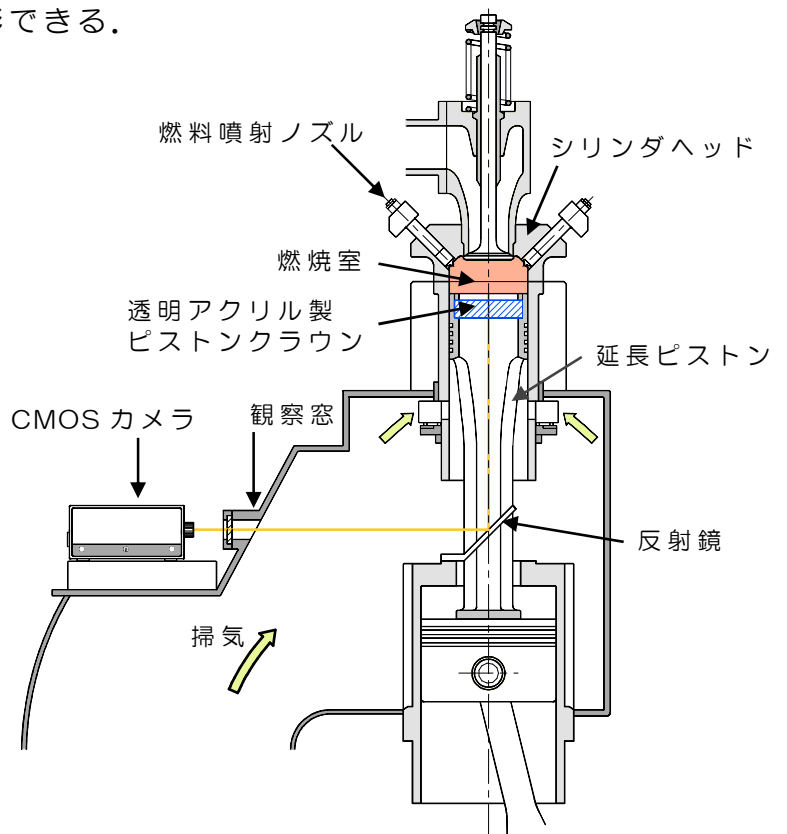


Fig. 3-10 NDTの可視化系統図



### 3.3.3 二色法

#### (1) 二色法の概要

第1章で述べたように NO<sub>x</sub> 生成量は燃焼温度に極めて敏感であり，実験で噴霧火炎の燃焼温度を知ることは重要である．本研究では直接撮影した火炎画像から二色法解析を行なった．二色法とは，Fig. 3-11 に示すように燃焼火炎画像から火炎温度分布を算出する方法<sup>[1]</sup>である．

Fig. 3-11 では，左の直接撮影画像から二色法によって求めた火炎温度分布（右）を示している．（左は，2色法解析精度を上げるため RGB 値の B 値のみ 2 倍にして撮影しており，実火炎より青みがかった色となっている．）また，二色法では火炎温度と同時に（スス生成量の指標となる）KL 値が求められる．

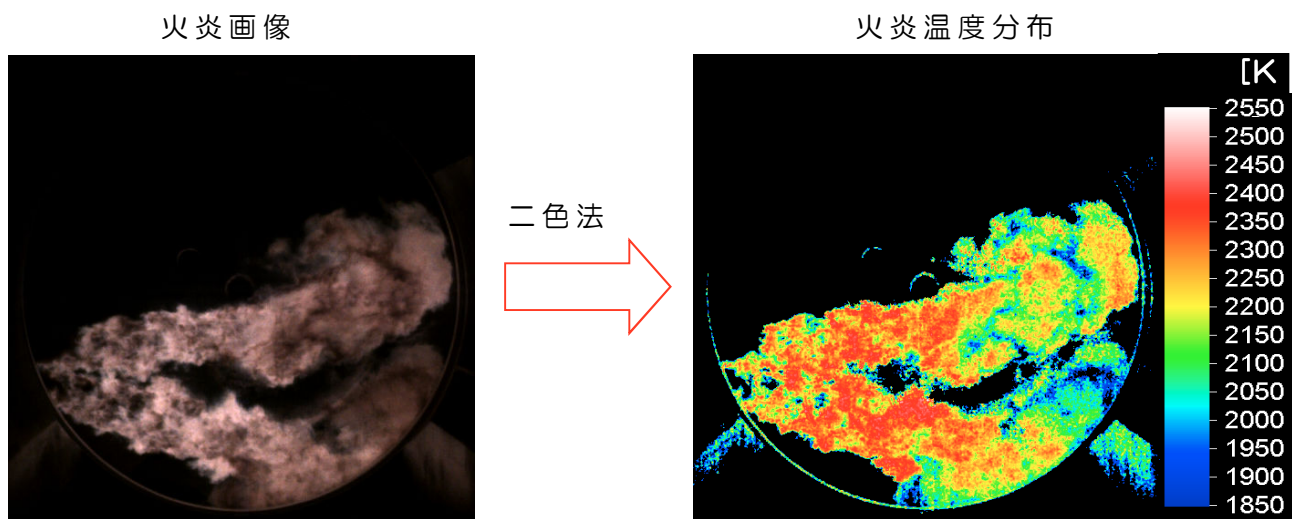


Fig. 3-11 二色法解析の例

#### (2) 二色法の原理<sup>[2]</sup>

噴霧の拡散燃焼は不均一燃焼であり，常に燃焼に必要な空気が不足した状態にある．その状態が高温領域で起こると燃料が熱分解され，重合や凝集を繰り返してスス粒子（スス）が形成される．このスス粒子が燃焼する際に発生する熱によりスス粒子自身が高温となるため，熱エネルギーを放射し黄色または黄赤色に輝く輝炎として観察される．二色法は，火炎中に含まれるスス粒子の温度を測定する方法である．スス粒子の温度と周囲の燃焼気体の温度はほぼ等しいことは確認されている．

スス粒子の温度は，異なる2波長におけるふく射を検出し，火炎射出率に関する未知量を消去して求める．

絶対温度  $T$ ，波長  $\lambda$  の黒体の単色ふく射輝度  $N_0(\lambda, T)$  は以下のようなになる．

$$N_0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \quad (1)$$

ここで  $C_1$  と  $C_2$  はプランクの放射定数である．

式(1)は、可視波長域で 3000K 以下の温度範囲では 1%の精度で Wien の式で表される。

$$N_0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T)} = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (2)$$

火炎の単色射出率を  $\varepsilon_\lambda$  とすると、火炎の単色ふく射輝度  $N(\lambda, T)$  は次のようになる。

$$N(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda N_0(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (3)$$

$N(\lambda, T)$  に対応する輝度温度を  $T_a$  とすると、

$$N(\lambda, T) = N_0(\lambda, T_a) = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_a}\right) \quad (4)$$

輝度温度とは、特定の波長での放射体の輝度が黒体の同波長での輝度に等しいときのその黒体の温度である。

ディーゼル火炎について、スス粒子のみの単色射出率に対して Hottel-Broughton の式<sup>[3]</sup>が成り立つ仮定すると、

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \exp\left(-\frac{KL}{\lambda^\alpha}\right) \quad (5)$$

ここで  $K$  は吸収係数で火炎中のスス粒子濃度にほぼ比例する値、 $L$  は火炎の検出光軸方向の幾何学的厚み、 $\alpha$  は波長範囲によって決まる定数であり可視域では 1.38 となる。式(5)を式(3) (4)より  $KL$  について解くと、

$$KL = \lambda^\alpha \ln \left[ 1 - \exp\left\{-\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T}\right)\right\} \right] \quad (6)$$

2 波長  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  について、測定した火炎の輝度温度  $T_{a1}$ ,  $T_{a2}$  を式(6)に代入して、未知数  $KL$  を消去すると、

$$\lambda_1^\alpha \ln \left[ 1 - \exp\left\{-\frac{C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{a1}} - \frac{1}{T}\right)\right\} \right] = \lambda_2^\alpha \ln \left[ 1 - \exp\left\{-\frac{C_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{T_{a2}} - \frac{1}{T}\right)\right\} \right] \quad (7)$$

となる。式(7)より火炎の真温度  $T$  を求めることができる。実際の解析においては、式(7)をニュートン・ラプソン法により数値的に解いた。

## (3) 標準光源検定

式(7)からも分かるように、火炎温度を求めるには異なる2波長における輝度温度を測定する必要がある。ここでは2波長としてRedとBlueの標準波長に統一する。温度計測を行うには火炎の色情報に基いて輝度温度 $T_a$ を求めることになるが、CMOSカメラのような固体撮影素子では露光量と信号電圧値が比例関係にあり、波長 $\lambda$ での露光量 $E_\lambda$ は、

$$E_\lambda = \alpha V_\lambda + \text{const.} = \beta t \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_a}\right) + \text{const.} \quad (8)$$

となる。 $\alpha, \beta$ は定数であり、 $C_1, C_2$ はそれぞれ第1, 第2放射定数、 $t$ は露光時間である。 $V_\lambda$ はRGB各色を表現するデジタル値であり、24bitカラーの場合0~255の値をとる。式(8)の $T_a$ と $V_\lambda$ に注目すると、 $a, b$ をある波長における定数として

$$\frac{1}{T_a} = a \ln V_\lambda + b \quad (9)$$

と表される。よって $a, b$ が決まれば、火炎画像の $V_\lambda$ を得ることで輝度温度を求めることができる。 $a, b$ は撮影条件(火炎からカメラまでの距離、光路中に含まれるアクリル等の物体、露光条件等)や波長によって異なる。そこで、撮影する条件においてあらかじめこの $a, b$ を求めておく必要がある。その作業が標準光源検定である。

標準光源検定を行なう際、本来であれば輝度温度を扱うので、黒体を標準光源として用いるべきであるが、黒体炉は高価であるためにタングステン光源装置を用いた。タングステン球は安定した高温の光源であり、本装置は電源供給も安定しているので検定に適していると言える。Fig. 3-12は光源装置の外観の写真である。

この光源装置には、10枚のNDフィルタ窓が取り付けられた回転円盤がタングステン球の前に備え付けられており、それを使い分けることで光源の輝度を制御できる。(NDフィルタはフィルタ無し1枚、透過率の異なるフィルタ7枚、位置決め用フィルタ2枚の計10枚。) こうして異なる8つの輝度をもつ光源画像を得ることができる。

Fig. 3-13に、標準光源撮影時の実験装置の概略図を示す。露光条件等の撮影条件を実際の燃焼火炎撮影時の条件に合わせ、光源装置内の回転円盤上のNDフィルタが無しの状態で、光源の撮影画像のRGB各色デジタル値が上限である255(24bitカラーの場合)にできる限り近い値になるように、光源装置にさらにNDフィルタを取り付け調整する。





Fig. 3-12 光源装置の外観

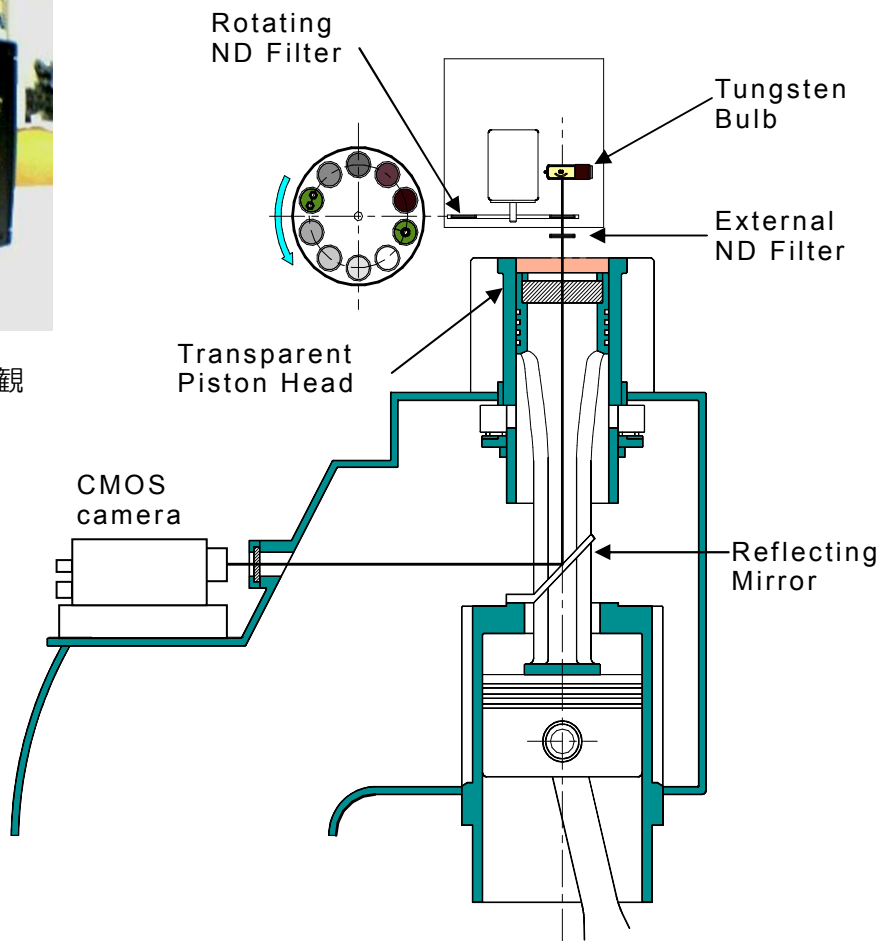


Fig. 3-13 標準光源撮影概略図

### 3.4 試作した電子制御燃料噴射系の性能と燃焼に及ぼす効果の一例

Fig. 3-14～Fig. 3-16 は，試作した電子制御燃料噴射系を従来型カム式噴射系と比較した燃焼可視化実験の一例である．図を通して，(A) は従来型カム式噴射系によるデータ，(B) は従来型噴射系の燃料弁噴口径を絞る（噴口数 4 のまま）ことで，噴口総面積を減少させて噴射圧力を高めた設定（この方法をマイルド噴射と名付ける），(C) は上述の電子制御噴射系によるデータを示す．燃料は，中東バンカー油に高芳香族の CLO（クラリファイドオイル・FCC スラリー油から Al・Si の触媒粒子を除去したもの）を 50% 混入したもの（高芳香族 C 重油）を使用した．

Fig. 3-14 に噴射パターンの比較を示す．従来型噴射系で噴口総面積の異なる(A)と(B)を比較すると，(B)では噴口総面積の減少で噴射圧力が 30 MPa 増加しているが，送油率は上がっていないので噴射期間は 5° 延びている．一方で電子制御噴射系を適用した(C)では，噴口径は(B)と同じであるが，噴射期間は(A)と同等のまま 160

MPa の高噴射圧力を設定できている。このように、電子制御噴射系では噴口縦面積の選定とは独立して噴射圧力を設定でき、結果的に噴射期間または噴射率を設定できる。

Fig. 3-15 に噴霧火炎の燃焼状況を示す。(A) の  $20^\circ$  ATDC 付近では、火炎が透明ピストンに接触する位置でスートの発生が見られ、また  $28^\circ$  ATDC を見ると、後燃え火炎がシリンダ壁付近に多く残っている。(B) では、小噴口径の影響で噴霧火炎の到達距離 (= 火炎長さ) が短くなり、上述の(A)のようなスートの発生は全く見られなくなっている。ただし、噴射期間が長い ( $24^\circ$  ATDC まで) ため燃焼期間全体の短縮効果は得られていない。

(C) では、 $16^\circ$  ATDC の火炎を (同じ噴口径の) (B) と比較すると、噴射圧力が増加している分だけ噴霧火炎の到達距離が延びている。また(C)を(A)と比べると、どちらも  $20^\circ$  ATDC で噴射が終了するが、(C) ではそれからの後燃え期間短縮の効果が顕著で、 $24^\circ$  ATDC で火炎はほとんど燃え切っている。これは、小噴口径 + 高噴射圧力の効果で、噴霧内の燃料分布均一性や噴霧内空燃比が高まったためと推測され、これは第2章の噴霧運動量理論の例題からも理解できる。

また (C) では、4 噴口の噴射方向の設定から、2 本ずつの噴霧が 1 本ずつの火炎を形成し計 2 本の火炎に見える。ただし噴射方向の設定は(A) (B) (C)とも同一であり、(C)で特にそのように見えるのは、上記の燃料分布均一化や噴霧内空燃比の増加により噴霧中心部の燃料リッチ領域が小さくなり、輝炎を発する火炎がより細く見えるようになったことによると思われる。この現象は、第5章のCFD計算で同様の条件を模擬した場合にも表れている。

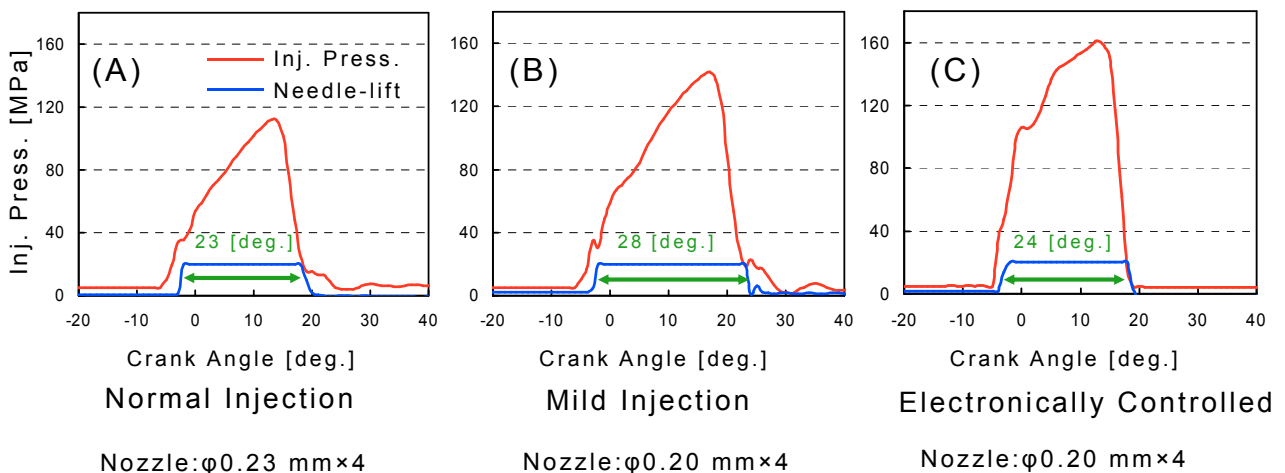


Fig. 3-14 燃料噴射パターンの比較 (燃料はCLOリッチのME-VR 50% + FCC-BR 50%)

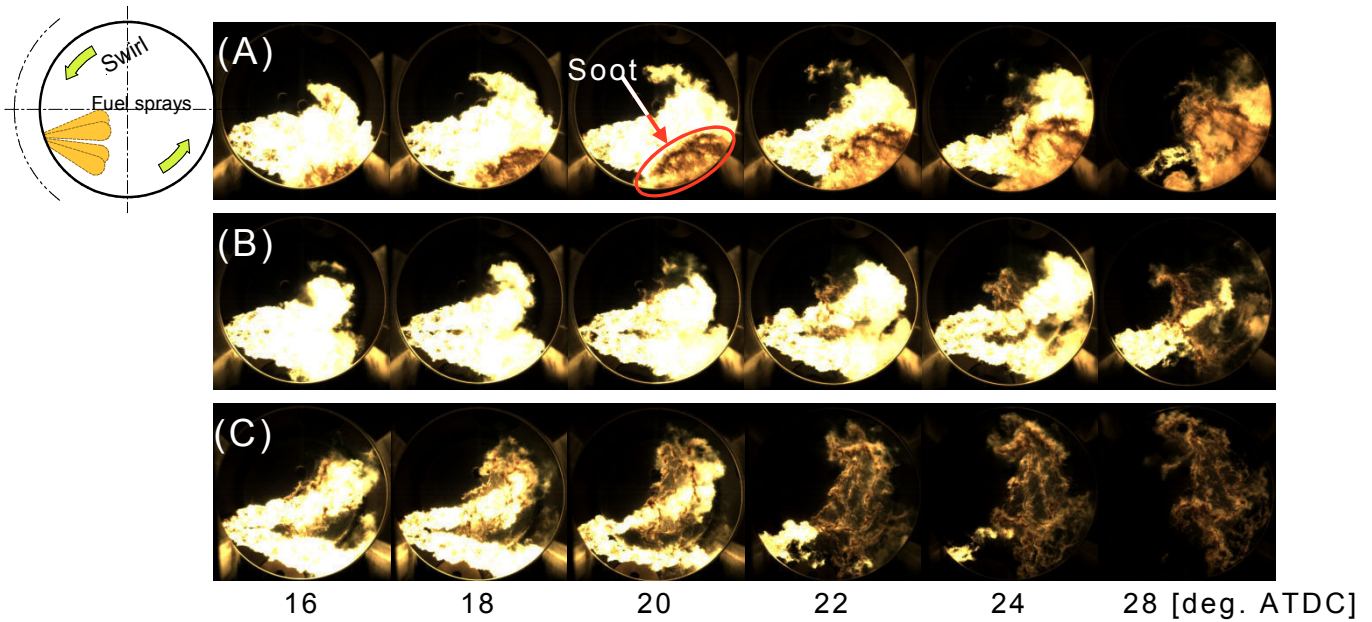


Fig. 3-15 噴霧火炎の燃焼状況の比較

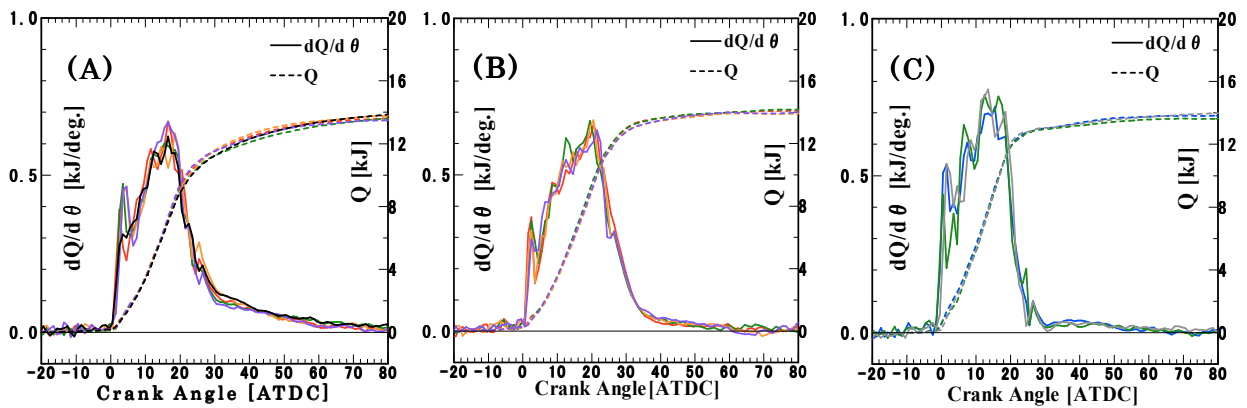


Fig. 3-16 熱発生率の比較

Fig. 3-16 に (A) (B) (C) の熱発生率の違いを示す。火炎写真でも見られたように、(C) では (A) (B) に比べて熱発生率の最大値が高くなり、また噴射終了後は速やかに燃え切って、(A) と比べて後燃えに相当する（例えば 30° ATDC 以降の）熱発生が明らかに少なくなっている。

### 3.5 電子制御燃料噴射による NO<sub>x</sub> 対応

このように噴射圧力を高めると、熱発生の最大値は高くなり燃焼期間特に後燃えが短縮され、燃費の低減や排気黒煙の減少などが期待できる。しかしながら、良好な燃焼は燃焼温度を上昇させ NO<sub>x</sub> 生成が増加することは間違いがない。Fig. 3-17 は噴射圧力を 110 MPa から 160 MPa へ上昇させた場合の排気 NO<sub>x</sub> 濃度を測定した例で、これだけの噴射圧力の上昇により NO<sub>x</sub> 濃度は 2 倍に増加している。

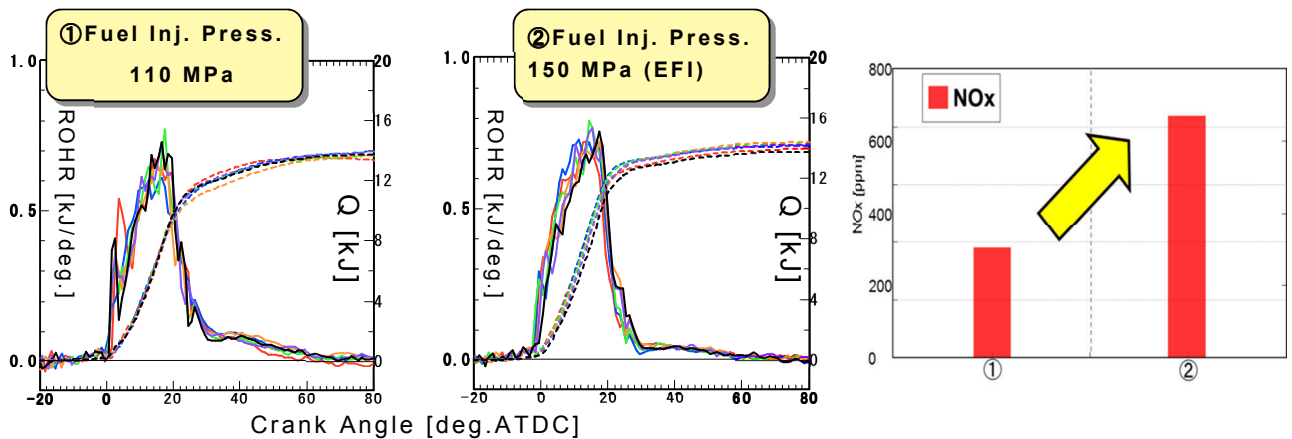


Fig. 3-17 高圧噴射化による熱発生率の変化と NOx 増加

NOx 対策として一般的な方法は、噴射タイミングをリタード（遅延）させることであるが、この方法ではせっかく改善した熱効率と燃焼の再悪化を招く。このトレードオフ関係を電子制御噴射系を利用して解決する方法を考える。一例としてブーツ噴射と呼ばれる噴射率制御を紹介する。この方法は MAN が開発した方法で、噴射初期の噴射量を抑えて初期の熱発生を抑え、熱発生のメインをクランク角度で遅い時期に移しつつも、高圧噴射の燃焼改善効果で早い燃え切りを確保する。

試作した電子制御噴射系単体ではブーツ噴射は難しかったため、ここではニードルを 2 本もつ燃料噴射ノズルに大小 2 セットの電子制御噴射系を装備して、組み合わせによるブーツ噴射を実現した。この方法の詳細は次章のパイロット噴射の項で述べるが、Fig. 3-18 の (E) の噴射パターンで、sub-は小さな噴口 (4 噴口) からの前噴射、Main-は大きな噴口 (4 噴口) からの主噴射で、ダブルニードル型のノズルであるため大小噴口は隣接しており、大小で対を成して (4 対) 同一の噴射角度に設定されている。これによって初期の噴射率は抑えられ、メインの高圧噴射と組み合わせた形がブーツに似ていることから名付けられている。

Fig. 3-18 に NDT による可視化実験結果を示す。(前述のように、可視化実験では噴射量が半分であるため NOx, Pmi の絶対値は低い。) (C) は標準として 150 MPa の噴射圧力で BTDC5° で噴射開始したケースである。(D) は単純に噴射タイミングを (C) から 10° リタードさせた結果で、NOx は (C) から約 40% 減少したが、Pmi の変化からラフに求められる燃費の悪化は 10% 以上にもなる。一方、(E) のブーツ噴射では、(D) と筒内最高圧力 Pmax を合わせた設定であるが、(D) よりも少ない燃費 (Pmi) の犠牲で (D) とほぼ同等の NOx 低減が得られている。

NOx 対策としては、単体でこのような噴射率制御も可能となる電子制御噴射系が求

められる。MANのMEエンジン、UEのECOエンジン向けの電子制御システムではある程度の制御は可能であるが、それによるNO<sub>x</sub>低減はせいぜい10%程度と発表されており、NO<sub>x</sub>低減に関しては噴射システムに関しても今後の研究課題は多い。

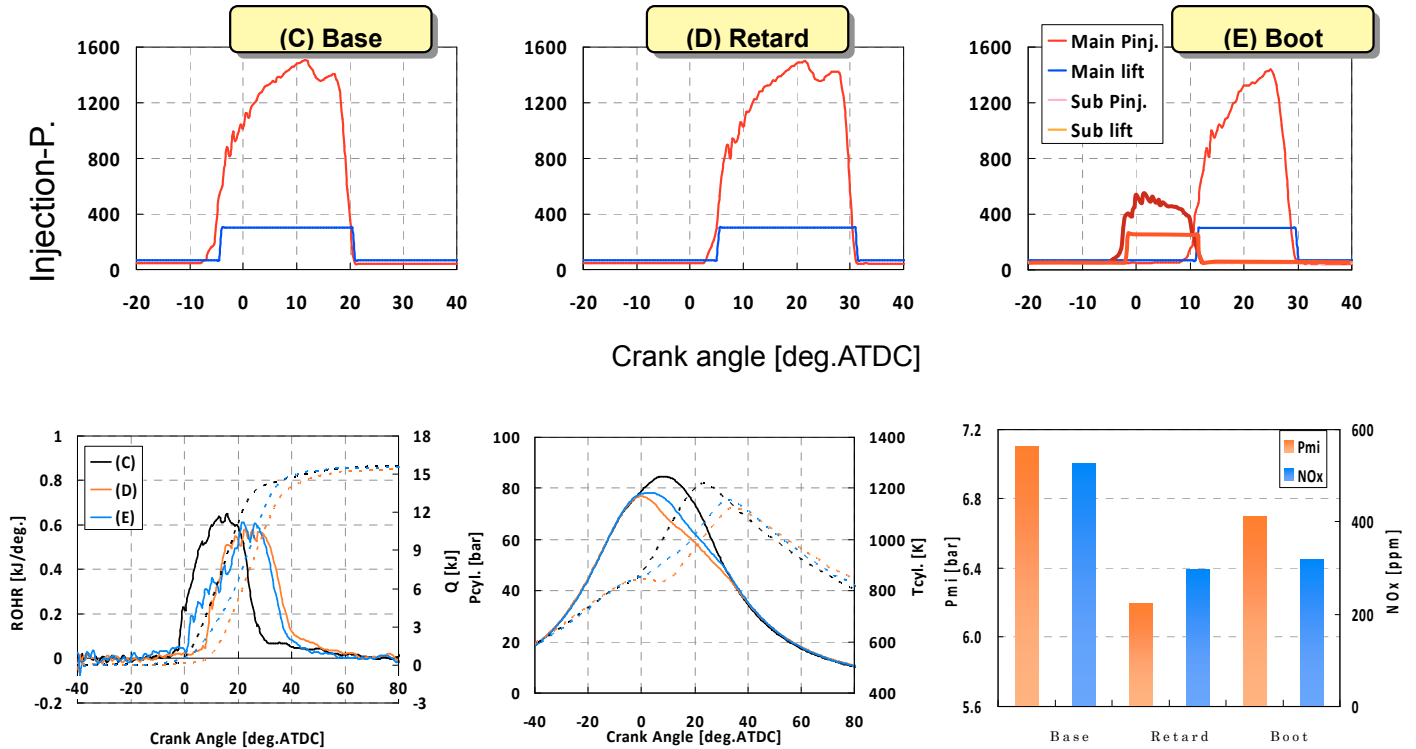


Fig. 3-18 ノーマル，リタード，ブーツ噴射の比較

### 第3章の参考文献

- [1] 安, 神本他, 日本機械学会論文集. B編 47(417), 896-903, 1981-05-25
- [2] 松井, 神本他, 日本機械学会論文集 44(377), 228-238, 1978-01-25
- [3] H. C. Hottel, F. P. Broughton, Ind. Eng. Chem. Anal. Ed., 1932, 4 (2), pp 166-175 (April 1932)

## 第4章 電子制御燃料噴射系を活用した低硫黄低質燃料油の燃焼改善

### 4.1 LCO (Light Cycle Oil) について

#### 4.1.1 LCO 問題の概要

低硫黄燃料の需要拡大によって、低質燃料がこれまで以上に市場に現れることが予想される。即ち、CLO（クラリファイドオイル）、LCO（ライトサイクル油・分解軽油）などの FCC 副産物（＝高芳香族）が低硫黄カッター材として多く使われ、芳香族%の増加によって燃焼性が悪化することが懸念される。また、MEPC57で合意された2015年からの指定海域（ECA）での硫黄分 0.1%規制は、SCR 利用には追い風となる一方で、価格の点から LCO など高芳香族燃料の普及を許せば、燃焼問題に起因する機関トラブルが起こる可能性も高くなる。

ECA 内では主機の低負荷運転も多く燃焼条件が悪い上、これら低質燃料により機関トラブルが発生すれば、船舶の密集する ECA 内の安全上の問題ともなり、排ガス規制の推進にもマイナスとなる可能性がある。

Fig. 4-1 に、石油精製において FCC（流動接触分解）により LCO が生まれる過程を示す。LCO は、ガソリンや（通常の）軽油となるパラフィン分を取り去った後の、1-2 環の芳香族を主成分とする低粘度（軽油並み）の副産物を指す。図のように、前段階での脱硫のため低硫黄（0-0.2%）にもなる。

ISO 8217「留出油」では、「DMC」以外の DMX・DMA・DMB のカテゴリーではセタン指数が規定されている（それぞれ下限 45・40・35）。様々な LCO が出現した際に、この指標だけで着火・燃焼性を判断できるかが問題である。

セタン指数には旧式と新式がある。旧式は 50%留出温度と API 度（API 比重）から求められ、日本ではまだこちらが多用されている。しかし ISO 8217 に規定されている試験法（ISO 4264）は新式で、密度と 10・50・90%留出温度の 4 変数から求められる。以下の検討は新式で行う。

#### 4.1.2 着火性試験器による試験結果

九大・日本油化のグループでは、過去にいくつかの LCO と性状データを入手し着火・燃焼性を調査した。Fig.4-2 にそれらの硫黄%とセタン指数を示すが、すでに硫黄分 0.1%を切る LCO も 14 サンプル中に 5 サンプルあった。

Fig. 4-3 はセタン指数と芳香族%の関係を示したもので、セタン指数はある程度芳香族性を表していることは分かる。ただし Table 4-1 に示すように、FCA(燃料着火試験器)における実験から求めた ECN（推定セタン価）の数字とは 17 - 19 も離れており、セタン指数をいわゆるセタン価と考えるのは誤りである。

また、セタン指数では Table 4-1 の「LCO・Worst」（＝Fig. 4-5 中の「06-08LCO ③」）と「LCO1」に大差はないが、Fig.4-5 の FCA データでは「LCO・Worst」の燃焼性の悪さが際立っている。LCO に対して燃焼性指標はセタン指数でよいのか？また



その下限値も再検討する必要がある。

Fig. 4-4 に芳香族%と密度の関係を示す。前述の ISO「DMC」の密度の上限は 920 (kg/m<sup>3</sup>@15°C) であるが、芳香族 70%以上の LCO サンプルでも 920 以下の密度を示すものもある。

なお、ISO では「DMC」を「留出油」から「残渣油」のカテゴリーに移す動きもあるが、ECA における S 分 0.1% 燃料として「留出油」という規定はないので、供給側が LCO に僅かの残渣分を混ぜて「DMC」と定義し、ISO を難なく通過させてしまうことも容易に想像される。

Fig. 4-5 に、FCA を使ってテストした LCO の熱発生率を示す。最近の LCO は 4 件とも ECN が 10 以下であり、12 年前のもの (ECN 15.5) に比べてはるかに燃焼性が悪くなっていることが分かる。

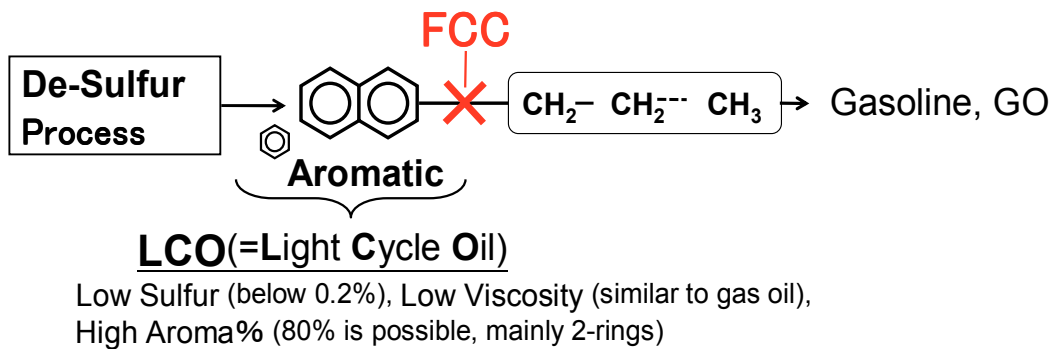


Fig. 4-1 FCC プロセスと LCO

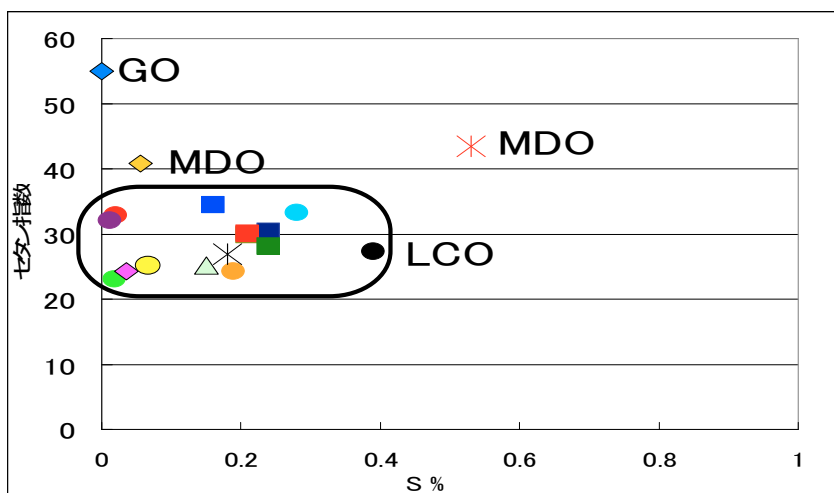


Fig. 4-2 LCO の硫黄%とセタン指数

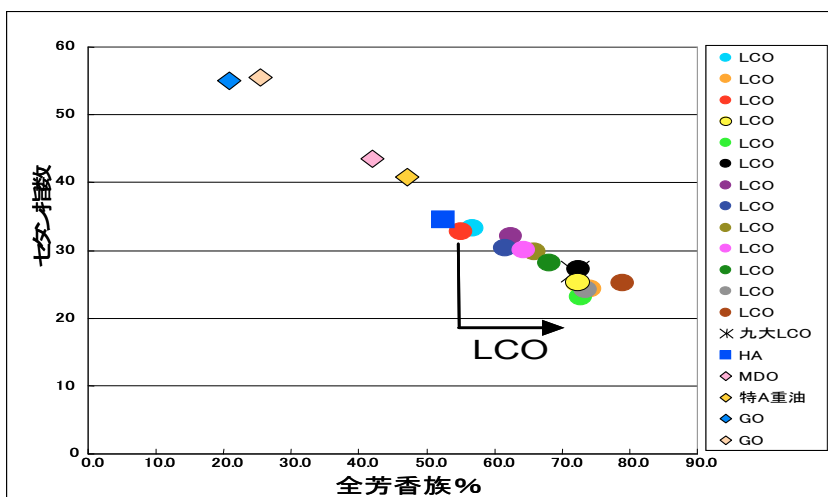


Fig. 4-3 LCO の全芳香族%とセタン指数

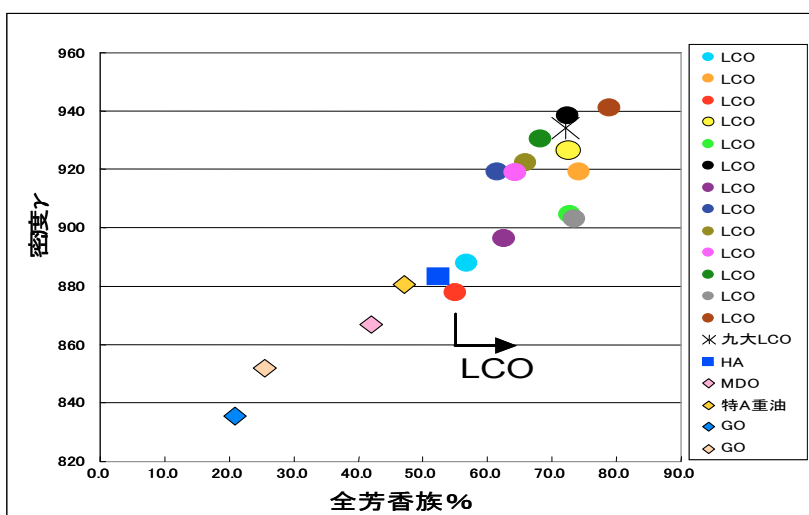


Fig. 4-4 LCO の全芳香族%と密度

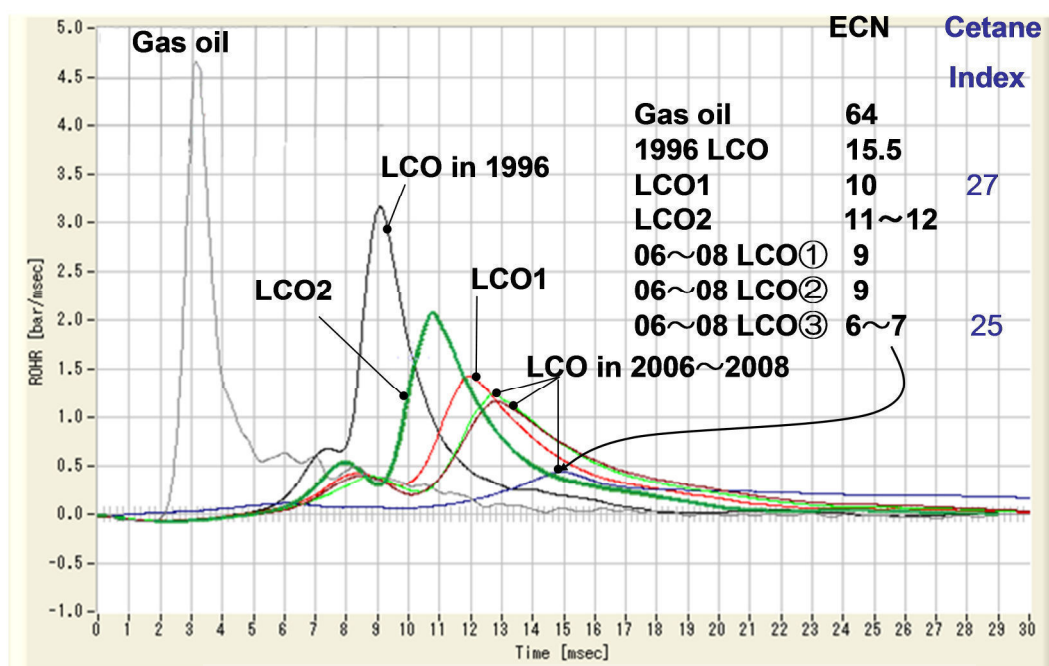


Fig. 4-5 LCO の FCA テスト結果



Table 4-1 着火・燃焼性指標の例

	LCO「Worst」 (=Fig. 4-5 中の 06~08LCO③)	Fig. 4-5 中の LCO1	(最近の) MDO	MGO (一例)
セタン指数 CI 新式 (旧式)	25.2 (19.4)	26.9 (23.4)	43.5 (46.1)	55.5 (55.7)
ECN	6.3~7	9.8	—	—
芳香族%	79	72	42	26
芳香族%(2環+3環)	56	50	23	11

(最近のMDO (A重油) は以前より芳香族%が増加している模様)

## 4.2 低速2スト機関でのLCO (Light Cycle Oil) 燃焼状況の解明

### 4.2.1 目的

本節では大型低速2スト機関におけるLCOの燃焼特性について述べる。大型低速主機では、LCOの(燃焼性はともかくとして)「着火性」の問題は確かに緩和される。LCOの芳香族%は極めて高いが、環数としては1-2環であり、低速機関の燃焼には大きな影響を及ぼさないと言う(石油会社の)見解もある。しかし、微細な後燃えの増加や未燃分のわずかな増加でも、機関の信頼性に悪影響を及ぼすことも十分考えられる。ここでは、単気筒低速2スト実験機関(ボア400ミリ)を使ってLCOの燃焼・排気特性を確認した。

### 4.2.2 供試実験装置および実験方法

Fig. 4-5のFCAテストで燃焼性の悪さが目立つ2006年以降のLCOを実機試験するべきであるが、今回は唯一大量に(600リットル)入手できたLCO2サンプルを使用した。LCO2の性状を、LCO1(昨年度可視化実験に使用したもの)や最近の船用A重油(MDO)と比較して表3-2に示す。LCO2の芳香族割合(65%)は、Fig. 4-3に示す多くのLCOサンプルの中では中程度であり、Fig. 4-5のFCAテストからLCO1より燃焼性は良いことが分かる。(それでもLCO2を高速4スト機関で実験した場合は、良質軽油を混油しなければ(ディーゼルノックを起こして)使用できなかった。)

Table 4-2 供試燃料性状

Characteristic	Unit	MDO	LCO1	LCO2
Density@15°C	kg/m <sup>3</sup>	0.867	0.934	0.925
Sulfur	% m/m	0.53	0.18	0.26
Viscosity@50°C	mm <sup>2</sup> /s	2.35	2.45	2.71
Flash point	°C	71	81	87
Ash	% m/m	0.001>	0.001>	0.001>
Distillation (10%)	°C	228	233	234
Distillation (50%)	°C	281	278	284
Distillation (90%)	°C	330	346	357
HCV(Gross)	MJ/kg	45.1	44.2	44.3
LCV(Net)	MJ/kg	42.4	41.6	41.7
Saturated HC	Vol. %	57	22	24
Olefin HC	Vol. %	1	7	11
Aromatic HC	Vol. %	42	71	65

LCO1: LCO of average quality used for the visual study.

LCO2: LCO of relatively good quality used for the running tests by the low-speed and high-speed engines.

Fig. 4-6に実験で使用した低速2スト実験機関の断面を,その主要目を表3に示す. 本機関は日立造船の設計によるフルサイズ(ボア 400 ミリ)高過給単気筒実験機関(同社有明工場に設置)で,同社の協力を得て LCO を燃料とした中・低負荷運転実験を行った.

今回の実験は 15~50%Load で LCO2 と MDO の燃焼性能を比較し, ECA 内で主機に LCO を使用した際の問題点を探ることを目的とした. 実験上の唯一の問題点として,単気筒機関であるため過給機に補助ブロウを併用しており,特に低負荷では空気量(出力当り空気消費率)が実際の多気筒機より大きくなり(Fig. 4-7・・・15~25% Load で通常の約 2 倍の空気消費率), LCO の燃焼の悪さを多少とも緩和している可能性が考えられる.

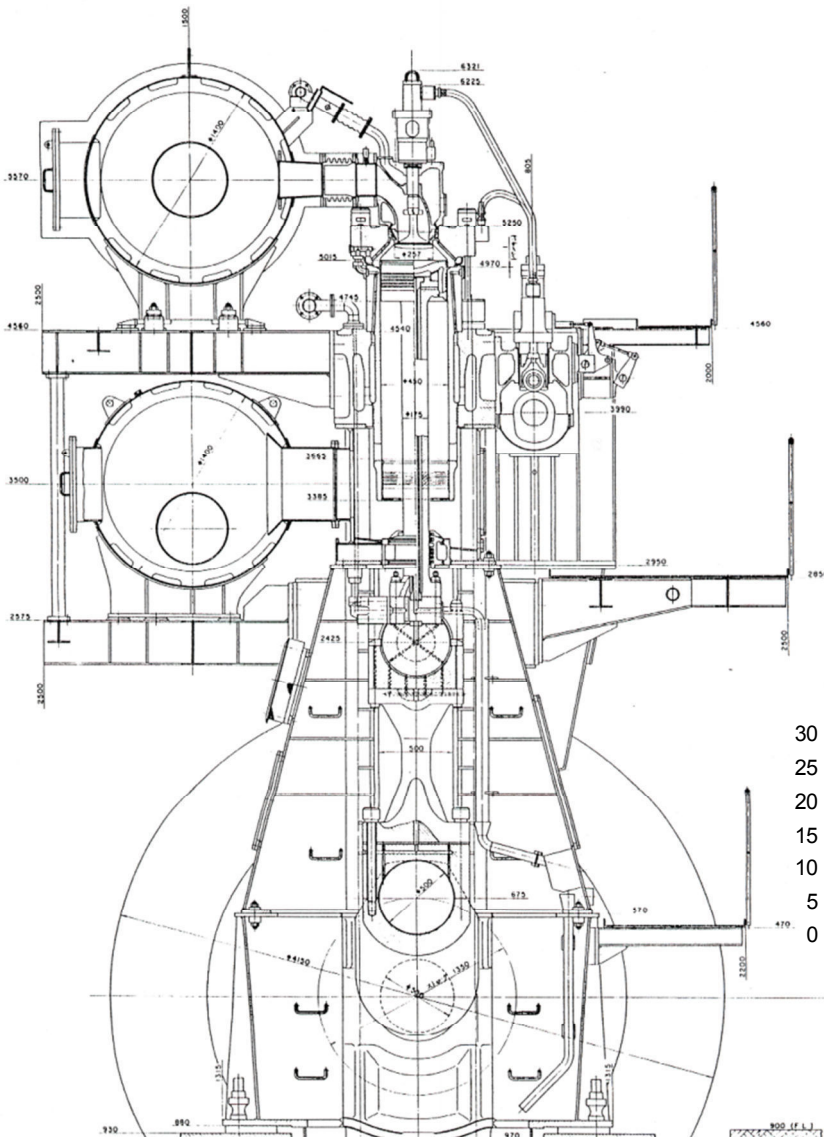


Table 4-3 実験機関主要目

ITEM		
Bore	mm	400
Stroke	mm	1350
Engine Speed	rpm	178
Output	kW	985
Pme	bar	19.6
Piston Speed	m/s	8
Max. Cyl. Press.	bar	182

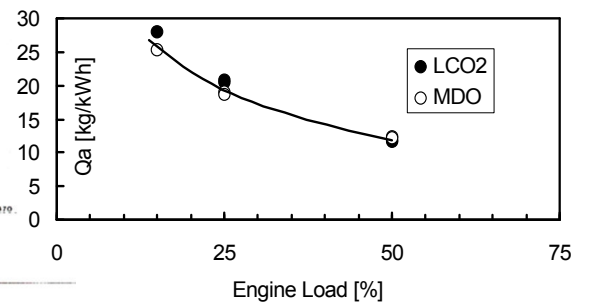


Fig. 4-7 実験機関の空気消費率

Fig. 4-6 単気筒低速 2 ストローク実験機関 (Hitz 有明)

### 4.2.3 実験結果と考察

Fig. 4-8 (a)～(e)に実験結果を示す。(a)に LCO<sub>2</sub> と MDO の燃料消費率(SFC)の違いを示すが、LCO<sub>2</sub> は(MDO の低発熱量に換算しても) MDO より 2～4 g/kWh (1～2%) 悪くなっている。

図(b)に排気煙濃度の違いを示す。ここでは10回引きの排気ガス(3.3リットル)をスモークメータに通し、その Bosch Smoke Unit を FSN(Filter Smoke Number)として表示している。これによると、LCO<sub>2</sub> の FSN は 0.1～0.15 ほど MDO より悪くなっている。

図(c)に未燃炭化水素(Total Hydro-Carbon: THC)の違いを示す。THC も、LCO<sub>2</sub>の方が MDO より 100ppm ほど高くなっている(5～8割増し)。(d) COには両燃料で差が見られないが、燃費、排気煙濃度、THCの結果から、燃焼時間や空間に余裕のある低速主機においても、LCO<sub>2</sub>の燃焼は MDO に比べ多かれ少なかれ悪化していることが明らかである。

図(e)は両燃料での NO<sub>x</sub> 排出量を示している。LCO<sub>2</sub>の NO<sub>x</sub>は特に低負荷で MDO より高くなっている。ECA 内の沿岸・港湾では低負荷が多いことを予想すると、もちろんこの結果は好ましくない。その原因を明らかにするため以下の燃焼解析を行った。Fig. 4-9 は、両燃料におけるシリンダ内ガス圧力の違い(着火時の圧力 P<sub>c</sub>とサイクル最高圧力 P<sub>max</sub>)を示す。中・高速機関では、燃焼の急激さは燃焼圧力上昇(P<sub>max</sub> - P<sub>c</sub>)の増加に現れることが多いが、このような低速機関では両燃料における差は小さい。しかし Fig. 4-10 に示す熱発生率を見ると、特に LCO<sub>2</sub>の 15%負荷では、着火遅れの増加(着火時期の遅れ)と着火直後の予混合燃焼と思われる熱発生ピークが見られる。後述するように LCO 火炎温度のが高いことに加え、この部分の予混合燃焼が NO<sub>x</sub>の増加を招いている可能性がある。

LCO を使用した場合の機関の信頼性の低下も懸念される。ここでは、燃焼室部材(ピストンとシリンダカバー)の温度(測定点深さは表面から 2-3 ミリ)を測ることでその問題を検討した。Fig. 4-11 に結果を示す。前述のように実際より多くの空気を流しており温度の絶対値は低いが、LCO<sub>2</sub>ではピストンで 14～19℃、シリンダカバーで 11～14℃、MDO の場合より高い温度を示している。次節で説明する LCO 噴霧火炎の可視化実験では、軽油に比べて LCO 火炎の燃焼温度が明らかに高いことが観察された。これが前述の NO<sub>x</sub>の増加や燃焼室壁面温度の上昇の原因になっていることが考えられる。

### 4.2.4 まとめ

過去の研究で実施した高速機関による実験では、今回と同じ LCO に自動車用軽油を 1:1 で混油した場合でも、低負荷での PM(排出微粒子)は軽油の 3 倍にも増加した。それに比較すると、今回の結果は低速機関なら生の LCO でも使用できるような印象を与えるが、今回の LCO が比較的良質のもので実験時間も短い(1条件で 30 分～1 時間程度)ことから、即そのような結論を出すことは出来ない。特に、THC の増加は排

気が冷えた時の SOF の増加を意味し、SCR へ付着し劣化させるような悪影響も考慮しなければならない。また、低負荷での LCO 特有の燃焼パターンによる NO<sub>x</sub> の増加から、LCO は ECA で使うには好ましくない燃料と言わざるを得ない。さらに、LCO 燃焼による燃焼室壁温の明らかな上昇は、LCO を長時間使用する場合の機関信頼性の低下にもつながるものと予想される。

今後さらに、最近の典型的 LCO（例えば ECN：6～7）を使った数日間の連続運転実験が望まれる。また、外航船補機や内航船主機に使われる中速機関での燃焼特性が未知である。これも含めて今後の研究の拡大が望まれる。

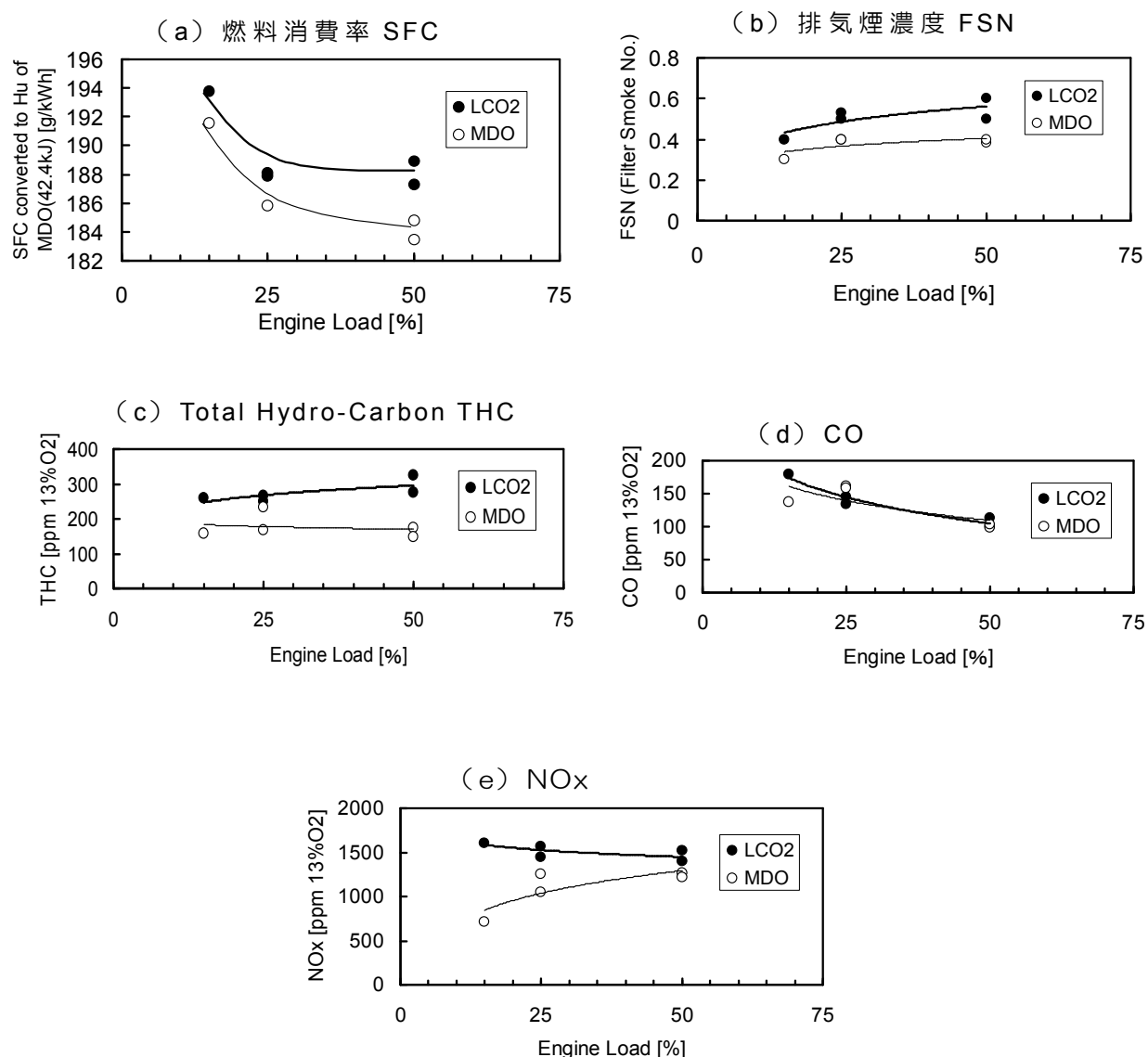


Fig. 4-8 LCO と MDO の運転実験結果の比較

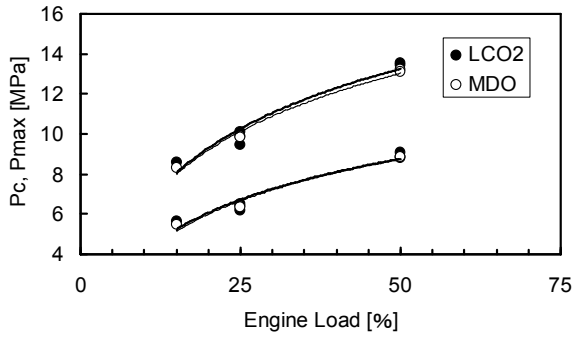


Fig. 4-9 筒内ガス圧力データ: Pc and Pmax

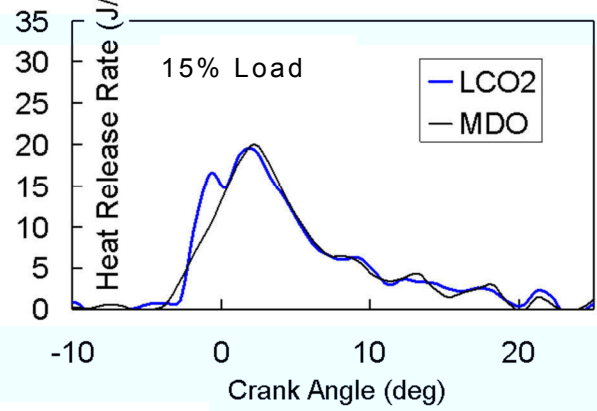
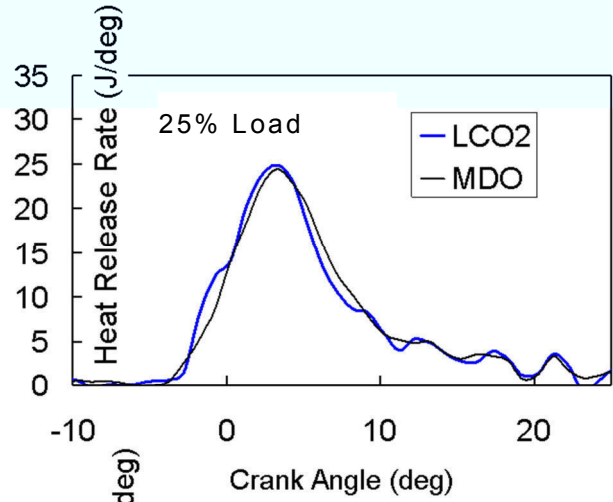


Fig. 4-10 熱発生率データ

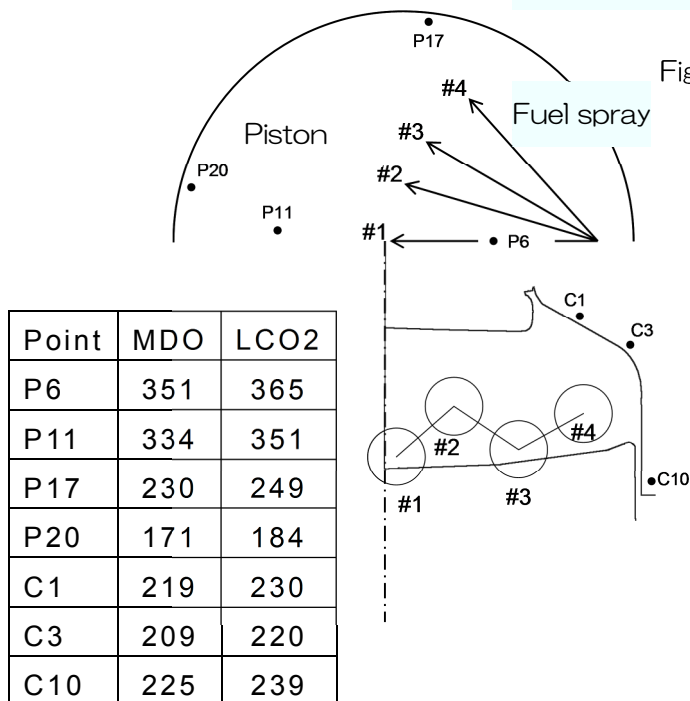


Fig. 4-11 燃焼室部材温度 (°C) (at 50%)

### 4.3 パイロット噴射を用いた中速機関における LCO 燃焼改善

#### 4.3.1 目的

発電機などの中・高速機関では，LCO の難着火性がひどい場合はディーゼルノックを起こし，また燃焼性の悪さから後燃えや未燃分の増加また PM 排出を増加させる可能性がある．このような状況は機関の信頼性にも影響する．ここでは，可視化実験機関を用いて4スト機関の中央噴射を模擬した実験を行い，中・高速機関における LCO の燃焼状況の解明及び電子制御燃料噴射による燃焼改善効果の検討を目的とした．

#### 4.3.2 実験方法

本実験では，ボア 300 ミリクラスの燃焼室の一部を切り取った空間を（シリンダ径 190 ミリの）可視化機関で構成した（Fig. 4-12 参照）．

難着火性を解決する方法としては，コモンレール方式の噴射系を使ったパイロット噴射<sup>1)</sup>が考えられる．ただし，ここで用意した電子制御噴射系はそのタイプではないため，Fig. 4-12 に示すような 2 本ニードルの燃料噴射ノズルを流用した．これは，別個のシステムにより制御される 2 本のノズルを一体化した構造で，下の噴口からパイロット噴霧を，上の噴口から主たる噴霧を同方向に噴射し，それらを時間的に自由に組み合わせることができる．

今回はパイロット噴口径を 0.18 ミリ，主噴口径を 0.45 ミリ（どちらも単噴口）として，それらを組み合わせた 1 本分の噴霧の燃焼を観察した．実機では同一噴口からのパイロット噴射が適用されると考えられ，その点から見ると現実的ではないが，これは実験上パイロット噴射量を絞るための措置であった．

噴射圧力波形を Fig. 4-13 に示す．（A）は軽油（自動車用），（B）は LCO で，両者ほぼ近いパターンを示す．実験条件としては中速 4 スト機関の低負荷（25% 負荷程度）を想定し，噴射圧力は 1000 bar 程度に設定している．（C）は LCO でパイロット噴射を付加した場合で，全体の 3% の燃料を主噴射の約  $10^\circ$  前に噴射している．

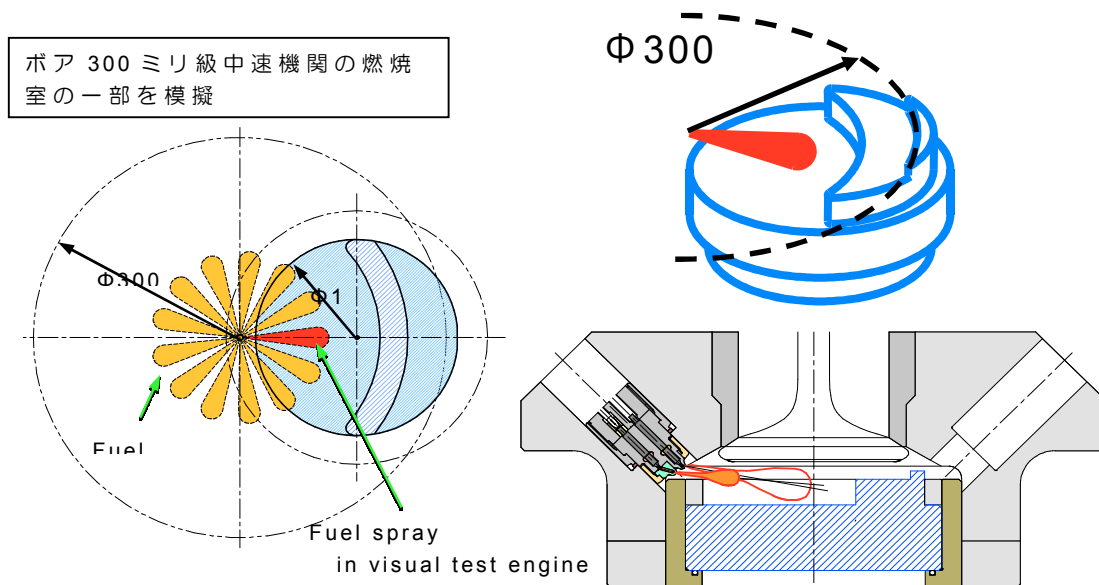


Fig. 4-12 中央噴射を模擬した可視化燃焼室と実験用 2 ニードル型燃料

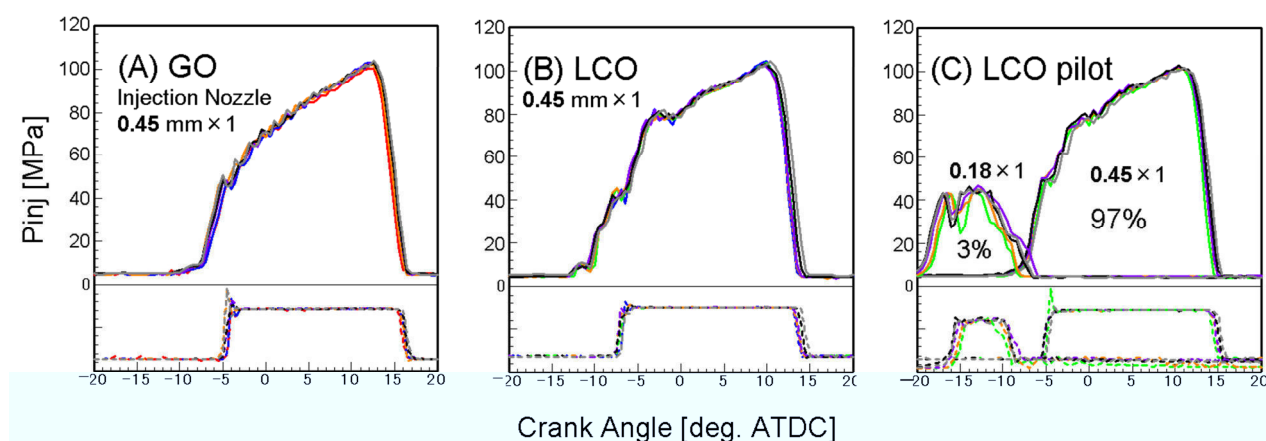


Fig. 4-13 各ケースの燃料噴射圧力

#### 4.3.3 実験結果及び考察

Fig. 4-14 にそれぞれの熱発生率パターンを示す。(A) 軽油から (B) LCO に変わると、ディーゼルノックに近い初期予混合燃焼のピークが現れる。この実験機は 400 rpm であるが、実際の4スト機関は 750~1200 rpm であり、ディーゼルノックはこれより顕著になるものと思われる。一方、(C) LCO+パイロット噴射では初期予混合燃焼のピークは見られなくなり、(A) の熱発生率に近いパターンとなっている。

Fig. 4-15 は、直接撮影した火炎の状況を上の3条件で比較したものである。下の数字は主噴射開始からのクランク角度を表している。Fig. 4-15 から分かるように、下段の LCO のパイロット噴霧は軽油噴霧とほぼ同時期に着火している（そのようにパイロット噴射時期をセットした）。2列目の画像はその 6° 後であるが、パイロットのない場合の LCO はここで着火している。3列目は噴射終了後の燃焼であるが、特にスキッシュエリア部 (Fig.4-16 参照) に着目すると、中段の LCO では軽油の場合より火炎が広がっており、ライナ位置まで火炎が多く達していることが分かる。パイロット噴射の場合では、ほぼ軽油に近い状況まで改善されているように見える。さらにこれ以降の後燃えの状況を見ても、パイロット噴射によって燃焼室全体の火炎の燃え切りも改善されている。

Fig.4-16 には、可視化した噴霧火炎から求めた燃料噴射終了後の時期の火炎温度分布を示している。これを見ると、(B) が最もスキッシュエリア部に高温領域が広がっていることがわかる。これ以降の後燃え時期ではピストンは急速に下降し、ライナ油膜が燃焼室に暴露される。この時期にライナ近傍に高温火炎があると、ライナ温度上昇や油膜障害の可能性が高まると予想される。パイロット噴射に関してはさらに実機データを必要とするが、ディーゼルノックの緩和だけでなく機関障害防止にも有効と判断される。これが実現できるような電子制御噴射系は、中・高速機関における難着火性・難燃性燃料の対応に有望と考えられる。



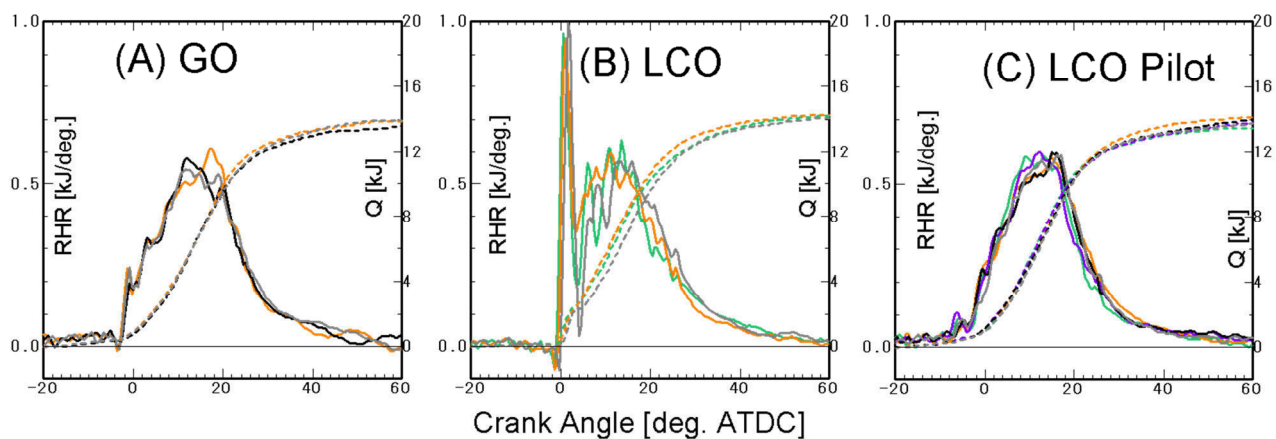


Fig. 4-14 各ケースの熱発生率

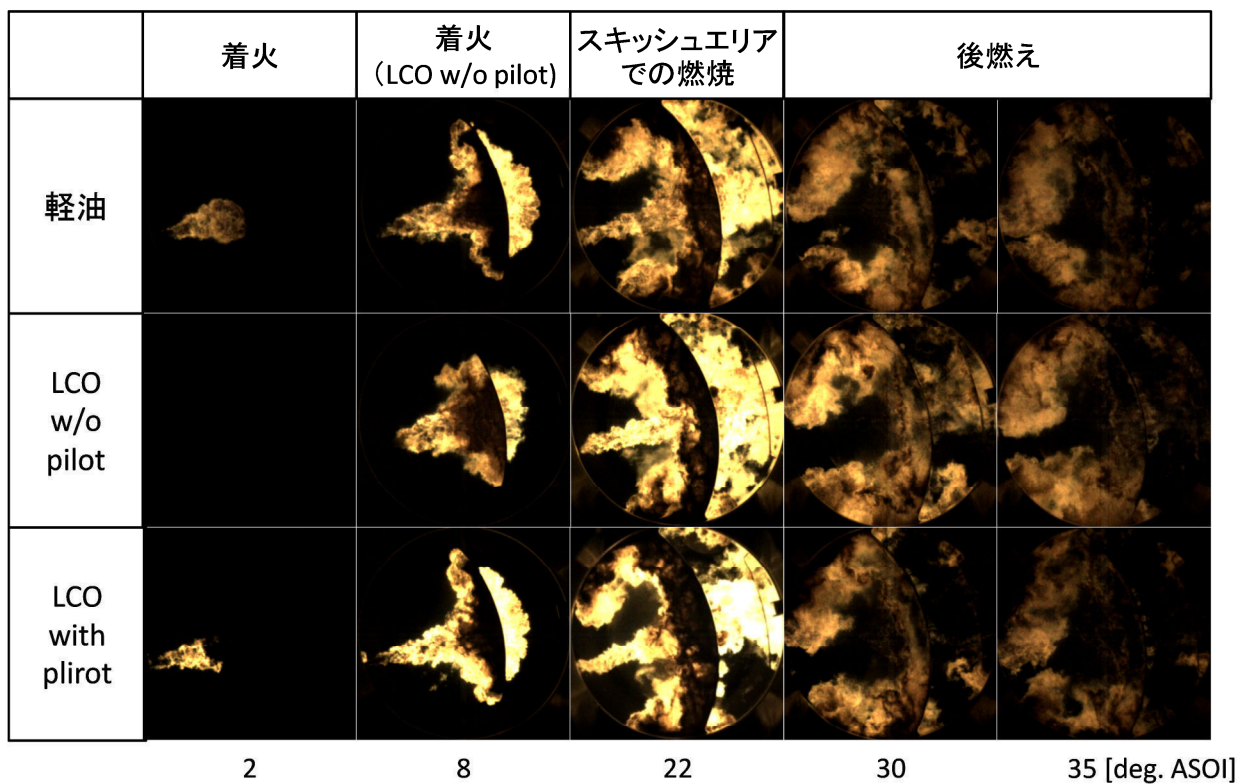


Fig. 4-15 火炎画像

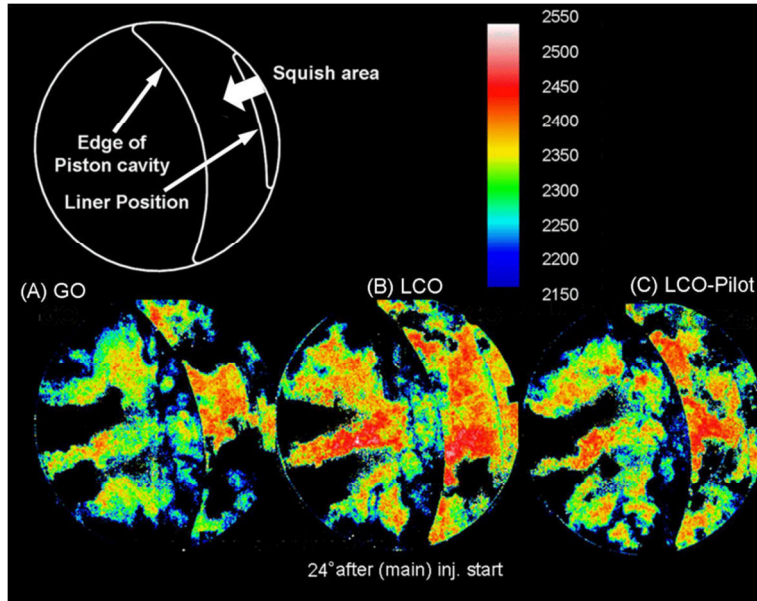


Fig. 4-16 燃料噴射終了時期の火炎温度分布

#### 4.4 LCO と軽油の混合燃料の燃焼特性

##### 4.4.1 目的

LCO を安全に使用する方法として、自動車用軽油など着火・燃焼性の良い燃料と混合することが考えられる。LCO の混合安定性はむしろこれに好都合である。ここでは、実際にどれくらいの混合割合にすればまともな着火・燃焼性を示すのか見極めるため、軽油と LCO をいくつかの混合比で調合しその燃焼特性を比較した。LCO の難着火性・難燃性の兆候が激しいのは特に低負荷と思われる。ここでは可視化実験機関を低負荷相当に設定した実験を行った。

##### 4.4.2 実験方法

本実験では、軽油のみ、軽油 50%+LCO 50%、軽油 20%+LCO 80%、LCO 100% の 4 サンプルの燃焼特性について可視化した。本実験では、上述のように特に低負荷（実際の低速 2 スト機関の 50% 負荷相当）を対象とした条件を設定した。また実機に近い状況を作るため、燃料噴射ノズルは本来の（サイド噴射の）2 本（各 4 噴口）を用いている。実験条件を Table 4-4 に示す。

Table 4-4 実験条件

	噴射圧力 [MPa]	掃気圧力 [kPa]	噴孔径	噴射開始 [deg.ATDC]
軽油（自動車用）	64	72.2	φ0.23×4×2	-4
LCO 50%	68	81.5	φ0.23×4×2	-4
LCO 80%	64	81.2	φ0.23×4×2	-4
LCO	69	81.2	φ0.23×4×2	-4

### 4.4.3 実験結果

先に述べたように、LCO の燃焼では初期の熱発生率のピークが大きく、それがあまり激しくなるとディーゼルノックとなる。これは LCO の着火性が悪いため、噴射が始まってから着火が起こるまでの時間が長く、着火までに噴射された燃料と空気との予混合が進むためである。以下のケースでは燃料噴射率は全て同じであるため、噴射初めから着火までに噴射された燃料量の差は着火遅れの差に依存する。

始めに通常の撮影すなわち火炎輝度の分布を比較する。Fig.4-17 にそれぞれのケースの燃焼写真を示す。下の数字は噴射開始からのクランク角度を示す。着火遅れに着目すると、軽油で 3°、LCO 50%で 4°、LCO 80%で 5°、LCO 100%では 8° と、予想通り LCO 混合割合が多いほど着火遅れが長くなる。軽油にとってみると、着火源である OH ラジカルを芳香族に奪われてしまうため、LCO との混合によって着火が遅れるものと考えられる。

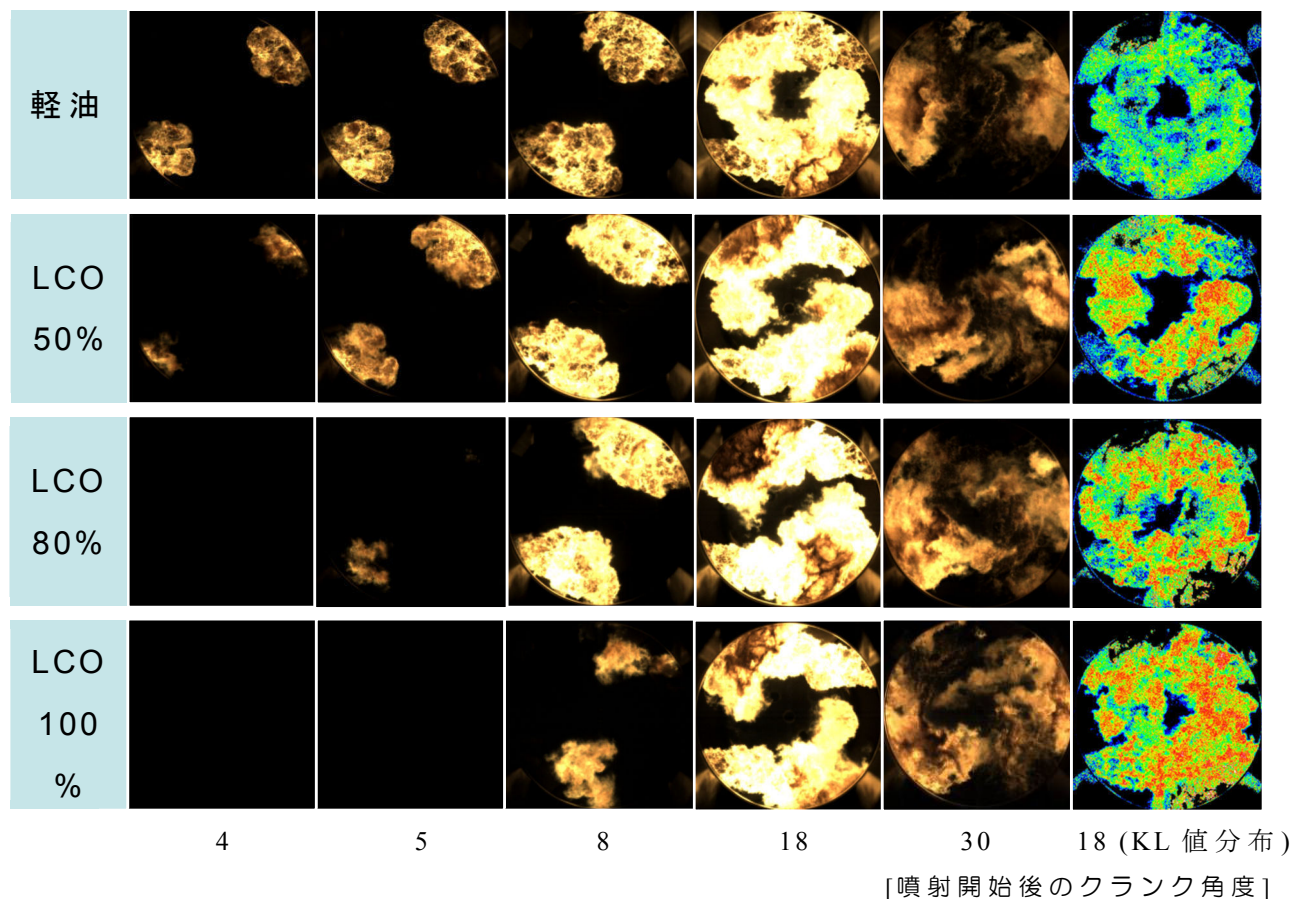


Fig. 4-17 異なる LCO 混合割合での輝炎分布及び KL 値分布比較

同じ図に、二色法解析結果の噴射開始後 18° における KL 値分布を示している。KL 値は、先に述べたとおり燃焼中のスート粒子の濃度と火炎厚みの積であるが、これらのケース間で噴射条件は同等であるため、噴霧火炎の光学的厚みに大きな差はないと考えられる。つまり、KL 値の差はスート濃度の差であるとみなすことができる。解析結果を見ると、LCO 混合割合が増えるにつれ KL 値は大きくなりスート生成が多いことを示している。これは芳香族では C の割合が高いことや芳香族の難燃性の影響と思われる。LCO の使用は将来の排出ガス規制特に PM 排出量に関して不利であると考えられる。

Fig. 4-17 にこれら 4 ケースの熱発生率を示す。これより、LCO 混合割合が増すほど初期の予混合燃焼ピークが大きくなる傾向がある。これは先に火炎写真で確認したとおり、LCO 混合割合が大きいほど着火遅れが長いためと思われる。予混合燃焼は同時多点的に開始されるため熱発生率としては急激な立ち上がりとして現れる。ディーゼル機関の燃焼では大小の違いはあってもこの予混合的燃焼は必ず存在するが、これが大きすぎる状態はディーゼルノックと呼ばれ、騒音、振動、過大応力を引き起こすことが知られている。

最後に、これらのケースの Pmi を示す。LCO の混合割合が増すほど Pmi は低下する傾向が見られる。これは、後燃えの増大により熱効率が悪化したためと考えられる。

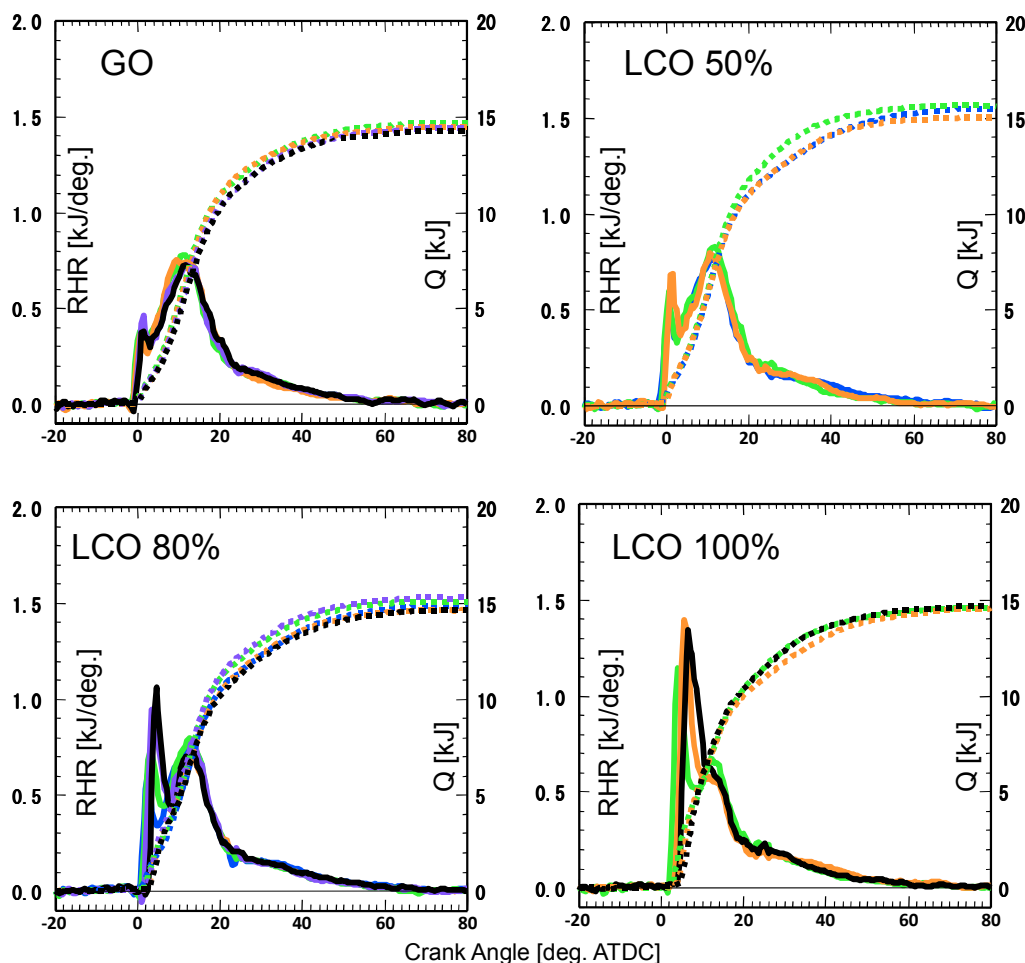


Fig. 4-17 異なる LCO 混合割合での熱発生率比較



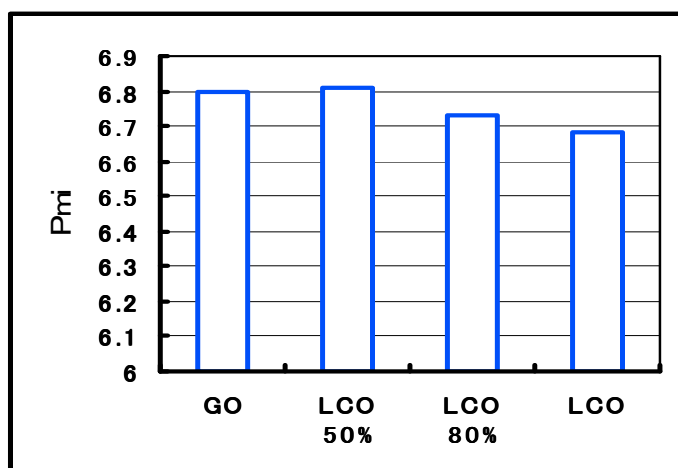


Fig. 4-18 異なる LCO 混合割合での Pmi 比較

#### 4.5 噴射圧力が LCO 燃焼に及ぼす影響

##### 4.5.1 目的と方法

電子制御燃料噴射システムによる高圧噴射によって LCO 燃焼を改善する試みを行う。MAN の ME 機関・Wartsila の RT-flex 機関のように、低負荷の燃焼対策として噴射圧力を上げることがを想定し、噴口径は変えずに噴射圧力を高める（噴射期間を短縮する）条件を設定した。今回は LCO 100%を燃料として、噴射圧力は実用機関に近い 70 から 95 MPa への高圧化のみ実験している。Table 4.5.1 に実験条件を示す。

Table 4-5 実験条件（噴射圧力の違いによる比較）

	燃料噴射最高圧力	噴孔	噴射期間	掃気圧力
低圧噴射	約 70 MPa	φ0.23 mm × 4 孔 × 2 ノズル	16 deg.	約 80 kPa (ゲージ)
高圧噴射	約 95 MPa		13 deg.	

##### 4.5.2 実験結果

Fig. 4-19 の火炎写真を比較すると、着火タイミングは両者とも噴射後 7° で差は見られなかった。ただし、高圧噴射の方が高噴射率であるため、着火までの噴射量が多く着火直後に広がる火炎は大きいように見える。16° 付近では両者の燃焼状況に大きな違いは見られない。高圧噴射の方が噴射期間が短いこともあって、火炎の燃え切りは早くなって後燃えは少なくなっているように見える。

Fig. 4-21 の熱発生率を比較すると、高圧噴射のケースでは予混合燃焼のピークが極めて高くディーゼルノック気味に見える。後燃えは少なくても、このような燃焼特性は実機への適用は問題があるものと考えられる。

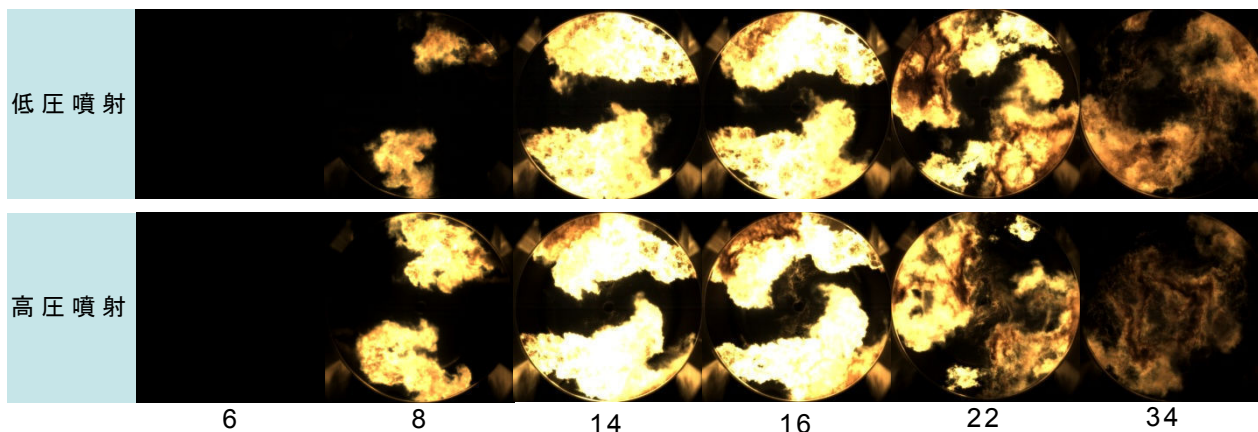


Fig. 4-19 噴射圧力の違いによる比較（輝炎分布）

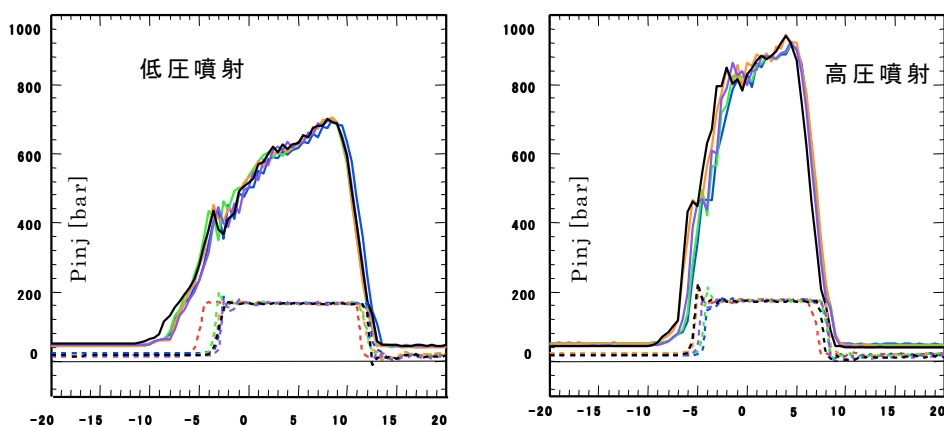


Fig. 4-20 噴射圧力

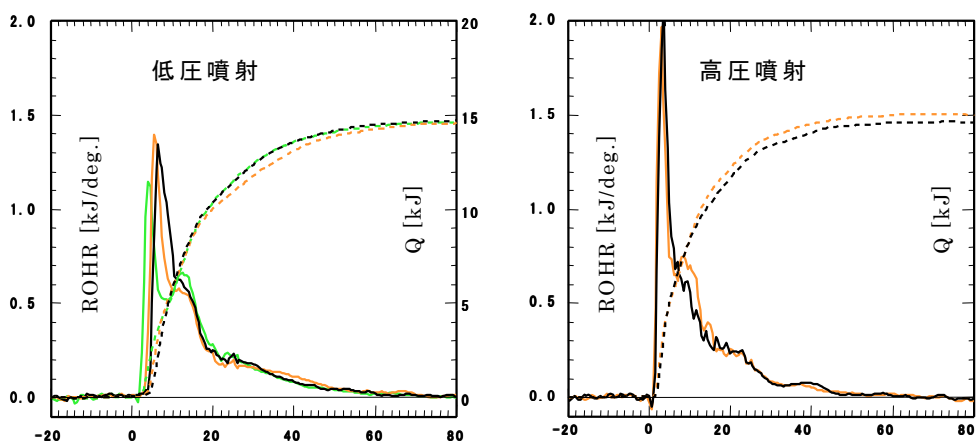


Fig. 4-21 熱発生率

## 4.6 非同時燃料噴射による LCO 燃焼改善

### 4.6.1 目的と方法

前節で述べた LCO のディーゼルノックを緩和するには、本章始めに述べたように、パイロット噴射の適用が考えられるが、ここで燃料噴射ノズルが 2 本あるサイド噴射方式を利用して、2 本のノズルからの噴射にタイミング差を設けて燃焼を制御する方式をトライした。

ただし、複数燃料弁を使用しているのはほとんどが低速 2 スト機関であり、このクラスではよほどの低負荷でない限りディーゼルノックの心配はない。従って、これからトライする方法は複数燃料弁を装備する中速機関（三井 ADD 機関や阪神内燃機の機関に一部見られる）を対象とする。

ここでは、2 本のノズルで異なる燃料噴射タイミングを適用した場合、またさらに異なる燃料噴射圧力や異なる噴口径を用いた場合などの効果について確かめた。これらの条件は Table 4.6.1 に示す。2 本のノズルのうち、先に噴射する側を先発、後から噴射する側を後発と称する。

Table 4-6 噴射条件（非同時噴射等の効果の比較）

	使用燃料	燃料噴射圧力 [MPa]		ノズル噴口径		噴射時期		噴射量の割合 (先発 : 後発)
		先発	後発	先発	後発	先発	後発	
A	LCO	約 100	約 100	0.23	0.23	-5(2 ノズル同時)		1:1
B						-15	-5	
C			0.20					
D		約 70	0.20	0.23				
E		約 100		0.20		-10	1:1	

### 4.6.2 実験結果

Fig. 4-22 にそれぞれのケースの火炎写真を示す。また、Fig. 4-23 にはこれらの燃料噴射パターンと熱発生率を示す。(A)は単純に高圧噴射を 2 つのノズルで同時に行ったケースである。先に述べたように、熱発生率を見るとディーゼルノックに近い状況となっている。

(B)は 2 つの噴射弁の噴射タイミングを 10° ずらしたものである。熱発生率を見ると、初期の予混合燃焼量が (A) の半分になり、その最初のピークが比較的低く抑えられているのが分かる。その後にもう一つのピークが続いているのが見られるが、これは後発のノズルからの燃料の着火によるものと思われる。後発の燃料は、すでに先発の燃焼により雰囲気温度が上がっているため着火遅れが短くなり、その分ピークが低いものと考えられる。

(C)のケースでは、(B)に比べて両ノズルとも噴口径を絞ってある。噴射圧力は(B)と同一のため両ノズルとも噴射率が小さくなる。その結果、着火までの燃料噴射量が



少なくなり、先発・後発とも初期の予混合燃焼のピークが（B）より低くなったものと考えられる。従って、噴射期間が延びた分だけ熱発生期間は長くなっている。

（D）は、先発の噴射圧力を後発よりも低く設定し、さらに後発噴射には噴口径の一回り大きなノズルを用いたケースである。燃料噴射量の比を先発と後発で1対2とした。この噴射量の兼ね合いで、先発の予混合燃焼ピークは（C）より小さくなり、また後発と先発で同等のピーク高さとなっている。

（E）のケースでは、（C）の条件から先発・後発の時間差を5°まで小さくしている（（C）では時間差10°）。先発と後発の噴射タイミングが近づいたことで、両者の予混合燃焼のピークが重なったようになり、比較的大きなピークになってしまっている。しかし、合計の噴射期間は短くなっているため後燃えが短くなっている。

火炎画像によりこれらのケースを比較する。同時噴射のケース（A）と比べると、タイミングをずらしたケースは、（D）以外のケースでは先発と後発の噴射量は同じにもかかわらず、後発の火炎の領域が大きくなっている。これは先発噴射の燃料を取り込み一体化して燃焼しているためと考えられるが、Sootの発生状況に着目すると、後発火炎の壁面付近での発生量が多くなっているように見える。これは、先発火炎の燃焼ガスをかぶってSootを生じやすくなったためとも考えられる。タイミングのずらし方によっては、噴霧が重なるなど燃料分布に偏りができ、空気利用率が低下するという状況が生じていると想像することができる。Pmiと排ガスNO濃度を見ると、これらの間にはやはりトレードオフの関係があるが、（D）は特に成績が悪くなっている。

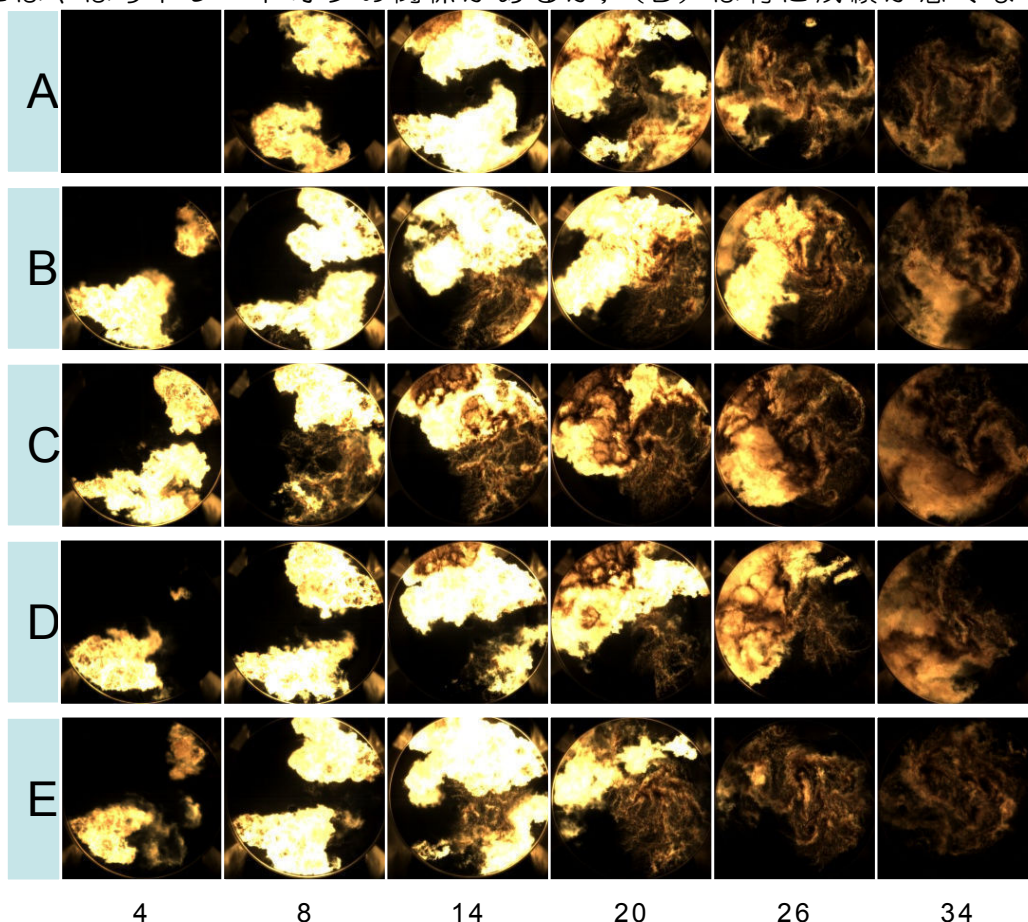


Fig. 4-22 輝炎分布比較

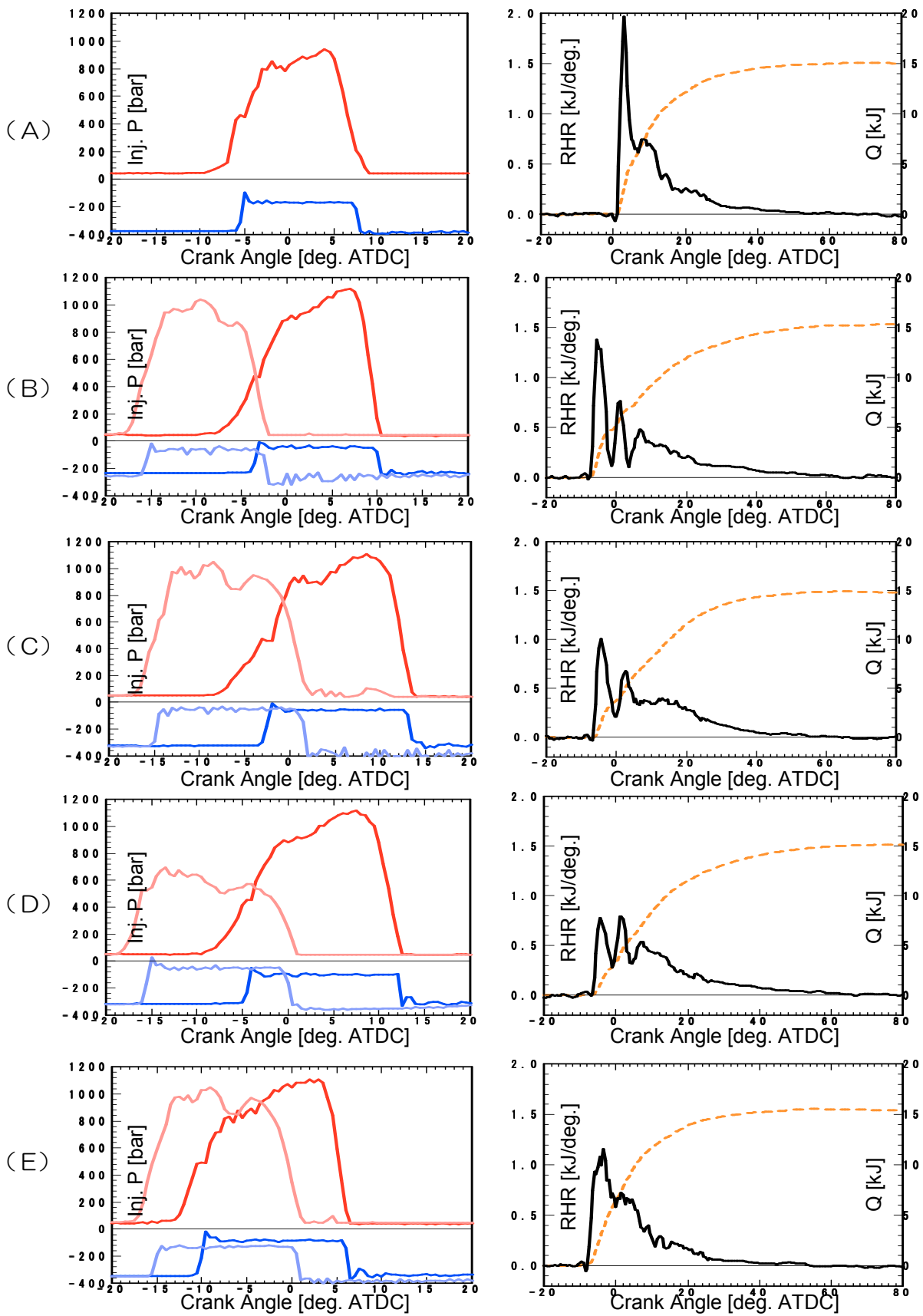


Fig. 4-23 燃料噴射圧力と熱発生率

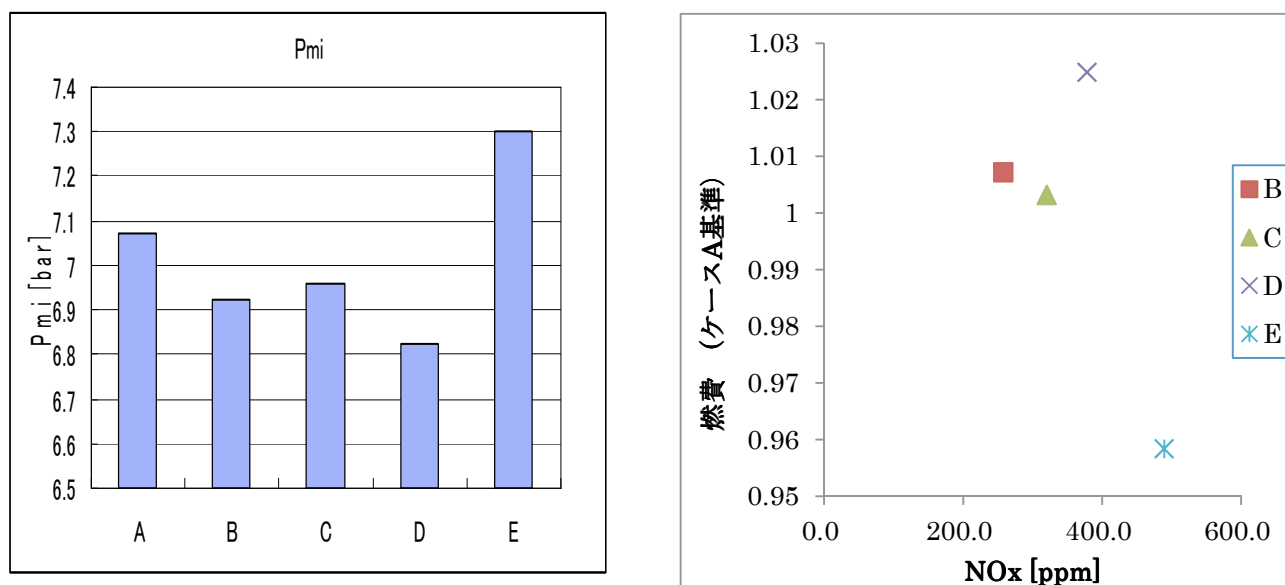


Fig. 4-25 平均有効圧力 と NOx

#### 4.7 本章のまとめ

4.1 節では，LCO 燃料の一般的な性状や IMO 排出ガス規制の動向を概説した。

4.2 節では，大型低速 2 ストロークディーゼル機関を LCO で運転し燃焼状況や排出特性を調べた。

4.3 節では，中速エンジンの燃焼室を可視化エンジンで模擬し，LCO を中速エンジンに適用した場合の燃焼の予測，および電子制御燃料噴射によるパイロット噴射を用いた場合の燃焼改善効果を確認した。

4.4 節では，可視化エンジンを用いて軽油と LCO の割合を変えた混合燃料の燃焼特性を比較した。

4.5 節では，低負荷における燃料噴射圧力の増加が LCO 燃料の燃焼特性に及ぼす影響について調べた。

4.6 節では，複数燃料噴射ノズルを有する場合の LCO 燃焼制御について，可視化エンジンを用いて検討した。

## 第5章 CFDを用いた船用大型エンジンの超高压燃料噴射適用時の燃焼予測

最近の自動車用ディーゼルエンジンでは、コモンレールシステムを用いてレール圧力 200 MPa にも及び高压燃料噴射が実用化され、有害排出物質低減に寄与しているところであるが、船用ディーゼル機関においてはそのような高压燃料噴射は実用化されておらず、また実機適用時に燃焼その他に与える影響は未だ明らかになっていない。ここでは、大型低速機関に超高压燃料噴射を適用した場合の燃焼状態や NOx 濃度を予測する研究を行った。

CFD (Computational Fluid Dynamics: 数値流体力学) は流体の運動に関する方程式を数値的に解く手法である。近年、研究開発や設計の分野で必要不可欠なものとなりつつある。実験を行うには装置の製作や消耗品に費用が掛かる一方、計算に掛かる費用はソフトウェア・ハードウェアの導入費用のみであることから、実験せずに現象を模擬できる CFD は魅力的なツールと言える。費用の問題以外にも、計測技術が確立されていない現象の解明と理解に極めて有効である。

しかしながら、現象が複雑な分野では計算結果と実験結果が合致しないことも多く、エンジン燃焼分野では未だ万能なツールとはなっていない。その原因は、流れに影響を与えるすべての現象が模擬される訳でないこと、各種モデルの精度が十分でないことが挙げられる。とは言え、CFD の限界を知った上で問題に適したモデルを選定し、初期条件や境界条件の設定を適切に行えば、得られる計算結果はその現象を理解する上で重要なものと期待できる。

AVL Fire は、AVL 社が KIVA コードをベースに独自に構築した統合型の流体解析ソフトウェアであり、熱機関における流体解析に特化している点が特徴である。本研究では、有限体積法を用いた CFD という枠組みの中で、ディーゼル燃焼に伴う現象を模擬するのに必要なモデルを取り入れている。CFD で用いる支配方程式、計算アルゴリズム、乱流モデル、壁面境界層モデル、液滴噴霧に関するモデル、着火・燃焼モデル、排気モデルの詳細については付録で説明する。

### 5.1 可視化機関を用いた実証計算

CFD シミュレーションから得られた結果を用いて議論を行うには、上述のように計算結果の妥当性が担保されている必要がある。そのため実験結果への「合わせ込み」という作業を行う。これは、実験と同条件を模擬した計算を行い、計測結果と計算結果が一致するように解析モデルや解析条件を調整することを意味する。

本章で対象とする燃料の超高压噴射と言う条件では合わせ込みはできないが、なるべく近い現象で実証計算を行うことが望ましい。そこで、第 3・4 章で使用した可視化実験機関 (NDT と略す) の実験結果を基に実証計算を行うこととした。実証計算に用いたのは以下の 3 条件である。

- 燃料を噴射しないモータリング (Case-A)
- A 重油を燃料として 100 MPa 程度の圧力で燃料を噴射した実験 (Case-B)
- 軽油を燃料として 150 MPa 程度の圧力で燃料を噴射した実験 (Case-C)

燃料噴射圧力の異なる Case-B, Case-C 間で、モデルの設定を変えずに良い一致を得られるならば、さらに燃料噴射圧力を高めた場合の予測精度が担保されるものと期待できる。

### 5.1.1 計算格子について

本計算では、掃気ポート閉の -113 deg. ATDC から排気弁開の 85 deg. ATDC までを計算対象としているので、掃気流れにより誘起されるスワールは経験式で与えている。計算に用いたメッシュは Fig. 5-1 のようになっている。ピストンが上下して燃焼室容積が変化するに従ってメッシュの歪みが大きくなるのを防ぐため、一定時間間隔ごとにメッシュを分け直す操作をしている。モータリング以外の 2 ケースでは、燃料噴射ノズルから噴射方向に部分的にメッシュの細分化もしている。これは燃料液滴の分裂や衝突など複雑な計算を行う領域では、なるべく細かいメッシュを使うことが推奨されているからである。本計算では、計算時間が長くなり過ぎない程度に 3 段階のメッシュ細分化を行い、最小設定セルサイズは噴口径の 2 倍程度としている。

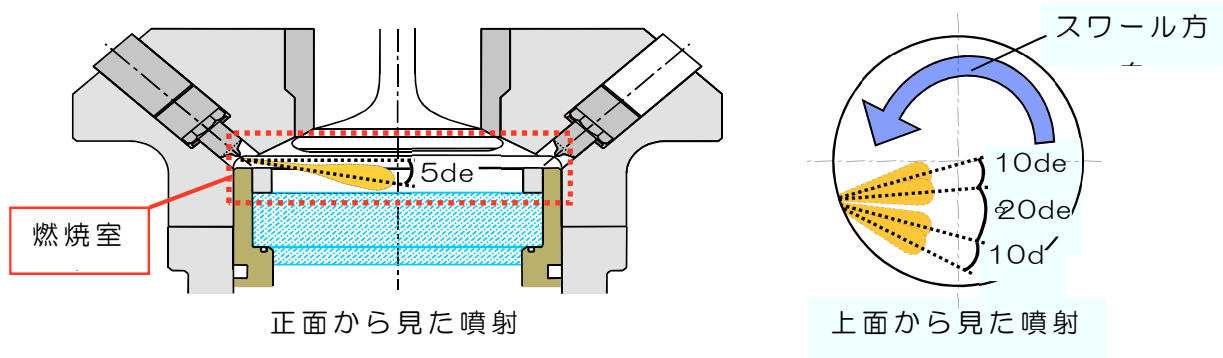


Fig. 5-1 解析対象と噴射方向・スワール方

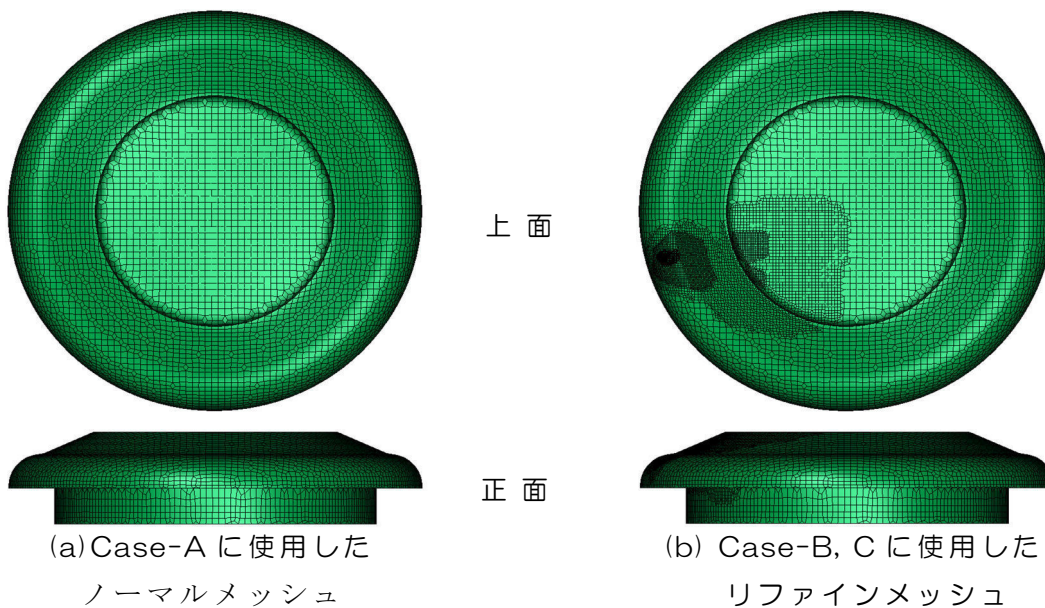


Fig. 5-2 計算メッシュ@TDC



Table 5-1 メッシュ設定

		ノーマルメッシュ	リファインメッシュ
最大設定セルサイズ	[mm]	3	3
最小設定セルサイズ	[mm]	—	0.5
最多セル数	[-]	350,506	350506
最少セル数	[-]	46,036	63500
リファイン区間	[deg. ATDC]	—	-15~35

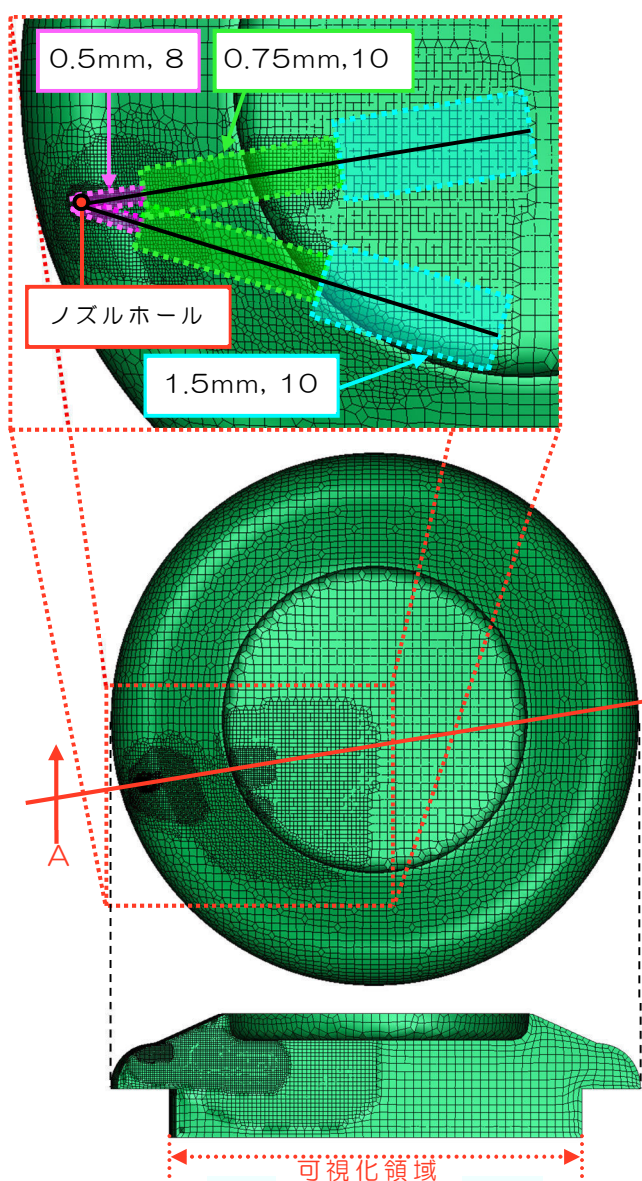


Table 5-2 区間別セル数

deg. ATDC	ノーマルメッシュ	リファインメッシュ
-115 ~ -105	350,506	
-105 ~ -95	319,615	
-95 ~ -85	284,577	
-85 ~ -75	248,619	
-75 ~ -65	211,900	
-65 ~ -55	173,356	
-55 ~ -45	138,206	
-45 ~ -35	107,515	
-35 ~ -25	81,458	
-25 ~ -15	63,500	
-15 ~ -5	50,641	178,977
-5 ~ 5	46,036	174,833
5 ~ 15	50,641	178,977
15 ~ 25	63,500	192,280
25 ~ 35	81,458	210,078
35 ~ 45	107,515	
45 ~ 55	138,199	
55 ~ 65	173,356	
65 ~ 75	211,900	
75 ~ 85	248,619	



Fig. 5-3 リファイン範囲とリファインセルサイズ

5.1.2 計算条件

Case-A, B, C の運転条件・初期条件・燃料噴射条件をそれぞれ Table 5.1.3～Table 5.1.5 に示す。

Table 5-3 - 運転条件

Case 名		A	B	C
エンジン回転数	[rpm]	346	371	374
スワール比	[-]	3.7		

Table 5-4 - 初期条件

Case 名		A	B	C
圧縮開始筒内圧	[MPa]	0.322	0.313	0.312
圧縮開始筒内温度	[K]	369	359	362
初期乱流運動エネルギー	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	0.605	0.649	0.654
乱流長さスケール	[m]	0.0475		
EGR 率	[-]	0	0.35	

※EGR (Exhaust Gas Recirculation) とは排気再循環のことであるが、本計算では残留ガスが燃焼に与える影響を考慮しており、EGR 率は掃気後の残留ガス量を示している。

Table 5-5 - 燃料噴射条

Case 名		B	C
燃料	[-]	A 重油・軽油相当燃料	
燃料温度	[K]	308	310
噴射量	[cc]	0.396 (0.28)	0.404 (0.303)
噴口径	[mm]	0.22 (0.23)	0.197 (0.20)
目標最高噴射圧	[MPa]	100	150
噴口数	[-]	4	
噴射俯角	[deg.]	5	
噴射コーン角	[deg.]	18	17
噴射開始時期	[deg.ATDC]	-4	-5
噴射期間	[deg.]	23	24

※カッコ内の値は実験の測定値・設定値である。計算の熱損失の考慮が実現象と異なり、また計算で設定できる燃料の低位発熱量が実際と異なるなど、熱発生量（総受熱量）に計算と実験で差異が生じる要因があるので、噴射圧力と総受熱量がほぼ一致するように計算



上で噴射量を調整している。また噴口径に関しても、計算の縮流の考慮が実現象と異なって噴射圧力に差異が生じていたので、噴射圧力が一致するように計算上で噴口径をわずかに変更している。Fig. 5-4 にインプットした燃料噴射圧力履歴を示す（燃料噴射圧力は実測の通り与えられている）。

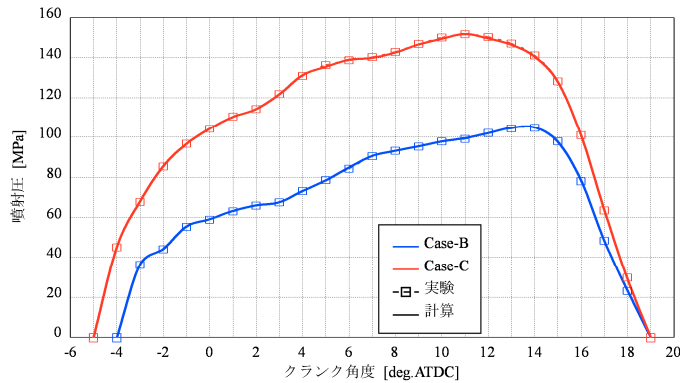


Fig. 5-4 燃料噴射圧力

### 5.1.3 結果の評価と考察

FIRE による計算がエンジン内の実現象とどの程度一致しているかを評価するため、グラフ及び火炎撮影画像を用いて比較した。

#### (1) 筒内圧力履歴の比較

筒内圧力の履歴を Fig. 5-5 に示す。計算結果と実験結果はほぼ一致していることが分かる。細かく見れば Case-B の最高筒内圧力については実験結果より少し低くなっており、また 3 つのケース全ての燃焼後期（20～35deg.ATDC）及び膨張行程における圧力履歴は実験結果よりわずかに低くなっている。この理由としては、実現象に対し計算の熱損失量の考慮が異なっていたことが考えられる。しかし実験と計算のずれはごく微小であり、燃焼による筒内圧力変化は概ね模擬できていると判断される。

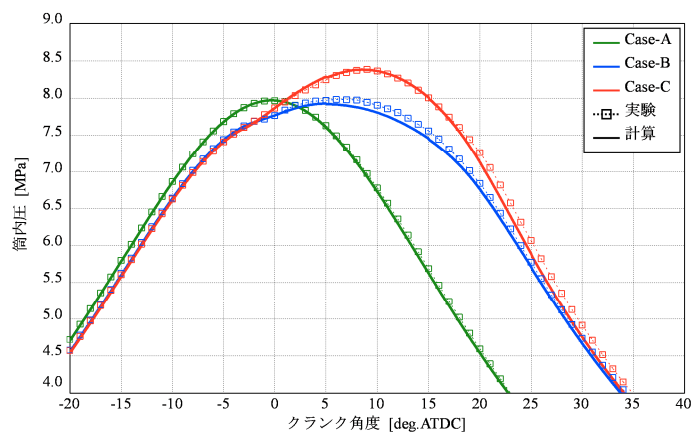


Fig. 5-5 筒内圧力履歴

## (2) 熱発生率波形と総受熱量履歴の比較

熱発生率（厳密には伝熱損失分を除いた受熱率）履歴と総受熱量履歴を Fig. 5-6 に示す。正確な着火時期に関しては実測の測定精度にも問題があるが、着火後の受熱立ち上がりの勾配は Case-B では実測と計算でほぼ一致している。Case-C では、計算の方が実験よりもこの部分の傾きがやや急に見えるが、熱発生率最大値やその時期については両ケースともほぼ計算と実験で一致しており、そこまでの熱発生は概ね模擬できていると思われる。

燃焼中期から後期にかけて Case-C の計算は実験と多少ずれているが、この理由としては、筒内圧力履歴の比較で述べたように、熱損失量の計算モデルの合わせ込みが不十分なためと考えられる。Case-C の計算では燃焼終盤の後燃えによる熱発生が実測より大きく、後燃え量は過剰に見積もられている。一方 Case-B では逆の傾向を示し、この期間での計算精度には多少の課題が残るが、総受熱量の積算値は両ケースとも計算と実験はよく一致している。以上から、両ケースの熱発生率に関しても大半の部分は模擬できると判断される。

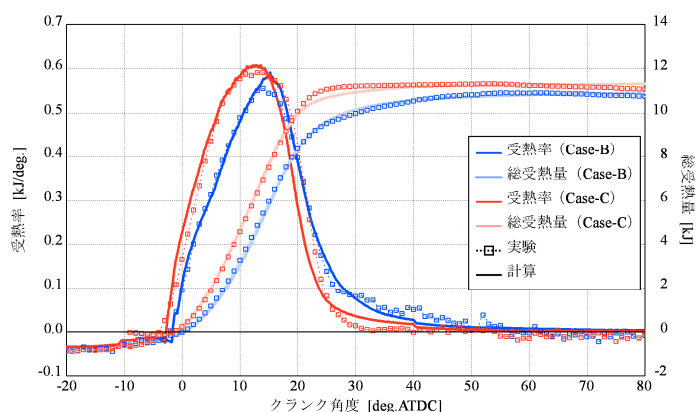


Fig. 5-6 受熱率及び積算受熱量の履歴

## (3) 火炎撮影画像・分布画像による比較

第3章で示した方法で可視化した Case-B, C の火炎画像と計算結果を比較し、計算による噴霧燃焼が実現象を模擬できているか検証する。NDT で撮影される火炎は輝炎であり、その発光は Soot 粒子からの固体放射によるものであるため、Soot の質量分率の等値領域の挙動が火炎の挙動を類似的に示すと判断した。Case-B の比較を Fig. 5-7 に、Case-C の比較を Fig. 5-8 に示す。着火時（輝炎が最初に撮影された時）から 3 deg.毎に時系列に並べてある。

計算の Soot 分布は両ケースとも、着火時（輝炎が最初に撮影された時）から噴霧火炎が発達していく過程、火炎がスワールに沿って展開していく過程、火炎が燃え切る燃焼後半の過程とも実験の火炎撮影画像と類似しており、火炎の挙動及び燃焼過程をよく模擬できていると判断できる。実験の火炎画像では、Case-C の方が Case-B より輝炎は細くなるという現象が起こっているが、計算上でも Case-C の方が Case-B より Soot の等値領域が細くなっている。ただし、この Soot 質量分布での比較に関しては等値面の選択に任意性があることなどから、計算と実験の一致についてはある程度定性的な判断とならざるを得ない。

**Case-B**

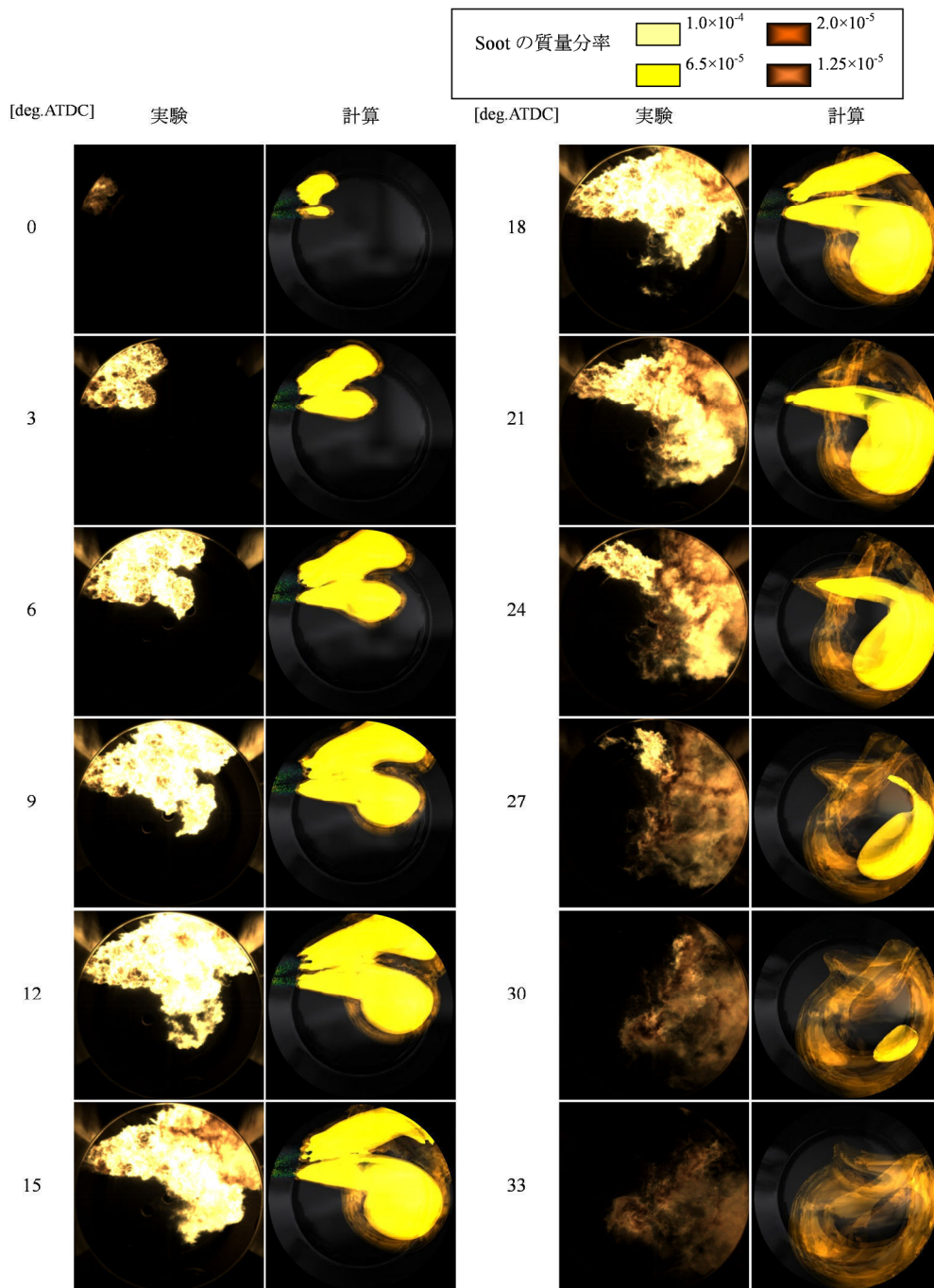


Fig. 5-7 実験の火炎画像と計算による Soot の分布予測との比較

**Case-C**

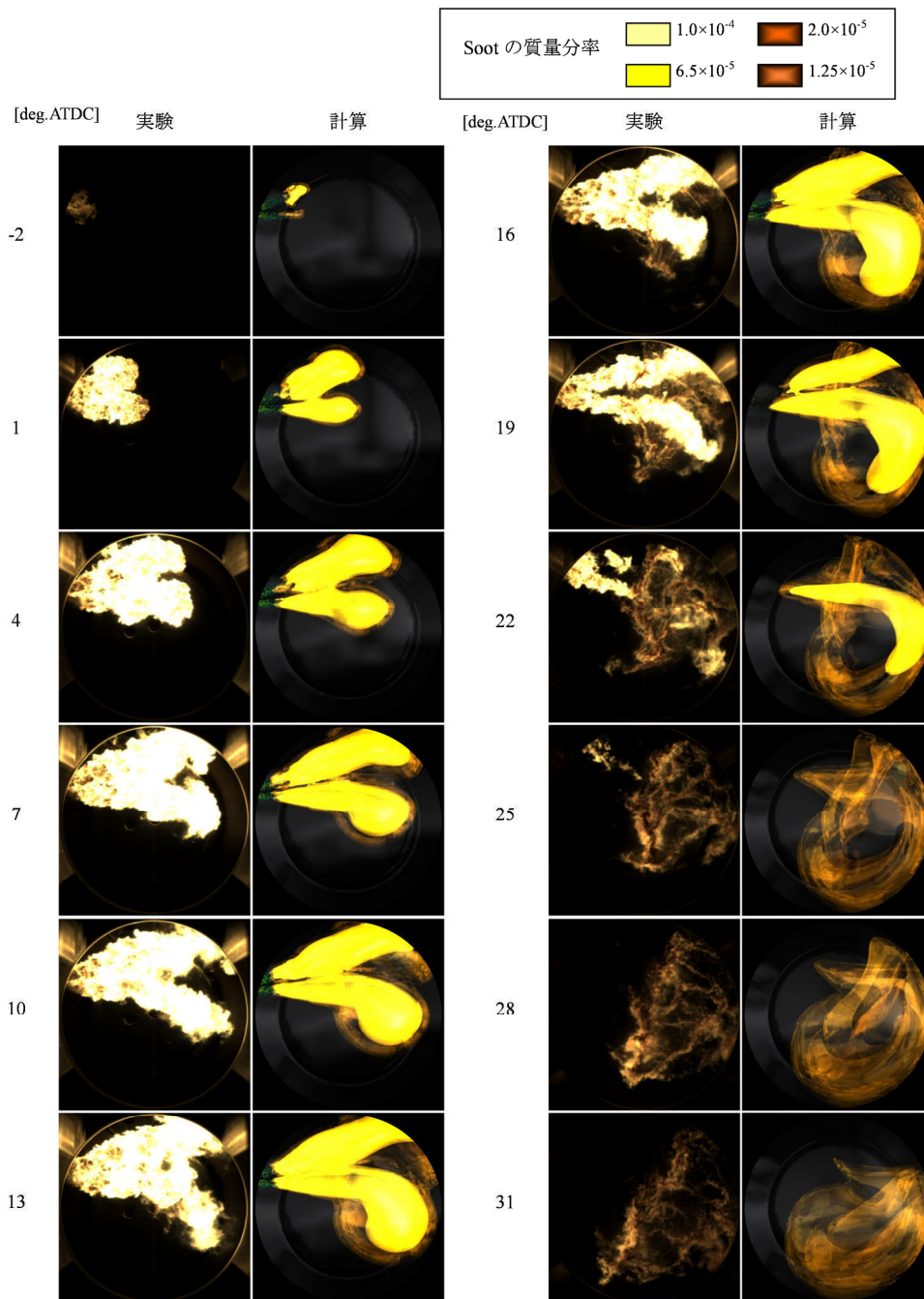


Fig. 5-8 実験の火炎画像と計算による Soot の分布予測との比較

## 5.2 可視化実験機関を計算対象とした超高圧燃料噴射の計算

ここからは、ディーゼル機関への超高圧燃料噴射の適用が燃焼に与える影響の予測について述べる。始めに、前述の可視化エンジン：NDTに超高圧燃料噴射を適用した場合の予測を行った。噴射燃料体積を固定して噴射圧力を上げて行くと噴射期間は短くなる（噴射率が上がる）。一方、噴射圧力の増加に合わせて噴口総面積を小さくする、すなわち小さなノズル噴口径を選択すれば噴射率は変化しない。前者の方法を噴射期間短縮（Short Duration：SD）、後者の方法を噴口総面積減少（Reduced Area：RA）と名付け、2種類の方法による燃焼の違いを調べることにする。前節で150 MPaの噴射圧力で計算と実験が合っていたCase-Cを基準とし、それからSDとRAの方法で噴射圧力を350 MPaまで高める計算を行った。

### 5.2.1 計算条件

燃料噴射条件以外の条件はメッシュも含めすべて実証計算のCase-Cと同条件である。燃料噴射条件はTable 5-6の通りである。

Table 5-6 超高圧燃料噴射模擬計算における噴射条件

Case名		C	SD250	SD350	RA250	RA350
目標最高噴射圧	[MPa]	150	250	350	250	350
噴口径	[mm]	0.197			0.175	0.16
噴射期間	[deg]	24	18.5	16	24	
噴射開始	[deg.ATDC]	-5				

ところで、第2章で述べたとおり、ディーゼル噴霧の発達過程は運動量モデルと実測がよく一致することが知られている。CFD計算に入る前に、本節の噴射条件で噴霧の発達がどのように変わるかを運動量理論を用いて単純化し予測する。Fig. 5-9に噴霧到達距離、Fig. 5-10に噴霧先端における空気過剰率を示す。運動量理論によれば、噴霧は燃料が持つ運動量により進展するので、噴霧の運動量が大きいほど到達距離は大きくなる。Fig. 5-9を見ても、噴射率が大きく噴射速度も大きい、すなわち運動量の大きなSD350が最も噴霧到達距離が大きくなる。RAシリーズは噴射率がケースCと等しいので到達距離はそれほど大きくは伸びないことになる。次にFig. 5-10を見ると、同一噴射圧力ではRAシリーズがSDシリーズより空気過剰率が高くなっている。これは噴口径の影響が大きくなるためである。このように、運動量理論を用いて考えると、小噴口径高圧噴射では噴霧内の空気過剰率が高くなるという予測が成り立ち、良好な燃焼を期待することができる。

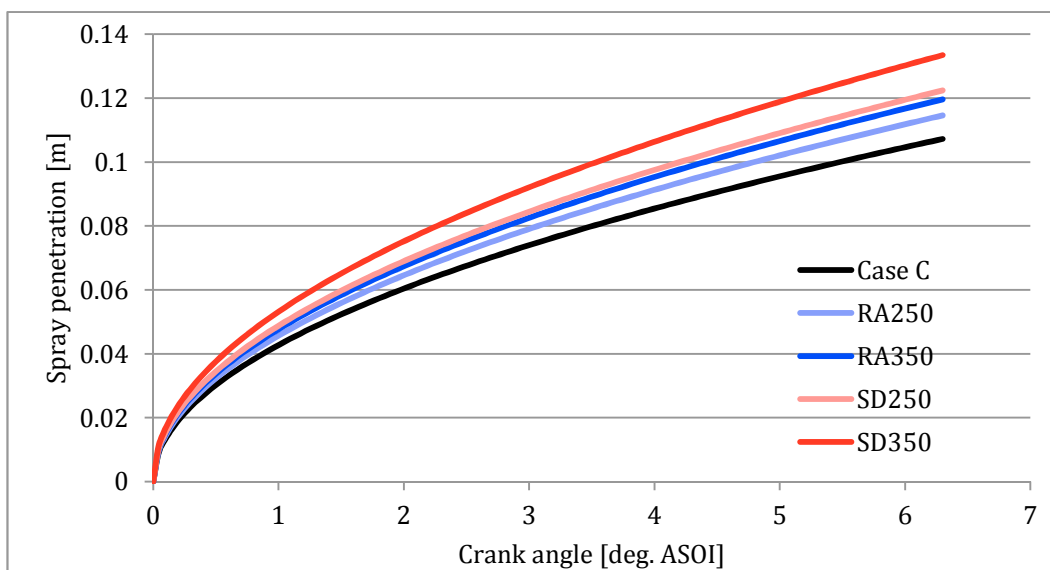


Fig. 5-9 運動量理論による噴霧到達距離予測

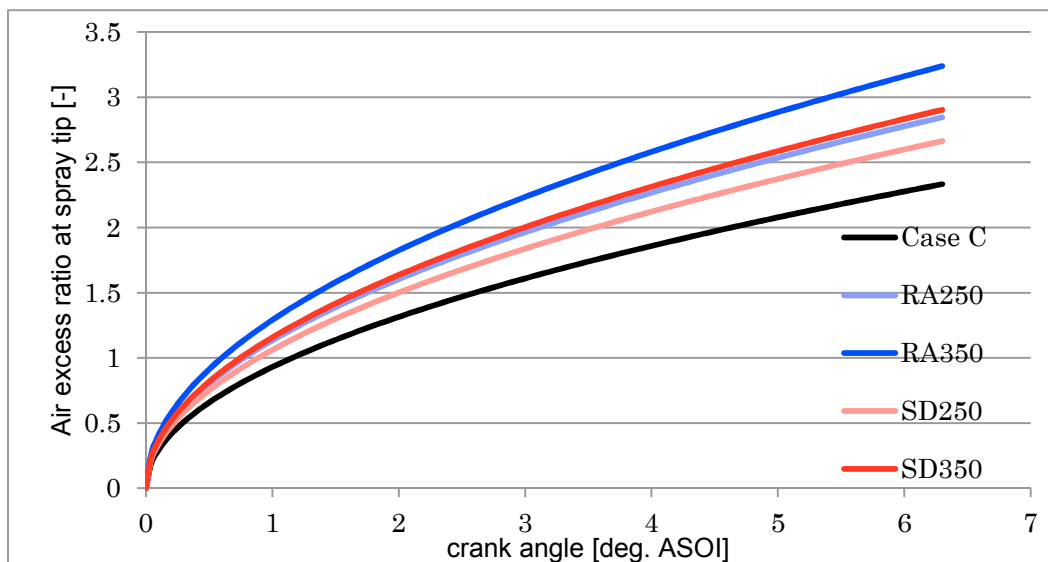


Fig. 5-10 運動量理論による噴霧先端空気過剰率予測



5.2.2 計算結果及び考察

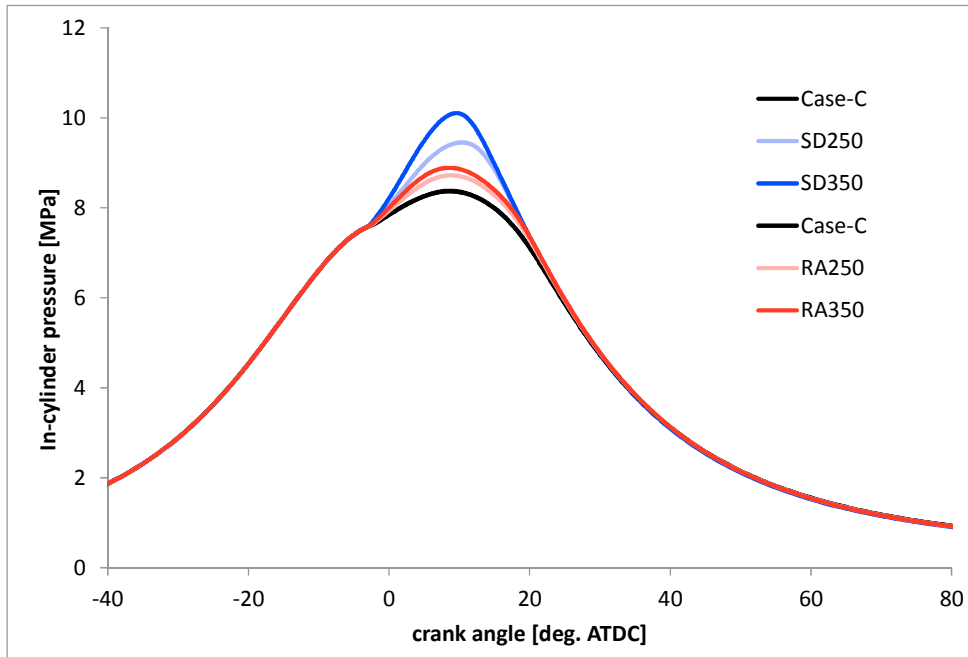


Fig. 5-11 筒内圧力履歴

Table 5-7 燃費の変化

	Case-C	RA250	RA350	SD250	SD350
燃費 (Case-C 基準)	100	97.9	97.2	96.4	95.6

筒内圧力履歴を Fig. 5-11 に、同一燃料噴射量における Pmi の変化から求めた燃費の変化を Table 5-7 に示す。熱発生率(受熱率)の履歴を Fig. 5-12(SD シリーズ), Fig. 5-13 (RA シリーズ) に示す。Fig. 5-12 を見ると、噴射率も上昇する SD シリーズでは噴射圧力を上げるほど燃焼期間が短くなり、熱発生率の最大値が急激に大きくなる。このため Otto サイクルに近くなり熱効率の向上が期待できるが、Fig. 5-11 から Pmax の増加も大きく実用的とは言い難い。一方、RA シリーズでは噴射期間が一定であることから燃焼期間は大きく変化せず、噴射圧力 350 MPa (RA350) にしても熱発生率の最大値に大きな変化がない。噴射圧力の上昇によって熱発生率の立ち上がりは急になり、また燃焼終盤の後燃え部分は確実に改善されている。

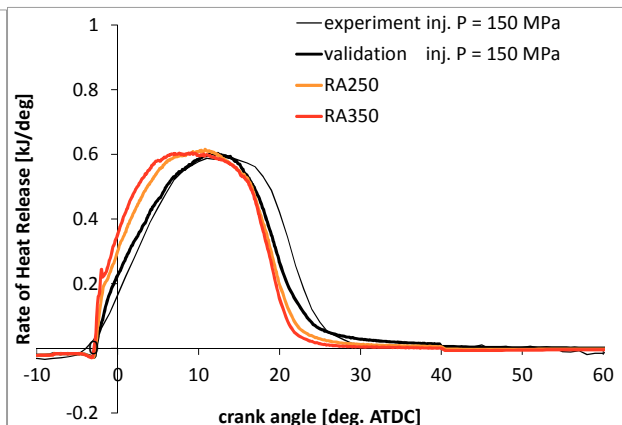
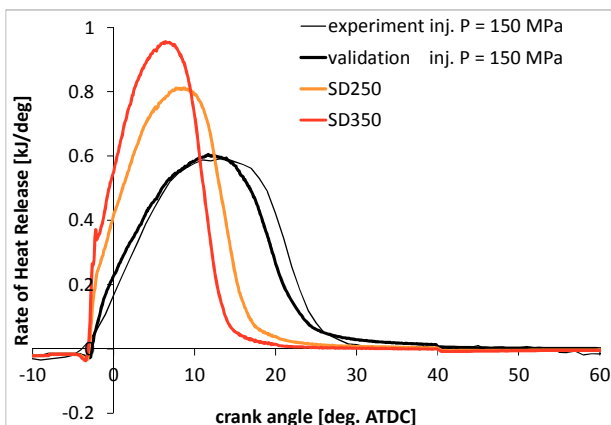


Fig. 5-12 熱発生率履歴 (SD ケース)

Fig. 5-13 熱発生率履歴 (RA ケース)



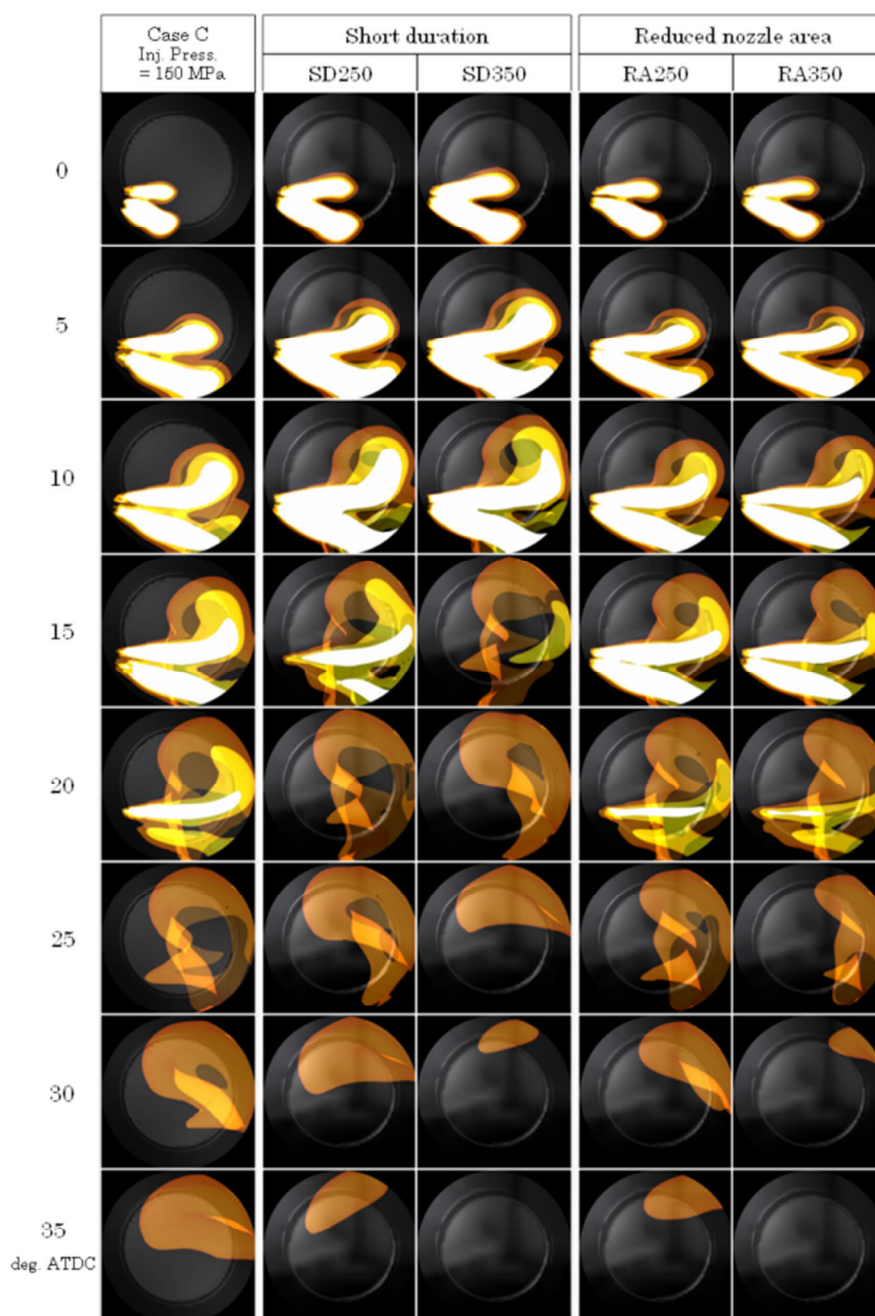


Fig. 5-14 Soot 質量分布

Fig. 5-14 に各ケースの火炎（Soot 質量の等値領域）分布を示す。SD シリーズの 5～10° ATDC でメインの噴霧火炎（この場合、色の明るい火炎は Soot 生成が活発な燃料密度の高い部分を表す）を Case-C から SD250, SD350 へと比較すると、噴射圧力の増加による噴霧運動量の増加のためか、噴霧火炎の到達距離が進んで先端がシリンダ壁に接近する（この図の表示は、NDT の燃焼写真に合わせて視野をボアの 8 割にしている点に注意）。これは機関の信頼性に問題を生じる可能性がある。SD シリーズでは、Fig.5-12 の熱発生率からも十分理解できるように、噴射期間の短縮によってメインの噴霧火炎の燃え切りは時間的にどんどん早くなる。一方、RA シリーズの 5～10° ATDC を見ると、Case-C から RA250, RA350 へと噴霧火炎が細くなり燃え切り長さも短くなっている。

一方で、リーンな火炎（色の薄い部分）の燃え切りを見てみると、SD、RA シリーズともほぼ同時期に SD250・RA250 で 35° ATDC で、SD350・RA350 で 30° ATDC で消滅している。RA シリーズでは、噴射終了から燃焼終了までのいわゆる後燃え期間が SD シリーズより短くなっており、噴射圧力上昇の効果がこの時期の燃焼改善にまで至っている。

次に NOx の排出量について述べる。Fig. 5-15 に筒内 NOx 量履歴を示す。SD シリーズでは噴射圧力が高いほど NOx 排出量が高くなり、SD350 では SD250 よりまだ増えているが、RA シリーズでは RA250 と RA350 でほとんど変わらなくなっている。Table 5-8 に、各ケースの NOx 排出量（排気弁開時における量）の計算結果を示している。

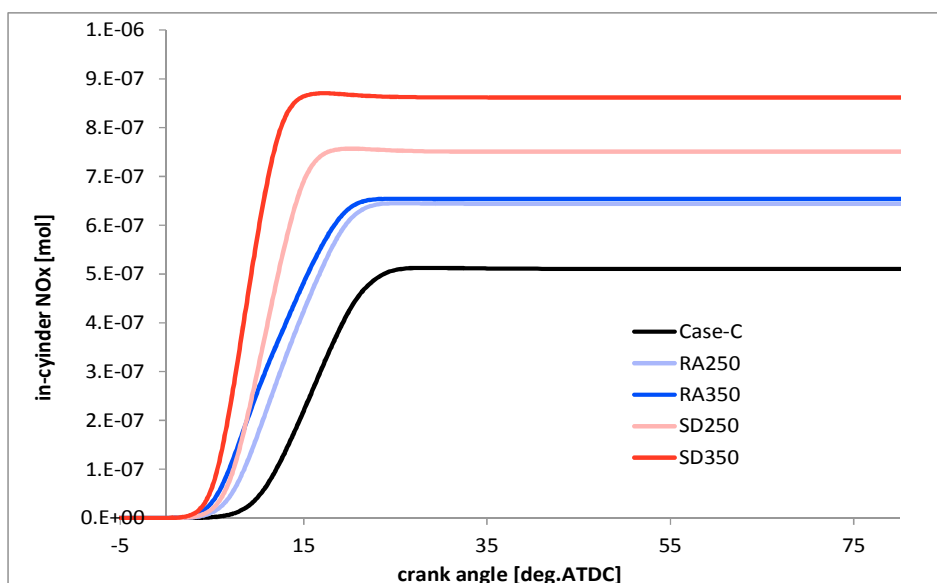


Fig. 5-15 筒内 NOx 量履歴

Table 5-8 NOx 排出量

	Case-C	RA250	RA350	SD250	SD350
NO 濃度 [ppm] (O <sub>2</sub> 13% 換算)	757	967	991	1133	1306

Fig. 5-16 に Pmax-燃費，Fig. 5-17 に NOx-燃費，Fig. 5-18 に NOx-Soot 排出量のトレードオフ関係の予測結果を示す。Fig. 5-16 では SD350 が最も燃料消費率が低く Case-C から 4% の低下を示すが、その分 Pmax が増加している上、Fig. 5-17 では NOx が Case-C の 1.7 倍にまで上昇している。Pmax-燃費の関係では、RA シリーズは SD シリーズより明らかに有利なトレードオフ関係を示しており、同程度の Pmax であれば燃費が約 1% 改善されるという予測となった。

燃料噴射圧力の増加によって Soot（黒煙）排出量が減少することは予想できるが、Fig. 5-18 の NOx-Soot 排出量トレードオフでは RA シリーズの優位性が特に顕著となり、RA 350 では RA 250 から NOx を増加させずに、Case-C の 73% から 55% まで Soot

排出量を低減できる予想となった。

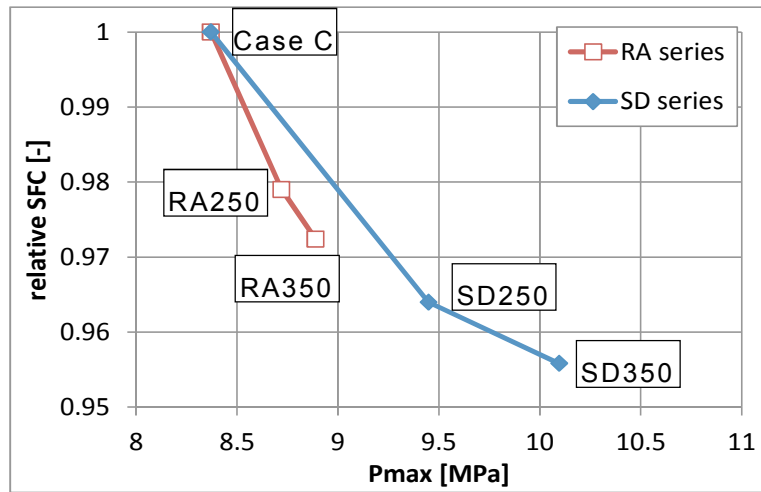


Fig. 5-16 Pmax - 燃費トレードオフ

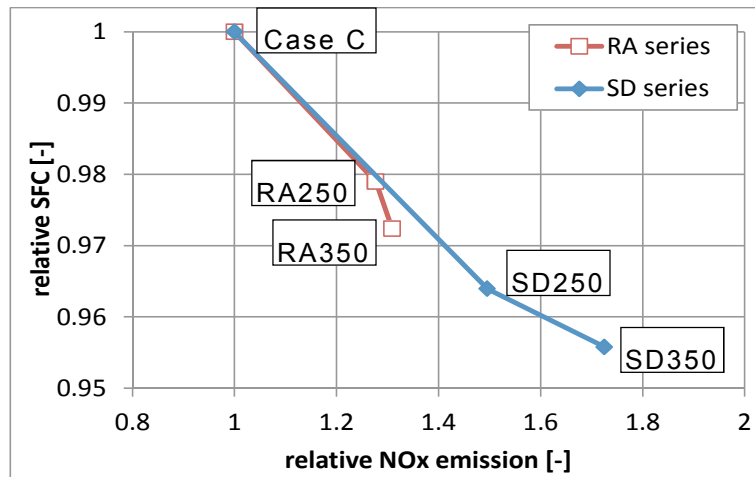


Fig. 5-17 NOx - 燃費トレードオフ

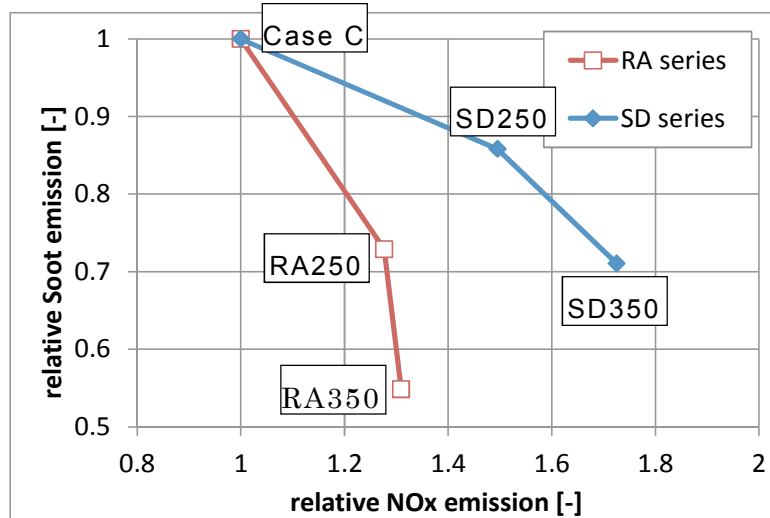


Fig. 5-18 NOx - Soot 排出量トレードオフ

RA シリーズでは、噴霧火炎の空間的燃え切り長さと同時的後燃えが短くなり、また Soot 排出量（未燃分）も減少するなど、噴射圧力の増加に応じて噴口径を小さくすることによる噴霧内空燃比の改善が見られる。この効果は第2章 2.4 の噴霧の運動量理論の例題からよく理解でき、逆に、噴霧内空燃比を改善するために噴口径を絞るに際して、噴霧の到達距離や噴射率を確保するよう噴射圧力を上昇させる・・・という考え方が妥当と思われる。Pmax や NOx さらに信頼性（噴霧が飛び過ぎてシリンダ壁面へ接近するなど）の面からも、噴口径を変えないで必要以上に噴射圧力を上昇させるのは得策でない。

### 5.3 船用大型ディーゼル機関への超高压燃料噴射適用時の燃焼予測

実際の船用大型 2 ストロークディーゼル機関に、前節で模擬したような超高压燃料噴射を適用した際の燃焼過程を予測する。対象はボア 400mm、ストローク 1360mm の単気筒エンジンで、共同研究先の企業で実験に使われているものである。Table 5-9 にその主要目を示す。

Table 5-9 エンジン主要目

エンジン形式	ユニフロー掃気式クロスヘッド型 2 ストロークディーゼル機関
エンジン出力 (全負荷)	856 kW
回転数	177 rpm
シリンダ数	1
シリンダ径	400 mm
ストローク	1360 mm
正味平均有効圧	1.7MPa

Fig. 5-19 に本計算で用いた計算格子を示す。これは、3次元 CAD の形状データを読み込み自動生成させた非構造型格子である。噴射ノズル位置から噴射方向に向かいメッシュを細分化している。本計算では実機相当条件を模擬するため、装備された燃料噴射ノズル 2 本からの全ての噴霧を計算する。

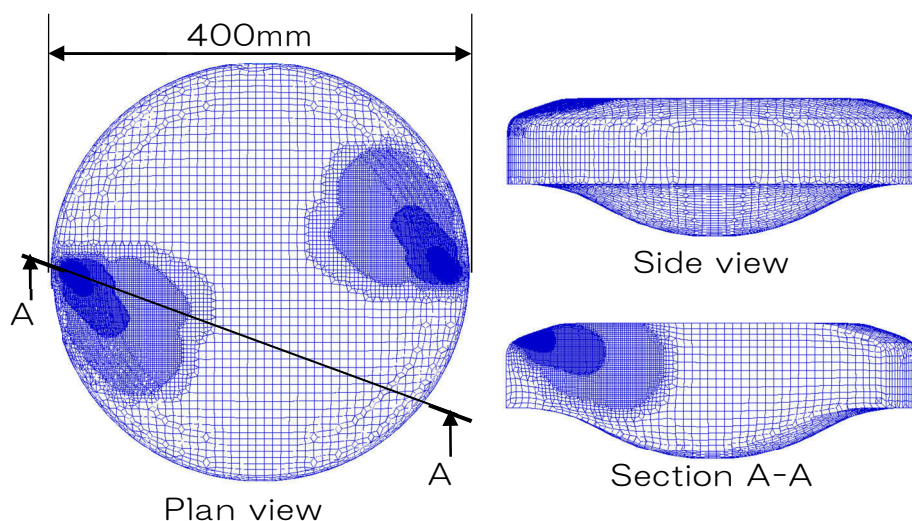


Fig. 5-19 大型エンジン用計算格子

CFD 計算はセルサイズの影響を受けやすいため，実証計算で正確さの保証された NDT のケースに条件をそろえた方が妥当な結果が得られると考えられ，セルサイズは NDT 対象の計算と同程度の大きさになるようにした。

### 5.3.1 計算条件

各 5 噴口の燃料噴射ノズルはシリンダの中心軸対象に 2 本装備されている。中心軸から 186 mm の位置に設置され，噴射俯角・方位角は全ての噴孔で異なる。本計算では前節の RA シリーズと同様に，噴射圧力の増加に応じて各噴口径を小さくし，燃料噴射率を変えず（噴射期間 21° 一定）に燃料噴射圧力を変えた 3 条件での計算を行った。噴射圧力は，本機関での実験データがある 80 MPa と超高压噴射の 200 および 300 MPa とした。Table 5-10 に燃料噴射条件を，また，Fig. 5-20 に噴口の角度を示す。その他の計算条件については Table 5-11 に示す。

Table 5-10 燃料噴射条

総燃料噴射量	13.33 g		
燃料組成	C <sub>13</sub> H <sub>23</sub>		
燃料温度	293.15 K		
噴口数	5 holes×2		
噴口径	0.67 mm	0.54 mm	0.48 mm
最大燃料噴射圧力	80 MPa	200 MPa	300 MPa
燃料噴射タイミング	-5.0 deg. ATDC		
燃料噴射期間	21 deg.		

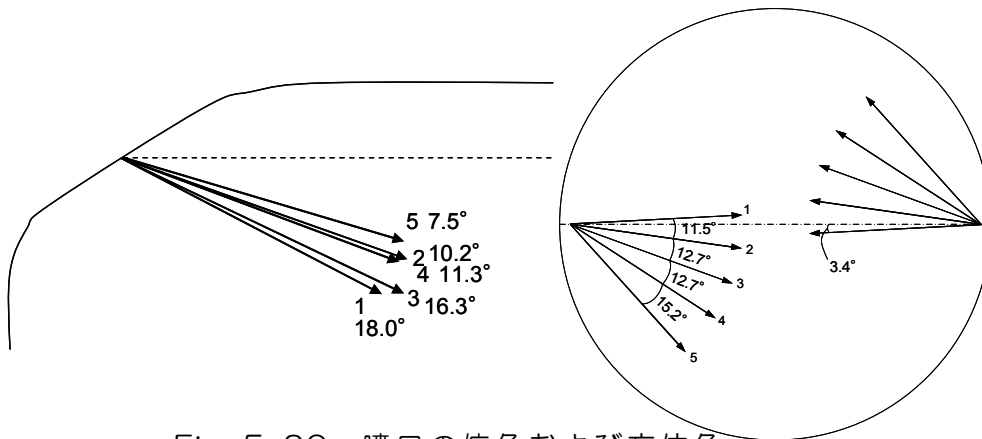


Fig. 5-20 噴口の俯角および方位角

Table 5-11 計算条件

エンジン回転数	161 rpm	初期筒内圧	0.61 MPa
スワール比	2.9	初期温度	380.6 K
計算開始時期	-70 deg.ATDC		

5.3.2 計算結果及び考察

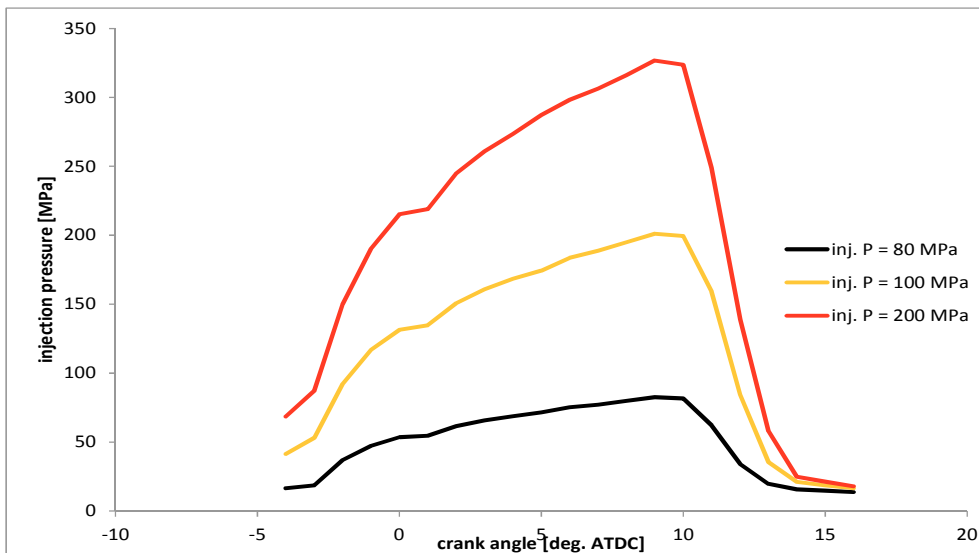


Fig. 5-21 燃料噴射圧力カーブ

インプットされた燃料噴射圧力カーブを Fig. 5-21 に示す。Fig. 5-22 に計算結果としての筒内圧力履歴を示す。これを見ると、燃料噴射前の圧縮行程の筒内圧力については実測とほぼ一致していることが分かる。噴射圧力 80 から 200 MPa への変化では Pmax は 2 MPa 以上増加するが、200 から 300 MPa への上昇では Pmax の増加は 0.5 MPa 程度に留まっている。

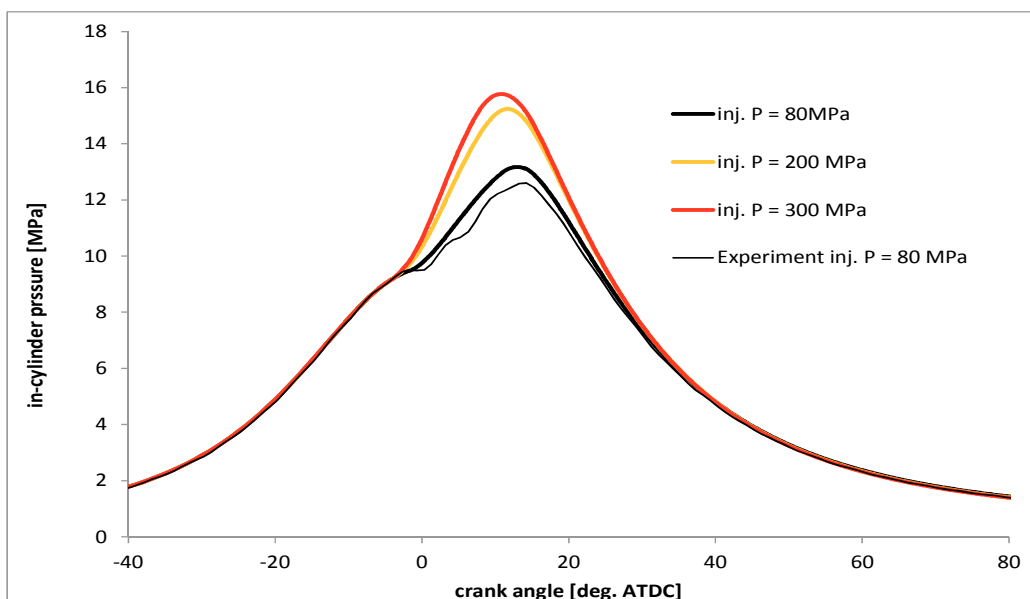


Fig. 5-22 筒内圧力履歴

Fig. 5-23 に熱発生率（受熱率）履歴を示す。前節 Fig. 5-13 と同様に、噴射圧力の上昇によって熱発生立ち上がりの勾配が急になり最大値も高くなるが、やはり噴射圧力 200 MPa と 300 MPa のケースの差は大きくない。

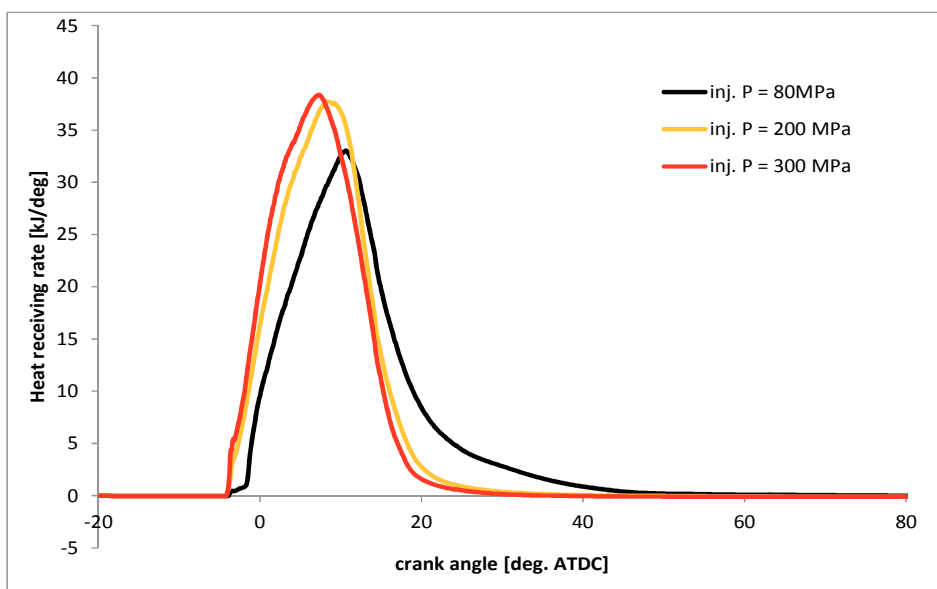


Fig. 5-23 受熱率履歴

Fig. 5-24 に筒内 NO<sub>x</sub> 量履歴，Fig. 5-25 に NO<sub>x</sub> 生成速度の履歴を示す。噴射圧力増加に伴い NO<sub>x</sub> 排出量も高くなっており，NO<sub>x</sub> 生成速度の立ち上がりは熱発生率と同じく噴射圧力が高いほど早くなっている。



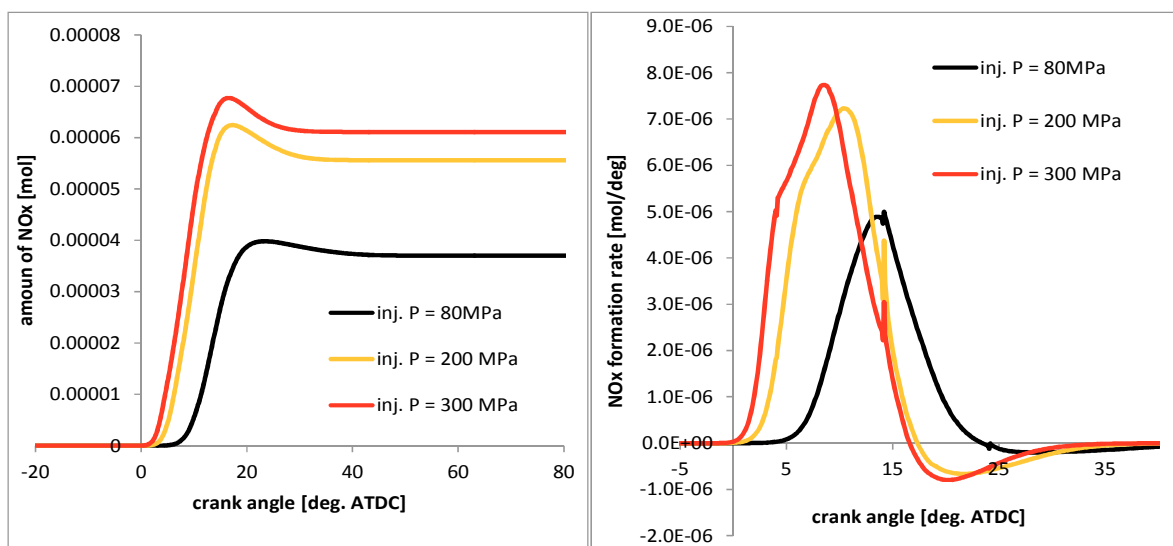


Fig. 5-24 筒内 NOx 量履歴と NOx 生成速度

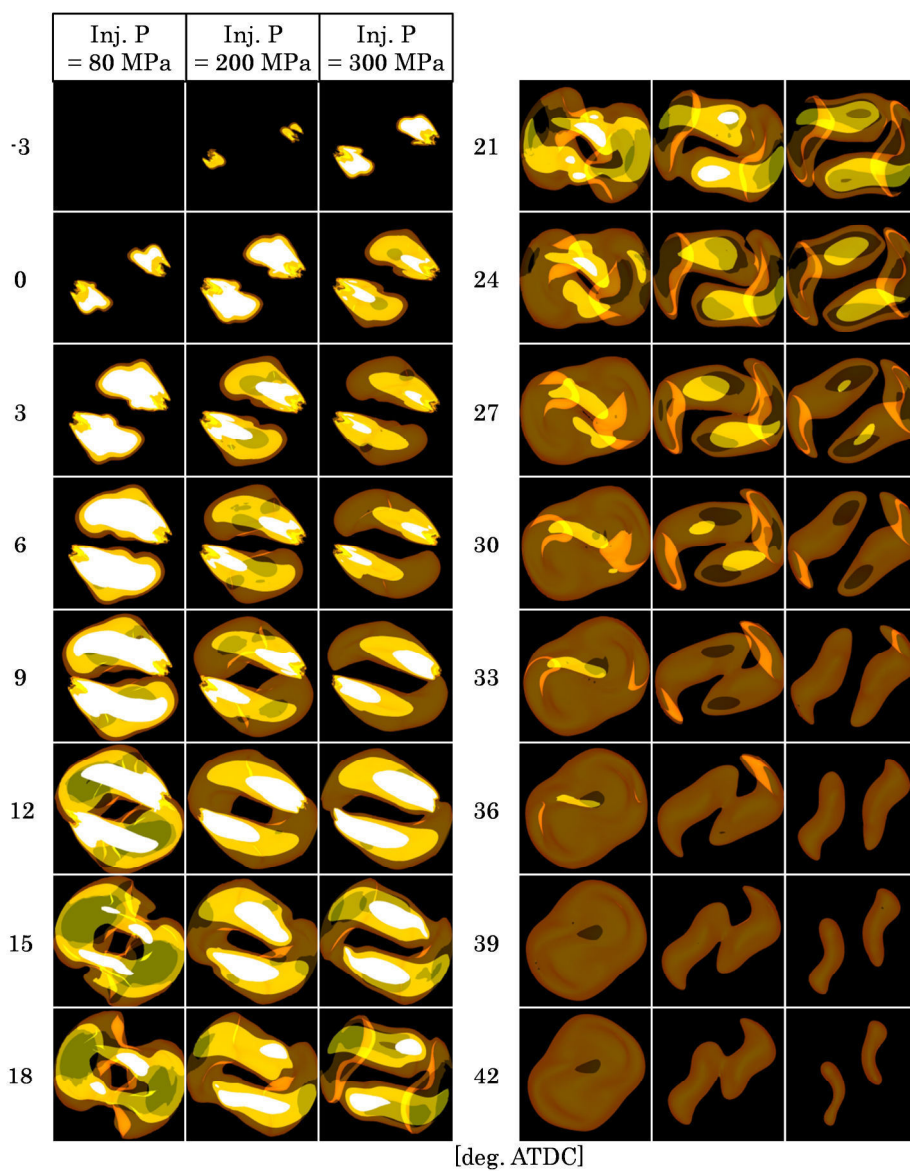


Fig. 5-25 Soot 等値領域分布

Fig. 5.-25 に各ケースの火炎分布を模擬した Soot 質量の等値領域分布を示す。3段階の異なる Soot 質量分布等値面を可視化してある。この図から、噴射圧力の増加によって着火が早くなっていることが分かる。燃焼の初期から中盤（ $\sim 9^\circ$  ATDC）にかけて、噴射圧力が高いほど Soot 高濃度領域（白く表示した部分＝燃料リッチな火炎）は分布が少なくノズルのごく近傍に限られている。しかし  $9 \text{ deg. ATDC}$  近辺から高濃度領域が拡大し、 $15 \text{ deg. ATDC}$  では  $80 \text{ MPa}$  のケースよりも広く分布している。このタイミングでは、中濃度領域（黄色で表示）は依然  $80 \text{ MPa}$  のケースの方が広く分布している。主燃焼の終盤から後燃え期間初期は各ケースに特徴的な差は見られない。後燃え後期の Soot は噴射圧力が高いケースほど消滅が速やかであるという結果になった。

次に、燃費、 $P_{\max}$ 、 $\text{NO}_x$ 、Soot のトレードオフについて述べる。これらの値は表にまとめると Table 5.3.4 の通りである。これより、 $350 \text{ MPa}$  のケースでは燃費は  $5.7\%$  改善し、スートもおおよそ半減するが、 $\text{NO}_x$  は  $1.6$  倍とかなり高い値になってしまうことが分かる。以上の計算結果を総合すると、噴射圧力は苦労して  $300 \text{ MPa}$  まで上昇させても  $200 \text{ MPa}$  からのゲインは少なく、設計上の最適値は  $80 \sim 200 \text{ MPa}$  の間に存在するように思える。

Table5-12 燃費及び環境性能のトレードオフ

最大噴射圧力	80 MPa	200 MPa	350 MPa
燃費（80 MPa 基準）	1	0.950	0.943
$P_{\max}$	13.2MPa	15.2MPa	15.8MPa
$\text{NO}_x$ （80 MPa 基準）	1	1.48	1.61
Soot（80 MPa 基準）	1	0.633	0.542

#### 5.4 まとめ

- ・CFD コード Fire を用いて可視化機関の実験データと比較する実証計算（合わせ込み）を行なった結果、筒内圧力、熱発生率、火炎分布（Soot 分布で代用）を比較して実験と計算で良い一致を得た。
- ・可視化機関の燃料噴射圧力を  $350 \text{ MPa}$  まで高めた場合を想定した燃焼の予測計算を行った結果、噴射圧力上昇と噴口径縮小を組み合わせると噴射率増加を抑えた場合の方が、噴射率の増加を招く単純な高圧噴射よりいくつかの点で好ましい予測結果となることが分かった。
- ・低速の大型ディーゼル機関にも同様の計算を行ったところ、例え上記・前者の方法で噴射圧力の上昇を燃焼改善に生かしたとしても、設計上の最適地は  $80 \sim 200 \text{ MPa}$  の間にあるように考察された。

## 第6章 総括

船舶用主機としては、その信頼性や高出力・高効率などの特長からディーゼル機関が最も多く用いられている。近年、環境意識の高まりや地球温暖化問題から、船舶に対しても排気有害物質低減やCO<sub>2</sub>削減の要求は一層高まっている。これを受けて国連IMO（国際海事機関）では、船からの排気規制および貨物トン・マイル当たりのCO<sub>2</sub>排出規制に踏み切った。

始めに、2011年から2016年にかけて段階的に強化されるNO<sub>x</sub>、SO<sub>x</sub>の大幅な規制をクリアすることが、研究機関、関連企業にとって急務となっている。一方で船用燃料重油はますます低質化する傾向にあり、悪い燃料を使っても信頼性を確保しつつ排気もきれいに・・・という難題が与えられている。

本論文は、船用ディーゼル機関の心臓部とも言うべき燃料噴射システムを電子制御化して、燃料噴射圧力の増加と噴射率制御により噴霧燃焼を改善し、上記の問題へ対処する方法について研究したものであり、以下の6章から構成されている。

第1章は序論であり、本研究の背景について述べた。

第2章では、現在までのディーゼル機関の噴霧燃焼に関する理論を概説した。

第3章では、本研究で用いた大型可視化実験機関（2ストロークディーゼル機関）や燃料噴射システムの詳細について紹介し、さらに燃料噴射システムを電子制御化することによる燃焼改善効果について可視化実験の結果を示した。

噴霧燃焼の改善には燃料噴射圧力を上昇させることが有効と考えられる。ここでは、従来の機械式燃料噴射系でも可能な噴口径絞りによる高圧化と、電子制御システムによって理想的な噴射圧力・噴射率に制御した場合の燃焼を可視化実験で比較した。その結果、後者では燃焼中のスート生成の減少、後燃え期間の短縮など劇的な燃焼改善が観察された。

しかしながらこうした燃焼改善は燃焼温度の上昇を伴い、結果的にNO<sub>x</sub>生成の大幅な増加を招くことが多く、このようなトレードオフ関係を打ち破る方策も考える必要がある。そこで本研究では、電子制御システムを活用して燃料噴射率を「後ろ高」に制御する（「ブーツ噴射」と名付ける）実験を行った。単純な噴射時期リタードと比較した結果、ブーツ噴射ではより少ない燃費の犠牲でNO<sub>x</sub>生成量を低減でき、両者のトレードオフを緩和して排気の改善が出来ることを確認した。

第4章では、船用燃料の低質化問題へ対応するための研究について述べた。

始めに、軽質の分解残渣分であるLCO（Light Cycle Oil）の特性について調査した。LCOは、最近の石油精製プラントでは余剰となっている高芳香族の成分であるが、IMO・SO<sub>x</sub>規制TierⅢの発効する2015年から、その低硫黄・低粘度の特性から広く販売されることが予想される。

ここでは、可視化実験機関によってLCOの着火・燃焼性を調べる実験を行なった。また、LCOを実際の大型低速2ストローク機関で使用し、燃焼と排気の特性をA重油と

比較する実験を行なった。その結果、LCO は特に低負荷で未燃分の排出が多く、また ECA で使用するには好ましくない NO<sub>x</sub> の増加も見られた。

続いて、電子制御燃料噴射による LCO 燃焼の改善を試みた。LCO の着火性と燃焼性の悪さの両方の影響を受ける中速 4 ストローク機関を対象に、その着火・燃焼の改善策として少量のパイロット噴射を行う実験を行なった。その結果、軽油と同等の着火特性と後燃えの改善を得ることができ、電子制御システムが低質燃料対策となり得ることを実証した。

第5章では、現在は実現できていない 350 MPa までの超高压噴射の燃焼に及ぼす効果について、CFD コードによる数値計算で解明する研究を行った。始めに CFD 計算の妥当性について検証した。これは、噴射圧力 150 MPa までの可視化実験と同じ条件で数値計算を行い、両者の比較から計算の妥当性を確認する作業である。その後、シリンダ径 400 mm の低速機関を対象に噴射圧力 350 MPa までの計算を行なった。

その結果、得られる燃費の改善と増加する筒内最高圧力や NO<sub>x</sub> 排出量とのトレードオフを考えると、いたずらに噴射圧力を上昇させても得られるメリットは少なくなり、現実には 200MPa 前後に最適値が存在するものと考察された。

第6章は総括であり、以上の研究成果を取りまとめたものである。

## 付録 **CFD** 計算の詳細について

## 付録 CFD 計算の詳細について

## A-1 差分スキームについて

計算対象の空間をある大きさの格子で分割することを空間の離散化と呼ぶ。1 つ 1 つの格子は検査体積 (Control Volume) として扱われ、一般的に計算ではセルと呼ばれる。計算ではセル内にすでに持っている値に境界条件から受け取った値を考慮し、現象に応じて順番に隣のセルへ影響する値を受け渡ししながら計算が進む。セルからセルへ値を受け渡す方法にはいくつかの種類があり、これらの方法を差分スキームと呼ぶ。例えば、風上差分スキーム (UDS : Upwind Difference Scheme) では、1 つ上流側のセルの値を受け取る方法であり、中心差分スキーム (CDS : Central Difference Scheme) では、1 つ上流側のセルの値と 1 つ下流側を受け取る方法である。したがって、使用する差分スキームにより、解析の精度や計算の安定性は変わってくる。本研究の計算に使用する差分スキームを Table a-1 に示す。

Table a-1 - 差分スキーム

連続の式	中心差分
運動方程式	中心差分
エネルギー方程式	風上差分
乱流輸送方程式	風上差分
スカラー	風上差分

A-2 支配方程式<sup>1)</sup>

FIRE における支配方程式は、以下の保存方程式である。

- ・質量 → 連続の式
- ・運動量 (ニュートンの第 2 法則) → 運動方程式
- ・エネルギー (熱力学第 1 法則) → エネルギー方程式

それぞれの輸送方程式にレイノルズ平均を施した式を以下に示す。

- ・質量

$$\rho \frac{DC}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) = \rho r + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( D \frac{\partial C}{\partial x_j} - \rho c u_j \right) \quad (\text{a-1})$$

- ・運動量

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho u_i u_j) \quad (\text{a-2})$$

- ・エネルギー

$$\rho \frac{DH}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial H}{\partial t} + U_j \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) = \rho q_s + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_j \tau_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho C_p \Theta u_j \right) \quad (\text{a-3})$$

$\rho$  : 流体の密度

$C$  : 濃度の平均値

$c$  : 濃度の変動値



$U_i$  : 速度ベクトルの平均値

$u_i$  : 速度ベクトルの変動値

$\tau_{ii}$  : 応力テンソル

$T$  : 温度の平均値

$\Theta$  : 温度の変動値

$H$  : エンタルピー

$p$  : 圧力

$D$  : 拡散係数

$\lambda$  : 熱伝導率

$C_p$  : 定圧比熱

$\rho r$ ,  $\rho g_i$ ,  $\rho q_g$  : 生成項

$\bar{\square}$  : レイノルズ平均

\*注意

$\overline{\rho c u_j}$  : 乱流質量流速ベクトル

(速度変動  $u_j$  による単位体積当たりの質量  $\rho c$  の乱流輸送)

$\overline{\rho u_i u_j}$  : 乱流応力テンソル

(速度変動  $u_j$  による単位体積当たりの運動量  $\rho u_j$  の乱流輸送)

$\overline{\rho C_p \Theta u_j}$  : 乱流熱流速ベクトル

(速度変動  $u_j$  による単位体積当たりのエンタルピー  $\rho h = \rho C_p \Theta$  の乱流輸送)

### A-3 SIMPLE 法のアルゴリズム<sup>[1], [2]</sup>

流れ場を計算する際に、最も難関であるのは圧力場が未知の点である。圧力勾配は運動方程式の生成項の一部をなしているが、圧力を得るための明確な式は与えられていない。圧力場は連続の式によって間接的に規定されている。正確な圧力場を運動方程式に代入すれば、結果として得られる速度場は連続の式を満たすことになる。FIRE では、計算アルゴリズムとして Patankar による SIMPLE 法 (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations : 圧力結合方程式の半陰解法) が非圧縮性・圧縮性のどちらの流体においても計算できるように拡張されて使用されている。SIMPLE 法は離散化運動方程式と連続の式を満足する解  $U_i$  と  $p$  を反復計算で求める解法である。以下、その手順を説明する。

1. 圧力場  $p^*$  を推測する。
2.  $p^*$  を用いて離散化運動方程式を解き、仮の速度  $U_i^*$  を求める。
3. 連続の式より、導出された圧力補正方程式を解き、圧力補正量  $p'$  を求める。
4. 推測した圧力を圧力補正式によって修正する。なお、補正量には緩和係数  $a_p$  を乗じ、減速緩和を施す。

$$p = p^* + a_p p' \quad (\text{a-4})$$

5. 速度補正式により、速度を修正する。圧力補正式と同様に、補正量には緩和係数を乗じる。

$$U_i = U_i^* + a_U U_i' \quad (\text{a-5})$$

6. 流れ場に影響を与える従属変数の値を更新する．この際にも補正量には緩和係数を乗じる．乱流に関する従属変数は，乱流モデルによって求める．

流れ場が圧縮性であれば，平均流れのエンタルピーの式

$$H = C_p T + \frac{|U_i|^2}{2} = C_p T_t \quad (\text{a-6})$$

$T_t$ ：全温度

を解き，温度を求める．その後に状態方程式を解いて密度を求め，温度に依存する諸量（粘性係数など）を更新する．

7. 修正した圧力を新しく推測した  $p^*$  として STEP 2 に戻り，収束解が得られるまで STEP 2 ~ STEP 6 を繰り返す．

#### A-4 乱流モデル<sup>[1], [3]-[5]</sup>

非粘性流体を記述したオイラー方程式に粘性の考慮を加えた，ナビエ・ストークス方程式は流体の運動を完全に記述している．しかし，離散化の過程でセルの解像度よりも小さな渦（乱れ）を考慮できないという問題が生じる．この小さな渦を含む流れを乱流と呼び，そこでは大きな渦から徐々に小さな渦へとエネルギーが拡散される．このような小さな渦を十分に解析できる解像度のメッシュを使った計算はデータ量が膨大であり，現代のコンピュータの処理能力では実用的に解析を行えない．そこで乱流のモデル化が必要となる．

セルの解像度よりも小さな渦を含む流れ，この乱流要素は時間平均化されたナビエ・ストークス方程式（RANS : Reynolds Averaged Navie Storks）の中ではレイノルズ応力として現れる．このレイノルズ応力さえ正確に求めれば平均流に対して厳密であるが，レイノルズ応力は非線形性が強く方程式を閉じることが非常に困難である．そこで，レイノルズ応力を近似的に求める乱流モデルが必要となる．乱流モデルには様々な種類があり，その中でもレイノルズ応力を渦粘性（乱流粘性）の概念によりモデル化した乱流モデル群が一般的である．

本研究では乱流モデルに高レイノルズ数型  $k$ - $\varepsilon$  モデルを用いた．

$k$ - $\varepsilon$  モデルは乱流運動エネルギー  $k$   $\left( = \frac{1}{2} u_i'^2 \right)$ ，乱流運動エネルギー消散率  $\varepsilon$   $\left( = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$  の輸送方程式を

解くことにより，レイノルズ応力の渦粘性表現における渦粘性係数を

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (C_\mu : \text{モデル定数}) \quad (\text{a-7})$$

の関係より求めるものである． $k$ ， $\varepsilon$  の輸送方程式は非圧縮性流れの場合，

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k - \varepsilon \quad (\text{a-8})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (\text{a-9})$$

で表される． $\nu$  は粘性係数， $P_k$  は生成項， $C_{\varepsilon 1}$ ， $C_{\varepsilon 2}$ ， $\sigma_k$ ， $\sigma_\varepsilon$  はモデル定数を示す．

標準的な  $k$ - $\varepsilon$  モデルは，等方的な渦粘性に基づき，十分に乱れた（高レイノルズ数）流れ場を対象として

開発されたモデルである。固体壁面近傍では、壁に垂直な方向の乱れが壁に沿う方向の乱れに比べて著しく抑制される非等方性効果と粘性の影響が強くなる低レイノルズ数効果が現れ、二つの意味で  $k-\varepsilon$  モデルの前提条件が崩れる。これを回避する方法は、壁領域の計算を簡略化して  $k-\varepsilon$  モデルを用いないもの（高レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデル）と壁領域まで適用できるように修正された  $k-\varepsilon$  モデルを用いるもの（低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデル）とに大別される。

高レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルでは、壁近傍領域においてこの領域を解かず、壁近傍の乱流特性を記述する普遍関数（壁関数）を仮定し、これにより壁面境界条件を与える。付着境界層については対数則やべき乗則に基づき適切な壁関数が提案され、成功を収めている。

### A-5 壁面境界層モデル<sup>[1], [6], [7]</sup>

実際の現象として、流れ場にある壁面には境界層が形成され、摩擦 0 つまり流れが層流になることにより流速は減少し、壁面と流体との熱伝達の仕方も変化する。流れが乱流である場合、境界層は層流である粘性底層の領域と乱流領域から成る。このため、計算では、境界層を含めた領域まで乱流モデルを適用することができず、境界層内には新たに流れに対する特別な扱い（モデル）を設ける必要がある。更に、実際の現象で測定された境界層の厚さは特にエンジン内では 0.01 ~ 0.1mm と薄いので、計算では壁面近傍のセルサイズをそのオーダーに合わせることは現状の計算能力上では難しく、数値的に解くことはできない。

計算で境界層の扱いを簡単に模擬するには、壁面近傍に半経験的な関数の「壁関数」を導入することである。具体的には、境界層内の壁面せん断応力を求めることが重要なので、壁面近傍のセルでの局所速度からの壁面せん断応力を近似するものである。壁関数の主な前提条件を以下に示す。

- ・速度などの変化は、壁面に対してほぼ垂直であるため、1次元の挙動となる。
- ・圧力勾配及び体積力の影響は無視できるほど小さいため、層内のせん断応力が一定となる。
- ・せん断応力及び速度ベクトルは層全体で同一かつ単一方向である。
- ・乱流エネルギー生成と散逸の間の均衡が保たれている。
- ・乱流長さスケールは線形に変化する。

壁関数は標準的な対数法則、いわゆる壁法則に従った速度と温度の分布に基づいており、摩擦速度  $U_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$  と平均速度に対する粘度  $\mu$  と壁熱流束  $\dot{q}_w$  と平均温度に対する温度拡散率に対応する。そして壁関数の壁法則は  $\tau_w \rightarrow 0$  となる条件を緩和するために修正される。

まず平均速度について、以下の壁関数が使われる。

$$U^* = y^* \quad y^* < 11.63 \quad (\text{a-10})$$

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad y^* > 11.63 \quad (\text{a-11})$$

$$U^* = C_\mu^{1/4} \frac{k_p^{1/2}}{U_\tau^2} U_p \quad (\text{a-12})$$

$$y^* = C_\mu^{1/4} \frac{\rho k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{a-13})$$

$\kappa = 0.41$  は Karman 定数で、 $E = 9$  は壁法則での定数で、添え字「P」の値は壁に最も近いセルの中心点での

値を示す．壁近傍の粘度  $\mu$  は  $\mu_w$  を用いて式(a-14)のように置き換えられる．

$$\mu_w = \frac{y^*}{U^*} \mu \tag{a-14}$$

平均温度についても，平均速度と同様の表現が使われ，以下のようにまとめられる．

$$T^* = \sigma_T \left[ \frac{1}{K} \ln(Ey^*) + Y \right] \tag{a-15}$$

$$T^* = C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \frac{\rho c_p (T_p - T_\omega)}{\dot{q}_\omega} \tag{a-16}$$

$$Y = 9.24 \left[ \left( \frac{\text{Pr}}{\sigma_T} \right)^{0.75} - 1 \right] \left[ 1 + 0.28 \exp \left( -0.007 \frac{\text{Pr}}{\sigma_T} \right) \right] \tag{a-17}$$

Pr は Prandtl 数であり， $\sigma_T$  は平均温度についての乱流 Prandtl 数と Schmidt 数の比である． $T_\omega$  は壁面温度であり， $\dot{q}_\omega$  は壁面熱流束である．

乱流エネルギー生成項は対数速度則から求められる速度勾配と壁面せん断応力によって置き換えられたせん断応力を使うことで計算され，以下のようになる（標準応力生成は無視されている）．

$$P \approx \tau_\omega \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_\omega \frac{\tau_\omega}{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \tag{a-18}$$

$\tau_\omega$  は壁せん断応力である．

また，乱流運動エネルギー  $k$  の方程式での消散率  $\varepsilon$  は壁からの距離による線形長さスケールの変数を仮定している類似した概念を用いて求められている．壁面近傍のセルは乱流モデルで求められた  $\varepsilon$  を用いず， $\varepsilon_p$  を用いている．

$$\varepsilon_p = C_\mu^{3/4} \frac{k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \tag{a-19}$$

### A-6 噴霧液滴に関するモデル<sup>[8], [9]</sup>

ノズルホールからの噴霧には，Fig. a-1に示すようなキャビテーション・分裂・衝突・乱流分散・蒸発など多数の複雑な現象が伴うため，計算ではその代表的な現象に対してモデルを使用している．また特に，液滴の取扱いを決めるモデルには離散液滴モデル（DDM : **D**iscrete **D**roplet **M**odel）を使用している．

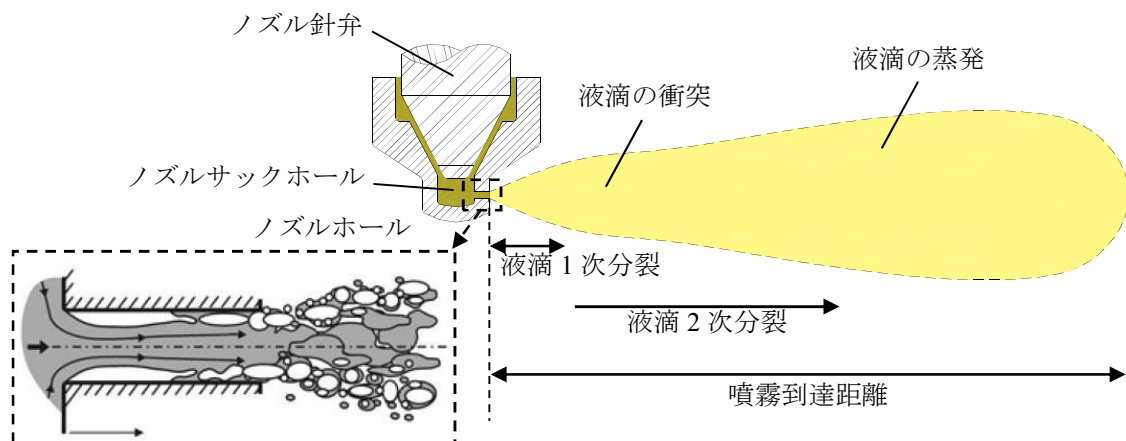


Fig. a-1 ノズルホールから出る液滴噴霧に伴う現象

### A-6.1 分散液滴モデル (DDM) <sup>[8], [9]</sup>

噴霧液滴は高圧で燃焼室内に噴射されて、1次分裂と2次分裂によって急激に微粒化し、数 $\mu\text{m}$ 程度の微細な液滴が無数形成される。この無数の液滴をそれぞれに対してラグランジュ的に直接解くことは計算機的能力上困難である。このため、その無数の液滴を「パーセル」と呼ばれる適当な数の液滴代表粒子にグループ化することで解くことが可能になっている。パーセルは位置、速度、液滴径、温度の状態量が等しい多数の液滴から構成されているとしている (Fig. a-2)。

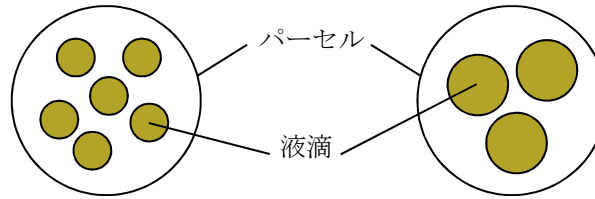


Fig. a-2 — パーセルの概念図

パーセル内の液滴から周囲気体への質量、運動量及びエネルギーの交換量を計算するため、液滴の速度や位置、大きさや温度などを求める必要がある。そのため、まず液滴に作用するさまざまな運動を考慮した液滴の運動方程式を考え、その運動方程式を以下の式(a-20)に示す。

$$m_d \vec{a}_{id} = m_d \frac{d\vec{u}_{id}}{dt} = \vec{F}_{idr} + \vec{F}_{ig} + \vec{F}_{ip} + \vec{F}_{ib} \quad (\text{a-20})$$

$\vec{F}_{idr}$  は流体抵抗力、 $\vec{F}_{ig}$  は重力と浮力に関する力、 $\vec{F}_{ip}$  は圧力に関する力、 $\vec{F}_{ib}$  はいわゆる仮定の質量力、磁力や静電気力、Magnus 力などを考慮した外力であり、それぞれを以下の式に示す。ただし、一般的な内燃機関で取り扱われる力は  $\vec{F}_{idr}$  と  $\vec{F}_{ig}$  である。

$$\vec{F}_{idr} = D_p \cdot (\vec{u}_{ig} - \vec{u}_{id}) \quad (\text{a-21})$$

$$\vec{F}_{ig} = V_p \cdot (\rho_l - \rho_g) \vec{g}_i \quad (\text{a-22})$$

$$\vec{F}_{ip} = V_p \cdot \nabla \bar{p} \quad (\text{a-23})$$

$D_p$  は抵抗関数で、以下のように定義される。

$$D_p = \frac{1}{2} \rho_g A_d C_D |\vec{u}_{ig} - \vec{u}_{id}| \quad (\text{a-24})$$

$C_D$  は一般的に液滴の Reynolds 数  $Re_d$  の関数である抵抗係数であり、Schiller と Naumann の以下の式<sup>[10]</sup>を使用している。 $A_d$  は液滴の断面積である。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15 Re_d^{0.687}) & Re_d < 10^3 \\ 0.44 & Re_d \geq 10^3 \end{cases} \quad (\text{a-25})$$

液滴の Reynolds 数は以下の方程式で示され、 $\mu_g$  は流体粘度である。

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_g \cdot |\bar{u}_{ig} - \bar{u}_{id}| \cdot 2r_d}{\mu_g} \quad (\text{a-26})$$

従って、 $\bar{F}_{idr}$  と  $\bar{F}_{ig}$  の力のみを考慮した液滴の加速度を表す方程式は以下のようになる。

$$\bar{a}_{id} = \frac{d\bar{u}_{id}}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{|\bar{u}_{ig} - \bar{u}_{id}|}{r_d} (\bar{u}_{ig} - \bar{u}_{id}) C_D + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \bar{g}_i \quad (\text{a-27})$$

この式(a-27)を積分すると、液滴の速度  $\bar{u}_{id}$  を得ることができ、また液滴の位置は  $\bar{u}_{id}$  と計算 Timestep  $\Delta t$  から求めることができる。

$$\bar{u}_{id} = \int \bar{a}_{id} dt = \int \frac{d\bar{u}_{id}}{dt} dt \quad (\text{a-28})$$

$$\bar{x}_{id}^{n+1} = \bar{x}_{id}^n + \bar{u}_{id} \Delta t \quad (\text{a-29})$$

## A-6.2 液滴分裂モデル

液滴分裂モデルは1次分裂モデルと2次分裂モデルに分かれる。本研究では、1次分裂モデルに Enhanced Blob モデルを、2次分裂モデルに KH-RT モデルを使用する。

### A-6.2.1 1次分裂モデル：Enhanced Blob モデル<sup>[8], [9]</sup>

Blob モデルは1次分裂モデルの中でも最も簡単なモデルであり、ノズルホールから噴射した直後の液滴径はノズル径と等しいとするものであるが、実際のノズルではキャビテーションなどの影響により、より微細化された液滴が噴射されている。よって、本研究では縮流係数と噴射燃料の蒸気圧を考慮した液滴径を求める Enhanced Blob モデルを使用している。

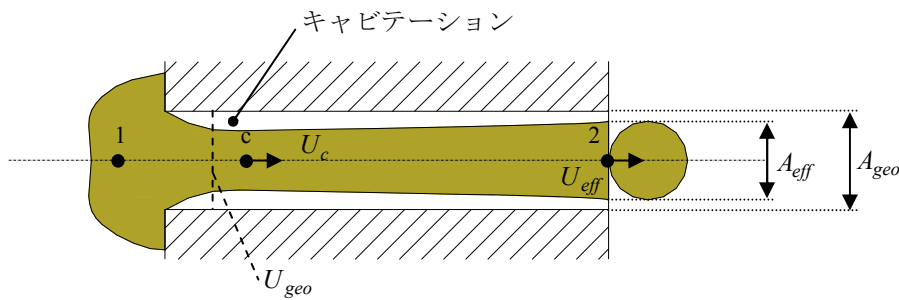


Fig. a-3 — ノズルホール内の縮流

まず、Fig. a-3 に示すようなノズルの形状を考える。点1から点2までのベルヌーイの式より

$$p_1 = p_2 + \frac{\rho_l}{2} \cdot \left(\frac{U_{geo}}{C_d}\right)^2 \quad (\text{a-30})$$

が得られる。流れ場の条件に加えて、ノズル流れの形体、例えばノズルホール直径  $D$  に対するノズル入口の丸み  $R$  の比 ( $R/D$ ) とノズルホールの長さ  $L$  の比 ( $L/D$ ) はそれぞれ、流量係数  $C_d$  に影響する。

次に、流れがこの条件下でキャビテーションを起こしているかどうかを確認する。ノズルホール内の速度は平面的であると仮定し、Nurick の式<sup>[11], [12]</sup>による収縮係数  $C_c$  を用いた最縮流部の点  $c$  での速度は次式のようなになる。



$$U_c = \frac{U_{geo}}{C_c} \quad (\text{a-31})$$

$U_{geo}$  はノズルホール内の質量流量と面積、流体密度によって求められる理論的な流速であり、この収縮係数  $C_c$  はノズルホール直径  $D$  に対するノズル入口の丸み  $R$  の比 ( $R/D$ ) を含む関係式から計算される。点 1 から点 2 までのベルヌーイの式より

$$p_1 = p_c + \frac{\rho_l}{2} \cdot U_c^2 \quad (\text{a-32})$$

となる。 $p_c$  が  $p_{vapor}$  よりも低ければ、流れは十分にキャビテーションを引き起こし、点 1 での新しい入口圧力  $p'_1$  と新しい流量係数  $C'_d$  は以下によって計算される。

$$p_1 = p_{vapor} + \frac{\rho_l}{2} \cdot U_c^2 \quad (\text{a-33})$$

$$C'_d = C_c \cdot \sqrt{K} = C_c \cdot \sqrt{\frac{p_1 - p_{vapor}}{p_1 - p_2}} \quad (\text{a-34})$$

そしてノズル出口での新しい有効条件は以下のように計算される。

$$\text{有効噴射速度: } U_{eff} = U_c - \frac{p_2 - p_{vapor}}{\rho_l \cdot U_{geo}} \quad (\text{a-35})$$

$$\text{有効ノズルホール面積: } A_{eff} = A_{geo} \cdot \frac{U_{geo}}{U_{eff}} \quad (\text{a-36})$$

$$\text{有効ノズルホール直径: } D_{eff} = \sqrt{\frac{4 \cdot A_{eff}}{\pi}} \quad (\text{a-37})$$

#### A-6.2.2 2次分裂モデル: KH-RT モデル<sup>[8], [9]</sup>

KH-RT モデルは KH (Kelvin Helmholtz) モデルと RT (Rayleigh Taylor) モデルを組み合わせたものである。

噴射された液滴は周囲気体と液滴との間に境界の不安定により、表面波が発生する。液滴が移動するにつれて、この表面波は気体との液滴との相対速度により発生する空気抵抗のせん断力によって成長する。ある程度、表面波が成長したら、液滴が分裂するというモデルが KH モデルである (Fig. a-4)。

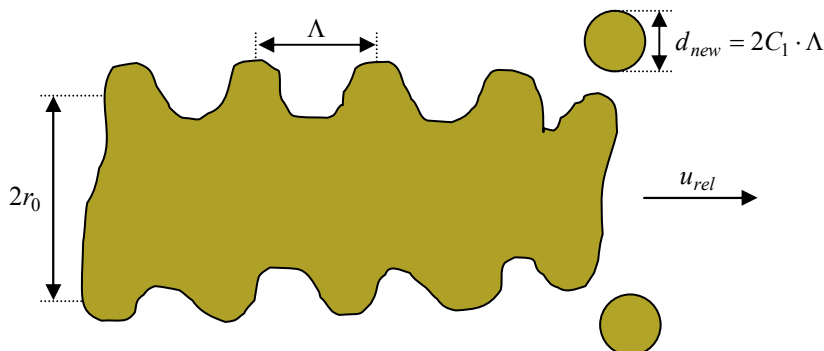


Fig. a-4 - KH モデルの概略図

表面波の波長  $\Lambda$  および表面波の成長率  $\Omega$  は次式で表される.

$$\Lambda = 9.02 \cdot r_0 \frac{(1 + 0.45 \cdot Oh^{0.5})(1 + 0.4 \cdot T^{0.7})}{(1 + 0.87 \cdot We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (\text{a-38})$$

$$\Omega = \left( \frac{\rho_l r_0^3}{\sigma} \right)^{-0.5} \frac{0.34 + 0.38 \cdot We_g^{1.5}}{(1 + Oh)(1 + 1.4 \cdot T^{0.6})} \quad (\text{a-39})$$

Reynolds 数  $Re_l = \frac{\rho_l r_0 u_{rel}}{\eta_l}$ , Ohnesorge 数  $Oh = \frac{We_l^{0.5}}{Re_l}$ , Weber 数  $We_g = \frac{\rho_l r_0 u_{rel}^2}{\sigma}$  で,  $T = Oh \cdot We_l^{0.5}$  の関係にある.

式(a-38), (a-39)より,  $\Lambda$  と  $\Omega$  を求めた後, 分裂後の半径  $R_a$  と分裂特性時間  $\tau_a$  について次式を計算する.

$$R_a = C_1 \Lambda \quad (\text{a-40})$$

$$\tau_a = \frac{3.7 C_2 R}{\Lambda \Omega} \quad (\text{a-41})$$

$C_1$  と  $C_2$  はモデル定数である.

式(a-40), (a-42)より,  $R_a$  と  $\tau_a$  を求めると, 分裂前の液滴の半径  $r$  の変化率を求めることができる.

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_{new}}{\tau_{bu}} \quad (\text{a-42})$$

式(a-42)によって, 半径  $r$  の液滴は次の計算 Timestep の半径  $r^{n+1}$  に変化し, 質量は減少する. この減少した質量分が半径  $r_{new}$  の新しい液滴となる.

液滴が気体の中を相対速度  $u_{rel}$  で移動するとき, 気体と液滴との間の界面に垂直な方向に働く空気抵抗力で, 液滴は減速する. この減速は, 進行方向と逆の方向への大きさ  $a$  の加速とみなすことができ, その減速によって逆の方向に表面波が発生し, その後表面波は成長する. ある程度, 表面波が成長したら, 液滴は逆の方向へ分裂するというモデルが RT モデルである (Fig. a-5).

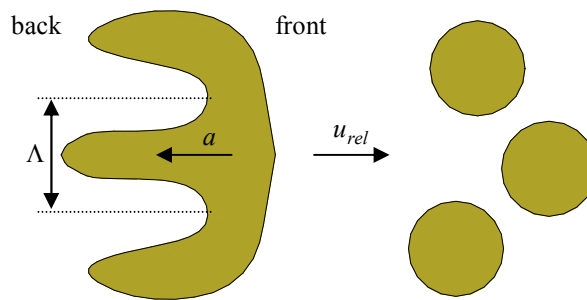


Fig. a-5 — RT モデルの概略図

加速度  $a$  は式(a-27)を用い, 次式のように簡略化される.

$$a = \frac{3}{8} C_d \frac{\rho_g u_{rel}^2}{\rho_l r} \quad (\text{a-43})$$

表面波の波数  $K_l$  及び表面波の波長  $\Lambda_l$  や表面波の成長率  $\Omega_l$  及び表面波の分裂特性時間  $\tau_l$  は式(a-44) ~ (a-47) で表される.  $C_4$  と  $C_5$  はモデル定数である.

$$K_l = \sqrt{\frac{a(\rho_l - \rho_g)}{3\sigma}} \quad (\text{a-44})$$

$$\Lambda_t = C_4 \frac{\pi}{K_t} \quad (\text{a-45})$$

$$\Omega_t = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \frac{[\rho_l(\rho_l - \rho_g)]^{1.5}}{\rho_l + \rho_g}} \quad (\text{a-46})$$

$$\tau_t = C_5 \frac{1}{\Omega_t} \quad (\text{a-47})$$

RT モデルの場合は、表面波の波長  $\Lambda_t$  が分裂後の液滴直径になる。また、KH モデルとは異なり、減少する質量ではなく、変形する時間で分裂を判断する。すなわち、表面波の波長  $\Lambda_t$  が液滴の表面で成長するのには十分小さく、分裂特性時間  $\tau_t$  が経過した場合は、液滴は分裂して微粒化する。

分裂モデルは、Enhanced Blob モデルと KH-RT モデルを組み合わせた Enhanced Blob/KH-RT モデルとなる (Fig. a-6)。ノズルホール直後から、RT モデルによる分裂を行うと液滴半径の減少率が速すぎてしまうので、分裂長さ  $L$  という変数を導入する。この分裂長さ  $L$  を超えると RT モデルによる分裂が起こるようにする。この組み合わせたモデルの長所は液滴半径が 2 つの分布になることである。RT モデルのみであれば、ほぼ同じサイズの液滴ができてしまうからである。 $C_3$  はモデル定数である。

$$L = C_3 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} d_0 \quad (\text{a-48})$$

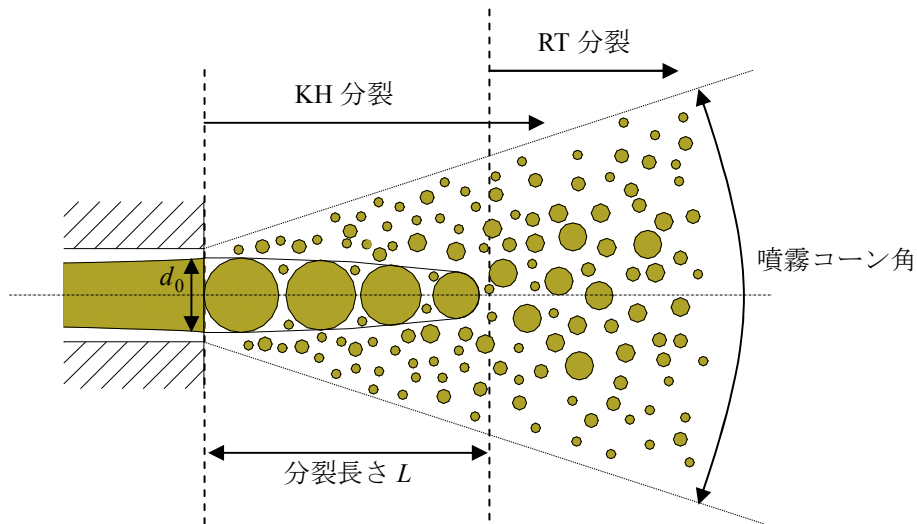


Fig. a-6 — Enhanced Blob/KH-RT モデルの概略図

その一方で、全親パーセルから子パーセルに分裂するときの調整用モデル定数が存在する。そのモデル定数として  $C_6$  と  $C_7$  の 2 つのパラメータがあり、 $C_6$  は子パーセルが初期化されるまで分離されなければならないパーセル体積の割合を決定し、 $C_7$  は最終的に子パーセルに変形された噴出質量の割合を決定する。つまり、 $C_6$  による分離頻度と  $C_7$  による子パーセルの質量を独立的に調整することが可能である。子パーセルに対して与えられた標準速度成分  $V_{norm}$  は KH モデルの表面波の波長  $\Lambda$  と KH モデルの表面波の成長率  $\Omega$  と修正するモデル定数  $C_8$  から計算される。

$$V_{norm} = C_8 \cdot \Lambda \cdot \Omega \quad (\text{a-49})$$

### A-6.3 乱流分散モデル<sup>[8], [9]</sup>

乱流分散とは、液滴が流れの中を通っていくにつれて、液滴は乱流渦による相互作用により、液滴の進行方向が反れるという現象を表したものである。液滴が移動する軌跡は乱流渦による相互作用を示す乱流渦の瞬間的な速度と粒子慣性によって決定され、相互作用が考慮される領域から消え去るまでランダムウォーク計算と同様に計算される。乱流渦内の瞬間的なガス速度は平均領域流体速度  $u_{ig}$  と乱流運動エネルギー  $k$  から得られる。個々の渦による液滴の相互作用の時間は乱流渦寿命時間と液滴が渦を横切る時間の 2 つの基準から計算される。本計算では、Gosman と Ioannidis によって考え出された一般的な乱流分散モデルを使用している。

Gosman と Ioannidis の乱流分散モデルでは、噴霧液滴に対する乱流の影響は変動速度  $u_{ig}$  によって考慮されている。乱流モデルに  $k$ - $\varepsilon$  モデルを使用して等方性乱流と仮定しているので、液滴の変動速度の成分  $u'_i$  は次式のように標準偏差  $\sigma = \sqrt{2k/3}$  によるガウス分布から不規則に決定される。また  $\sigma$  内に示されている  $k$  は液滴位置での流体の乱流運動エネルギーである。

$$u'_i = \left(\frac{2}{3}k\right)^{1/2} \cdot \text{sign}(2Rn_i - 1) \cdot \text{erf}^{-1}(2Rn_i - 1) \quad (\text{a-50})$$

$Rn_i$  はそれぞれのベクトル成分についてのランダム数 ( $0 < Rn_i < 1$ ) で、 $\text{erf}^{-1}$  はガウス逆関数である。変動速度成分  $u'_i$  は時間の区分的な定数の関数として選ばれ、乱流相関時間  $t_{turb}$  が過ぎる時に  $u'_i$  は更新され、 $u'_i$  が持続するとしている。その乱流相関時間  $t_{turb}$  は渦崩壊時間と液滴が渦を横切る時間との最小値であり、次式によって与えられる。

$$t_{turb} = \min \left( C_\tau \frac{k}{\varepsilon}, C_l \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \frac{1}{|u_g + u' - u_d|} \right) \quad (\text{a-51})$$

$C_\tau = 1.0$  と  $C_l = 0.16432$  はモデル定数である。計算 Time step  $\Delta t$  が乱流相関時間  $t_{turb}$  より大きい場合では、噴霧積分ステップは  $t_{turb}$  まで減少する。

### A-6.4 衝突モデル

液滴同士が衝突することで、液滴同士に跳ね返りや合体、分離などの現象が起こり、衝突の際に質量や運動量、エネルギーが交換されるため、液滴の衝突を考慮することで、衝突後の液滴の進行や分裂、蒸発や燃焼に影響を及ぼすと考えられる。特にノズル付近では液滴の数密度も高いので、衝突が起こりやすい。衝突モデルとは、主に衝突する確率や衝突後の液滴の半径・速度を計算するモデルである。本研究では、衝突モデルに Nordin モデルを使用している。Nordin モデルは一般的な衝突モデルである O'Rourke モデルにパーセルの進行方向の考慮を加えたモデルである。

#### A-6.4.1 O'Rourke モデル<sup>[8], [9]</sup>

液滴の衝突は一般的に統計的手法により模擬される。まず衝突モデルが適用される前提条件は衝突を考慮する液滴同士が同じセル内にあることとパーセル内の液滴はパーセルがあるセル空間に一様に分布していることである。また衝突後の液滴の現象は合体と伸張分離（かすり衝突）の 2 つのみ考慮されている。

衝突が行われるセル空間の液滴について、より大きな半径を持った液滴は「Collector」と呼ばれ、それより小さい半径を持った液滴は「Droplet」と呼ばれる。

まず、あるパーセル1の「Collector」が他のパーセル（パーセル2）の「Droplet」との衝突回数 $\nu$ を求めるが、この衝突回数 $\nu$ はパーセル1の「Collector」が他のパーセル（パーセル2）の「Droplet」と衝突する確率 $P$ を計算するために求められる。この衝突回数 $\nu$ は次式のようになる。

$$\nu = \frac{N_2}{V_{cell}} \frac{\pi}{4} (d_1 + d_2)^2 |u_1 - u_2| \quad (\text{a-52})$$

$N_2$ はパーセル2内の液滴の数で、 $V_{cell}$ は両パーセルが位置している計算セルの体積である。

次に、「Collector」が「Droplet」により $n$ 回衝突を受けるという確率 $P$ はPoisson分布に従い、次式のようになる。

$$P_n = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad (\text{a-53})$$

$\bar{n} = \nu \cdot \Delta t$ は平均値（衝突の期待値）で、その $\Delta t$ は計算 Timestep である。また衝突が起きない確率は $P_0 = e^{-\bar{n}}$ となる。

そして次に、衝突が起きるかどうかが決めるパラメータとして第1ランダム数 $R_{n1}$ （ $0 \leq R_{n1} \leq 1$ ）が使われる。

- ・もし $R_{n1} < P_0$ ならば、液滴同士の衝突は計算されない。
- ・もし $R_{n1} \geq P_0$ ならば、全ての「Collector」は「Droplet」によって1回以上の衝突を受ける。

そして次に、衝突が起こる場合、どのタイプの衝突が起こるかを決めるパラメータの1つとして第2ランダム数 $R_{n2}$ （ $0 \leq R_{n2} \leq 1$ ）が使われる。 $R_{n2}$ を用いた衝突のタイプを最終的に分別する衝突インパクトパラメータ $b$ は次式のようになる。

$$b = (d_1 + d_2) \sqrt{R_{n2}} \quad (\text{a-54})$$

- ・もし $b < b_{cr}$ ならば、すべての衝突後の液滴の状態は合体となる。
- ・もし $b \geq b_{cr}$ ならば、それぞれの衝突はかすり衝突である。すなわちそれぞれの液滴は衝突前後で液滴の

大きさと温度を保つが、速度変化を受ける。

$b_{cr}$ は合体とかすり衝突を判別する閾値の臨界インパクトパラメータであり、その $b_{cr}$ は液滴直径、液滴同士の相対速度と液滴表面張力係数に関するWeber数 $We_d$ に依存する。

$$b_{cr}^2 = (d_1 - d_2)^2 \min[1.0, 2.4(f(\gamma)/We_d)] \quad (\text{a-55})$$

$$f(\gamma) = \gamma^3 - 2.4\gamma^2 + 2.7\gamma \quad \left(\gamma = \frac{d_2}{d_1}, d_1 > d_2\right) \quad (\text{a-56})$$

$$We_d = \frac{\rho_d |u_{d1} - u_{d2}|^2}{2\sigma} d_1 \quad (\text{a-57})$$

$R_{n2}$ はそれぞれの「Collector」についての合体回数 $n$ を決定するのに使われる。

$$\sum_{k=0}^{n-1} P_k \leq R_{n2} < \sum_{k=0}^n P_k \quad (\text{a-58})$$

合体の場合、質量と運動量及びエネルギーの保存により、それぞれの「Collector」や関連パーセルの $n$

個の液滴の直径・速度・温度は修正される．もし「Collector」による  $n$  回衝突が起こった後でも，不十分な数の液滴が存在するなら， $n$  回という回数は再計算され，全ての  $N_2$  個の液滴は合体し，液滴に関係しているパーセルは計算から取り除かれる．

かすり衝突の場合，それぞれの粒子についての 1 回の衝突だけは必ず計算される．かすり衝突は  $N$  対の液滴の間で計算され， $N$  は  $N_1$  と  $N_2$  の最小値である．衝突後のそれぞれの液滴の速度は次式で与えられる．

$$u_{d1}^* = \frac{u_{d1}d_1^3 + u_{d2}d_2^3 + d_2^3(u_{d1} - u_{d2})R_{n3}}{d_1^3 + d_2^3} \quad (\text{a-59})$$

$R_{n3}$  は以下のように定義された追加的な第 3 ランダム数である．

$$R_{n3} = \frac{b - b_{cr}}{(d_1^3 + d_2^3) - b_{cr}} \quad (\text{a-60})$$

衝突後の「Collector」と「Droplet」は質量と運動量及びエネルギーが保存されることが確かめられた後，パーセルに戻される．

#### A-6.4.2 Nordin モデル<sup>[8], [9]</sup>

Nordin モデルは O'Rourke モデルに主にパーセルの進行方向の考慮を加えたモデルである．この Nordin モデルは，パーセルの進行軌道の交差とその交差点が同時に噴霧積分ステップ内で達する場合に液滴同士の衝突は起こるとしている．そしてこのモデルによる衝突の前提条件として，パーセルは互いに向かって進行しているという次式の条件が求められている．

$$U_{12} = (\vec{U}_1 - \vec{U}_2) \cdot \frac{\vec{x}_2 - \vec{x}_1}{|\vec{x}_2 - \vec{x}_1|} > 0 \quad (\text{a-61})$$

$\vec{U}$  と  $\vec{x}$  はパーセル 1 と 2 の速度ベクトルと位置ベクトルを示す．そして更に，パーセルは次の積分ステップで互いに到達するのに十分近くなければならないという次式の条件を満たす必要がある．

$$U_{12}\Delta t > |\vec{x}_2 - \vec{x}_1| - (r_2 - r_1) \quad (\text{a-62})$$

$r$  は液滴半径を示す．もし式(a-62)の条件が満たされたら，パーセル間の最短距離が計算され，また互いのパーセルの最小距離に達する時間も計算される．最短距離とその最短距離に達するのに必要な時間に対する情報を用いて，確率密度関数  $P$  は次式のように計算される． $C_1$  はモデル定数である．

$$P = \left( \frac{r_2 + r_1}{\max(r_2 + r_1, D_{\min})} \right)^{C_1} \cdot \exp\left( \frac{-C_2|\alpha - \beta|}{\Delta t} \right) \quad (\text{a-63})$$

ここで， $\alpha - \beta$  はそれぞれのパーセルが最短距離  $D_{\min}$  を合わせるのに要する時間の違いを示す．もし上記に述べる全ての条件を満たし，ランダム数  $X$  が  $P$  より小さいなら，最終的には衝突が起こると決められる．

#### A-6.6 蒸発モデル<sup>[8], [9], [13]</sup>

蒸発モデルは，周囲流体と液滴との間での熱量のエネルギーバランスによって，液滴の温度変化と半径変化を計算する．本研究では，蒸発モデルに Dukowicz モデルを使用する．Dukowicz モデルはまず，以下の仮定に基づいている．

- ・液滴の形状は球とし，液滴表面の条件は一様である．
- ・液滴周りは準定常ガス膜である．
- ・液滴の温度は液滴直径に沿って均一である．
- ・周囲流体は均一の物理的特性を持つ．
- ・液体と蒸気は液滴表面で熱平衡の状態にある．



・ Lewis 数  $Le=1$  である（熱拡散による熱伝達と物質拡散による物質伝達の割合が同じである）。

液滴温度一定の仮定の下、周囲流体と液滴との間で、液滴の温度変化による熱量と蒸発によって奪われる熱量と熱伝達によって液滴に流れ込む熱量のエネルギーバランスを次式のように考える。

$$m_d c_{pd} \frac{dT_d}{dt} = L \frac{dm_d}{dt} + Q \quad (\text{a-73})$$

熱伝達によって液滴に流れ込む熱量、すなわち周囲流体から液滴表面に与えられた熱伝達量  $Q$  は以下のようなになる。

$$Q = \alpha A_s (T_\infty - T_s) \quad (\text{a-74})$$

$\alpha$  は周囲流体の熱伝達係数であり、 $A_s$  は液滴表面積である。式(a-74)の  $\alpha$  を Nusselt 数  $Nu$  によって置き換えると、熱伝達量  $Q$  は以下のようなになる。

$$Q = D_d \pi \lambda Nu (T_\infty - T_s) \quad (\text{a-75})$$

また単一の球状液滴の場合、Nusselt 数  $Nu$  は以下のように Reynolds 数  $Re$  と Prandtl 数  $Pr$  で表される。 $E_1$  はモデル定数である。

$$Nu = \left(2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3}\right)^{E_1} \quad (\text{a-76})$$

気体粘度・比熱・熱伝導率等を評価する輸送特性のための基準温度は式(a-77)のような局所領域流体温度と液滴表面温度との間の平均温度である。

$$\bar{T} = \frac{T_\infty + T_s}{2} \quad (\text{a-77})$$

液滴表面条件の一様性の仮定により、局所表面熱流束  $\dot{q}_s$  と気体質量流束  $\dot{f}_{vs}$  を導入した時、質量変化を示す方程式は以下のようなになる。

$$\frac{dm_d}{dt} = Q \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} \quad (\text{a-78})$$

そして式(a-73), (a-78)より、エネルギーバランス方程式は以下のように式変形される。

$$m_d c_{pd} \frac{dT_d}{dt} = Q \left(1 + L \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s}\right) \quad (\text{a-79})$$

式(a-79)の  $\dot{q}_s$  と  $\dot{f}_{vs}$  の比率は以下のように表される。 $E_2$  はモデル定数である。

$$\frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} = \left[ \frac{\rho \beta}{k} \left( \frac{1}{1 - Y_{vs}} \right) \frac{\nabla_s Y_v}{\nabla_s T} \right]^{E_2} \quad (\text{a-80})$$

式(a-80)の比率  $\frac{\nabla_s Y_v}{\nabla_s T}$  は熱と質量の遷移微分方程式や境界条件と類似した概念によって、次式のように算出されている。

$$\frac{\nabla_s Y_v}{\nabla_s T} = \frac{c_p}{Le \left[ \frac{h_\infty - h_s}{Y_{v\infty} - Y_{vs}} - h_{vs} + h_{gs} \right]} \quad (\text{a-81})$$

$$\text{Lewis 数} : Le = \frac{\rho c_p D}{\lambda} \quad (\text{a-82})$$

$Le=1$  という仮定により、式(a-80)の  $\dot{q}_s$  と  $\dot{f}_{vs}$  の比率は最終的に以下のように表される。

$$\frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} = \left[ \frac{-B_y}{h_\infty - h_s - (h_{vs} - h_{gs})(Y_{v\infty} - Y_{vs})} \right]^{E_2} \quad (\text{a-83})$$

$$B_y = \frac{Y_{vs} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vs}} \quad (\text{a-84})$$

式(a-84)の  $B_y$  は質量移動係数である。

よって、式(a-75), (a-79), (a-83)より、液滴の温度変化を示す式は次式のようにまとめられる。

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{6\lambda}{\rho_d D_d^2 c_{pd}} \cdot \left(2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3}\right)^{E_1} \cdot (T_\infty - T_s) \left[ 1 + L \left( \frac{-B_y}{h_\infty - h_s - (h_{vs} - h_{gs})(Y_{v\infty} - Y_{vs})} \right)^{E_2} \right] \quad (\text{a-85})$$

また、式(a-78)が液滴の半径変化を示す式(a-86)になり、最終的に式(a-87)のようにまとめられる。

$$\frac{dm_d}{dt} = \rho_d \cdot 4\pi r_d^2 \cdot \frac{dr}{dt} = Q \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} \quad (\text{a-86})$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\lambda}{2\rho_d r_d} \cdot \left(2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3}\right)^{E_1} \cdot (T_\infty - T_s) \left[ \frac{-B_y}{h_\infty - h_s - (h_{vs} - h_{gs})(Y_{v\infty} - Y_{vs})} \right]^{E_2} \quad (\text{a-87})$$

## A-7 着火・燃焼モデル

本研究では、着火・燃焼モデルに ECFM-3Z モデルを使用している。

### A-7.1 CFM モデルと ECFM-3Z モデルの背景<sup>[8], [14], [18]~[23]</sup>

ECFM-3Z モデルとは **3-Zones Extended Coherent Flame Model** の略称で、そのモデルは CFM (Coherent Flame Model) モデルのコンセプトに基づいて改良されたモデルである。ECFM-3Z の他に CFM モデルのコンセプトに基づいて改良された FIRE 内のモデルは、CFM-2A, MCFM (Modified CFM), ECFM (Extended CFM) がある。

CFM モデルは燃焼の化学反応が既燃ガスと未燃ガスを分ける火炎面で起こると仮定し、乱流火炎面をしわ状層流火炎面として解釈する層流火炎片モデル (Laminar Flamelet Model) のコンセプト<sup>[15], [16]</sup>に基づいているものであり、CFM モデル自体は乱流火炎の局所燃料消費速度を局所層流燃焼速度と火炎表面密度 (単位体積当りの火炎表面積) との積として考えたモデルである。局所層流燃焼速度は局所の筒内圧力・筒内温度・空気過剰率の関数により求まり、火炎表面密度はその輸送方程式を解くことで求まる。

Colin らによって改良された ECFM モデル<sup>[17]</sup>は直噴を含めた点火プラグ着火ガソリンエンジンの予混合燃焼に適しており、噴霧液滴の蒸発過程と EGR の影響が与える燃焼を考慮し、その燃焼に合わせた NO 生成過程を再現するモデルである。ECFM モデルは予混合燃焼では多くの実測結果と一致を示し、実績はあるが、ディーゼルの拡散燃焼については多くの実測結果に一致させることがやや難しく、特に燃料と空気の混合状態の記述を改良する必要があった。そこで、ECFM-3Z モデルでは、まず燃料噴射後に全セルを 3 つの領域: 「純燃料非混合領域」・「残留ガスを含めた空気非混合領域」・「燃料と空気の混合領域」のいずれかの領域に分けて、更にそれぞれの領域に対して着火・燃焼の有無に応じて既燃ガスと未燃ガスの 2 つの

領域に分けるという最大で 6 領域を対象とし、それぞれの領域での化学種について輸送方程式を解くものである。また ECFM-3Z モデルでは、CFM (ECFM) モデルとは異なり、乱流火炎の局所燃料消費速度は局所層流燃焼速度と火炎表面密度からは算出せず、混合後の自己着火・拡散燃焼とその遷移の過程に分けた局所燃料消費速度を考慮するため、燃料と空気の未燃非混合領域同士に適用する混合モデルと未燃混合領域に適用する自己着火モデル、既燃混合領域に適用する拡散燃焼モデルを新たに導入している。

### A-7.2 ECFM-3Z モデルの領域区分と添え字の説明<sup>[8], [14], [18]~[23]</sup>

ECFM-3Z モデルでは、まず燃料が噴射されてから噴射範囲・混合範囲に応じて、全セルを 3 つの領域：「純燃料非混合領域（領域 F : Fuel）」・「残留ガスを含めた空気非混合領域（領域 A : Air+EGR）」・「燃料と空気の混合領域（領域 M : Mixed）」のいずれかの領域に分配する。それと同時に、それぞれの領域に対して自己着火・予混合火炎伝播が行われたかどうかに応じて既燃ガス領域（領域 b : burned gas）と未燃ガス領域（領域 u : unburned gas）の 2 つの領域に分配する。以上のことにより、 $F^b, F^u, M^b, M^u, A^b, A^u$  という Fig. a-8 に示すような最大で 6 領域にセルが分配されることが分かり、 $F=F^b+F^u, M=M^b+M^u, A=A^b+A^u$  という領域構成になる。分配する詳細な過程は全部で 4 つある（それぞれの過程に適用するモデルも示す）(Fig. a-9)。

- ・ Case-1 : 燃料噴射領域（領域  $F^u$ ）の形成
- ・ Case-2 : 領域  $A^u$  と領域  $F^u$  の間の混合領域  $M^u$  の形成（両者の間に混合モデルを適用。）
- ・ Case-3 : 自己着火・予混合火炎伝播による領域  $A^b, F^b, M^b$  の形成（領域  $M^u$  に自己着火モデルと領域  $M^u$  の自己着火から領域  $M^b$  の主燃焼へ遷移するモデルを適用。）
- ・ Case-4 : 拡散火炎による領域  $A^b, F^b$  の縮小と領域  $M^b$  の拡大（領域  $M^b$  に拡散燃焼モデルを適用。）

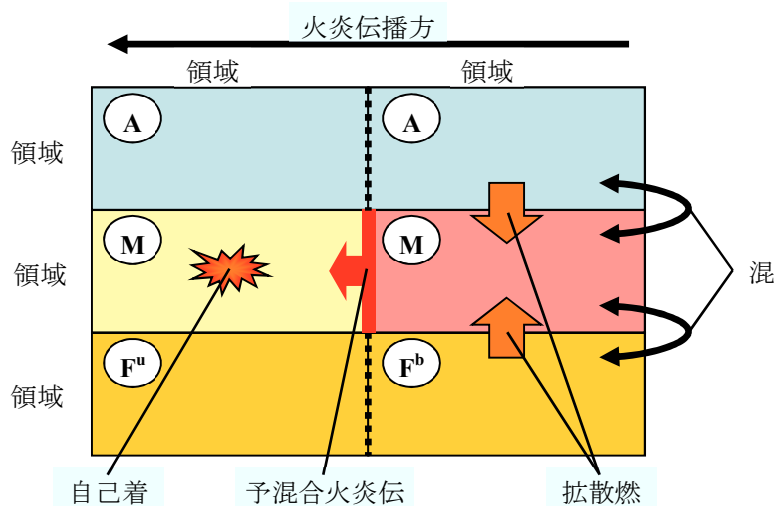


Fig. a-7 - ECFM-3Z の分配領域

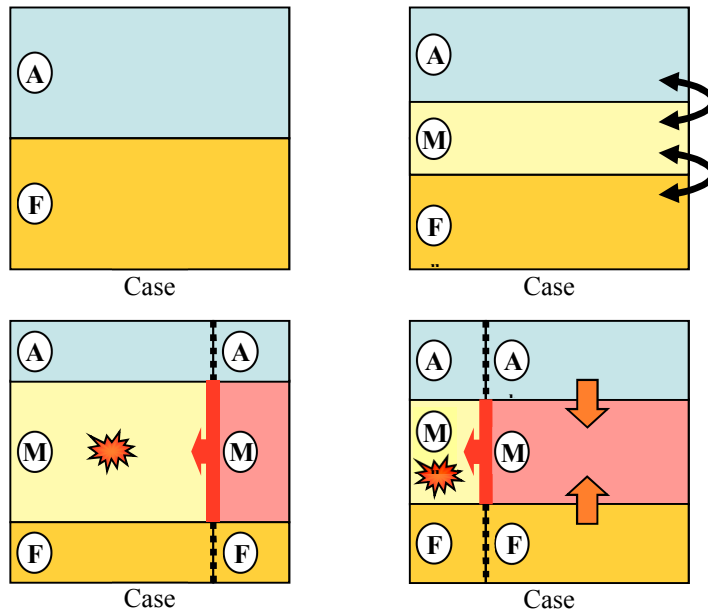


Fig. a-8 — ECFM-3Z の領域分配過程

### A-7.3 ECFM-3Z モデルの混合分率 $Z$ と反応進行係数 $\tilde{c}$ <sup>[8], [14], [20]~[23]</sup>

領域 M 内のセルの混合状態は混合分率  $Z$  で、領域 M 内のセルの燃焼進行状態は反応進行係数  $\tilde{c}$  で表される。A-7.2 で述べた分配方法は、式(a-88)に示す混合分率  $Z$  の 3 次元デルタ分布による確率分布関数に従う。式(a-88)の右辺の第 1 項・第 2 項・第 3 項はそれぞれ領域 A・領域 F・領域 M の形成確率を示している。この分配方法は  $Z$  空間での離散化が 3 つの領域のみによって実行されるという簡略化された CMC (Conditional Moment Closure) 法に基づいている。

$$P(Z) = a\delta(Z) + b\delta(Z - \bar{Z}^M) + c\delta(Z - 1) \quad (\text{a-88})$$

$\bar{Z}^M$  は領域 M での混合分率の平均値である。

反応進行係数  $\tilde{c}$  は 0 から 1 の間の数値を取り、0 であれば全く燃焼が進行しておらず(既燃ガス量なし)、1 であれば完全に燃焼が進行している(未燃ガス量なし)ということを示している。

### A-7.4 一般化学種の輸送方程式、文字式・Tracer・条件付き文字式の定義 <sup>[8], [14], [20]~[23]</sup>

ECFM-3Z モデルでは、燃料 (Fu),  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $NO$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $O$ ,  $H$ ,  $N$ ,  $OH$  を一般化学種として考慮し、全セルに対して質量アンサンブル平均を用いた輸送方程式を解いている。化学種 X についての輸送方程式を式(a-89)に示す。

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_X}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_X}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_X}{\partial x_i} \right) + \bar{\omega}_X \quad (\text{a-89})$$

$\tilde{Y}_X$  は化学種 X の平均質量分率である。 $\mu$  と  $\mu_t$  はそれぞれ層流粘性係数と乱流粘性係数であり、 $Sc$  と  $Sc_t$  はそれぞれ層流シュミット数と乱流シュミット数である。 $\bar{\omega}_X$  は化学種 X の平均燃焼ソース項である。また  $\tilde{Y}_X$  は以下のように表すこともできる。

$$\tilde{Y}_X = \frac{\bar{m}_X}{\bar{m}} = \frac{\bar{m}_X/V}{\bar{m}/V} = \frac{\bar{\rho}_X}{\bar{\rho}} \quad (\bar{\rho}_X = \bar{\rho} \tilde{Y}_X) \quad (\text{a-90})$$

$\bar{m}$  はセル質量,  $V$  はセル体積で,  $\bar{\rho} = \bar{m}/V$  はセル内の平均密度である.

化学種 X に関しては, 燃料未燃ガスと既燃ガスの 2 つの領域に分けることができ, 未燃ガスの化学種 X の平均質量分率を  $\tilde{Y}_X^u$ , 既燃ガスの化学種 X の平均質量分率を  $\tilde{Y}_X^b$  とし,  $\tilde{Y}_X = \tilde{Y}_X^u + \tilde{Y}_X^b$  という関係にある. 更に, 領域 F(A)での化学種 X の平均質量分率は  $\tilde{Y}_X^F$  ( $\tilde{Y}_X^A$ ) となり, 未燃ガス及び既燃ガスについては同様に  $\tilde{Y}_X^{u,F}$  ( $\tilde{Y}_X^{u,A}$ ),  $\tilde{Y}_X^{b,F}$  ( $\tilde{Y}_X^{b,A}$ ) となり,  $\tilde{Y}_X^F = \tilde{Y}_X^{u,F} + \tilde{Y}_X^{b,F}$  ( $\tilde{Y}_X^A = \tilde{Y}_X^{u,A} + \tilde{Y}_X^{b,A}$ ) という関係にある.

$$(\text{例: } \tilde{Y}_{Fu} = \tilde{Y}_{Fu}^u + \tilde{Y}_{Fu}^b, \tilde{Y}_{Fu}^F = \tilde{Y}_{Fu}^{u,F} + \tilde{Y}_{Fu}^{b,F}, \tilde{Y}_{O_2}^A = \tilde{Y}_{O_2}^{u,A} + \tilde{Y}_{O_2}^{b,A})$$

また, 領域 M での化学種 X の平均密度  $\bar{\rho}_X^M$  は以下のようにになる.

$$\bar{\rho}_X^M = \bar{\rho} \tilde{Y}_X^M = \bar{\rho}_X - \bar{\rho}_X^A = \bar{\rho} \tilde{Y}_X - \bar{\rho} \tilde{Y}_X^A \quad (\text{a-91})$$

$$(\text{例: } \bar{\rho}_{Fu}^{u,M} = \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^u - \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^{u,F}, \bar{\rho}_{Fu}^{b,M} = \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^b - \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^{b,F})$$

$\tilde{Y}_X^u$  と  $\tilde{Y}_X^b$  についての領域 u と領域 b に対する燃料液滴の蒸発ソース項 (質量生成率)  $\bar{\rho} \bar{S}_{Fu}^u$ ,  $\bar{\rho} \bar{S}_{Fu}^b$  と領域 u と領域 b で生成する燃焼ソース項  $\bar{\omega}_{Fu}^u$ ,  $\bar{\omega}_{Fu}^b$ , 領域 u から領域 b に移動する燃焼ソース項  $\bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b}$  を考慮した輸送方程式は以下のようにになる.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^u}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_{Fu}^u}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_i}{Sc_i} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{Fu}^u}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho} \bar{S}_{Fu}^u + \bar{\omega}_{Fu}^u - \bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b} \quad (\text{a-92})$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_{Fu}^b}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_{Fu}^b}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_i}{Sc_i} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{Fu}^b}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho} \bar{S}_{Fu}^b + \bar{\omega}_{Fu}^b + \bar{\omega}_{Fu}^{u \rightarrow b} \quad (\text{a-93})$$

$\bar{S}_{Fu}^u$ ,  $\bar{S}_{Fu}^b$  は燃料液滴の定量蒸発ソース項  $\bar{S}_{Fu}$  と  $\tilde{c}$  によって表現される.

$$\bar{S}_{Fu}^u = \bar{S}_{Fu} (1 - \tilde{c}) \quad (\text{a-94})$$

$$\bar{S}_{Fu}^b = \bar{S}_{Fu} \tilde{c} \quad (\text{a-95})$$

$\bar{\omega}_{Fu}^u$  は自己着火もしくは火炎伝播による反応を示し,  $\bar{\omega}_{Fu}^b$  は拡散燃焼による反応を示している.

ECFM-3Z モデルでは, あらかじめ領域 M での混合分率の平均値  $\bar{Z}^M$  を基準にして燃焼が起こるかどうかを探り, 燃焼が確実に起こる領域にのみ, 自己着火・拡散燃焼のモデルを導入することで, 計算の最適化を図っている. 基準とする  $\bar{Z}^M$  は式(a-96)のように定義されるが,  $\bar{Z}^M$  は Tracer と呼ばれる燃焼開始前の燃料の平均質量分率  $\tilde{Y}_{TFu}$  に置き換えられる.

$$\bar{Z}^M = \frac{\bar{m}_{Fu}^M}{\bar{m}_{Fu}^M + \bar{m}_{O_2}^M} \quad (\text{a-96})$$

$\bar{m}_{Fu}^M$  は領域 M での燃料の平均質量で,  $\bar{m}_{O_2}^M$  は領域 M での酸素の平均質量である. 置き換えられた  $\tilde{Y}_{TFu}$  を用いて,  $\tilde{Y}_{TFu} - \tilde{Y}_{TFu}^F$  を計算し, 燃焼が確実に起こると決められた規定値よりセル内のこの値が小さい場合は, そのセルに対して自己着火・拡散燃焼のモデルに適用されない.  $\tilde{Y}_{TFu}$  を含めた燃焼開始前の化学種 X の Tracer 質量分率は  $\tilde{Y}_{TX}$  となり, 以下のように書き直される.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_{TX}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_{TX}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{TX}}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho} \tilde{S}_{TX} \quad (\text{a-97})$$

反応進行係数  $\tilde{c}$  は  $\tilde{Y}_{TFu}$  を用いて以下のように定義される.

$$\tilde{c} = 1 - \frac{\bar{m}^u}{\bar{m}} = 1 - \frac{\tilde{Y}_{Fu}^u}{\tilde{Y}_{TFu}} = \frac{\tilde{Y}_{Fu}^b}{\tilde{Y}_{TFu}} \quad (\text{a-98})$$

また, 混合領域 M に自己着火・拡散燃焼のモデルが適用されている場合, 領域 M での平均密度と領域 M での化学種 X の平均密度及び平均質量分率には条件を付けて以下のように定義する.

領域 M での条件付き平均密度:  $\bar{\rho}^M \Big|_M$ , 領域 M での化学種 X の条件付き平均密度:  $\bar{\rho}_X^M \Big|_M$ , 領域 M での

化学種 X の条件付き平均質量分率:  $\tilde{Y}_X^M \Big|_M$

## A-8 エミッションモデル

本研究では, エミッションモデルに NOx 生成モデルと Soot の生成・酸化モデルを考慮している.

### A-8.1 NOx 生成モデル<sup>[8], [24]</sup>

NOx 生成モデルとして拡大 Zeldovich 機構<sup>[25]</sup>が広く用いられている.

Thermal NOx は空気中の窒素を起源とし, 1800K 以上の高温で生成されるので, この名があり, 拡大 Zeldovich 機構と呼ばれる次の反応によって生成される.



反応(R14)~(R16)の順反応速度定数を  $k_{1f} \sim k_{3f}$ , 逆反応速度定数を  $k_{1b} \sim k_{3b}$  とすると, NO と N の生成速度は式(a-135), (a-136)で与えられる.

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = k_{1f}[\text{N}_2][\text{O}] - k_{1b}[\text{NO}][\text{N}] + k_{2f}[\text{O}_2][\text{N}] - k_{2b}[\text{NO}][\text{O}] + k_{3f}[\text{N}][\text{OH}] - k_{3b}[\text{NO}][\text{H}] \quad (\text{a-99})$$

$$\frac{d[\text{N}]}{dt} = k_{1f}[\text{N}_2][\text{O}] - k_{1b}[\text{NO}][\text{N}] - k_{2f}[\text{O}_2][\text{N}] + k_{2b}[\text{NO}][\text{O}] - k_{3f}[\text{N}][\text{OH}] + k_{3b}[\text{NO}][\text{H}] \quad (\text{a-100})$$

ただし,

$$k_{1f} = 6.63 \times 10^7 \exp(-37765/T), \quad k_{1b} = 1.55 \times 10^7, \quad k_{2f} = 8980T \times \exp(-3281/T), \quad k_{2b} = 1950T \times \exp(-19343/T),$$

$$k_{3b} = 4.20 \times 10^7, \quad k_{3b} = 1.20 \times 10^8 \exp(-24395/T)$$

で, 単位はすべて  $[\text{m}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})]$  である.

[N]は通常, 非常に小さいので,  $d[\text{N}]/dt \doteq 0$  と仮定する (N 原子の準定常近似). すると, 式(a-100)から [N] の値が求められるので, これを式(a-99)に代入すると, NO の生成率が次のように求められる.

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{NO}]}{dt} &= k_{1f}[\text{N}_2][\text{O}] - k_{2b}[\text{NO}][\text{O}] - k_{3b}[\text{NO}][\text{H}] \\ &+ \{-k_{1b}[\text{NO}] + k_{2f}[\text{O}_2] + k_{3f}[\text{OH}]\} \times \frac{k_{1f}[\text{N}_2][\text{O}] + k_{2b}[\text{NO}][\text{O}] + k_{3b}[\text{NO}][\text{H}]}{k_{1b}[\text{NO}] + k_{2f}[\text{O}_2] + k_{3f}[\text{OH}]} \end{aligned} \quad (\text{a-101})$$



[NO]以外のモル濃度に平均値を用いれば、式(a-137)の計算は容易に実行できる。

燃料希薄の高温領域では反応(R16)は無視でき、更に[N<sub>2</sub>]や[O<sub>2</sub>]に比べて[NO]は十分小さいから、式(a-137)で[NO]=k<sub>3f</sub>=k<sub>3b</sub>=0と置いて、

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2k_{1f}[\text{N}_2][\text{O}] \quad (\text{a-102})$$



の部分平衡が成り立っているとすれば、[O]=K<sub>fO</sub>[O<sub>2</sub>]<sup>1/2</sup>（平衡定数K<sub>fO</sub>）であるから、

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2k_{1f}K_{fO}[\text{N}_2][\text{O}_2]^{1/2} \quad (\text{a-103})$$

すなわち、あたかもk=2k<sub>1f</sub>K<sub>fO</sub>を反応速度定数とするN<sub>2</sub>+1/2O<sub>2</sub>反応が起こっているかのごとき様相を呈する。

本研究では拡大Zeldovich機構に加え、部分平衡を考慮したNO<sub>x</sub>モデルを適用した。O, N, H, OHなどの拡大Zeldovichにみられるラジカルは平衡定数とstable moleculesを用いて計算される。既燃ガス内でのNO生成は火炎前面で生成したNOより支配的であるので、NO生成と燃焼過程は切り離して考え、O, O<sub>2</sub>, OH, H, H<sub>2</sub>濃度を局所圧力および平衡温度における平衡値として見積もるのは妥当である。ゆえに、このモデルではNO生成速度を次のようにする。

$$\frac{\partial c_{NO}}{\partial t} = \frac{2R_1 \left[ 1 - \left( \frac{c_{NO}}{c_{NO_e}} \right)^2 \right]}{1 + \frac{c_{NO}}{c_{NO_e}} \frac{R_1}{R_2 + R_3}}$$

ここで、 $R_1 = k_{1b}c_{NO_e}c_{N_e}$ 、 $R_2 = k_{2f}c_{N_e}c_{O_{2e}}$ 、 $R_3 = k_{3f}c_{N_e}c_{OH_e}$ であり、 $c_{ie}$ は化学種iの平衡濃度である。

## A-8.2 Sootの生成・酸化モデル

### A-8.2.1 Sootの生成機構<sup>[24]</sup>

実際のところ、Sootの詳細な生成機構については未だあまり明確になっていない。Sootの生成機構としては、①多環芳香族炭化水素PAH（Polynuclear Aromatic Hydrocarbon）を経由して生成されるとする説、②アセチレンC<sub>2</sub>H<sub>2</sub>を経由して生成されるとする説、③炭化水素イオン（C<sub>3</sub>H<sub>3</sub><sup>+</sup>、CHO<sup>+</sup>等）を経由して生成されるとする説などが提案されている。どれが定説となるのか見通しは立っていないが、いずれかの経路をとって生成した巨大分子が電荷を帯びて凝縮し、その液滴表面にさらに炭化水素が析出して成長する。そして衝突と合体を繰り返しながら脱水素反応が進行し、固体の球形粒子（直径数mm～数十mm）に変化していく。この球形粒子は電荷を帯びているので、互いに凝集して鎖状につながり、凝集体を形成する。球形粒子の酸化反応も並行して進行する。

以上のように、Sootの生成機構に関して定説はなく、ましてや実際の現象の生成速度や酸化速度を見積もることなど不可能に近いが、現象論的に考え出されたそれらの速度を示す経験式は一応与えられており、その経験式が一般的に計算ではSootの生成・酸化を示す速度と見なされている。

### A-8.2.2 Soot の生成・酸化モデル<sup>[8], [26], [27]</sup>

Soot に関する物理量は以下のような Soot の平均質量分率  $\tilde{y}_s$  の輸送方程式を解くことで求められる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho\tilde{y}_s}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_j \tilde{y}_s}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_{eff}}{Sc} \frac{\partial \tilde{y}_s}{\partial x_j} \right) + S_{\tilde{y}_s} \quad (\text{a-104})$$

$\mu_{eff}$  は有効層流粘性係数,  $Sc$  は層流シュミット数,  $S_{\tilde{y}_s}$  は Soot の平均質量分率のソース項である.  $S_{\tilde{y}_s}$  は次式のように定義される.

$$S_{\tilde{y}_s} = S_n + S_g + S_{O_2} \quad (\text{a-105})$$

$S_n$  は Soot の核生成速度,  $S_g$  は Soot の表面成長速度,  $S_{O_2}$  は Soot の酸化速度 (負の項) を示す.

Soot 質量分率のソース項を示すモデルとして, 本研究では Kennedy-Hiroyasu-Magnussen モデルを使用している. Soot の核生成過程には最大核生成率  $C_n$  を用い, 最大核生成率での混合分率  $f_n$  を確率分布の平均値と見なし, 所定の  $f_n$  の変数を確率分布の分散と見なして, 標準正規分布関数で表現する確率的概念の生成速度に取り入れており, Soot の表面成長過程は混合分率と Soot の平均質量分率の関数と筒内圧力を用いたアレニウス型表面成長速度で表している. そして Soot の酸化過程は Magnussen Eddy Dissipation コンセプトを基に酸化速度を表している.

#### ・ Kennedy-Hiroyasu-Magnussen モデルの Soot の核生成速度

$$S_n = C_n \exp \left\{ \frac{-(f - f_n)^2}{\sigma_n^2} \right\} \quad (\text{a-106})$$

$C_n$  は最大核生成率[1/(m<sup>3</sup>s)],  $f$  は燃料と空気の混合分率,  $f_n$  は最大核生成率での混合分率,  $\sigma_n$  は所定の  $f_n$  の変数である.

#### ・ Kennedy-Hiroyasu-Magnussen モデルの Soot の表面成長速度

$$S_g = A \cdot F(f, \tilde{y}_s) \cdot p^{0.5} \cdot \exp \left\{ -\frac{E_a}{RT} \right\} \quad (\text{a-107})$$

$A$  は指数係数,  $p$  は筒内圧力[bar],  $E_a$  は活性化エネルギー,  $R$  は一般ガス定数[J/(mol K)],  $T$  は筒内温度[K],  $F(f, \tilde{y}_s)$  は固有表面成長率である.

#### ・ Kennedy-Hiroyasu-Magnussen モデルの Soot の酸化速度

Soot の酸化は O<sub>2</sub> と OH ラジカルを生じるが, O<sub>2</sub> による反応が支配的であり, OH を通した酸化は無視できる. また燃料の燃焼と同様に, Soot の酸化には渦による乱流混合が影響を与えるので,  $k$ - $\epsilon$  モデルから得られた乱流特性時間 (乱流混合時間) が酸化速度を決めるパラメータの 1 つとなり, 更に Soot の渦と酸素の渦が出くわし, 両者が崩壊して分子レベルの混合に至る過程で酸化反応が進行することを考えると, Soot の酸化速度は大きな乱れの渦が微小な渦に崩壊する速度, すなわち乱れエネルギーの減衰速度に比例する. そのため, Soot・酸素と燃料を含む混合ガスの渦塊が崩壊していく過程での酸化反応は, スカラー量に関して, 2 者のうち最も少ないものの量に支配されるという Magnussen と Hjertager による Magnussen Eddy Dissipation コンセプトを基にして酸化速度に導入している. Soot 酸化ソース項は以下のようになる.

$$S_{O_2} = -\frac{A}{\tau} \cdot \min \left[ \tilde{y}_s, \left( \frac{\tilde{y}_{O_2}}{m_s} \right) \left( \frac{\tilde{y}_s m_s}{\tilde{y}_s m_s + \tilde{y}_{fu} m_{fu}} \right) \right] \quad (\text{a-108})$$

$A$  はモデル定数,  $\tilde{y}_{fu}$  は燃料の平均質量分率,  $m_s$  は Soot が酸化するのに要する理論酸素量,  $m_{fu}$  は燃料が燃焼するのに要する理論酸素量である.

#### 付録の参考文献

- [1] AVL FIRE Version 2008 CFD Solver, AVL 社, 2008 年 6 月
- [2] スハス V. パタンカー原著, 水谷幸夫・香月正司共訳: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版株式会社, 1983
- [3] 木田重雄, 柳瀬眞一郎: 乱流力学, 朝倉書店, 1999
- [4] 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 株式会社 養賢堂, 1999
- [5] 吉澤徹, 村上周三, 小林敏雄, 谷口伸行, 戴毅, 黒田明慈, 他: 乱流解析 数値流体力学シリーズ 3, 東京大学出版会, 1995
- [6] Gunter P. Merker, et al. : Simulating Combustion Simulation of Combustion and Pollutant formation for engine-development with 242 figures pp.307 ~ 309, Springer
- [7] Computational Fluid Dynamics Software STAR-CD Version 3.2 理論マニュアル [6-3 ~ 6-6], 株式会社 CDAJ
- [8] AVL FIRE Version 2008 ICE Physics & Chemistry, AVL 社, 2008 年 6 月
- [9] C. Baumgarten : Mixture Formation in Internal Combustion Engines , Springer
- [10] Schiller L., Naumann A.Z., VDI 77, pp.318 ~ 320, 1933
- [11] Nurick W.H. : "Orifice Cavitation and its Effects on Spray Mixing ", J. Fluids Eng. Vol.90 pp.681 ~ 687, 1976
- [12] v. Kunsberg-Sarre C., Kong S.C., Reitz R.D. : "Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays" , SAE paper 1999-01-0912, 1999
- [13] John K. Dukowicz : "Internal Report - Quasi-Steady Droplet Phase Change in the Presence of Convection", LA-7997-MS, LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY
- [14] O. Colin, A. Benkenida : " The 3-Zone Extended Coherent Flame Model (ECFM3Z) for Computing Premixed / Diffusion Combustion" , Oil & Gas Science and Technology—Rev. IFP vol.59 No.6 pp.593 ~ 609, 2004
- [15] 徳田茂史, 谷口 伸行, 山田 英助: 「flamelet approach を用いた燃焼モデルの精度検証」, 第 18 回 数値流体力学シンポジウム (JSFM) 資料[B7-4], 2004
- [16] ŞEVKET A. BAYKAL M.Sc., METU : " A hybrid unsteady flamelet model for large eddy simulation of turbulent diffusion flames" , Doctor Thesis in ETH Zurich University pp.27 ~ 34, 2005
- [17] O. Colin, A. Benkenida, C. Angelberger : "3D Modeling of Mixing, Ignition and Combustion Phenomena in Highly Stratified Gasoline Engines" , Oil & Gas Science and Technology—Rev. IFP vol.58 No.1 pp.47 ~ 62, 2003
- [18] Marc ZELLAT, Driss ABOURI, Thierry CON : " Advanced modeling of DI Diesel Engine : Investigations on Combustion, High EGR level and multiple-injection Application to DI Diesel Combustion Optimization" , CD-adapco Group
- [19] Julien Bohbot, et al. : " Three Dimensional Modelling of Combustion in a Direct Injection Diesel Engine Using a New Unstructured Parallel Solver"
- [20] Bruno Dillies, et al. : " Diesel Engine Combustion Modeling Using the Coherent Flame Model in Kiva-II" , SAE paper 930074, 1993

- [21] Xiuyong Shi, Guoxiang Li : ” DI Diesel Engine Combustion Modeling Based on ECFM-3Z Model” , SAE paper 2007-01-4138
- [22] P. Priesching, et al. : ” 3D-CFD Modeling of Conventional and Alternative Diesel Combustion and Pollutant Formation – A Validation Study” , SAE paper 2007-01-1907
- [23] Moritz Frobenius, Roland Pittermann : ” Investigations of measures to reduce soot emissions of medium speed ship diesel engines using optical measurements and CFD” , AVL 第3回 AST ユーザーミーティング 資料, AVL List GmbH, 2007
- [24] 水谷 幸夫 : 燃焼工学 第2版 pp.211 ~ 219, 森北出版株式会社, 1989
- [25] J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble : Combustion 3rd edition 17.1, 2001
- [26] 技術資料 燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法 pp.126 ~ 127, 日本機械学会, 1980
- [27] F. Magnussen, B. H. Hjertager. : ” On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion” , In Sixteenth Symposium (International) on Combustion pp.719 ~ 729, 1977

## 謝辞

ここに、私が九州大学総合理工学府環境エネルギー工学専攻の修士課程に入学して以来、博士後期課程修了に至るまで、5年間在籍した熱機関工学研究室において行ってきた研究の成果を取りまとめた論文を完成させることができました。

研究室配属以来一貫してエンジン内噴霧燃焼の可視化実験とその評価を題材に研究を行ってまいりましたが、実験の方向付けや実験結果の吟味をするに高崎教授から絶えず的確な助言を頂き、また研究発表や論文執筆に関しても丁寧なご指導を頂きましたことは、大変ありがたく、この上ない勉強となりました。

実験装置の中でも光学系、計測系に関しては田島准教授に助言を頂くことも多く、大きな助けとなりました。

中島特別研究員は、実験装置全般の設計製作、機器の運転、現場の監督など、実験実務全般に渡り尽力してくださいました。他にも、その豊富な経験と知識から、実験のイロハを手取り足取り教えていただきました。特に、問題が生じた際の原因追究、またそれへの対処など、あらゆるものを利用し困難を切り抜ける技術は、机上では学べない貴重なものでした。

研究室の学生の皆様には可視化エンジンの透明ピストンを磨くなどの忍耐を要する作業や、実験全般の補佐やデータのまとめ等をしていただいたり、数値計算のオペレーションをしていただいた他、議論を重ねる中で、いろいろ勉強させていただいたり、新たな発見もさせてもらいました。

思い返せば、海上保安庁の巡視船乗組員としての生活から一転し、大学院生として学術研究の世界に足を踏み入れることとなったわけですので、まずは講義に着いていけるか、さらに研究はまともにできるのか、当初は不安でいっぱいでしたが、高崎教授を始め、田島准教授、中島特別研究員、研究室の同期、先輩、後輩学生の皆様方からご指導、ご支援を頂いたおかげで無事に大学院生活も修了の運びとなり、こうして学位論文も完成へこぎつけました。ここに、心より御礼申し上げます。

また、私がここにこれほどまで貴重な経験をするのができたのは大学院研修という機会を与えてくださった海上保安庁教育訓練管理官や海上保安大学の先生方、関係者の皆様方のおかげであり、誠に感謝の念に堪えません。

最後に、研究生活を支えてくれた家族への感謝の意をここに表し、結びに代えさせていただきます。