

火花点火機関における圧縮自着火の物理的・化学的過程が
ノックの生起におよぼす影響

2017 年度

松浦 勝也

学位論文 博士（工学）

火花点火機関における圧縮自着火の物理的・化学的過程が
ノックの生起におよぼす影響

2017 年度

慶應義塾大学大学院理工学研究科

松浦 勝也

目次

目次
記号表

第1章 緒論

1. 1	研究の背景	・・・	1
1. 2	内燃機関の熱効率		
1. 2. 1	考えうる最大仕事	・・・	1
1. 2. 2	実機関の P - V 線図にみる各損失	・・・	4
1. 3	関連研究		
1. 3. 1	ノックに関する従来の研究	・・・	5
1. 3. 2	反応機構に関する研究	・・・	8
1. 3. 3	ノックの生起を記述する数値計算	・・・	11
1. 4	研究の目的	・・・	12
1. 5	本論文の構成	・・・	15
	参考文献		

第2章 燃焼実験装置および圧縮自着火の数値計算

2. 1	エンジン燃焼実験装置および実験方法		
2. 1. 1	供試機関諸元および計測装置	・・・	21
2. 1. 2	燃焼解析	・・・	22
2. 1. 3	未燃混合気温度の算出	・・・	25
2. 1. 4	ノック判定およびノック強度の定義	・・・	27
2. 2	予混合気圧縮自着火の素反応数値計算		
2. 2. 1	総括反応と素反応	・・・	29
2. 2. 2	反応速度と反応速度定数	・・・	30
2. 2. 3	素反応数値計算プログラム	・・・	31
2. 2. 4	温度および圧力の計算	・・・	32
2. 2. 5	素反応スキーム	・・・	34
2. 2. 6	熱力学物性値	・・・	35
2. 2. 7	熱発生率	・・・	36
2. 2. 8	計算モデルの妥当性	・・・	37
2. 3	結言	・・・	41
	参考文献		

第3章	ノック生起のサイクル変動および強度支配因子に関する考察	
3. 1	緒論	・・・ 43
3. 2	実験条件	・・・ 43
3. 3	燃焼のサイクル変動およびノック生起についての考察	
3. 3. 1	燃焼およびノックのサイクル変動	・・・ 44
3. 3. 2	燃焼位相とノック強度に関する考察	・・・ 46
3. 3. 3	前サイクルの影響	・・・ 46
3. 4	エンドガスの圧縮自着火における熱発生がノック強度におよぼす影響	
3. 4. 1	自着火によるノックの誘起	・・・ 48
3. 4. 2	自着火時刻の定義	・・・ 50
3. 4. 3	自着火時刻における筒内の物理量とノック強度に関する考察	・・・ 52
3. 5	空間を考慮したノック強度支配因子に関する考察	
3. 5. 1	実験条件	・・・ 56
3. 5. 2	光学式圧力波計測装置	・・・ 56
3. 5. 3	定在波（ノック波）の形成	・・・ 57
3. 5. 4	自着火位置がノック強度におよぼす影響	・・・ 60
3. 6	結言	・・・ 65
	参考文献	
第4章	伝播火炎の熱発生履歴が未燃予混合気の圧縮と自着火におよぼす影響	
4. 1	緒論	・・・ 67
4. 2	計算方法および条件	
4. 2. 1	素反応数値計算	・・・ 67
4. 2. 2	0次元2領域モデル	・・・ 68
4. 2. 3	伝播火炎の熱発生履歴	・・・ 69
4. 2. 4	未燃予混合気の温度履歴	・・・ 71
4. 3	伝播火炎の熱発生履歴の影響	
4. 3. 1	燃焼開始時期の影響	・・・ 72
4. 3. 2	燃焼期間の影響	・・・ 74
4. 3. 3	燃焼重心の影響	・・・ 75
4. 4	初期圧力および当量比の影響	
4. 4. 1	初期圧力の影響	・・・ 77
4. 4. 2	当量比の影響	・・・ 78
4. 4. 3	温度・圧力履歴と着火遅れ特性	・・・ 79

4. 5	機関出力への影響	・・・ 81
4. 6	結言	・・・ 83
	参考文献	

第5章 混合気の着火遅れにおよぼす温度・圧力履歴の効果

5. 1	緒論	・・・ 85
5. 2	実験装置および方法	
5. 2. 1	急速圧縮装置諸元および動作原理	・・・ 86
5. 2. 2	実験方法および条件	・・・ 87
5. 2. 3	温度履歴の算出	・・・ 88
5. 3	実験結果および考察	
5. 3. 1	n-heptane/空気予混合気の圧縮自着火	・・・ 89
5. 3. 2	PRF/空気予混合気の圧縮自着火	・・・ 92
5. 3. 3	燃料の気化および空気との混合をともなう圧縮自着火	・・・ 94
5. 3. 4	自着火過程におよぼす温度・圧力履歴の効果	・・・ 97
5. 3. 5	着火時期制御への応用	・・・ 101
5. 4	結言	・・・ 101
	参考文献	

第6章 耐ノック性能向上のための局所熱伝達促進による未燃予混合気の温度低減

6. 1	緒論	・・・ 103
6. 2	着目点とねらい	・・・ 103
6. 3	実験装置	・・・ 104
6. 4	実機関におけるエンドガスの温度・圧力履歴	・・・ 104
6. 5	流動設計	
6. 5. 1	計算モデル	・・・ 105
6. 5. 2	計算条件	・・・ 106
6. 5. 3	ピストン形状の検討	・・・ 107
6. 5. 4	ガイドによる筒内流れの操作	・・・ 108
6. 6	燃焼室壁面瞬時熱流束計測によるコンセプト検証	
6. 6. 1	瞬時熱流束計測装置	・・・ 110
6. 6. 2	瞬時熱流束の算出	・・・ 111
6. 6. 3	実験条件	・・・ 111

6. 6. 4	壁面近傍流れの変化が熱流束におよぼす影響	・・・112
6. 7	ノック限界改善策の実機検証	
6. 7. 1	実験条件	・・・113
6. 7. 2	局所熱伝達促進による耐ノック性能への効果	・・・114
6. 8	結言	・・・115
	参考文献	
第7章	結論	・・・116
付章	Livengood-Wu 積分による着火遅れ予測に関する考察	・・・119
	おわりに	・・・135

記号

量記号	名称	名称 (英語)	単位記号
C_p	定圧比熱	Specific Heat at Constant Pressure	J/(mol·K)
C_v	定容比熱	Specific Heat at Constant Volume	J/(mol·K)
G	ギブス自由エネルギー	Gibbs free energy	J
H	エンタルピー	Enthalpy	J
M	分子量	Molecular Weight	g/mol
m	質量	Mass	g
n	モル数	Number of Moles	mol
N_e	機関回転速度	Engine Speed	rpm
P	圧力	Pressure	Pa
Q	熱量	Heat Quantity	J
R_o	一般気体定数	Gas Constant	J/(mol·K)
R	気体定数	Gas Constant	J/(kg·K)
S	エントロピー	Entropy	J/K
T	温度	Temperature	K
t	時間	Time	s
U	内部エネルギー	Internal Energy	J
u	速度	Velocity	m/s
V	容積	Volume	m ³
W	仕事	Work	J
X	モル分率	Mole Fraction	mol/mol
x	ガス質量分率	Mass Fraction of Gas	kg/kg
ε	圧縮比	Compression Ratio	—
τ	着火遅れ時間	Ignition Delay	s
ϕ	当量比	Equivalence Ratio	—
κ	比熱比	Specific Heat Ratio	—
λ	熱伝導率	Thermal Conductivity	W/(m·K)
ρ	密度	Density	kg/m ³
θ	クランク角度	Crank Angle	deg.ATDC
η	熱効率	Thermal Efficiency	J/J

添え字

添え字	名称	名称 (英語)
ai	自着火時	Auto-ignition Timing
air	空気	Air
ave	平均	Average
b	既燃	Burned
BDC	下死点	Bottom Dead Center
BPF	バンドパスフィルタ処理時	Frequency Band Filter Passed
chem	化学反応	Chemical Reaction
cyl	シリンダ	Cylinder
EVO	排気バルブ開時	Exhaust Valve Open
ex	排気	Exhaust
fuel	燃料	Fuel
g	気体	Gas
ig	点火	Ignition
in	吸気	Intake
IVC	吸気バルブ閉時	Intake Valve Close
knock	ノック発生時	Knock Timing
LTHR	低温酸化反応熱	Low Temperature Heat Release
max	最大	Maximum
min	最小	Minimum
mix	混合気	Mixture Gas
oil	潤滑油	Oil
out	出力	Out Put
TDC	上死点	Top Dead Center
u	未燃	Unburned
water	冷却水	Water
wall	壁面	Wall
0	初期値	Initial Value

第1章 緒論

1. 1. 研究の背景

我々の日常の営みや経済活動は、今日、石炭、石油、天然ガスを主とした化石燃料に大きく依存している。これらの化石燃料の持つ化学エネルギーを仕事として取り出すエネルギー変換器として、往復動型機関(ピストン-シリンダ機構)やガスタービン、ジェット推進器に代表される内燃機関が発明された。内燃機関では仕事を取り出す作動流体において直接、エネルギー変換が行われる。一方、蒸気機関に代表される外燃機関では、化学エネルギーから熱エネルギーへの変換と熱エネルギーから仕事への変換は個別に行われる。

燃料とエネルギー変換器の組み合わせとして、液体炭化水素を燃料として用いる往復動型内燃機関はモビリティ用途において、エネルギー変換とエネルギーキャリアとの有用な組合せである。液体炭化水素は体積あたりの熱量、つまりエネルギー密度が高く、また取扱いが比較的容易なため車載に適しており、この燃料の持つ化学エネルギーを往復動型内燃機関にて直接、軸仕事として取り出す。往復動型内燃機関と液体炭化水素燃料との組合せは今後も使用が見込まれる、利便性の高い堅牢な動力推進システムである[1]。しかし液体炭化水素燃料の原料である原油は需要が高く、現在も世界規模での開発が続く、限りのある天然資源である[2,3]。さらに車両から排出される二酸化炭素は、地球規模の気候変動に影響を与えることも懸念されており[4]、これらは今日のモビリティ社会が直面している大きな課題のひとつとなっている。したがって炭化水素を燃料とする、今後のモビリティ用途の内燃機関においては、利用者にとっての利便性を損なわず、環境への負荷を最小にすること、すなわち考える最大効率を得ることがこれまで以上に重要となる。

1. 2. 内燃機関の熱効率

1. 2. 1. 考える最大仕事

熱機関は図1-1 に示されるカルノーサイクル[5]の効率を最大とし、その効率は式 1.2-1 で示される。一回のみの等温過程のみで仕事を取り出す場合、供給熱量すべてを仕事に変化できるが、連続的に仕事を取り出すためにはサイクルが必要となり、低熱源への放熱が必要となる。熱力学サイクルの場合、閉じた系内の作動流体を介し、外界との熱と仕事のやり取りを扱う。この際、作動流体自身は閉じた系内でサイクルを形成する状態変化を繰り返し循環する、理想化した動作を仮定し、 P - V 線図、 T - S 線図等のダイアグラムを用いて考察を行う。一方、実際の内燃機関はこれとは異なる動作となる。空気と燃料との混合気は燃焼室内に導入され、反応して燃焼生成物となり、膨張行程において外部に対し仕事をなしたのちに排気される。次のサイクルでは前サイクルとは別の混合気が導入され、作動流体は都度、破棄されるため、その流体が元の状態に戻り循環することはない。つまり内燃機関は開いた系(開放系)である。以上を踏まえ、開放系としての本研究の対象とする往復動型内燃機関の概念を図 1-2 に示す。

外界と熱と仕事のやり取りを行うカルノーサイクルでは、式 1.2-1 で示されるように高温熱源と低温熱源との温度差が大きいほど高効率となる。これに対し、実際の内燃機関において、リーンバーン[6,7]やHCCI(Homogeneous Charge Compression Ignition)[8,9]に代表される低温燃焼の熱効率は、量論混合比で運転される際の高燃焼の熱効率を上回り、これが低温燃焼研究におけるモチベーションのひとつとなっている。

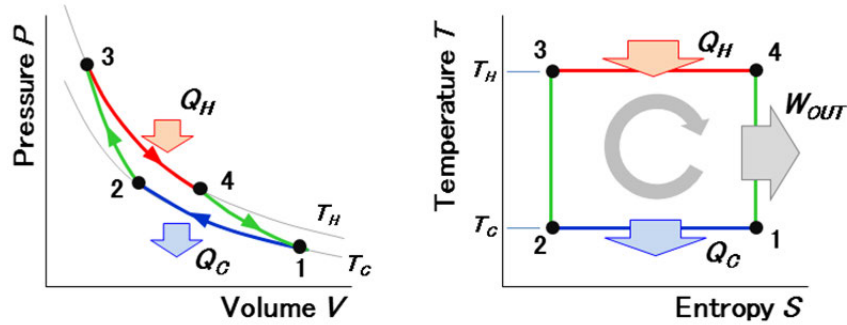
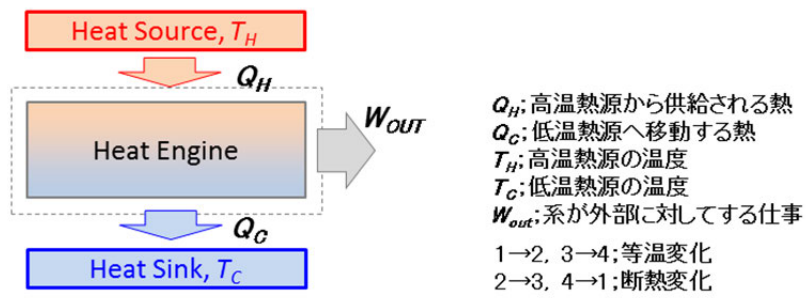


図 1-1 カルノーの熱機関

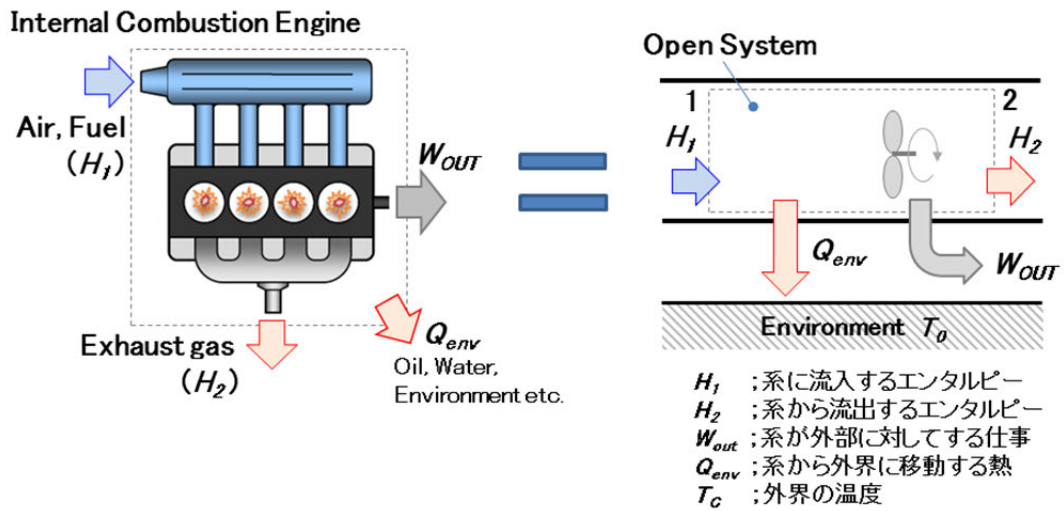


図 1-2 開放系としての往復動型内燃機関の概念

$$\eta_{max} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (1.2-1)$$

η_{max} ; 最大熱効率(カルノー効率) [-]

T_C ; 低温熱源の温度 [K]

T_H ; 高温熱源の温度 [K]

内燃機関から得られる最大仕事を考える際、認識すべき重要な概念の一つはサイクルへの熱供給を化学反応から得ているということである。すなわち、熱力学サイクルでは熱供給が外部であり、熱力学的過程によるのに対し、内燃機関では化学反応過程による内部からの供給となる。燃焼の化学反応から得られる最大有効仕事を扱う熱力学解析では、得られる最大有効仕事量は式 1.2-2 に示されるギブスの自由エネルギーの負数となることが知られている[10].

$$-\Delta G_{reaction} = (H - TS)_{reactants} - (H - TS)_{products} \quad (1.2-2)$$

$\Delta G_{reaction}$; 反応前後でのギブス自由エネルギーの変化量 [J]

$H_{reactants}$; 反応物のエンタルピー [J]

$H_{products}$; 生成物のエンタルピー [J]

$T_{reactants}$; 反応物の温度 [K]

$T_{products}$; 生成物の温度 [K]

$S_{reactants}$; 反応物のエントロピー [J/K]

$S_{products}$; 生成物のエントロピー [J/K]

系が環境の温度 T_0 の外界と平衡に達するまでに成す最大有効仕事を考えると

$$W_{max} = -\Delta G_{reaction} = (H_{reactants} - H_{products}) - T_0(S_{reactants} - S_{products}) \quad (1.2-3)$$

W_{max} ; 最大有効仕事 [J]

T_0 ; 環境の温度 [K]

生成されるエンタルピーを燃料の低位発熱量で示せば

$$W_{max} = m_{fuel} * LHV - T_0(S_{reactants} - S_{products}) \quad (1.2-4)$$

m_{fuel} ; 燃料の質量 [kg]

LHV ; 燃料の低位発熱量 [J/kg]

よって

$$\eta_{max} = \frac{-\Delta G_{reaction}}{m_{fuel} * LHV} \quad (1.2-5)$$

ここで代表的な炭化水素燃料の発熱量とギブスの自由エネルギーとの比較を図 1-3[10]に示す。図において両者はほぼ同じ値を示している。つまり理論上の最大効率はほぼ 100%である。内燃機関においては燃焼により燃料の持つ化学エネルギーを熱エネルギーに変換する。この変換過程は不可逆であり、内燃機関が利用する燃焼の温度域においては利用可能なエネルギーの約 20-25%が失われる[11]。この損失の低減について、これまでに多くの研究と議論が行われてきた[12,13,14,15]。燃焼過程での不可逆性は、拡散、反応、熱伝導に起因し、その中でも熱伝導が主な原因とされる[16]。つまりは燃焼の生成熱により低温のガスが加熱され、この不可逆過程によりエントロピーが増大する。よって燃焼の不可逆性によって生ずる損失は

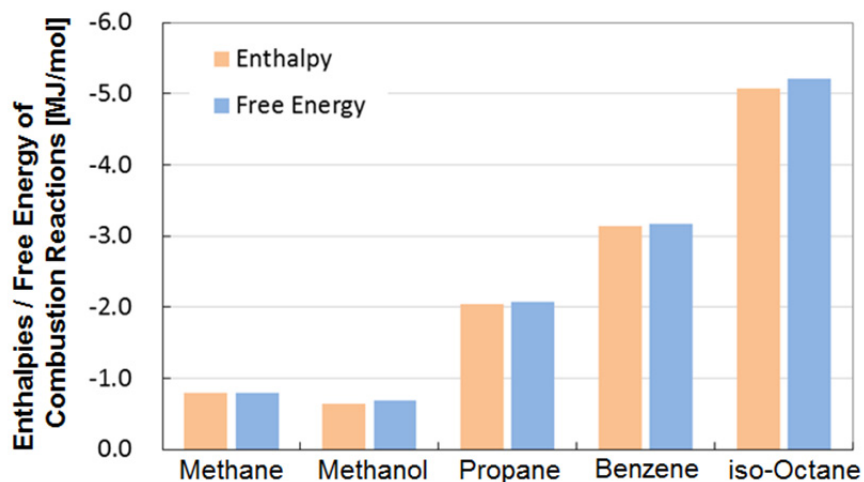


図 1-3 炭化水素燃料の燃焼反応における生成エンタルピーとギブス自由エネルギーとの比較[10]

低減できない。従ってこの温度域の燃焼の化学反応を利用する限り、このエネルギー損失は不可避であり、最大エネルギー効率の上限は 75-80%となる。これが内燃機関の事実上の最大効率である。さらに燃焼過程で生じる損失以外の損失を実用技術で、どの程度最小化できるかによって実用限界が定まる。はこれが工学的制約を考慮した上で得られる最大仕事となる。

1. 2. 2. 実機関の $P-V$ 線図にみる各損失

往復動型内燃機関では燃焼により作動ガスを高温・高圧にし、これを膨張させ、ピストン・シリンダ機構により外部に仕事をなす。実際の火花点火機関の $P-V$ 線図の一例を図 1-4[17]に示す。図中、燃料・空気オートーサイクルと記す線図が理論サイクルを示し、実機関の筒内圧力履歴として示された線で囲まれた面積が実機関の仕事となる。以下に示す各損失のため得られる仕事は減少し、その結果、図中、白抜きで示される最も小さな面積が実際に得られる仕事となり、図示仕事と呼ばれる。主な損失として

- ・時間損失;燃焼による作動ガスへの熱供給が有限の時間に行われることによる
- ・冷却損失;作動ガスから燃焼室壁を構成する部品への熱伝達による熱の移動
- ・ポンプ損失;ガス交換時に吸排気ポート、バルブ等の流動抵抗による
- ・排気吹出し損失;既燃ガスの排気を促すため下死点手前で排気弁を開くことによる
- ・機械損失;機関摺動部の摩擦抵抗による($P-V$ 線図には現われない)

上記以外にも燃焼の不完全さによる未燃燃料の排出や熱乖離による損失、燃焼室からクランク室への作動ガスの流出による損失なども挙げられる。

火花機関の燃焼開始時期はスパークプラグの点火時期により決定され、これは時間損失に大きな影響を及ぼす。理論サイクル(ここではオートーサイクル)では上死点において瞬時(上死点体積一定)に作動ガスに熱供給されることが仮定されているのに対し、実機関においては燃焼開始から燃焼終了までの時間は有限(この間燃焼室体積が変化)であるために時間損失が生ずる。点火時期のみを実験変数とした場合、通常は最大出力が得られる点火時期(MBT ; Minimun advance for Best Torque)に設定されるが、運転負荷が高

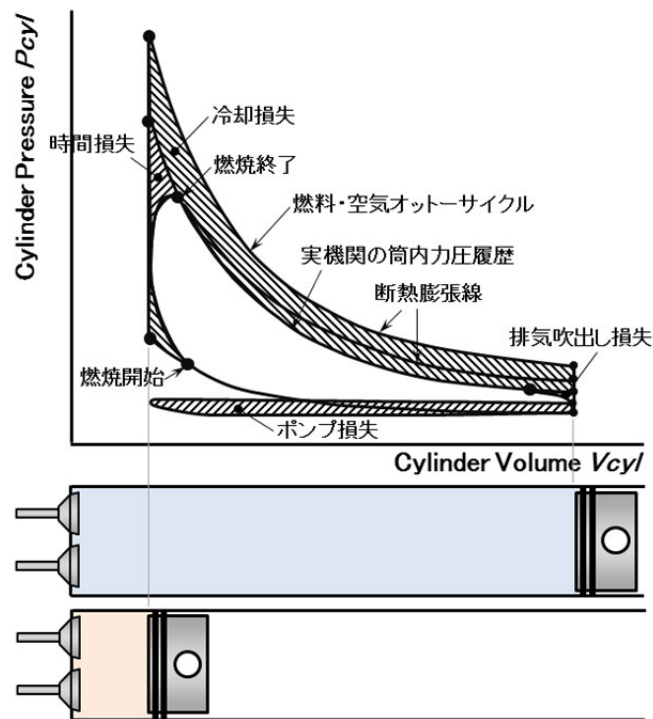


図 1-4 燃料・空気サイクルと実機関の筒内圧力履歴との比較[17]

まるとノッキング(以下ノックと記す)が発生し, MBT に設定することが適わず等容度が低下, これに伴い熱効率も低下する. またノック回避のため, 機関の圧縮比設定も制約を受け, 火花点火機関の熱効率向上のためには耐ノック性能の向上は避けることができない課題となっている. 1876 年, Nicolaus Otto による火花点火機関の実用化の成功に端を発して以来, 火花点火機関の熱効率向上とノックは宿命的ともいえる関わり合いを持ち続け, 今日に至っている.

1. 3. 関連研究

本節では過去に行われたノックに関する研究についてレビューする. またノック研究と深く関わる化学反応に関する研究, さらに圧縮着火燃焼の数値計算に関する研究についても併せて述べる.

1. 3. 1. ノックに関する従来の研究

火花点火機関におけるノックとは伝播火炎が燃焼室壁に達するより以前に, 伝播火炎の熱発生速度よりも数段高い熱発生が, 壁面近傍で局所的かつ瞬間的に起こり, その結果, 図 1-5 に示されるように燃焼末期に急激な圧力上昇とこれにともなう圧力振動が生じ, 機関の構成部品を介して音を発する現象である. ノックと呼ばれる所以は, この音響振動があたかもエンジンをノックしているかの如く聴こえることによる. 1882 年, Douglas Clerk が“Knocking Combustion”と命名したのが始まりとされる.

ノックに関して一世紀以上にわたり, 極めて多くの研究が行われてきた. 1910 年頃には燃料性状は耐ノック性に影響をおよぼすことが知られ, 1920 年代に定量的な評価が実施されるようになる. 1921 年, CFRC

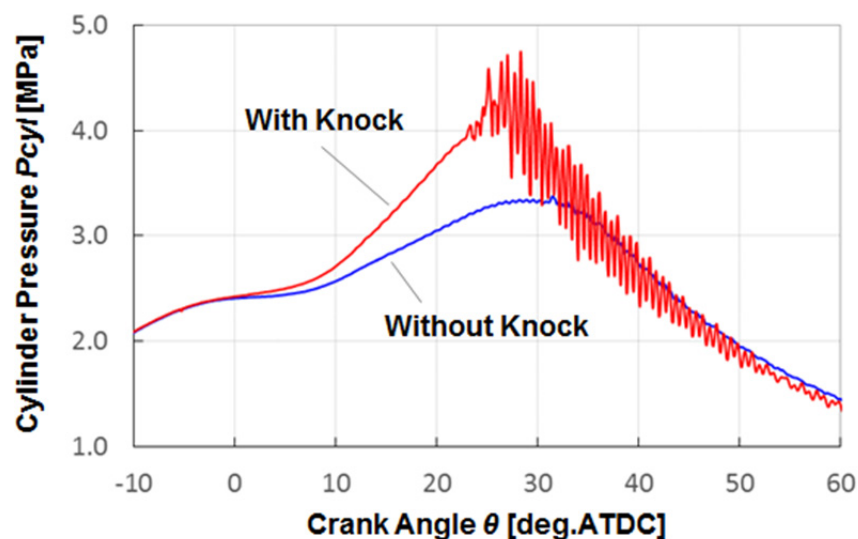


図 1-5 ノック生起時の圧力振動

(Co-operative Fuel Research Committee)が設立され燃料とエンジン性能との関係が本格的に調査されるようになり、1928年にCFR (Cooperative Fuel Research) エンジンが導入され、燃料の耐ノック性が定量的に示されるようになる。現在においても使用されている一次標準燃料として n-heptane と iso-octane を用いるオクタン価の概念は、1927年にGraham Edgarによって提案されたものである。また同年代の1921年にはThomas Midgley Jr.らによりアンチノック剤として四エチル鉛が見出され、1923年にはHenry Ricardoによってノック発生機構のモデルが提案されている。

ノック生起過程の解析手法の一つとして、古くから燃焼室内を可視化しての高速度写真撮影が行われている。Withrowら[18]は伝播火炎の進行方向前方の未燃混合気(エンドガスと呼ばれる)で急激な燃焼が起きていることを捉えた。燃焼末期に未燃混合気が瞬間的に燃焼する様子から、ピストンによる圧縮と既燃ガスの膨張とによってほぼ断熱状態で圧縮され、高温高压となったエンドガスが極めて短時間に熱発生し、結果、燃焼室内の圧力が空間的に非平衡となり、これが起点となって定在波(ノック)が形成されるとされた。また、燃焼室を構成する部品の損傷や出力の低下は、ガスの振動による熱伝達の促進により引き起こされると考えられた[19]。さらにノックの起点となるエンドガスの急激な燃焼については、前炎反応の存在が認められたことから自着火とされた。

混合気に温度勾配があると、隣り合った層、それぞれの着火遅れ時間は異なる。着火遅れの短い層が先に着火し、順次着火していくとするなら、そのような場での見かけの火炎伝播速度を見積もることができる。1959年、Echolsら[20]の計算では空間1cmあたり1K足らずの温度勾配で見かけの速度が音速となり、それ以下の温度勾配では音速になることはないとした。また、温度勾配がある場で発熱反応が起るとき、簡易な一次元モデルを用いて三種類の燃焼挙動に分かれることがZeldovich[21]によって指摘された。Detonationはある温度勾配範囲だけで生じ、温度勾配の大きな場ではDeflagrationしか起こらず着火点からの火炎伝播となり、一方、温度勾配の小さな場ではほぼ一様なThermal Explosionとなり、Deflagrationとはならないとした。

炭化水素が酸化雰囲気におかれると、燃料の分解と酸化反応が進行する。また、前述のようにエンドガス(未燃混合気)はピストンによる圧縮と既燃ガスの膨張とによって、その温度・圧力が持ち上げられる。雰囲気温度がおよそ 1000K 以下の酸化には、幾つかの段階があり、各段階に対応して冷炎(Cool Flame)や青炎(Blue Flame)が発現する。冷炎は非常に弱い青色の光を放射する[22]。この発光は励起したホルムアルデヒドの脱活に伴うもの[23]で、Emeléus の冷炎バンドと呼ばれる。Broida ら[24]や Downs ら[25]によってエンドガスの発光に Emeléus の冷炎バンドが、Rassweiler ら[26]によってホルムアルデヒドの吸収スペクトルが見出され、エンドガスで低温酸化反応が進行していることが明らかとなった。このような低温酸化反応は最終的に熱炎(Hot Flame)を発生させるため、前炎反応(Pre-flame Reaction)と呼ばれる。

エンドガスで前炎反応が進行していることが確認され、伝播火炎により燃焼が完了するより以前にエンドガスが自着火するためにノックが発生するとする自着火説(Auto-ignition Theory)が提唱された。自着火説以外にも 1940 年代に入って高速度シュリーレン写真撮影により、高速で伝播する波面の存在が Miller ら[27]によって捉えられ、デトネーション説[28]や火炎加速説[29]が提唱されたが、Ball[30]によってこれらの説は自着火説と本質的に異なるものではないと指摘されて以降、議論は下火となった。機関回転数を高めると乱れ的作用によって火炎伝播速度は増大する[31]。前炎反応は機関回転数が高まっても反応速度は速くならず、むしろ逆に流動による混合によってその進行は抑制される[32]。自着火説においてはエンドガスが自着火する前に伝播火炎により燃焼が完了すればノックは発生しないことになる。よって機関回転数が高まればノックの発現は緩和される。実際、高回転になると一旦、ノックの発生は緩和される。また、実機関での耐ノック性は、燃料のオクタン価やアンチノック性と高い相関がある。以上の理由により、現在、自着火説は機関回転数が低い条件におけるノックの発生機構の定説となっている。

ノックはかつて燃料に四エチル鉛などアンチノック剤を添加することで解消されていた。四エチル鉛のアンチノック作用は、有機過酸化物から分解・生成される、ある特定のラディカルを不活性化することにある[33]とされている。1921 年に四エチル鉛の有用性が認識され、これを使用することで燃料側からのノック対策が成しえた間、他のノック対策手法の開発や、その先駆である低温度炎に関する研究は一時停滞した。しかし四エチル鉛が鉛化合物であったために、環境衛生上の理由から使用が禁止され、また時を同じくしてエネルギーの節約が求められるようになったが、四エチル鉛に変わる無害なアンチノック剤は見出されず、再びノックは大きな問題となった。このような社会的背景の変化を受けて 1980 年代以降、ノック研究は再び活発に行われるようになる。近年では筒内直噴技術を備えた過給小排気量エンジンの開発が盛んになったため、ノックに加えて混合気への火花点火以前に着火が生ずる Pre-Ignition も再発しており、特に突発的に起こる言わば確率的プレイグが新たな問題となっている。

燃料に依らない、機関ハード側からの耐ノック性能向上策として、圧縮比と膨張比を各々に設定する Atkinson サイクル[34,35]、吸排気バルブの開閉時期を変化させることで実効の圧縮比、膨張比を変化させる Millor サイクル[36,37]、筒内へ導く吸気のスワール流、タンブル流を強化しての燃焼期間の短縮[38,39]、燃料気化時の潜熱利用を狙った筒内への燃料直接噴射[40]、大量 EGR[41]等、数多くの技術が考案され、これらの多くは実際に量産車両に搭載され、機関の耐ノック性能向上とこれによる燃費向上に大きな貢献を果たした。さらなる性能向上を目指し。現在もノック研究は継続されている。

1. 3. 2. 反応機構に関する研究

1950年代, エンドガスの前炎反応計測が試みられるようになるのに伴い, 自着火燃焼の反応機構解明に関する研究も行われるようになった. Moscow State University の Semenov により炭化水素の低温酸化反応機構[42]が提案されたのもこの頃であり, この功績により1956年, ノーベル化学賞が授与された.

1970年代においては, Shell Thornton Research Center の Halstead らを中心に簡易化学動力学モデルに関する研究[43,44]が行われ, アルカン燃料の低温酸化反応を記述するモデルとしてShellモデル[45]が提案された. これは反応過程において現れる多数の化学種と素反応を数種類の化学種と素反応で代表することで低温酸化反応を記述する簡易モデルであり, 当時, 幅広い温度域と当量比の範囲において実験の着火遅れを精度よく再現するとされた.

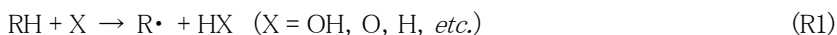
1980年代には, Shellモデルをベースとした研究が行われる一方, 経験則にもとづく反応機構の簡略化が試行された. HuらはPrimary Reference Fuel (PRF: n-heptane と iso-octane の混合燃料)の着火過程について化学種数13, 素反応数18からなる簡略モデル[46]を提案し, このモデルは以降に提案される多くの炭化水素系の簡易化学動力学モデルのベースとして使用された.

1990年代以降, 計測技術の進展と計算機性能の向上にともない, 詳細化学動力学モデルの構築に注力されるようになる. Lawrence Livermore National Laboratory の研究グループ[47,48,49], およびWarnatzら[50]の研究グループから様々なモデルが公表されている. また, 新たな燃焼方式として予混合圧縮自着火燃焼が注目されるようになったのもこの頃であり, 詳細反応機構を用いた自着火燃焼の数値計算が行われるようになった.

ここで炭化水素の燃焼反応過程の概略について記す. 温度域によって主となる反応が異なり, アルカン(飽和炭化水素)の場合, 以下に示す経路が主要経路となることが知られている[51, 52, 53].

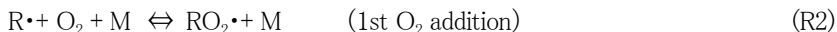
(a) 低温酸化機構

概ね900K以下の低温域において支配的となる炭化水素の連鎖反応機構は低温酸化機構と呼ばれる. アルカン(RH)の酸化の第一段階は, 連鎖担体ラジカルXによる水素引抜反応



(\cdot はラジカルを表す)

である. ここで生成されるアルキルラジカルは, 低温域では酸素分子との再結合反応



によりアルキルペルオキシラジカル($\text{RO}_2\cdot$)を生成し, 異性化・分解反応を経てOHあるいは OH_2 ラジカルを再生することで連鎖反応が進行する. 反応(R2)には強い温度依存性があり, 高温域では反応の平衡が左に偏るため $\text{RO}_2\cdot$ は生成されず, アルキルラジカルの熱分解, O_2 との反応によるアルケンと HO_2 の生成を経て連鎖が進行する. この二つの反応機構の切換は, 反応(R2)の平衡で決まり, 与えられた酸素分圧における天井温度にて特徴づけられる. 天井温度はアルキルラジカルの種類には大きく依存せず, 大気圧の空気における酸素分圧では, およそ860-910Kである.

(b) 高温酸化機構

おおそ900K以上の温度におけるアルキルラジカルの主要な後続過程はその熱分解過程である.



炭素鎖の長い R では競合して異性化反応も進行するが、速い熱分解反応のため最終的に H, C₁-C₃ のアルケン, アルキルラディカルに至るまで分解が進行する. 高温域の主要な連鎖分岐過程は



である. この反応は圧力に依存する連鎖停止反応



と競合するが, 大気圧の場合, およそ 1000K 以上で反応(R4)が支配的となる. 低温酸化と高温酸化の境界にあたる中温域(およそ 800 - 1000K)では反応(R4)が十分に速くないため, 過酸化水素を經由して進行する縮退連鎖分岐過程



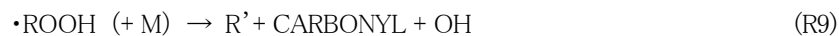
が HO₂ 生成によって停止(縮退)する連鎖反応を復活する反応として重要な役割を果たす.

(c) 負の温度依存

およそ 900K 以下の低温酸化領域における, 主要な連鎖成長過程は RO₂ ラディカルの分解/異性化-分解過程である. 内部で水素の引抜きが起こり



・ROOH では以下の反応へと進む.



上記の反応はいずれもラディカル一つから一つを再生する連鎖成長過程であり, ラディカルの増殖による反応加速を説明するためには十分ではない. 低温酸化域における連鎖分岐過程として, 今日, モデル計算に採用されている機構は(R8)で生成されるヒドロペルオキシアルキルラディカル(ROOH)がさらに O₂ と反応することにより, 連鎖分岐を構成するというものである(OOROOH 機構).



この機構では一つの R から二つの OH ラディカルと一つのアルコキシラディカルの計三つのラディカルが生成される. 低温酸化領域の特徴として, およそ 600 - 800K に総括酸化速度が負の温度依存をもつ領域が存在し, 多段着火・冷炎現象などを支配していると考えられている. およそ 650K 以下では OOROOH 分岐連鎖反応が支配的であるのに対し, 負の温度依存域では ROOH の分解(R9)が速くなり, OOROOH を生成し難くなるため, 分岐連鎖が進行しなくなることが, 負の温度依存を示す理由であるとされている. 750 - 900K の領域になると, 上述の縮退連鎖分岐反応(R6, R7)が活性化し, 再び反応が活性化する.

反応式 R1-12 は各温度域での主要な反応経路のみを示すもので, 詳細反応モデルではこの他にも多くの素反応を扱い, 例えば Methane の素反応スキーム[54]では化学種数 53, 素反応数 325, n-Butane[55]では化学種数 141, 素反応数 470, n-Heptane[45]では化学種数 544, 素反応数 2446 を扱う. これに対し, 前述の簡略モデルである SHELL モデル[45]は化学種数 7, 素反応数 8 となっている.

図 1-6 にオクタン価を定める一次標準燃料である n-heptane および iso-octane の量論混合比における着

火遅れ特性を示す。計算の詳細は後述するが、着火遅れを求める際に LLNL の反応スキーム[56](化学種; 1034, 素反応数;4236)を用いた。およそ 650K 以下の低温酸化機構が支配する領域では圧力によらず、燃料種によって着火遅れが定まっている。一方、およそ 950K 以上の高温酸化機構が支配する領域では燃料種によらず、圧力によって着火遅れが定まっている。低温では燃料の分子構造に由来する反応性が支配的となり、高温では上述のように、瞬時に燃料の熱分解が進み、炭素鎖の短い分子構造となるため圧力依存性が強く現れる。n-heptane では雰囲気圧力 1.0MPa, 4.0MPa とともに負の温度依存域では文字通り、初期温度に対して着火遅れは負の温度依存性を示すが、iso-octane では 1.0MPa において弱い負の温度依存性を示すものの、4.0MPa においては正の温度依存性を示す。

表 1-1 に Ando ら[57]が整理した炭化水素の酸化反応の概略を示す。表には各オクタン価の燃料における上述の各反応機構が整理されている。低オクタン価の燃料では低温酸化反応、および負の温度依存性が現れるのに対し、高オクタン価燃料である iso-octane ではこれらは現れず、Thermal Ignition Preparation として Fuel Series reactions, H₂O₂ Loop reactions が進行するとされている。

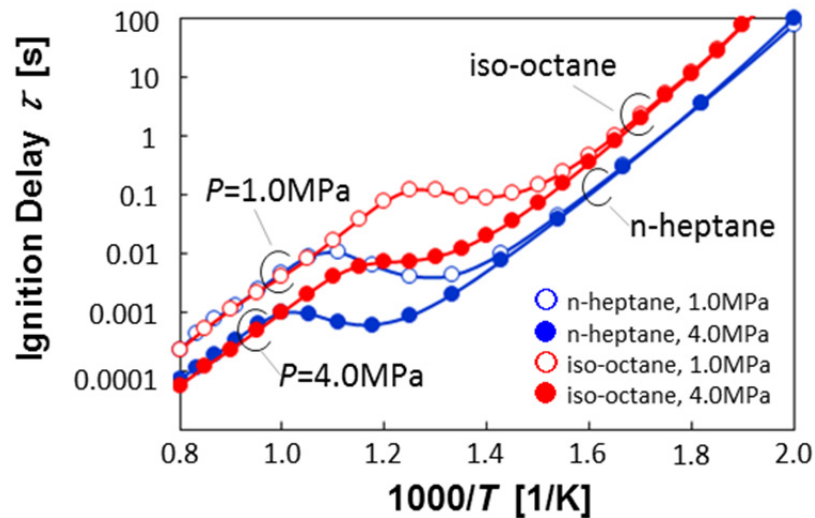


図 1-6 PRF の着火遅れ特性(量論空燃比)

表 1-1 炭化水素の酸化機構概略[57]

Range	Low Octane Number Fuels (n-Heptane, DME)		High Octane Number Fuels (iso-Octane)	
	Dominant Reaction	Role	Dominant Reactions	Role
LTO	Fuel Series reactions (Primary and Secondary O ₂ Addition)	Preparation of CH ₂ O and H ₂ O ₂	Not Exist	
NTC				
Thermal Ignition Preparation	H ₂ O ₂ Loop Reactions	Temperature Increase	Fuel Series Reactions	Preparation of CH ₂ O and H ₂ O ₂
			H ₂ O ₂ Loop Reactions	Temperature Increase
Thermal Ignition	H ₂ -O ₂ System Reactions CO+OH→CO ₂ +H	Branching Chain CO Conversion to CO ₂	H ₂ -O ₂ System Reactions CO+OH→CO ₂ +H	Branching Chain CO Conversion to CO ₂

火花点火機関における未燃混合気は、ピストン圧縮と既燃ガスの膨張とによって刻々と変化する温度・圧力履歴を推移するため、図 1-6 や表 1-1 のように単一の酸化機構で着火遅れは定まらず、どのような温度・圧力履歴で、また、どの温度・圧力域にどの程度の時間、予混合気が滞在したかで支配的となる酸化機構によって、実際には着火遅れは定まる。

低温酸化反応の影響が無視できない予混合圧縮自着火燃焼の反応計算においては、詳細反応機構、特に低温酸化機構のモデル精度の向上は不可欠である。三好[58]は衝撃波管等での実験結果から詳細反応機構を組み立てるのではなく、経験則を計算コードに実装し、炭化水素の統計的・規則的な反応機構を自動生成するプログラムを構築し公開している[59]。自動生成された詳細反応機構は実験と比較され、オクタン価と着火遅れ時間は概ね再現されることが確認されている。

以上のように、化学動力学モデルは数多く提案されており、今後もさまざまな詳細もしくは簡易モデルの提案と開発が継続されることが予想される。

1. 3. 3. ノックの生起を記述する数値計算

0次元計算は計算負荷が低く、詳細反応機構を実装することが可能で、これにより着火現象の挙動の詳細を記述することができる。一方で、燃焼室内で起こる実現象を考えた場合、自着火燃焼は熱や物質の輸送、流動の影響を受け着火遅れ時間は変化する。0次元計算ではこれらの影響を見越して、あらかじめ初期条件として与える事となるが、刻々の時間変化に対する追従性には限界がある。これに対し計算機の演算速度の向上を背景にノックを扱う数値計算の次元の拡張が行われている。1985年にはSchäpertönsら[60]によりShellモデルと流体計算コードKIVA-IIを組み合わせた2次元での計算が行われ、火炎伝播とノック発生位置との関係や衝撃波の伝播について報告している。それ以降も計算の多次元化は進み[61]、伝播火炎により発生する微小擾乱のノックへの影響なども報告されている。また、吉原、西脇[62]は火花点火機関におけるノック現象の解析および燃焼室内でランダムに発生するノック起点位置予測の試みとして、LES (Large Eddy Simulation)と簡易化学動力学モデルを組み合わせた研究を行っている。さらには一次元ではあるが寺島ら[63]は流れをDNS(Direct Numerical Simulation)で解き、これに詳細反応機構を実装し、エンドガスの自着火を起点に衝撃波が形成される過程を克明に捉え報告している。

計算機の処理能力のさらなる向上で、現状、壁関数で記述されている壁面近傍流れをモデル化せずに直接計算可能となり、エンドガス自着火への寄与が大きいと考えられる燃焼室壁とガスとの熱伝達の計算精度は向上すると考えられる。1955年、すでにLovell[64]は、ノックの解消を阻むのは、それが複雑な場で、かつ短時間で起こるため、化学的な変化に関する基礎的な知識が不足しているからであると指摘し、高い時間分解能で化学反応の状態を知る計測方法の必要性を強調している。実機関におけるエンドガスの振舞を捉えるには現在の計測技術をもってしても限りがあるが、計測と計算で互いを補うことで現象のさらなる理解と予測精度の向上が期待される。

1. 4. 研究の目的

耐ノック性能は、火花点火機関の熱効率を定める重要な因子のひとつであり、機関の高効率化を図る際、ノックは極めて大きな課題である。したがってノック発生機構の解明、回避の方法について、過去より多くの研究がなされてきた。予混合気は燃焼室の行程容積の変化と火花点火後の伝播火炎による既燃ガスの膨張とによって高温・高圧状態となるが、条件が整えば伝播火炎によって燃焼が完結する以前に自着火に至る。この高温・高圧となった予混合気の自着火がノックの起点とされ、自着火の熱発生速度が急峻であるが故に燃焼室内に定在波を誘起し、これが共鳴音、すなわちノック音として感知される。ノック生起の過程をエンドガスの温度履歴として図 1-7 に示す。

機関の運転条件において、火花点火機関のノックは次の二つの領域で発生するノックに区別される。

- ・低速ノック:機関回転速度が低い領域で発生するノック
- ・高速ノック:機関回転速度が高い領域で発生するノック

学術的な定義をもって両者が明確に区別されているわけではなく、両ノックの発生機構(自着火機構)は本質的には同一と考えられる。高速運転時は機械打音等のバックグラウンドの騒音レベルが高いためにノック音は目立たない。一方、騒音レベルが低い低速運転時においてノック音は感知され易い。商品性の観点から、求められるノック強度のレベルは運転領域に応じて異なる。市場においては低回転域の使用頻度が高く、低回転高負荷域の熱効率向上が車両の実用燃費の向上に繋がる。よって本研究では低速ノックを主に扱う。

ノックの生起は予混合気の自着火特性によるものであるから、基本的に未燃予混合気の

- 1)到達温度
- 2)高温域における滞留時間
- 3)着火遅れ特性

に支配されると考えられる。

1)について、吸気温度、圧縮比、燃焼室壁面温度、残留ガス量、EGR 率、液体燃料の蒸発潜熱が考慮され、エンジンの設計仕様が定められる。吸気弁が閉じられ、燃焼室が閉じた系を形成する際の温度および圧力が予混合気の圧縮自着火の支配要因となる。過給エンジンでは、アフタークーラによって圧縮空気の温度を下げることでノックを回避するため、低温・高圧条件で予混合気は圧縮される。つまり自然吸気エンジンにおける予混合気の $P-T$ 履歴とは異なる経路を辿る。

2)については、燃焼室容積の行程変化によりもたらされる圧縮および膨張速度が重要な因子であり、併せて伝播火炎の熱発生に伴う既燃ガスの膨張速度、すなわち質量燃焼速度が支配要因となる。自着火の発生以前に燃焼が完結すればノックは生起せず、また、早期に燃焼が完結できれば高温域における予混合気の滞留時間は短く済む。したがって回転速度、点火時期(燃焼位相)、燃焼速度(燃焼期間)といった機関の運転条件が実質の支配因子となる。

3)については予混合気を構成する気体成分(大気中の湿度、残留ガスおよび EGR の成分である CO 、 CO_2 、 H_2O 、 NO_x 、未燃炭化水素等)、ならびに燃料成分に支配され、両者の混合比である当量比 ϕ 、もしくは空気過剰率 λ が支配要因となる。すなわち、1)、2)で述べたエンジンの設計仕様に加え、燃料性状が大きな支配因子となる。市販ガソリンは多成分で構成され、構成成分である単体化学種の物性もまた支配因子となる。自着火特性に対して感度の高い成分と低い成分があり、複数の成分間での相互干渉もあることが知

られている。歴史的にはRON (Research Octane Number)ないしはMON (Motor Octane Number)なる指標が制定され、1920年代から広く用いられてはいるが、予混合気の自着火特性は予混合気が推移する温度と圧力、双方の履歴に依るために、運転条件(たとえば自然吸気と過給、低速運転と高速運転)によらず、ノック限界を示すことが可能な絶対的な指標とは言い難い。ノックの発生機構は総括的な説明が困難であり、多種多様な燃料の統一的な耐ノック性指標は現在、存在しないといってよい。

以上を鑑み本研究では、圧縮過程の温度・圧力履歴の効果、すなわち物理過程によって変化する予混合気の自着火過程への影響を明らかにすることを目的とする。はじめに、実機機関におけるノックの実態把握を行い、ついでエンジン試験の解析結果に基づいた0次元数値計算において、火炎の熱発生履歴の変化を織り込んだ圧縮着火の反応計算を行う。この際、詳細反応機構を用いることで自着火過程における低温酸化反応の挙動、すなわち化学過程を捉える。これによりエンジン試験における筒内圧力計測と計測結果を用いての熱計算からでは取得することができない情報が得られ、自着火過程における酸化反応全体を俯瞰した解析と考察が可能となる。加えて急速圧縮装置を用い、圧縮開始時の初期条件を管理し、単純化した場での再現性の高い基礎的な燃焼試験を行うことで温度・圧力履歴が自着火過程および着火遅れへおよぼす影響について、実験によっても調査する。さらにノック強度を定める支配因子について特定を試みるとともに、得られた知見に基づき、耐ノック性能向上に関して施策を講じ、その有用性を検証する。

図1-7にノック生起の要因と本研究で扱う因子を示す。

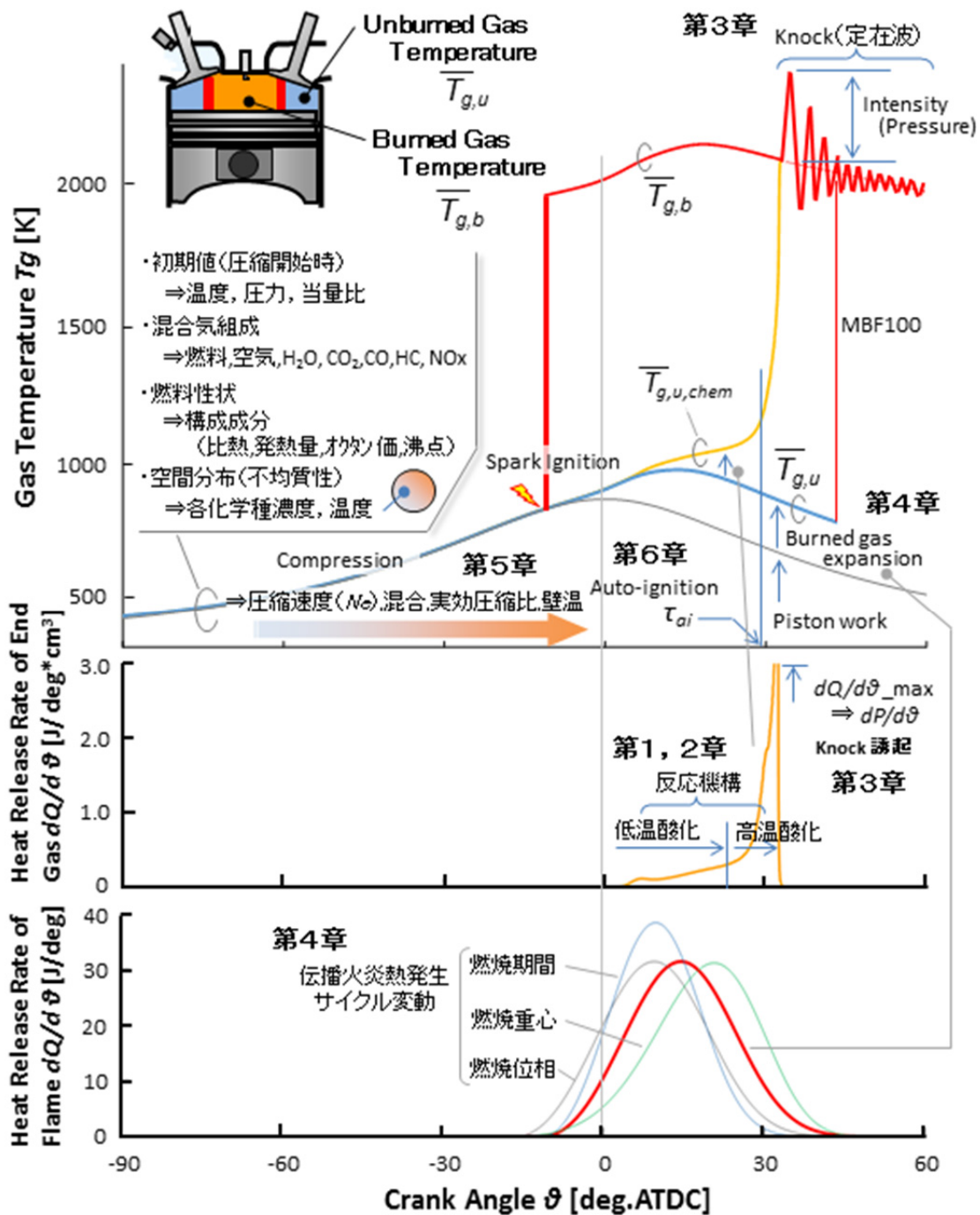


図 1-7 ノック生起の要因および各章で扱う因子

1. 5. 本論文の構成

本論文は7章で構成される。各章の要旨を以下に述べる。

第1章 緒論

内燃機関で得られる最大仕事、および火花点火機関の熱効率向上を阻むノックについて示し、過去に行われたノック研究と圧縮自着火の素反応数値計算について述べたのち、本研究の位置づけと目的を提示する。

第2章 燃焼実験装置および圧縮自着火の数値計算

本研究で行う燃焼試験と解析に用いた定義、および素反応数値計算について説明する。エンジン試験に比べ外乱の少ない衝撃波管試験の実験値と素反応数値計算にて得られる着火遅れとを比較することで、反応モデルの妥当性を検証する。さらに計算モデルの妥当性検証のために、急速圧縮装置を用いた圧縮着火試験時の温度・圧力履歴、熱発生履歴と実験を模擬した数値計算結果とを比較し、圧縮自着火の解析への応答性を評価する。

第3章 ノック生起のサイクル変動および強度支配因子に関する考察

自動車用途の火花点火機関におけるノックの実態を把握するため筒内圧力計測を行い、伝播火炎の熱発生燃焼位相がノックの生起・不生起におよぼす影響、燃焼位相とノック発現時刻との関連性、前サイクルの燃焼が次サイクルの燃焼におよぼす影響について考察する。さらに点火プラグと一体の光学センサを用いることで、供試機関の仕様を変更することなく、燃焼試験時と全く同一仕様の供試機関にてノックの起点位置や定在波(ノック波)の形成過程を捉える。空間情報を得ることで、筒内圧力計測によるノック強度評価の妥当性を検証し、筒内圧力解析のみでは知りえない自着火位置とノック強度との関係を明らかにするとともに、ノック強度に作用する物理量の特定を試みる。

第4章 伝播火炎の熱発生履歴が未燃予混合気の圧縮と自着火におよぼす影響

低速ノックの起点となる壁面近傍を主体に捉えれば、エンドガスはピストンの上昇と既燃部の膨張とにより圧縮され高圧・高温となることから、低温酸化から熱炎発現に至る自着火過程は伝播火炎の熱発生履歴の変動の影響を受けることは容易に想像される。火炎の熱発生変化の変数として燃焼開始時期、燃焼期間、燃焼重心を扱い、これらの変化が低温酸化反応において重要な役割を果たす中間生成物の生成・消滅と発熱におよぼす影響について考察を行う。合わせて混合気の初期圧力ならびに当量比に対する感度についても解析を行い、結果を踏まえノックを回避し機関出力を得る有効な熱発生の形態について考察を行う。

第5章 混合気の着火遅れにおよぼす温度・圧力履歴の効果

前サイクルの影響を排除し、再現性の高い燃焼実験を行うことができる急速圧縮装置を用い、混合気が着火に至る過程において燃料物性のうち、蒸発潜熱、比熱、オクタン価に着目し、これらがピストン圧縮による温度上昇と自着火過程におよぼす影響を調査する。さらに圧縮行程の異なる時刻に燃料を筒内へ噴射することで、燃料が推移する温度・圧力履歴を変化させ、着火遅れにおよぼす影響とこれを利用した着火時期制御に関して考察を行う。

第6章 耐ノック性能向上のための局所熱伝達促進による未燃混合気の温度低減

第3章から第5章にわたり得られたエンドガスの自着火とこれによって生ずる定在波(ノック波)の形成に関する知見を踏まえ、耐ノック性能向上手法を検討する。自動車用途のみならず汎用性の高い技術構築のため、簡便な手法にてノック起点のガス流動を適度に強化することで局所的に熱伝達を促進させ、エンドガスの冷却とこれによる自着火時刻の遅延化を試みる。具体的にはピストン形状に着目し、3次元数値流体計算によって、ノック位置に流動を導く形状を見出し、局所的なガスと燃焼室壁との熱伝達促進を狙う。過度にバルクの流動を強化すれば、冷却損失の増大を招くことは明白だからである。効果検証のため、熱流速計測によってガスと壁面との熱交換について考察を行い、おわりにエンジン燃焼試験にて耐ノック性能の変化について検証する。

第7章 結論

各章で得られた予混合気の圧縮自着火過程における温度・圧力履歴の効果に関する知見、および耐ノック性向上に有用な提案をまとめ、本論文の結論とする。

参考文献

- [1] 経済産業省 製造産業局 自動車課, 自動車産業を巡る構造変化とその対応について, 2015年11月, http://www.meti.go.jp/policy/economy/keiei_innovation/sangyokinyu/GB/(2016.12.22 参照)
- [2] International Energy Agency, World Energy Outlook 2012, <http://www.worldenergyoutlook.org/media/weowebsite/2012/PresentationtoPress.pdf> (2016.12.23 参照)
- [3] Exxon Mobile, The Outlook for Energy 2017, http://cdn.exxonmobil.com/~media/global/files/outlook-for-energy/2017/2017-outlook-for-energy_highlights.pdf (2016.12.23 参照)
- [4] 環境省, 平成28年度環境白書, http://www.env.go.jp/policy/hakusyo/h28/pdf/1_p1_1.pdf (2016.12.23 参照)
- [5] Sadi Carnot: Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance, Bachelier Libraire (1824)
- [6] 園 比呂志, 近藤 卓, 橋本 公太郎, 英 寿, 古谷 正弘, “均質希薄混合気SI燃焼方式(HLSI)の研究”, 自動車技術会 2012年秋季大会講演前刷, 文献番号 20125501 (2012)
- [7] 横森 剛, 松田 昌祥, 飯田 訓正, 横尾 望, 中田 浩一, 浦田 泰弘, “高効率ガソリンエンジンのためのスーパーリーンバーン研究”, 自動車技術会 2016年春季大会講演前刷, 文献番号 20165267 (2016)
- [8] Onishi, S., Jo, S. H., Shida, K., Jo, P. D. and Kato, S., “Active Thermo Atmosphere Combustion (ATAC) - A New Combustion Process for Internal Combustion Engines”, SAE Paper 790501 (1979)
- [9] Najt, P. M. and Foster, D. E., “Compression-Ignited Homogeneous Charge Combustion”, SAE Paper 830264 (1983)
- [10] Heywood, J. B., Internal Engine Combustion Fundamentals, McGraw-Hill, (1988)
- [11] Druecke, B.C., Foster, D. E., Klein S. A., Daw, C. S., Chakravarthy, V. K., and Graves, “Second Law Analysis of Constant Temperature Combustion”, Central States Section Combustion Institute, Chicago, IL, March 2006
- [12] Rakopoulos, C. D. and Giakoumis, E. G., “Second-law analysis applied to internal combustion engine operation”, Progress in Energy and Combustion Science, Vol.32, pp.2-47 (2006)
- [13] Lior, N. and Rudy, G. J., “Second-Law Analysis of an Ideal Otto Cycle”, Energy Conversion and Management, Vol.28, pp.327-334(1988)
- [14] Primus, R. J., Hoag, K. L., Flynn, P. F. and Brands, M.C., “Appraisal of Advanced Engine Concepts Using Second Law Analysis Techniques”, SAE paper 840032(1984)
- [15] Daw, C. S., Graves, R. L., Wagner, R. M. and Caton, J. A., Report on the Transportation Combustion Engine Efficiency Colloquium Held at USCAR, March 3-4 (2010)
- [16] Dunbar, W. R. and Lior, N., “Sources of Combustion Irreversibility”, Combust. Sci. and Tech., Vol.103, pp.41-61 (1994)
- [17] 長尾不二夫, 内燃機関講義, 第3次改著, pp.36-39(1996), 養賢堂
- [18] Withrow, L. and Rassweiler, G. M., “Spectroscopic Studies of Engine Combustion”, Industrial Engineering Chemistry, Vol. 23, pp.769-776(1931)

- [19] Withrow, L. and Rassweiler, G. M., “Slow Motion Shows Knocking and Non-Knocking Explosions”, SAE Paper 360126 (1936)
- [20] Echols, L. S., Yust, V. E. and Bame, J. L., “A Review of Research on Abnormal Combustion Phenomena in Internal Combustion Engines”, 5th World Petroleum Congress, pp.159–191(1959)
- [21] Zeldovich, Y. B., “Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial Conditions”, *Combustion and Flame*, Vol.39, pp.211–214(1980)
- [22] Gaydon A D., *The Spectroscopy of Flames*, 2nd Edition, p.146(1974), Chapman and Hall, New York.
- [23] Ubbelohde, A. R., “Investigations on the Combustion of Hydrocarbons. I. The Influence of Molecular Structure on Hydrocarbon Combustion”, *Proceedings of the Royal Society in London, Series A*, Vol.152, pp.354–378(1935)
- [24] Broida, H. P. and Levedahl, W. J., “Rotational Temperatures of OH in Methane-Air Flames”, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 19, pp.1383–1390(1951)
- [25] Downs, D., Street J.C. and Wheeler R. W., “Cool Flame Formation in a Motored Engine”, *Fuel*, Vol. 32, p.279(1953)
- [26] Rassweiler, G. M. and Withrow, L., “Spectrographic Detection of Formaldehyde in an Engine Prior to Knock”, *Industrial Engineering Chemistry*, Vol. 25, pp.1359–1366(1933)
- [27] Miller, C. D., Olsen, H. L., Logan Jr., W. O. and Osterstorm, G. E., “Analysis of Spark-Ignition Engine Knock as Seen in Photographs Taken at 200000 Frames per Second”, NACA Technical Report, ARR-E6D23 (1946).
- [28] Male, T., “Photographs at 500000 Frames per Second of Combustion and Detonation in a Reciprocating Engine”, 3rd Symposium (International) on Combustion , pp.721–726 (1948)
- [29] Curry, S., “The Relationship Between Flame Propagation and Pressure Development During Knocking Combustion”, SAE paper 630095 (1963)
- [30] Ball, G. A., “Photographic studies of cool flames and knock in an engine”, 5th International Symposium on Combustion, pp.366–372(1955)
- [31] Tabaczynski, R. J., “Turbulence and turbulent combustion in spark-ignition engines”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 2, pp.143–165(1976)
- [32] Ohta, Y. and Takahashi, H., “Mixing of unburned mixture with flame frontal zone. Another cause of engine knock?”, *Progress in Astronautics*, Vol.113, pp.277–289(1988)
- [33] Erhard, K. H. L. and Norrish, R. G. W., “Studies of Knock and Antiknock by Kinetic Spectroscopy”, *Proceedings of the Royal Society in London, Series A*, Vol. 234, pp. 178–191(1956)
- [34] Atkinson, J., US-PAT No.336, 505(1886)
- [35] Watanabe, S., Koga, H. and Kono, S., “Research on Extended Expansion General-Purpose Engine Theoretical Analysis of Multiple Linkage System and Improvement of Thermal Efficiency”, SAE paper 2006-32-01001(2006)
- [36] Miller, R. H., “Supercharging and Internal Cooling Cycle for High Output”, *Trans. ASME*, Vol.69,

pp.453–456 (1947)

- [37] Hatamura, K., Goto, T., Hitomi, M. and Ohe, H., “Development of Automotive Miller Cycle Gasoline Engine”, FISITA 945008 (1994)
- [38] Hardalupas, Y., Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H., Ishii, K., Miyano, H., and Urata, Y., “Influence of Injection Timing on In-Cylinder Fuel Distribution in a Honda VTEC-E Engine”, SAE Paper 950507(1995)
- [39] Kuwahara, K., Watanabe, T., Takamura, J., Omori, S., Kume, T. and Ando, H., “Optimization of In-Cylinder Flow and Mixing for a Center-Spark Four Valve Engine Employing the Concept of Barrel-Stratification”, SAE Paper 940986 (1994)
- [40] 安東 弘光, “GDI エンジンの燃焼制御技術 - 混合の自由が意味するもの”, 三菱自動車テクニカルレビュー, No.10, pp.24-32 (1998)
- [41] Alger, T., “Developments in High Efficiency Engine Technologies and an Introduction to SwRI’s Dedicated EGR Concept”, Directions in Engine-Efficiency and Emissions Research (DEER) Conference 2012, https://www1.eere.energy.gov/vehiclesandfuels/pdfs/deer_2012/tuesday/presentations/deer12_alger.pdf (2016.12.22 参照)
- [42] Semenov, N. N., “Some problem relating to chain reactions and to the theory of combustion”, Nobel Lecture, December 11, (1956)
- [43] Halstead, M. P., Prothero, A. and Quinn, C. P., “A mathematical model of Cool-Flame Oxidation of Acetaldehyde”, Proceedings of the Royal Society in London, Series A, Vol. 322, pp.377–403 (1971)
- [44] Halstead, M. P., Kirsch, L. J., Prothero, A. and Quinn, C. P., “A mathematical model for hydrocarbon Autoignition at high pressures”, Proceedings of the Royal Society in London, Series A, Vol.346, pp.515–538 (1975)
- [45] Halstead, M. P., Kirsch, L. J. and Quinn, C. P., “The Autoignition of Hydrocarbon Fuels at High Temperature and Pressure Fitting of Mathematical Model”, Combustion and Flame Vol.30, pp.45–60 (1977)
- [46] Hu, H. and Keck, J., “Autoignition of Adiabatically Compressed Combustible Gas Mixtures”, SAE Paper 872100 (1987).
- [47] Curran, H. J., Gaffuri, P., Pitz, W. J. and Westbrook, C. K., “A Comprehensive Modeling Study of n-Heptane Oxidation”, Combustion and Flame, Vol.114, pp.149–177 (1998)
- [48] Curran, H. J., Gaffuri, P., Pitz, W. J. and Westbrook, C. K., “A Comprehensive Modeling Study of iso-Octane Oxidation”, Combustion and Flame, Vol.129, pp.253–280 (2002)
- [49] Mehl, M., Pitz, W. J., Westbrook, C. K. and Curran, H. J., “Kinetic modeling of gasoline surrogate components and mixtures under engine conditions”, Proceedings of Combustion Institute, Vol.33, pp.193–200 (2011)
- [50] Chevalier, C., Louessard, Muller, P. U. C. and Warnatz, J., “A Detailed Low-Temperature Reaction Mechanism of n-Heptane Auto-Ignition”, COMODIA, pp.93–97 (1990)
- [51] Pilling, M. J., “Low-Temperature Combustion and Autoignition”, Combustion and Flame, Vol.35,

- pp.13-16 (1977)
- [52] Westbrook, C. K., “Chemical Kinetics of Hydrocarbon Ignition in Practical Combustion System”, U.S. Department of Commerce, DE-2002-791580 (2000)
- [53] 越光男, 三好明, 松為宏幸, “燃焼の化学反応研究における新展開”, Engine Technology, Vol.4, pp.40-48 (2002)
- [54] http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/
- [55] Kojima, S., “Detailed Modeling of n-Butane Autoignition Chemistry”, Combustion and Flame, Vol.99, pp.87-136 (1994)
- [56] <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/surrogates/prf-isooctane-n-heptane-mixture> (参照日 2008. 09.26)
- [57] Ando, H., Sakai, Y. and Kuwahara, K., “Universal Rule of Hydrocarbon Oxidation”, SAE Paper 2009-01-0948 (2009)
- [58] 三好明, “燃焼詳細反応機構自動生成システムの開発”, 自動車技術会論文集, Vol.36, pp.35-40 (2005)
- [59] Miyoshi, A., KUCRS software library, see: <http://www.frad.t.u-tokyo.ac.jp/~miyoshi/KUCRS/>(参照日 2017. 01.04)
- [60] Schäpertöns, H. and Lee, W., “Multidimensional Modeling of Knocking Combustion in SI Engines”, SAE Paper 850502 (1985)
- [61] Eckert, P., Kong, S. C. and Reitz, R. D., “Modeling Autoignition and Engine Knock Under Spark Ignition Conditions”, SAE Paper 2003-01-0011 (2003)
- [62] 吉原福全, 西脇一字, “流動・反応計算による SI 機関のノック現象の解明”, 日本燃焼学会誌, Vol.46, pp.71-81 (2004)
- [63] Terashima, H. and Koshi, M., “Mechanisms of strong pressure wave generation in end-gas autoignition during knocking combustion”, Combustion and Flame, Vol.162, pp.19442-1956 (2015)
- [64] Lovell, W. G., “Combustion problems in internal combustion engines”, 5th Symposium (International) on Combustion, Vol.5, pp.1-7 (1955)

第2章 燃焼実験装置および圧縮自着火の数値計算

2. 1. エンジン燃焼実験装置および実験方法

本論文の第3章, 第4章, 第8章においてエンジンを用いた燃焼試験により得られた結果について考察する. 本節にて実験装置, データ取得方法および解析方法について説明する.

2. 1. 1. 供試機関諸元および計測装置

試験には自動車用の仕様を想定した2種の単気筒水冷4サイクル火花点火機関を用いた. 機関諸元を表2-1に, 実験装置の概略図を図2-1に示す. 筒内圧力はシリンダヘッドに取り付けたピエゾ式圧力変換器 Kistler社6052Cにより計測し, 吸気管に設置した絶対圧力センサ DENSO社MAP Sensorの計測値を用いて絶対圧力に読み替えた. 供試機関 ENG-Bのボア直径は73mmであるから筒内の質量平均ガス温度を2500℃と仮定するとノック(定在波)の基準周波数(1次成分)は7.2kHzと求まる. 本研究ではノックを研究対象としていることから, エンジン回転数 N_e 2000rpmにおいて解析に必要な時間分解能を得るため, 筒内圧力計測時のサンプリングの時間分解能は120kHz(0.1deg.クランク角)とした. 吸気温度 T_{in} , 排気温度 T_{ex} はそれぞれ吸気弁から145mm上流, 排気弁から170mm下流でK型熱電対により計測した. また排気成分は堀場製作所製MEXA7100Dにて計測した.

表 2-1 供試機関諸元

	ENG-A	ENG-B
Number of cylinder	1	1
Combustion chamber shape	Pent-roof	Pent-roof
Number of valves	4 (In:2, Ex:2)	4 (In:2, Ex:2)
Bore / Stroke (mm)	86.0 / 86.0	73.0 / 89.5
Displacement (cm ³)	499	374.6
Compression ratio (-)	11.0 : 1	13.5 : 1
Fuel Supply	Port Injection	Port Injection
Inlet Valve Close at 1mm lift (deg. ABDC)	29	29
Exhaust Valve Open at 1mm lift (deg.ABDC)	1	17

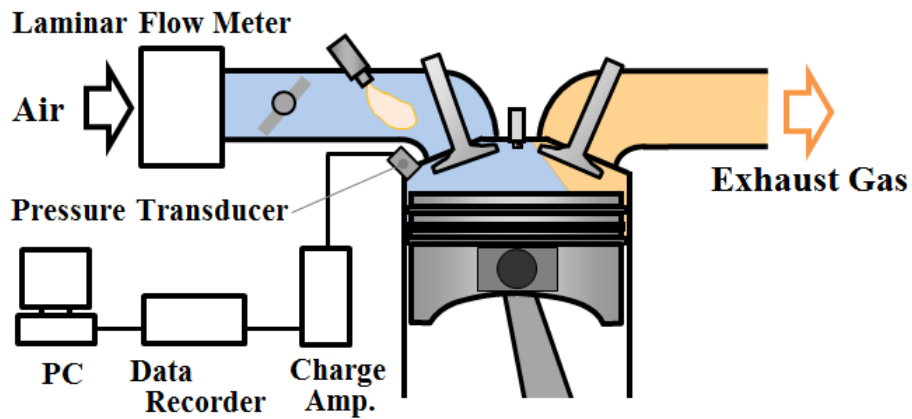


図 2-1 実験装置概略

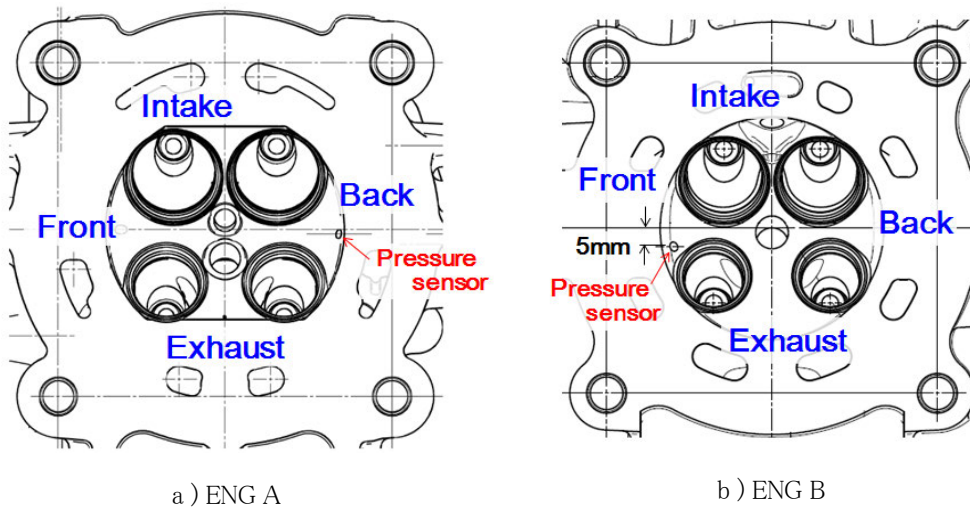


図 2-2 筒内圧力センサ取付け位置

2. 1. 2. 燃焼解析

エンジン筒内での燃焼の状態を調べるにあたり筒内の状態量を圧力から得る。本項では計測された筒内圧力から熱発生速度、筒内ガス温度を算出する際に用いる計算式、解析方法について説明する。

a) 熱発生速度の算出

熱力学第一法則により

$$dq = du + dw \quad (2.1-1)$$

q : 系内に入る 1mol 当たりの熱量 [J/mol]

u : 1mol 当たりの内部エネルギー [J/mol]

w : 系が外部にする 1mol 当たりの仕事 [J/mol]

ここで理想気体を仮定すれば、 du 、 dw はそれぞれ以下のように表される。

$$du = c_v \cdot dT \quad (2.1-2)$$

$$dw = P \cdot dv \quad (2.1-3)$$

c_v : 定容比熱 [J/(mol·K)]

T : 系内の温度 [K]

P : 系内の圧力 [Pa]

v : 系内のモル体積 [m³/mol]

また、微小変化における理想気体の状態方程式は以下のように表される。

$$P \cdot dv + v \cdot dP = R_o \cdot dT \quad (2.1-4)$$

$$R_o = c_p - c_v \quad (2.1-5)$$

c_p : 定圧容比熱 [J/(mol·K)]

式 2.1-2, 式 2.1-3, 式 2.1-4, 式 2.1-5 を式 2.1-1 に代入して整理すると以下ようになる。

$$dq = \frac{\kappa}{(\kappa-1)} \cdot P \cdot dv + \frac{1}{(\kappa-1)} \cdot v \cdot dP \quad (2.1-6)$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.1-7)$$

時間 t あたりでは

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\kappa}{(\kappa-1)} \cdot P \cdot \frac{dv}{dt} + \frac{1}{(\kappa-1)} \cdot v \cdot \frac{dP}{dt} \quad (2.1-8)$$

内燃機関における燃焼を解析する場合には、時間 t の代わりにクランク角度 θ を用いることが多い。
式 2.1-8 を変数変換すれば

$$\frac{dq}{d\theta} = \frac{\kappa}{(\kappa-1)} \cdot P \cdot \frac{dv}{d\theta} + \frac{1}{(\kappa-1)} \cdot v \cdot \frac{dP}{d\theta} \quad (2.1-9)$$

式 2.1-8, 2.1-9 は理論式であるが、内燃機関の熱発生計算においては筒内圧力履歴を用いる。計測される筒内圧力履歴は作動ガスと燃焼室壁面との熱伝達による熱の移動の結果、つまり放熱分差し引かれたものであるから、みかけの熱発生速度を算出していることとなる。

b) 燃焼の開始時刻と終了時刻および燃焼位相の定義

火花点火機関では高電圧の火花放電により混合気への点火がなされる。混合気は燃焼室に導かれ、ピストン圧縮により高温高压となり、点火プラグの電極間の絶縁破壊による火花放電により火炎核が形成され、形成された火炎核は徐々に発達する。火炎核がある程度の大きさにまで発達したあとは筒内流動に依存した

乱流火炎となり伝播する。図 2-3 にあるサイクルの筒内圧力 P_{cyl} 、式 2.1-9 より算出した熱発生速度 $dq/d\theta$ 、質量燃焼割合を示す。点火前および点火後もしくはは熱発生が負となっているが、これは前述したように熱計算には計測した筒内圧力履歴を用いており、高温高圧となった混合気の熱エネルギーが熱伝達により壁面へ移動しているためである。その後、火炎燃焼の発熱量が壁面へ移動する熱量を上回り、熱発生は正に転ずる。本研究ではこの時刻を燃焼開始時刻と定義する。さらに熱発生はピークを迎えたあと徐々に減じ負となるが、この際、正から負へ転じた時刻を燃焼終了時刻とする。燃焼開始から燃焼終了までの発熱量を積算し、燃焼終了時の積算値で除した履歴を質量燃焼割合として図 2-3 下段に示してある 10% の燃料が消費された時刻を CA10、50%消費された時刻を CA50、90%消費された時刻を CA90 と標記する。

本研究では火炎の熱発生やノックのサイクル変動を考察する際、燃焼位相に着目する。図 2-4 a) に各サイクルの CA10、CA50、CA90 の時刻を実験データ収録順にプロットした。CA10、CA50、CA90 と質量燃焼割合が増加するに従って変動幅が大きくなっている。これを CA10 が小さな値をとるサイクルから大きな値をとるサイクルへ昇順に並べ替えたものを図 2-4 b) に、同様の手順で CA50 が小さな値をとるサイクルから順に並べ替えたものを図 2-4 c) に、CA90 が小さな値をとるサイクルから順に並べ替えたものを図 2-4 d) に示す。CA10 を基準としても CA50、CA90 の値は一本の線とならず変動幅を持つが、CA50 および CA90 を基準にすると位相の変化の幅は比較的小さくなる。図 2-4 c) において、CA50 が早いサイクルでは CA10、CA90 も早く、燃焼期間は短くなる傾向にある。逆に CA50 が遅いサイクルでは CA10、CA90 も遅く、燃焼期間は長い傾向にあることも見てとれる。CA50 を見ればおおよそ熱発生の状態を把握できるため、本研究では熱発生重心である CA50 を燃焼位相の代表値とし、考察に用いる。

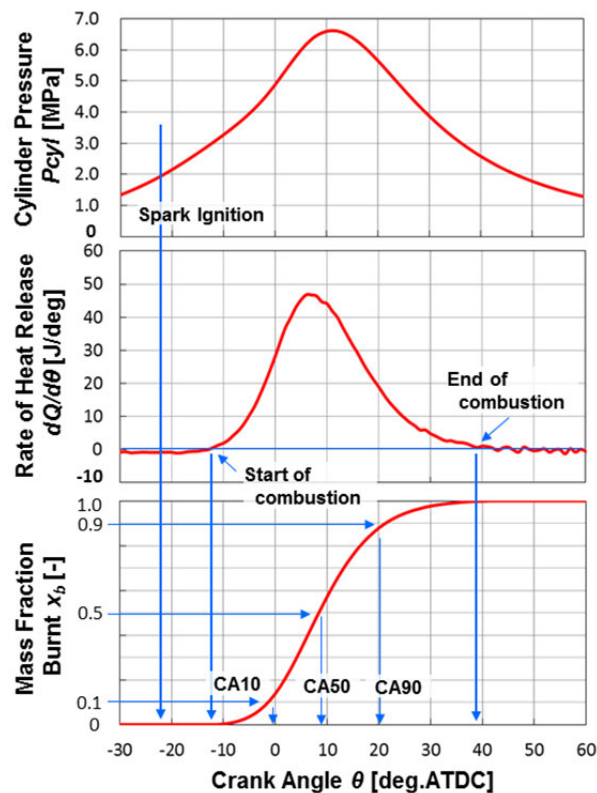


図 2-3 燃焼開始時刻と終了時刻ならびに燃焼位相

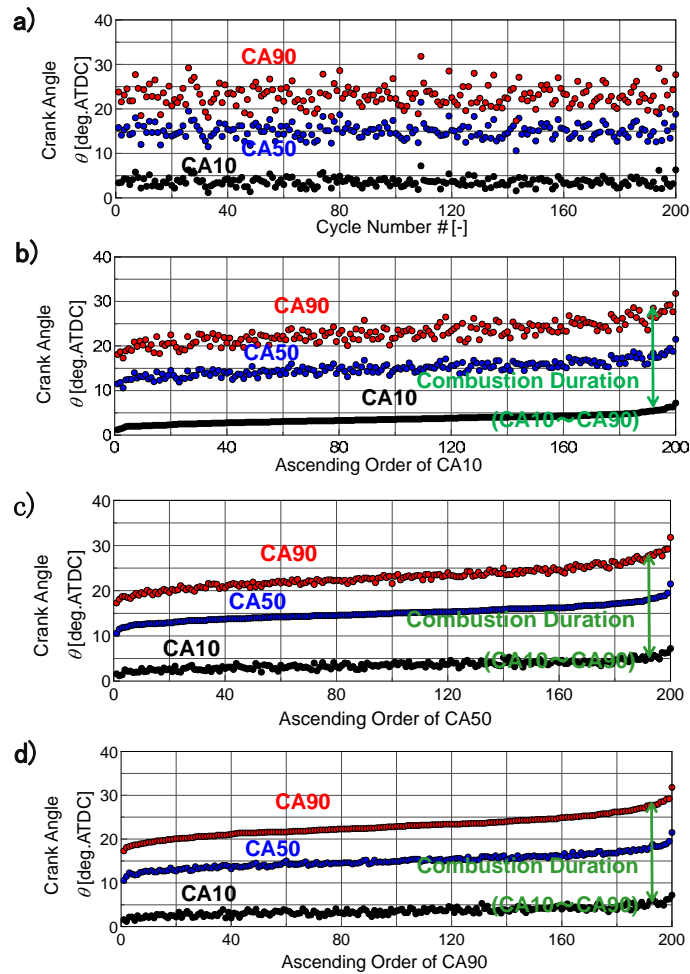


図 2-4 燃焼位相の代表値での整理による各燃焼位相の変化
 a) データ取得順, b) CA10 昇順, c) CA50 昇順, d) CA90 昇順

2. 1. 3. 未燃混合気温度の算出

エンドガスの自着火を考察するにあたり、未燃混合気の温度履歴を求める。このため図 2-5 に示すようにシリンダ内を既燃、未燃の二領域に分けて扱う。また同図に未燃領域の混合気の自着火にて燃焼が終了する際の温度履歴の一例を示すが、吸気バルブが閉じた時刻から伝播火炎もしくは自着火による燃焼終了までの期間の未燃混合気の温度履歴を以下の方法で求める。

未燃混合気温度 T_u は筒内圧力履歴 P_{cyl} から断熱圧縮を仮定し、式 2.1-10 を用いて算出する。この際、計算開始点である吸気バルブ閉時の温度 T_{VC} は気体の状態方程式、式 2.1-11 より求める。吸気バルブが閉じた時点での筒内のガスは、吸入空気と燃料、筒内に留まる前サイクルの既燃ガスの和となる。実験では、吸入空気量と投入燃料量は計測しており、直接、これらのモル数 n を求めることはできるが、残留ガス量の直接計測は行っていない。そこで図 2-6 に示すように上死点時のすきま体積分、既燃ガスは筒内に留まると仮定し、式 2.1-12 に示すモル数を吸排気バルブ閉時、閉じた系におけるモル数とした。

$$T_u(\theta_i) \cdot P_{cyl}(\theta_i)^{\frac{1-\kappa(T(\theta_i))}{\kappa(T(\theta_i))}} = T_u(\theta_{i-1}) \cdot P_{cyl}(\theta_{i-1})^{\frac{1-\kappa(T(\theta_{i-1}))}{\kappa(T(\theta_{i-1}))}} \quad (2.1-10)$$

P_{cyl} : 筒内ガス圧力 (Pa)

T_u : 筒内ガス温度 (K)

κ : 比熱比 (-)

θ_i : 時刻 i のクランク角度 (deg)

θ_{i-1} : 時刻 i-1 のクランク角度 (deg)

$$P_{IVC} \cdot V_{IVC} = n \cdot R_o \cdot T_{IVC} \quad (2.1-11)$$

P_{IVC} : 吸気バルブ閉時の筒内圧力 (Pa)

V_{IVC} : 吸気バルブ閉時の燃焼室容積 (m³)

T_{IVC} : 吸気バルブ閉時のガス温度 (K)

$$n = n_{new} + n_{residual} \quad (2.1-12)$$

ここで

$$n_{new} = n_{air} + n_{fuel}$$

$$n_{residual} = n_{new} \times 1/(\varepsilon - 1)$$

n_{air} : 吸入空気モル数 (mol)

n_{fuel} : 燃料モル数 (mol)

$n_{residual}$: 残留ガスモル数 (mol)

ε : 圧縮比 (-)

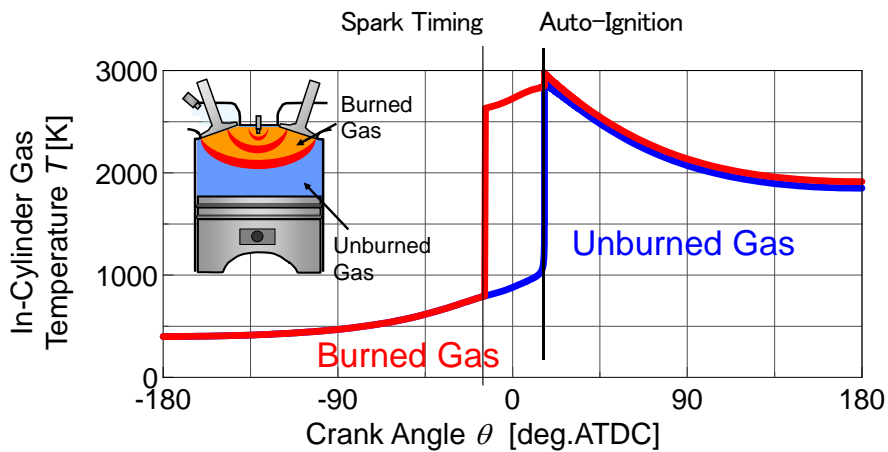


図 2-5 2 領域モデルの概念およびノック生起時の未燃/既燃各領域の温度履歴

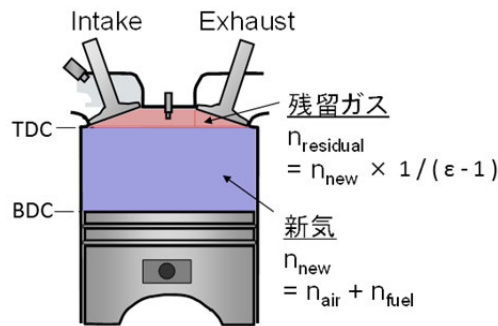


図 2-6 吸気バルブ閉時の新気および残留ガスのモル数

2. 1. 4. ノック判定およびノック強度の定義

ノックの解析は筒内圧力の高周波振動成分をバンドパスフィルタにより分離，抽出することで行った．信号処理時，デジタルフィルタには FIR (Finite Impulse Response) を用い，窓関数として Hanning Window を適用した．

ENG-A (シリンダボア径: 86mm) においてノックが発生したサイクルの筒内圧力履歴を図 2-7 に，この圧力履歴を FFT により周波数分析した結果を図 2-8 に示す．図 2-8 において高周波成分のうち，最も大きな振幅をとる周波数は約 6kHz であり，これは筒内に生ずる定在波の基本周波数にあたる．さらに基本周波数の 2 倍，3 倍の位置にもピークが見られる．シリンダブロック近傍に集音マイクを設置し，聴感によるノック音感知との比較を行ったが，基本振動数成分との相関が高かったため，ノック強度値 KI (Knock Intensity) は図 2-7 に示すように，基本周波数前後 2kHz を閾とし 4~8kHz のバンドパスより抽出した周波数帯の最大振幅の絶対値とした．また最大振幅をとる時刻 θ_{knock} をノック発生時刻とし， KI 値が 30kPa を越えると聴感にてノック音として認識されることから， KI 値が 30kPa を越えるサイクルをノック発生サイクルとした．なお ENG-B (シリンダボア径: 73mm) においては基本周波数が 7.2kHz であるためバンドパスフィルタの設定は 5~12kHz とし，聴感でのノック音検知について ENG-A と同様の結果であったため，同じく KI 値が 30kPa を越えるサイクルをノック発生サイクルとした．

さらにノック発生時の熱発生速度，燃焼質量割合の算出には ENG A では 4kHz，ENG B では 5kHz のローパスフィルタを用いて抽出した筒内圧力を用いた．これは前項で示したように，熱発生が負となるクランク角を燃焼終了と判定して燃焼質量割合を求めるため，ノックの高周波振動成分を含んだ筒内圧力履歴を用いて熱発生を算出すると正しく燃焼終了判定ができず，解析精度が低下するためである．またローパスフィルタにて抽出した筒内圧力を用いることでエンドガスの自着火による熱発生を求めることができる．これについては第 3 章にて考察を行う．

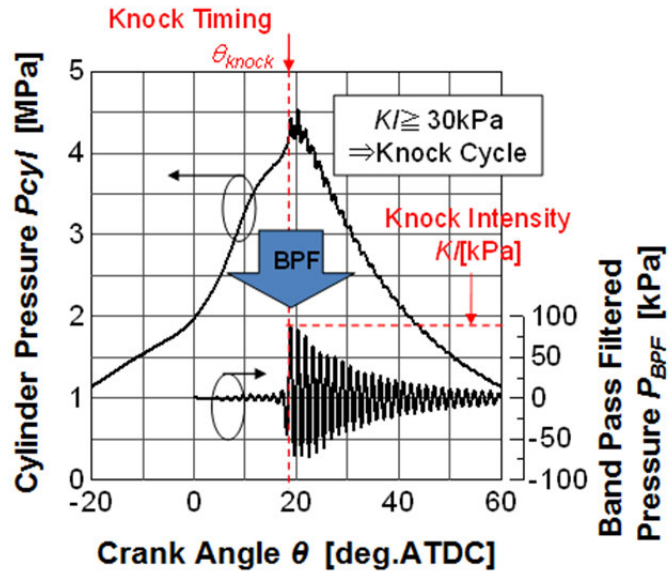


図 2-7 ノック生起時の筒内圧力履歴および周波数フィルタ処理後の高周波成分(ENG-A)

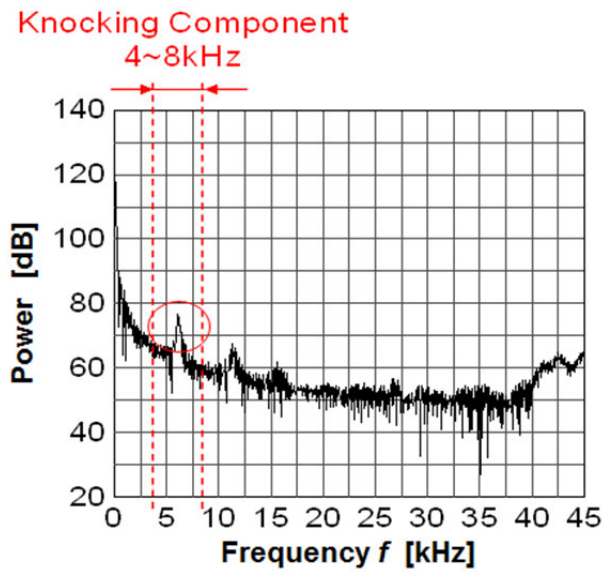


図 2-8 ノック生起時のサイクルにおける筒内圧力のパワースペクトル(ENG-A)

表 2-2 ノック波解析のためのバンドパスフィルタ設定

	ENG-A	ENG-B
Band pass filter (kHz)	4 - 8	5 - 12
Low Pass filter (kHz)	4	5

2. 2. 予混合圧縮自着火の素反応数値計算

本論文の第5章, 第6章, 第7章においてエンドガスの圧縮自着火過程の考察や着火遅れ時刻の予測に素反応数値計算を用いる. 本節にて素反応数値計算の計算方法について説明し, 計算モデルの妥当性について検証する.

2. 2. 1. 総括反応と素反応

炭化水素燃料の酸化反応の総括反応は一般的に $\text{CaHbOc} + (a + b/4 - 2/c)\text{O}_2 = a\text{CO}_2 + (b/2)\text{H}_2\text{O}$ と表され, 本研究で用いる燃料の一つである n-heptane の燃焼反応を例に考えると, 1 個の n-heptane 分子と 11 個の酸素分子が反応し 7 個の二酸化炭素分子と 8 個の水分子が生成される.



しかし, 実現象として式 2.2-1 の反応が直接起こることは無く, 図 2-9 に示すような様々な反応経路を辿り, 最終的に 7 個の二酸化炭素分子と 8 個の水分子が生成される. このとき, 式 2.2-1 を総括反応というのに対し, 図 2-9 に示した個別の反応を素反応という.

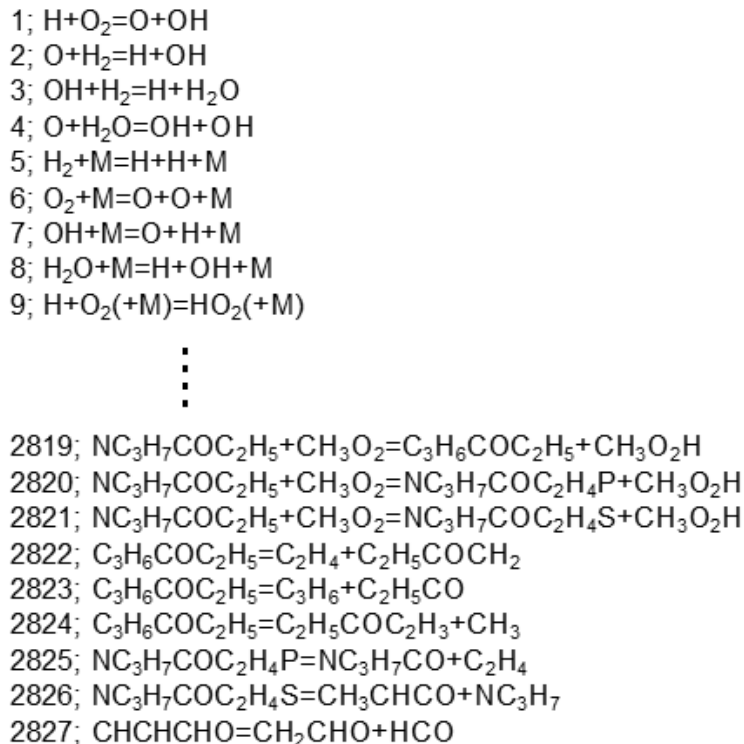


図 2-9 n-heptane の酸化反応に関わる素反応群[1]

2. 2. 2. 反応速度と反応速度定数[2]

図 2-9 に示した個々の反応の反応速度 q_i は複数の反応物中の一つあるいはそれ以上の反応物の濃度に依存する。K 個の成分を含む素反応 i は次のように表現できる。



v'_{ki} : 素反応 i の反応種 k の量論係数 [-]

v''_{ki} : 素反応 i の生成種 k の量論係数 [-]

X_k : 化学種 k の化学記号

素反応 i の反応速度 q_i [mol/(m³・s)] は以下のように算出される。

$$q_i = k_{fi} \prod_{k=1}^K [X_k]^{F_{ki}} - k_{ri} \prod_{k=1}^K [X_k]^{R_{ki}} \quad (2.2-3)$$

$[X_k]$: 化学種 k のモル濃度 [mol/m³]

k_{fi} : 反応 i の正反応の速度定数

k_{ri} : 反応 i の逆反応の速度定数

F_{ki} : 反応 i の正反応における化学種 k の反応次数 [-]

R_{ki} : 反応 i の逆反応における化学種 k の反応次数 [-]

速度定数 k_i は温度に強く依存し、以下のようにアレニウス式で示される。

$$k_i(T) = A_i \cdot T^{\beta_i} \exp(-E_i / R_o T) \quad (2.2-4)$$

A_i : 反応 i の頻度因子 [反応による]

β_i : 反応 i の温度乗数 [-]

E_i : 反応 i の活性化エネルギー [J/mol]

R_o : 一般気体定数 [J/(mol・K)]

T : 温度 [K]

各反応の反応速度から化学種 k の生成速度 $\dot{\omega}_k$ [mol/(m³・s)] が算出される

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^I q_i (v''_{ki} - v'_{ki}) \quad (k=1, \dots, K) \quad (2.2-5)$$

以上のように、アレニウス式から速度定数が求まり、反応速度が求まることからひとつの反応に着目すれば反応速度は温度に強く依存する。しかし、燃焼反応は多くの素反応が複雑に関係しあう。式 2.2-3 に示されるように反応速度は濃度にも依存するため、温度が上昇してもある素反応に必要な化学種がその他の素反応によって生成されなければ温度が高くともその反応は進行しない。よって総括反応の反応速度は必ずしも温度のみによって定まらない。

2. 2. 3. 素反応数値計算プログラム

本研究では、素反応数値計算を行うにあたりソフトウェア CHEMKIN-PRO[3,4]を用いた。反応速度論にもとづく化学反応シミュレーションソフトウェアである CHEMKIN は 1980 年にアメリカの Sandia National Laboratory から発表された。1990 年に改訂された CHEKIN II[5]では圧力依存のある反応の記述方法が的確かつ能率的になり、1996 年に改訂された CHEMKIN III[6]では非平衡の様々な流体系を扱うことができるようになった。さらに CHEMKIN-PRO では計算速度が飛躍的に向上した。

CHEMKIN-PRO は以下に示す 2 組の FORTRAN コードと 3 つのファイルから構成される。

- 1) GAS-PHASE KINETICS Pre-Processor (FORTRAN code)
- 2) GAS-PHASE KINETICS Library (FORTRAN code)
- 3) Gas Phase Chemistry (file)
- 4) Thermodynamic Data (file)
- 5) GAS-PHASE KINETICS Link File (file)

CHEMKIN-PRO を用いた素反応数値計算の計算フローを以下に示す。

- (a) CHEMKIN フォーマットで書かれた反応スキームを Gas Phase Chemistry として準備し、GAS-PHASE KINETICS Pre-Processor を実行することで、Thermodynamic Data から反応に関する化学種の熱力学物性値が選択され GAS-PHASE KINETICS Link File が作成される。
- (b) GAS-PHASE KINETICS Link File の情報をもとに、GAS-PHASE KINETICS Library は元素、反応、熱力学物性値、生成速度の情報を返す。
- (c) これらの値を利用し、CHEMKIN Application を実行することで素反応数値計算の結果を得る。

CHEMKIN Application では予混合気の体積を時間変化させることができ、本研究で扱うレシプロ機関の圧縮、膨張行程をシミュレートできる。以上の流れを図示すると図 2-10 となる。

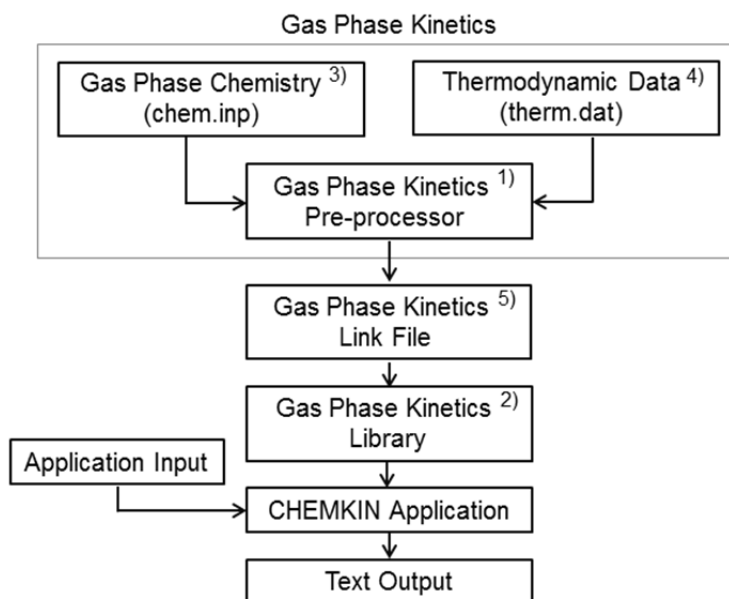


図 2-10 素反応数値計算プログラム CHEMKIN の計算フロー[7]

2. 2. 4. 温度および圧力の計算

素反応数値計算を行うにあたり、質量およびエネルギーは保存され、すべての気体は理想気体とし、計算の対象とする系と系の外とは熱の授受のない断熱を仮定する。また、以下の計算を行うことで温度および圧力が求まる。

K 種類の化学種から構成される作動ガスの質量は保存され、その質量は次のように表される。

$$m = \sum_{k=1}^K m_k \quad (2.2-6)$$

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (2.2-7)$$

t : 時間 [s]

m : 系内の総質量 [kg]

m_k : 化学種 k の質量 [kg]

K : 化学種数 [-]

作動ガスを構成する各化学種は以下の支配方程式で生成、消費されるとする。

$$\frac{dm_k}{dt} = V \dot{\omega}_k W_k \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.2-8)$$

$\dot{\omega}_k$: 化学種 k のモル生成率 [mol/(m³ · s)]

V : 体積 [m³]

W_k : 化学種 k の分子量 [kg/mol]

式 2.2-8 は、質量分率 Y_k を用いて以下のように書き直すことができる。

$$\frac{d \frac{m_k}{m}}{dt} = \frac{V}{m} \dot{\omega}_k W_k \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.2-9)$$

$$\therefore \frac{dY_k}{dt} - v \dot{\omega}_k W_k = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.2-10)$$

Y_k : 化学種 k の質量分率 [kg/kg]

v : 比体積 [m³/kg]

熱力学の第一法則と断熱条件より次式を得る。

$$du + Pdv = 0 \quad (2.2-11)$$

u : 比内部エネルギー [J/kg]

P : 圧力 [Pa]

作動ガスが K 種の化学種から成り立っている場合, $u = \sum_{k=1}^K (u_k \cdot Y_k)$ を微分して

$$du = \sum_{k=1}^K (Y_k \cdot du_k) + \sum_{k=1}^K (u_k \cdot dY_k) \quad (2.2-12)$$

u_k : 化学種 k の単位質量あたりの内部エネルギー [J/kg]

より, 式 2.2-11 に式 2.2-12 を代入すると, 式 2.2-13 が得られる.

$$\sum_{k=1}^K (Y_k \cdot du_k) + \sum_{k=1}^K (u_k \cdot dY_k) + Pdv = 0 \quad (2.2-13)$$

ここで作動ガスは理想気体であるから

$$du_k = c_{v,k} \cdot dT \quad (2.2-14)$$

$c_{v,k}$: 化学種 k の定容比熱 [J/(kg·K)]

これを式 2.2-13 に代入して

$$\sum_{k=1}^K (Y_k \cdot c_{v,k} \cdot dT) + \sum_{k=1}^K (u_k \cdot dY_k) + Pdv = 0 \quad (2.2-15)$$

作動ガスの平均定容比熱 c_v [J/(kg·K)] を $c_v = \sum_{k=1}^K Y_k \cdot c_{v,k}$ と定義すれば

$$c_v \cdot dT + \sum_{k=1}^K (u_k \cdot dY_k) + Pdv = 0 \quad (2.2-16)$$

$$\therefore c_v \cdot \frac{dT}{dt} + \sum_{k=1}^K (u_k \cdot \frac{dY_k}{dt}) + P \frac{dv}{dt} = 0 \quad (2.2-17)$$

式 2.2-10 を式 2.2-17 に代入すると

$$c_v \cdot \frac{dT}{dt} + P \frac{dv}{dt} + v \sum_{k=1}^K (u_k \cdot \dot{\omega}_k \cdot W_k) = 0 \quad (2.2-18)$$

となる.

ある温度, 圧力下において一定時間後の各化学種の生成と消費量は chem.inp ファイルに格納される定数を用いて算出でき, 各化学種の熱力学物性値も therm.dat ファイルより算出できるため, 式 2.2-18 を解くことで一定時間後の温度を算出することができる. また, 得られた温度から気体の状態方程式

$$PV = mRT \quad (2.2-19)$$

m : 系内の総質量 [kg]

R : 気体定数 [J/(kg·K)]

を用い、体積を与えることで圧力が求まる。さらにエンジンの体積変化履歴を与え初期条件から逐次、計算することで、断熱圧縮による熱発生をシミュレーションを行うことができる。

2. 2. 5. 素反応スキーム

CHEMKIN-PRO では 2 つ素反応スキームを用いて素反応数値計算を行う。ファイルの 1 つは各素反応の反応速度定数を算出する際に必要な頻度因子、温度乗数および活性化エネルギーの各値が格納された chem.inp ファイルであり、もう 1 つは反応に関係する各化学種の熱力物性値を求めるのに必要な係数を記述した therm.dat ファイルである。熱力学物性値の算出については次項で述べる。例として、本研究で使用する n-heptane のスキームの chem.inp ファイルの一部を表 2-3[8]に、therm.dat ファイルの一部を表 2-4[8]に示す。

$$k_i(T) = A_i \cdot T^{B_i} \exp(-E_i / R_o T) \quad (2.2-4)$$

表 2-3 PRF モデルの chem.inp ファイル[8]

	Reaction	Units	A	B	E
1	ch3+h(+M)=ch4(+M)	MOLES CAL/MOLE	2.138E15	-0.4	0.0
2	ch4+h=ch3+h2	MOLES CAL/MOLE	1.727E4	3.0	8224.0
3	ch4+oh=ch3+h2o	MOLES CAL/MOLE	1.93E5	2.4	2106.0
4	ch4+o=ch3+oh	MOLES CAL/MOLE	2.13E6	2.21	6480.0
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
4234	c6h11o1-5=c4h7cho1-4+ch3	MOLES CAL/MOLE	2.399E17	-1.3	16960.0
4235	c6h11o1-5=ch3cho+c4h71-4	MOLES CAL/MOLE	1.999E22	-2.58	18530.0
4236	c4h71-4=c2h4+c2h3	MOLES CAL/MOLE	8.766E12	-0.22	36290.0

表 2-4 PRF モデルの therm.dat ファイル[8]

		a1	a2	a3	a4	a5	a6	a7
ar	300-1000K	2.50.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	-7.45.E+02	4.37.E+00
	1000-5000K	2.50.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	7.45.E+02	4.37.E+00
n2	300-1000K	2.93.E+00	-1.49.E-03	5.68.E-07	-1.01.E-10	6.75.E-15	-9.23.E+02	5.98.E+00
	1000-5000K	3.30.E+00	-1.41.E-03	3.96.E-06	-5.64.E-09	-2.44.E-12	1.02.E+03	3.95.E+00
h	300-1000K	2.50.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	-2.55.E+04	4.65.E-01
	1000-5000K	2.50.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	0.00.E+00	-2.55.E+04	4.65.E-01
h2	300-1000K	2.99.E+00	-7.00.E-04	-5.63.E-08	9.23.E-12	1.58.E-15	-8.35.E+02	1.36.E+00
	1000-5000K	3.30.E+00	-8.25.E-04	8.14.E-07	-9.48.E-11	-4.13.E-13	-1.01.E+03	3.29.E+00
o	300-1000K	-2.54.E+00	-2.76.E-05	3.10.E-09	-4.55.E-12	4.37.E-16	2.92.E+04	4.92.E+00
	1000-5000K	-2.95.E+00	1.64.E-03	2.42.E-06	-1.60.E-09	3.89.E-13	2.91.E+04	2.96.E+00
⋮		⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
nc7h16	300-1000K	2.22.E+01	-3.48.E-02	1.18.E-05	-1.83.E-09	1.06.E-13	-3.43.E+04	-9.23.E+01
	1000-5000K	1.27.E+00	-8.54.E-02	5.25.E-05	-1.63.E-08	-2.02.E-12	2.57.E+04	3.54.E+01

2. 2. 6. 熱力学物性値

化学種 k の定圧モル比熱を温度のみの関数とし多項式近似すると

$$\frac{C_{p,k}^0}{R_o} = \sum_{n=1}^N a_{n,k} T_k^{(n-1)} \quad (2.2-20)$$

$C_{p,k}^0$: 定圧モル比熱 [J/(mol·K)]

R_o : 一般気体定数 [J/(mol·K)]

$a_{n,k}$: パラメータ [-]

上付き文字の 0 は標準状態の 1 気圧を示すが、定圧比熱は理想気体であれば圧力に依存しない。よって標準状態の値はそのまま実際の状態の値となる。

エンタルピーは以下のように表される。

$$H_k^0 = \int_0^{T_k} C_{p,k}^0 dT + H_k^0(0) \quad (2.2-21)$$

$$\therefore \frac{H_k^0}{R_o T_k} = \sum_{n=1}^N \frac{a_{n,k} T_k^{(n-1)}}{n} + \frac{a_{N+1,k}}{T_k} \quad (2.2-22)$$

H_k^0 : エンタルピー [J/mol]

$H_k^0(0)$: 0K における標準生成熱 [J/mol]

エントロピーは以下のように表される。

$$S_k^0 = \int_{298}^{T_k} \frac{C_{p,k}^0}{T} dT + S_k^0(298) \quad (2.2-23)$$

$$\therefore \frac{S_k^0}{R_o} = a_{1,k} \ln T_k + \sum_{n=2}^N \frac{a_{n,k} T_k^{(n-1)}}{(n-1)} + a_{N+2,k} \quad (2.2-24)$$

S_k^0 : エントロピー [J/(mol·K)]

$S_k^0(298)$: 標準状態 298K におけるエントロピー [J/(mol·K)]

上記の方程式、式 2.2-20～式 2.2-24 は任意の次数の多項式であるが、CHEMKIN では7つの係数 $a_1 \sim a_7$ と以下の近似式を用いて定圧モル比熱、エンタルピーおよびエントロピーを求める。この際必要な 7 つの係数は therm.dat ファイルに格納されている。

$$\frac{C_{p,k}^0}{R_o} = a_{1,k} + a_{2,k} T_k + a_{3,k} T_k^2 + a_{4,k} T_k^3 + a_{5,k} T_k^4 \quad (2.2-25)$$

$$\frac{H_k^0}{R_o T_k} = a_{1,k} + \frac{a_{2,k}}{2} T_k + \frac{a_{3,k}}{3} T_k^2 + \frac{a_{4,k}}{4} T_k^3 + \frac{a_{5,k}}{5} T_k^4 + \frac{a_{6,k}}{T_k} \quad (2.2-26)$$

$$\frac{S_k^0}{R_o} = a_{1,k} \ln T_k + a_{2,k} T_k + \frac{a_{3,k}}{2} T_k^2 + \frac{a_{4,k}}{3} T_k^3 + \frac{a_{5,k}}{4} T_k^4 + a_{7,k} \quad (2.2-27)$$

また、定容比熱 $C_{v,k}^0$ [J/(mol·K)] は

$$C_{v,k}^0 = C_{p,k}^0 - R_o \quad (2.2-28)$$

内部エネルギー U_k^0 [J/mol] は

$$U_k^0 = H_k^0 - R_o T_k \quad (2.2-29)$$

と計算できる. 理想気体では比熱, エンタルピーおよび内部エネルギーは圧力に依存しないため, そのまま計算に用いることができるが, エントロピーは圧力によって値が変化する. よって以下の式を用いて計算する.

$$S_k = S_k^0 - R_o \ln X_k - R_o \ln(P / P_{atm}) \quad (2.2-30)$$

X_k : 化学種 k のモル分率 [-]

P : 圧力 [Pa]

P_{atm} : 標準状態の圧力 [Pa]

大文字で示した熱力学物性値は 1 モルあたりの値であり, 分子量 W_k で割れば単位質量あたりの値が求まる.

2. 2. 7. 熱発生率

反応は式 2.2-2 および式 2.2-3 で表されるからこの反応の熱発生率は

$$\frac{dQ_i}{dt} = V \cdot \sum_{k=1}^K \{ (v'_{k,i} - v''_{k,i}) \cdot U_k \cdot q_i \} \quad (i=1, \dots, I) \quad (2.2-31)$$

V : 体積 [m³]

$v'_{k,i}$: 素反応 i の反応種 k の量論係数 [-]

$v''_{k,i}$: 素反応 i の生成種 k の量論係数 [-]

U_k : 化学種 k の 1 モルあたりの内部エネルギー [J/mol]

q_i : 素反応 i の反応速度 [mol/(m³·s)]

また, すべての反応の総和は,

$$\frac{dQ_{total}}{dt} = -V \cdot \sum_{k=1}^K u_k \cdot \dot{\omega}_k \cdot W_k \quad (2.2-32)$$

V : 体積 [m³]

u_k : 化学種 k の比内部エネルギー [J/kg]

$\dot{\omega}_k$: 化学種 k の生成速度 [mol/(m³·s)]

W_k : 化学種 k のモル質量 [kg/mol]

と表される.

2. 2. 8. 計算モデルの妥当性

(a) 衝撃波管および急速圧縮装置での着火遅れ

レシプロ機関においては図 2-11 に示されるように、燃焼室内の予混合気の温度・圧力はピストンによる圧縮によって刻々と変化しながら上昇し、上死点以降、膨張行程においては低下する。また前サイクルの既燃および未燃ガスの幾分かは排出されず筒内に留まり、次サイクルに残留ガスとして持ち越される。これに対し、衝撃波管試験においては衝撃波による圧縮時間は μs オーダーであり、レシプロ機関の圧縮時間と比較すると、無視できるほどに短い。この際、予混合気の温度・圧力はステップ状に持ち上げられ、その後、一定に保たれる。急速圧縮装置 (RCM ; Rapid Compression Machine) を用いた試験での圧縮時間はレシプロ機関と同じオーダーであるが、膨張行程がないため、上死点后、温度・圧力は一定に保たれる。また、試験の都度、全てのガスは入れ替えられるため残留ガスは存在しない点もレシプロ機関とは異なる。

衝撃波管試験のような単純な条件下において現象を再現できなければ、内燃機関のような考慮すべき因子の多い複雑な条件下での現象は再現できないと考えられる。そこではじめに、衝撃波管試験を模擬した計算を行い、実験結果と比較することで素反応スキームの妥当性を検証する。

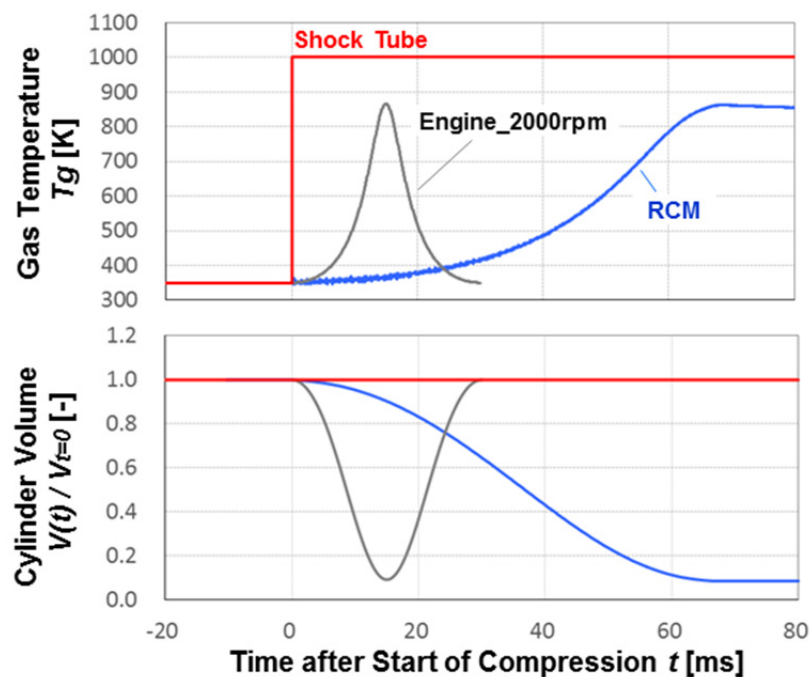


図 2-11 レシプロ機関, 急速圧縮装置, 衝撃波管における圧縮動作および温度履歴

本研究では燃料としてガソリン用いることから、オクタン価の 1 次指標として用いられる PRF (Primary Referene Fuel , h-heptane と iso-octane で構成) の素反応スキームの使用を検討する。素反応スキームとしては LLNL(Lawrence Livemore National Laboratory)にて作成、公開[8]されているスキームの使用とこれにあたって妥当性を検証する。このスキームは化学種数 1034, 素反応数 4236 で構成される詳細反応モデルである。衝撃波管試験のように予混合気の温度・圧力が瞬時に持ち上げられる条件で計算を行い、着火遅れを実験結果と比較する。図 2-12 には Minetti ら[9], および Gauthier ら[10]の量論空燃比の PRF・空気予混合気の圧縮着火実験の着火遅れと、LLNL PRF スキームを用いた計算結果を示す。計算における自着火時刻は H_2O_2 モル濃度の時間履歴がピークをとる時刻とした。n-heptane の着火遅れについては 0.3-0.45MPa の低圧条件では全ての温度域で実験結果と計算結果はよい一致を示しているのに対し、1, 3, 5MPa 条件下では負の温度係数域の高温端より高温側では実験結果に対し計算では着火は遅れる。しかしながら、着火遅れの圧力依存性、負の温度係数域の着火遅れの特性について、燃料の特徴は捉えられている。iso-octane についても低圧条件では実験値と計算値はよい一致を示す一方で、高圧条件下では低温域では計算の着火は遅れる。高温域の着火遅れについては実験値と計算値は近い値を示す。iso-octane についても n-heptane の計算結果と同様に着火遅れの圧力依存性、負の温度係数域の着火遅れの特性についての特徴は捉えられている。よって LLNL の PRF スキームでは高圧条件下において、n-heptane では高温酸化反応、iso-octane では低温酸化反応の反応速度定数の設定に実現象との乖離があると考えられる。

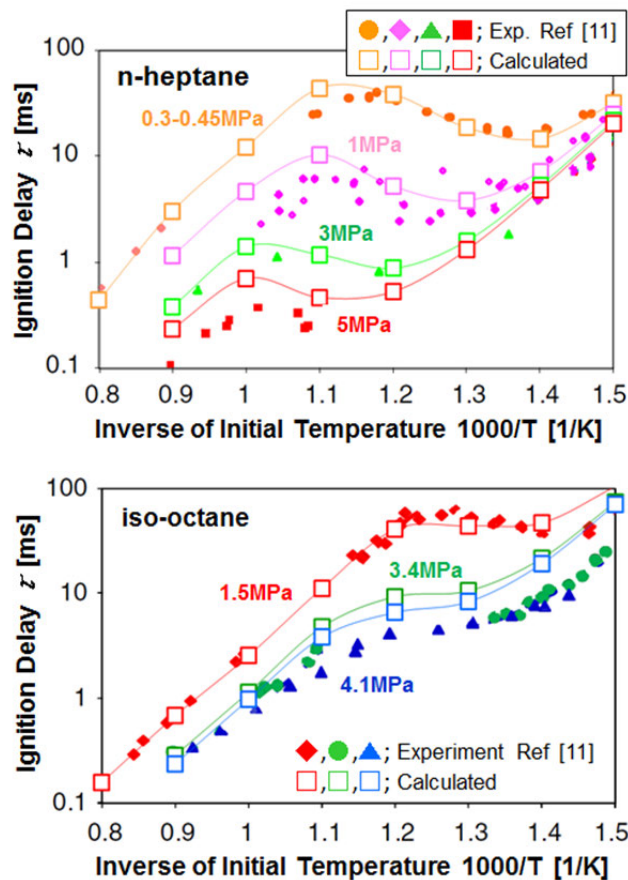
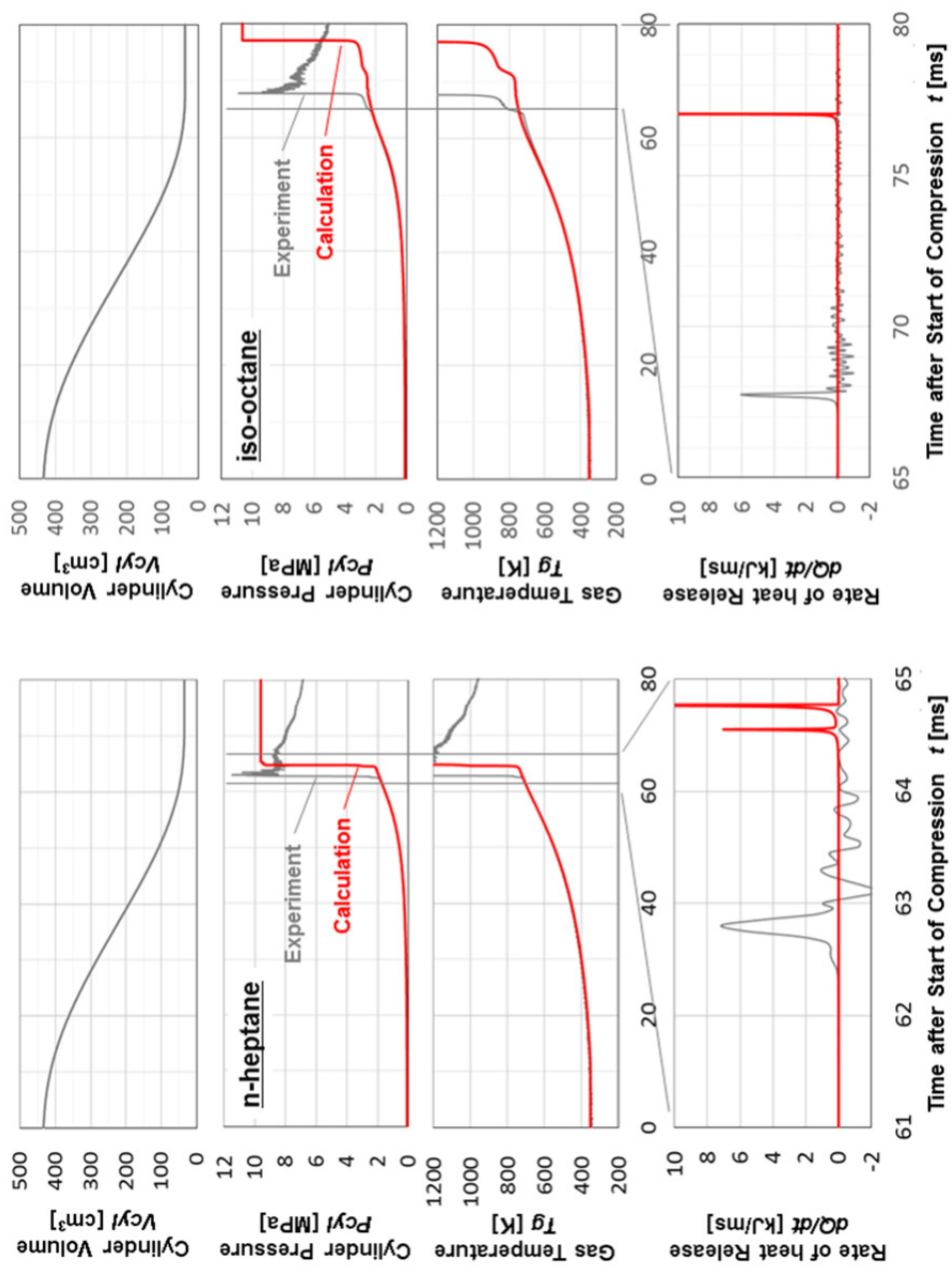


図2-12 オクタン価1次標準燃料における実験および計算の着火遅れ時間比較(量論空燃比)

(b) 有限時間の圧縮における着火遅れおよび熱発生

衝撃波管試験では予混合気の温度・圧力は極めて短時間に持ち上げられるため、圧縮期間に酸化反応は進行せず、この期間の影響を考慮する必要はない。一方、レシプロ機関では有限の時間で変位するピストンの動きに応じ予混合気の体積が変化し、圧力・温度が上昇するため、ピストンが上死点に至る期間に酸化反応が進行し、着火遅れに影響をおよぼすことが知られている[12]。よって急速圧縮装置を用いた実験における結果と、実験装置と同一の燃焼室体積の時間変化を与えた計算結果とを比較することで有限時間の圧縮条件における素反応スキームの妥当性を検証する。本研究で用いた急速圧縮装置とレシプロ機関における圧縮時間は同じオーダーであり、また急速圧縮装置では前サイクルの既燃ガスは全て排気されるため、試験開始時の燃焼室内のガス組成を一定に保つことができる。よってこの比較は有限時間の圧縮着火における反応スキームの着火現象の再現性検証に適すると考えた。急速圧縮装置諸元についての詳細は後述の第6章2節に譲るが、機関の圧縮比は13.5、圧縮時間は約70msである。一方、計算ではCHEMKIN-PROのライブラリに格納された0次元密閉予混合気モデルを用い、試験に用いた急速圧縮装置の体積変化の時間履歴を付与し、断熱圧縮時の自着火の計算を行った。実験、計算ともに条件として量論空燃比の予混合気を与え、初期圧力 101kPa、初期温度 353K に設定した。実験値と計算値との比較を図 2-13 に示す。n-heptane において実験の自着火時刻に対し、計算の自着火時刻は遅れる。熱発生率に着目すると実験では熱炎発現前に発熱が認められ、計算においては二段の熱発生として表れ、実験で起こる現象が再現されていると考えられる。iso-octane についても実験の自着火時刻に対し、計算の自着火時刻は遅れる。熱発生率に関しては実験では一段の熱発生であり、計算においても冷炎による明確な発熱は現れておらず実験と同様に、一段の熱発生となっている。LLNLの素反応スキームを実装した計算における着火遅れは実験に対し遅れ、実験を完全には再現できないが、燃料によって異なる熱発生の特徴を表現できていることから、刻々と変化する温度・圧力履歴を辿り着火する条件下においても、各燃料の酸化反応を支配する主な反応経路についての記述は実現象と大きな乖離はないと考えられる。

衝撃波管試験を模擬した自着火計算における着火遅れと圧縮着火試験結果とを比較し、高圧条件下においてn-heptaneでは高温域、iso-octaneでは低温域において計算値と実験値に乖離がみられるが、最も差異の大きな条件においても着火遅れの時間オーダーは同じである。また、レシプロ機関における圧縮着火を想定した計算と実験とでは、自着火時刻については差異があるものの、刻々と変化する温度・圧力履歴の影響を受けても燃料によって異なる熱発生の特徴が表現されている。よって、火花点火機関のエンドガスの圧縮自着火の着火過程の考察を目的とするシミュレーションに用いる反応スキームとして妥当なスキームと判断し、本研究行う素反応数値計算に適用した。



(a) n-heptane

(b) iso-octane

図 2-13 急速圧縮装置によるオクタン価 1 次標準燃料圧縮時の実験および計算における着火過程の比較 ($\phi=1.0$, $P_0=0.1\text{MPa}$, $T_0=353\text{K}$)

2. 3. 結言

本章では火花点火機関におけるエンドガスの圧縮着火を解析するにあたり、使用する計算モデルの検討を行った。

計算モデルは反応モデルと空間モデルとに大別され、両モデルの組み合わせにて計算は実行される。反応モデルは詳細反応機構を扱う素反応モデル、目的に応じ素反応過程を簡略化した簡略化反応モデルに分けられる。一方、空間モデルは筒内の温度分布、化学種の濃度分布などを考慮した多次元モデルと、これらを考慮せず、一様として扱う0次元モデルに分けられる。本研究における数値計算の目的は、火花点火機関の着火および燃焼過程における化学種の濃度履歴の把握、熱発生機構の把握である。そこで計算モデルとして、反応モデルには詳細反応機構モデルを採用し、空間モデルとしては、酸化反応過程の詳細解析に主眼を置くため、0次元モデルを採用した。0次元計算は、予混合気の温度、ガス組成の不均質性を有する実際の機関筒内において、不均質性を無視できる程度の微小な任意の点を扱うものであるが、初期条件を変化させた計算結果を積み上げ、全体を俯瞰することで、不均質な機関筒内の現象を整理することができる。

着火および燃焼は燃料に大きく依存することから、計算対象とする燃料の選定も重要となる。本研究の燃焼試験で扱うガソリンは混合燃料であり、大きくは鎖状、環状の燃料に分類される。鎖状は環状にくらべ、着火性がよく、さらに飽和直鎖のものは側鎖のものにくらべ着火性がよい。燃料の着火性を評価する指標としてオクタン価が用いられており、オクタン価を定める際の1次指標燃料としてn-heptaneとiso-octaneで構成されるPRFが用いられる。またPRFについては素反応スキームもある程度、整備されている。よってPRFを計算の対象とする燃料として選択した。

次にPRFの素反応スキームの妥当性を検証した。低温酸化反応機構、高温酸化反応機構の両反応機構を含むLLNLスキームについて、予混合気の温度・圧力をステップ状に持ち上げる、衝撃波管試験を模擬した単純な条件下での着火遅れについて、実験結果との比較を行った。低圧条件下では計算値と実験値はよい一致をみるものの、高圧条件下においてn-heptaneでは高温域、iso-octaneでは低温域において計算値と実験値に乖離がみられ、計算では実験に対し自着火時刻は遅れる。さらにレシプロ機関を想定した有限時間での圧縮着火における着火遅れおよび熱発生を比較した。実験に対し計算では自着火時刻は遅れるが、刻々と変化する温度・圧力履歴を経ても燃料によって異なる熱発生の特徴を表現できることが確認された。

LLNL PRFスキームでは自着火時刻を高精度に再現はできないが、衝撃波管試験を模擬した計算の着火遅れが実験値と概ね一致し、着火遅れの温度依存性、圧力依存性、および負の温度係数の着火遅れの特徴を表現できていること、また、レシプロ機関を想定した条件下において低温酸化反応および高温酸化反応の熱発生を再現できることを理由に、LLNL PRF素反応スキームを本研究にて行う素反応数値計算に適用する事とした。

参考文献

- [1] n-Heptane, Detailed Mechanism, Version 3.1, Combustion Chemistry, Lawrence Livermore National Laboratory, https://www-pls.llnl.gov/?url=science_and_technology-chemistry-combustion-n_heptane_version_3 (参照日 2017. 01.07)
- [2] Keith J. Laidler, “化学反応速度論-基礎理論・均一気相反応-”, 産業図書, pp.1-78 (1999)
- [3] Kee, R. J., Rupley, F. M., Miller, J. A., Coltrin, M. E., Grcar, J. F., Meeks, E., Moffat, H. K., Lutz, A. E., Dixon-Lewis, G., Smooke, M. D., Warnatz, J., Evans, G.H., Larson, R. S., Mitchell, R.E., Petzold, L. R., Reynolds, W. C., Caracotsios, M., Stewart, W. E., Glarborg, P., Wang, C., McLellan, C. L., Adigun, O., Houf, W. C., Chou, C. P., Miller, S. F., Ho, P., Young, P.D., Young, D. J., Hodgson, D. W., Petrova, M.V. and Pudukkum, K. V., CHEMKIN Release 4.1.1, Reaction Design, San Diego, CA (2007)
- [4] CHEMKIN-PRO, Release 15112, Reaction Design, Inc., San Diego, CA (2011)
- [5] Kee, R.J., Rupley F. M. and Miller, J. A., “CHEMKIN-II: A FORTRAN Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics”, Sandia National Laboratories Report, SAND89-8009B (1989)
- [6] Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., “Chemkin-III: a FORTRAN chemical kinetics package for the analysis of gas- phase chemical and plasma kinetics”, Sandia National Laboratories Report No.AND96-8216 (1996)
- [7] ANSYS Chemkin Application Programming Interface Manual, Ver. 17.0, p.19 (2016)
- [8] <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/surrogates/prf-isooctane-n-heptane-mixture> (参照日 2008. 09.26)
- [9] Minetti, R., Carlier, M., Ribaucour, M., Therssen, E. and Sochet, L. R., “Comparison of oxidation and auto- ignition of the two primary reference fuels by rapid compression”, Symposium (International) on Combustion, Vol. 26, Issue 1, pp. 747-753 (1996)
- [10] Gauthier, B. M., Davidson, D. F. and Hanson, R. K., “Shock tube determination of ignition delay times in fullblend and surrogate fuel mixtures”, Combustion and Flame Vol.139, pp. 300-311 (2004)
- [11] Mehl, M., Pitz, W. J., Westbrook, C. K. and Curran, H.J., “Kinetic modeling of gasoline surrogate components and mixtures under engine conditions”, Proceedings of the Combustion Institute 33 , pp.193-200 (2011)
- [12] Ohta, Y., Hayashi, K., Takahashi, H. and Fujiwara, T., “Consequence of Temperature-Pressure-Time History for Auto ignition”, Progress in Aeronautics and Astronautics, Vol.105, pp.93-103 (1986)

第3章 ノック生起のサイクル変動および強度支配因子に関する考察

3. 1. 緒論

ノックは非定常な現象で毎サイクル必ず発現するとは限らない[1,2]. また筒内を伝播する火炎からの熱発生履歴もサイクル毎に変動することが知られている. ノックの発現および火炎燃焼のサイクル変動の要因として, 筒内における燃料, および残留ガスによるガス組成やガス温度の空間分布の変化, これらを生じさせる要因のひとつである筒内流動の変化, 吸排気脈動の変化による筒内にチャージされる空気量の変化などが報告されている[3]. 一方, ノックの起点となる壁面近傍に着目すると, ピストンおよび既燃ガスの膨張により圧縮されることでエンドガスの温度・圧力が持ち上げられ, 酸化反応が進行し自着火に至ることから, サイクル毎に圧縮過程の温度・圧力の時間履歴が変動すれば, 低温酸化反応を経て熱炎発現に至る過程は, この変動の影響を受けることが推測される.

よって本章でははじめに, 本研究で用いる自動車用の仕様を想定した単気筒火花点火機関にて筒内圧力から得られた状態量に基づき, 伝播火炎からの熱発生, ならびにノックのサイクル変動について実態を調査する. 次に火炎燃焼のサイクル変動, 特に燃焼位相がノックの生起, 不生起におよぼす影響について調査する. さらにノック強度に作用する物理量について考察する.

筒内圧力から得られた状態量に基づいた考察, すなわち0次元解析に加え, 後半では空間を考慮した考察を行う. 具体的には点火プラグと一体の光学センサを用いてノックの起点位置や定在波(ノック波)の形成過程について考察する. この光学センサを用いることで燃焼室形状や壁面を構成する材質の変更が不要となり, 燃焼試験に用いた供試機関をそのまま使用し, 点火プラグの交換のみでノックの挙動を二次元で捉えることが可能となる. さらにエンドガスの自着火によって生じた圧力波が未燃燃料の自着火を促進, または誘起する可能性について, 詳細反応機構を用いた自着火シミュレーションにて考察する.

3. 2. 実験条件

実験は第2章で説明した供試機関 ENG-A および燃焼試験装置にて行った. 実験条件を表 3-1 に示す.

表 3-1 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	1500
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力 (kPa)	70, 90
T_w :冷却水温度 (°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度 (°C)	80
燃料(レギュラーガソリン)	RON:90.1

3. 3. 燃焼のサイクル変動およびノック生起についての考察

3. 3. 1. 燃焼およびノックのサイクル変動

図 3-1 に 200 サイクル連続で記録した筒内圧力履歴のうち、圧縮行程および膨張行程の履歴を重ねて示す。定常かつ点火時期を固定しての運転にもかかわらず、履歴は一本の経路を辿らず、圧力の最大値には最大で 1.7MPa もの差が生じている。図 3-2 には同一データの 200 サイクル連続の吸気行程から排気行程までの全行程の履歴を示し、第 2 章で定めた定義に従い、ノックと判定されたサイクルの履歴を赤線で示してある。両図から、筒内圧力の最大値に関わらずノックは発生し、連続しての発生、突発的な発生など、本試験結果からもノックの生起、不生起の非定常性がうかがえる。図 3-3 には同一データのノック強度の変化を示すが、ノック発現の非定常性だけでなく、その強度も大きく変動することがわかる。

以上のように本研究で用いる自動車用の仕様を想定した単気筒火花点火機関においても、これまでに報告されている燃焼およびノックのサイクル変動が確認された。よって得られた実験結果を用い、以下、燃焼位相とノック強度との関係、前サイクルが次サイクルにおけるノックの生起、不生起におよぼす影響について考察する。

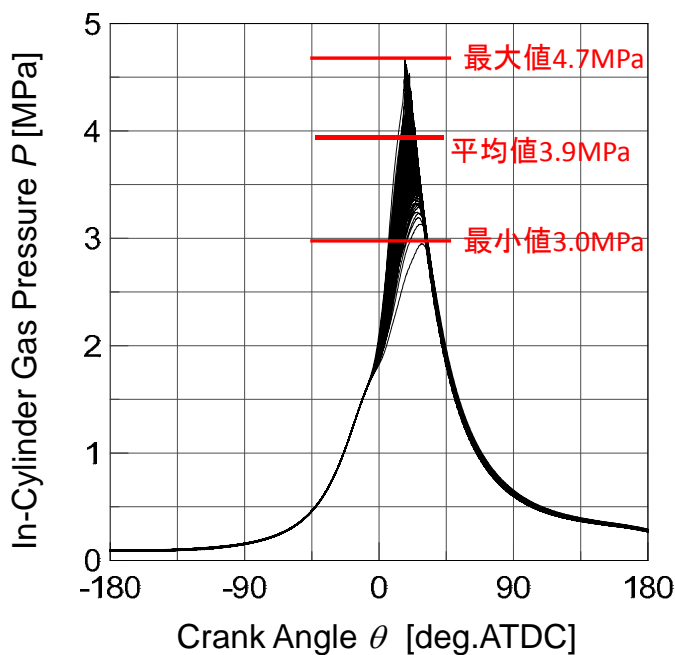


図 3-1 圧縮・膨張行程における筒内圧力履歴の比較(連続200サイクル)

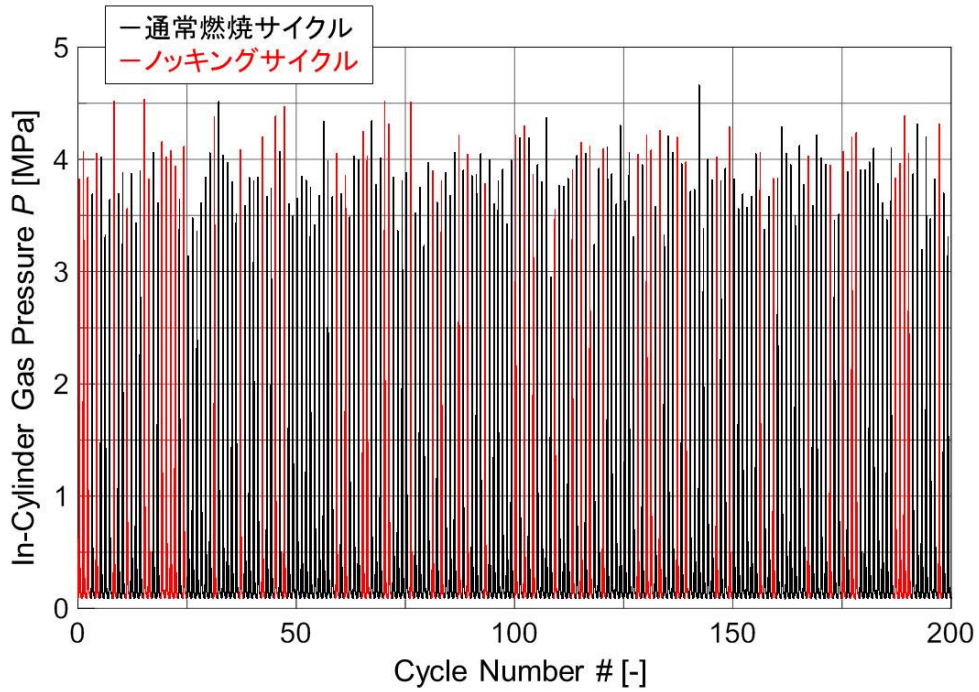


図 3-2 連続サイクルにおける筒内圧力履歴の変化（於 200 サイクル）

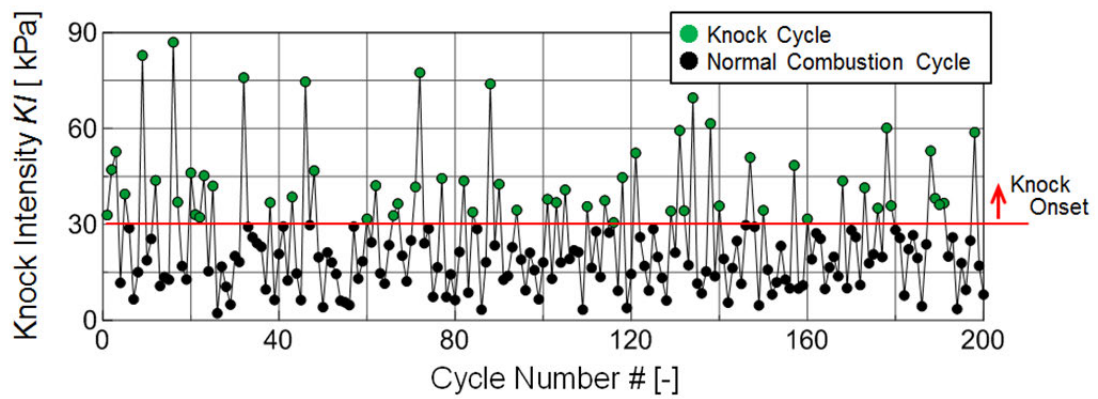


図 3-3 連続サイクルにおけるノック強度の変化（於 200 サイクル）

3. 3. 2. 燃焼位相とノック強度に関する考察

図 3-4 に横軸を燃焼位相の代表値 CA50, 縦軸をノック強度とした図を示す. 概ね燃焼位相が早いとノック強度は高い傾向にあるが, 図中の枠で示すように同程度のノック強度であってもノック発生時の CA50 には幅があり, また同じ燃焼位相でもノック強度は同一ではない. よってノック強度はそのサイクルの燃焼位相により一意に決まるものでなく, 他の要因が作用していると考えられる. 以下, ノック強度に影響をおよぼす要因について考察を行う.

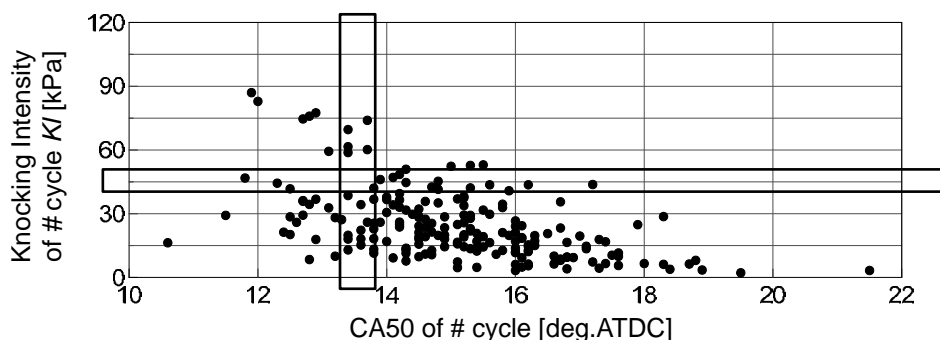


図 3-4 #サイクル目における CA50 とノック強度との関係

3. 3. 3. 前サイクルの影響

実際の内燃機関では理論サイクルとは異なり, 排気行程終了時にすべての未燃および既燃のガスが筒内の外に排気されるわけではなく, 必ず排出されずに筒内に留まるガスが存在する. 高い強度のノックが発生した後, 次のサイクルではノック強度は低下することが報告されており[4], 理由の一つとしてこの残留ガスの影響が挙げられる.

また一方で, 燃焼位相が変化すれば膨張および排気行程における筒内のガスの温度履歴も変化する. 図 3-5 に燃焼位相が早いサイクルと遅いサイクル, それぞれの筒内圧力履歴, および圧力履歴と燃焼室容積変化から気体の状態方程式により算出した筒内の質量平均ガス温度履歴を示す. 本来, 燃焼期間中は未燃領域, 既燃領域それぞれで温度は大きく異なり, これを考慮したガス温度計算を行うべきであるが, 燃焼終了時から排気バルブが開くまでの期間を考察の対象とするため, 質量平均ガス温度を既燃ガスの代表温度として用いた. 図 3-5 において, 排気バルブが開き始める時刻 EVO における既燃ガス温度は, 燃焼位相が早いサイクルでは燃焼位相の遅いサイクルに対し 165K もの低下がみられる. 図 3-6 は同様の計算を行い, 200 サイクルについてまとめたものであり, 燃焼位相が早ければ EVO 時のガス温度は低い傾向にあることがわかる. 排気バルブが開き始める時刻におけるガス温度と筒内に残留するガス温度とに相関があるとすれば, 前項で述べたように燃焼位相が早いサイクルではノック発生の確率が高い傾向にあることから, ノック発生時のサイクルでは排気時の既燃ガス温度は低い傾向にあることとなる. よって筒内に残留するガス温度が低下するため, 次のサイクルのノック発生の確率が低下することが予想され, 高強度のノックは連続しないとの根拠からの報告[4]と一致する.

以上のことから前サイクルの燃焼位相とノック強度との関係について考察するため、図 3-7 に横軸を前サイクル #-1 の燃焼位相 CA50 とし、縦軸をそのサイクル# のノック強度とした図を示す。前のサイクルの燃焼位相が遅いほど、次のサイクルのノック強度は高くなると予想されたが図 3-7 にはそのような関係はみられない。このことはノックが発生するサイクルの 1 つ前のサイクルの燃焼位相に依存していないことを示している。

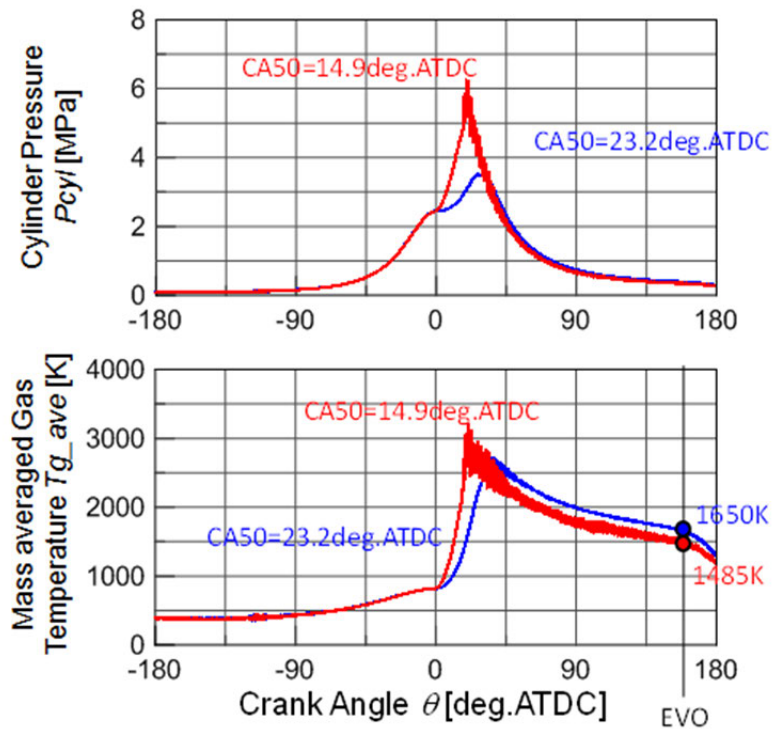


図 3-5 燃焼位相差によって生ずる筒内圧力と質量平均ガス温度の変化

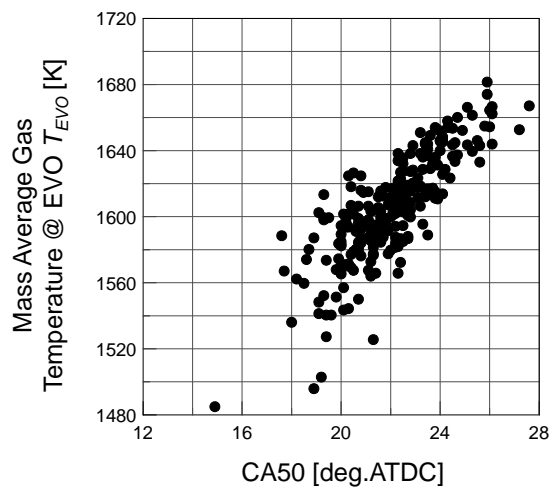


図 3-6 CA50 と排気弁開時の筒内質量平均ガス温度との関係

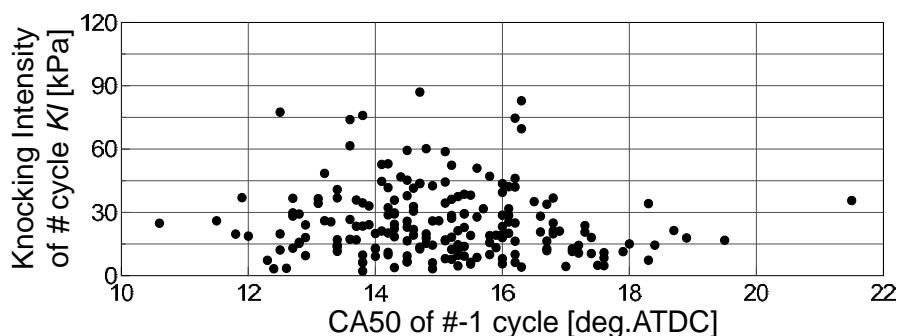


図 3-7 前サイクル(#-1)の CA50 と次サイクル(#)におけるノック強度との関係

3. 4. エンドガスの圧縮自着火における熱発生がノック強度におよぼす影響

前節において燃焼位相とノック強度について考察を行ったが、前サイクルの燃焼位相との関係も含め、明確な相関は見出されなかった。ノックとして現れる定在波はエンドガスが圧縮され、自着火することで、筒内の圧力場が非平衡となり、生じた圧力差によって生成するとされていることから、本節ではエンドガスの自着火に着目した考察を行う。

3. 4. 1. 自着火によるノックの誘起

図 3-8 に筒内を伝播する火炎が、すべての予混合気を燃やし尽くすことで燃焼が完了する通常燃焼サイクルと、ノック発生サイクルにおける圧力履歴および圧力履歴からバンドパスフィルタにより抽出した高周波成分(4kHz~8kHz), ならびに熱発生履歴を示す。通常燃焼サイクルにおいては火炎からの発熱のみが熱源であるから、熱発生履歴は一段となる。一方、ノック発生時のサイクルにおいて熱発生履歴は二段となる。一段目の熱発生は火炎の発熱であり、二段目は火炎が点火プラグから壁面へ向かって伝播する最中、壁面近傍の予混合気が自着火し、生じた熱炎からの発熱である。

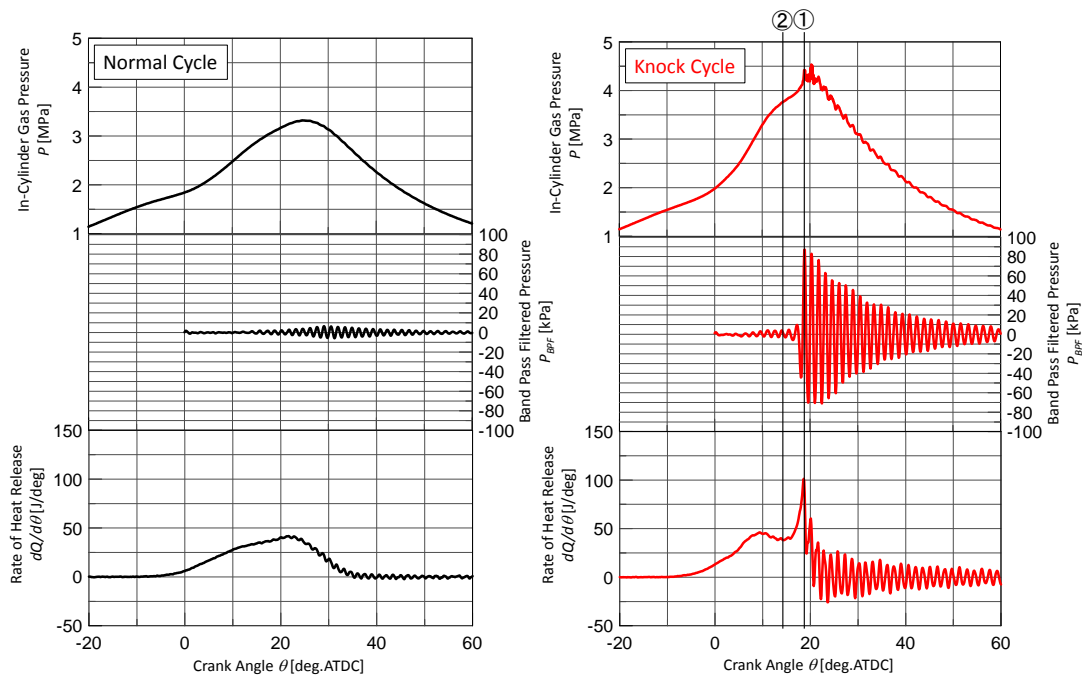


図 3-8 通常燃焼サイクルとノック発生サイクルにおける筒内圧力履歴，高周波成分(4kHz～8kHz) ならび熱発生履歴

図 3-9 の各履歴は，同一試験条件で，点火時期も固定した運転時の計測結果であり，ノック発生時刻が近く，ノック強度の異なるサイクルの履歴を比較したものである．高いノック強度を示すサイクル Cycle A はエンドガスの自着火による急峻な熱発生と共に高周波の圧力振幅が急増し，その後，2 周期目でさらに増加する．このサイクルの燃焼は圧力振動の 2 周期目の後半で完了している．これに対してノック強度が低いサイクル Cycle B ではノック発生時刻は Cycle A とほぼ同時期であるものの，自着火の熱発生は緩慢であり，高周波の圧力振幅の増加は見られない．また自着火後，燃焼が完了するまでに約 7deg.(=0.6ms)要しており，この間に定在波は筒内を 4 回程度往復しているが，この条件下では圧力波の往復による燃焼促進や，圧力波の振幅の増減，周波数等の大きな変化は見られない．

以上のように，自着火による急峻な熱発生と定在波の圧力振幅の増加には何らかの関係が存在すると推測される．よって次項にて自着火時の筒内の物理量とノック強度について考察を行う．

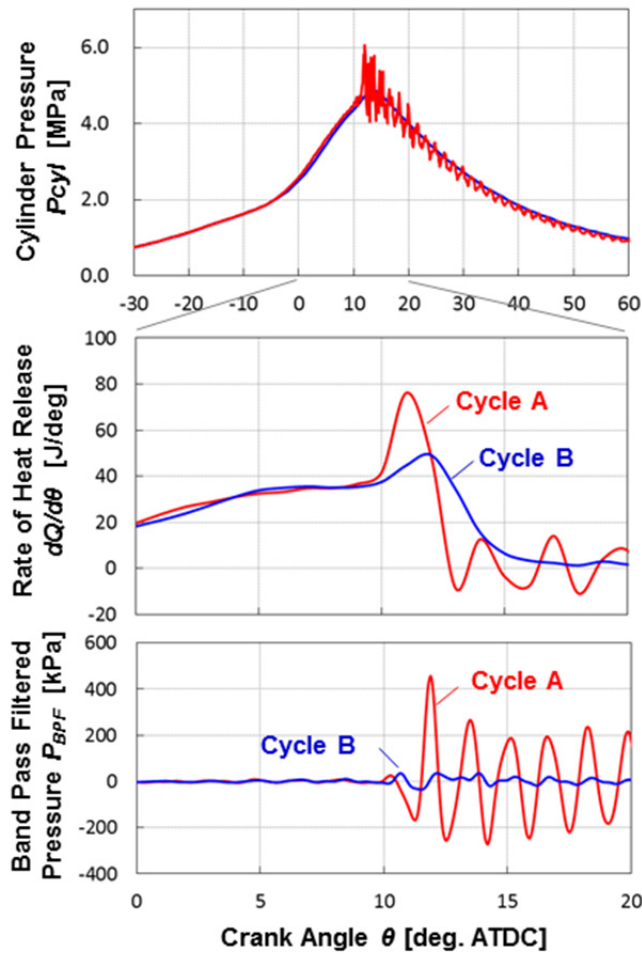


図 3-9 圧力波形成過程における熱発生履歴

3. 4. 2. 自着火時刻の定義

第 2 章では筒内圧力解析と聴感との相関から、ノック発生の時刻は便宜上、筒内圧力の高周波成分が 30kPa となった時刻と定義した。これは図 3-8 中、線①にあたる。しかし前項で述べたように、本来、自着火はノックの発現に先んずる。図 3-8 の熱発生履歴をみれば自着火時刻は線②付近であり、少なくとも線①のよりも早い時刻となる。第 2 章で定義したノック発生時刻は直感的で、解析する上で有用な定義であるが、自着火時の筒内の物理量とノック強度についての考察を行うため、ノック発生時刻とは別にエンドガスが自着火する時刻を定義する。

図 3-10 に 200 サイクル中、ノック強度が高い順に 6 サイクルを選択し、それぞれの熱発生履歴とその時間変化率 $dQ/d\theta^2$ を示す。赤線で示した熱発生履歴には各図において、エンドガスの自着火による発熱を示す二段目の山が現れている。黒線で示した熱発生率の時間変化率を見ると、自着火による熱発生の開始時刻あたりから履歴は急激に変化し、その時刻の値はおよそ $10\text{J}/\text{deg}^2$ である。図中、6 サイクル全てにおいて同様であることから、熱発生率の時間変化率が $10\text{J}/\text{deg}^2$ となった時刻をエンドガスの自着火時刻と定義し、考察を行った。

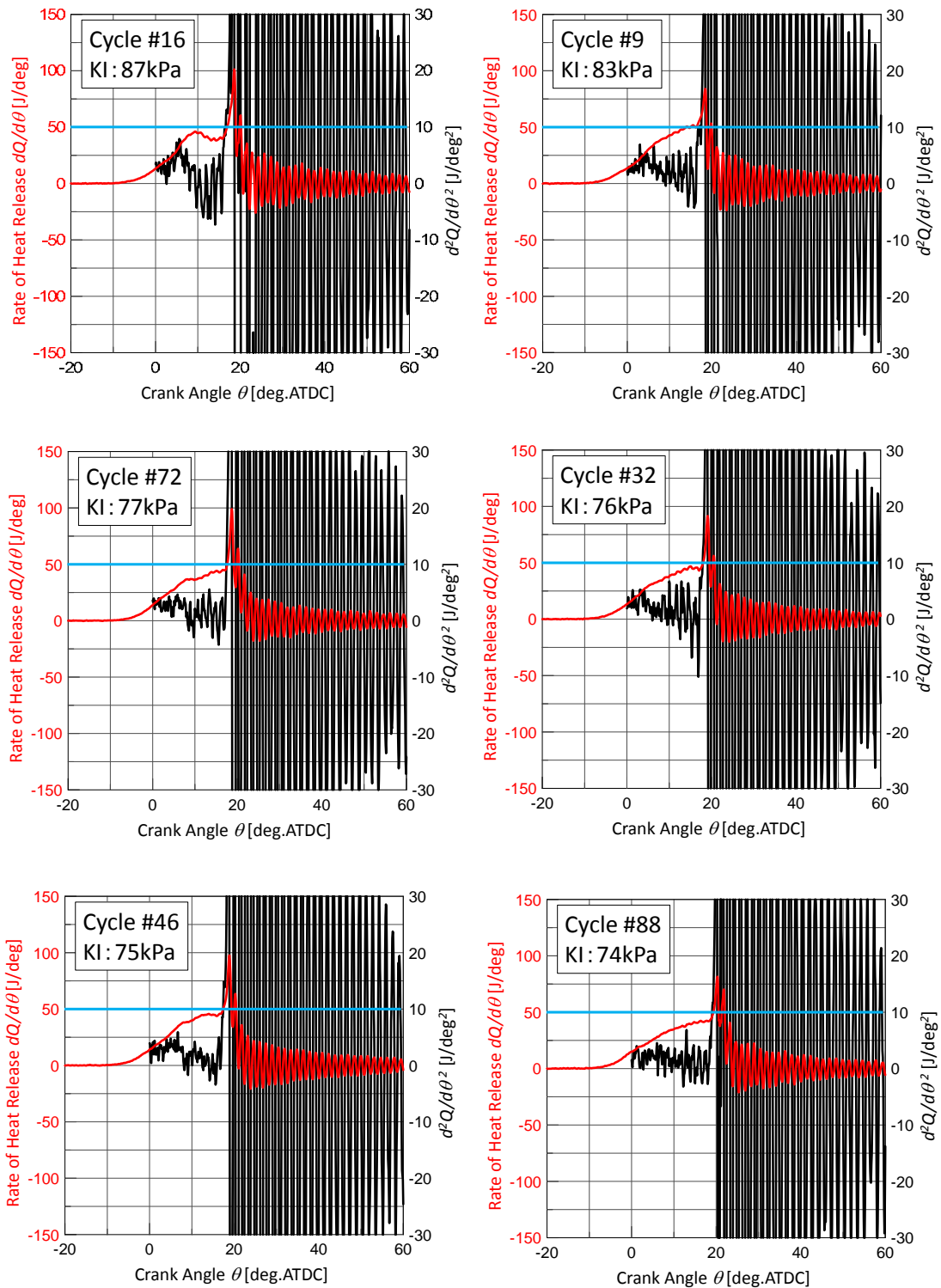


図 3-10 ノック発生サイクルにおける熱発生履歴および熱発生の変化率($d^2Q/d\theta^2$)

3. 4. 3. 自着火時刻における筒内の物理量とノック強度に関する考察

ノックはエンドガスの自着火が起点となって起こる現象である。よってエンドガスの自着火の状態が、その後のノック形成に影響をおよぼすことは容易に想像される。はじめにノック強度と自着火時の残存燃料に着目した。図 3-11 に、自着火時刻における未燃燃料量とノック強度との関係を示す。自着火時刻において残存する燃料量が多いほど、すなわち自着火で消費される燃料量が多いほど、ノック強度は高いと予想したが、実際にはある量までは自着火で消費される燃料量が多いほど、ノック強度は高くなる傾向にあるが、これを超えるとノック強度は低下しており、自着火時の未燃燃料量とノック強度に明確な相関は見られない。これは König ら[5]の“ノックの発生は末端ガス領域からとえているが、必ずしも末端ガス全体が一様、かつ同時に自着火するわけではなく、ホットスポット とよばれる局所的な自着火領域が形成される”との報告を裏付ける実験事実のひとつとなる。

ノックを形成する圧力振動の発生は自着火により筒内の圧力場が非平衡となり、局所的な圧力上昇が膨張によって緩和されず、これが加振源となることによる。第 2 章で示した式 2.1-8 を圧力の時間変化率について整理すれば

$$\frac{dP}{dt} = \frac{(\kappa - 1)}{\nu} \cdot \frac{dq}{dt} - \frac{\kappa \cdot P}{\nu} \cdot \frac{d\nu}{dt} \quad (3.1-1)$$

P : 圧力 [Pa]

κ : 比熱比 [-]

ν : 着火領域の体積 [m^3]

q : 自着火による発熱量 [J]

と表される。右辺第 1 項が自着火の発熱による圧力上昇、第 2 項が気体の膨張による圧力低下を示す。式 3.1-1 が正の値をとる場合に圧力場が非平衡となり、圧力波が発生する。以下、式 3.1-1 右辺第 1 項、および第 2 項の影響について考察する。

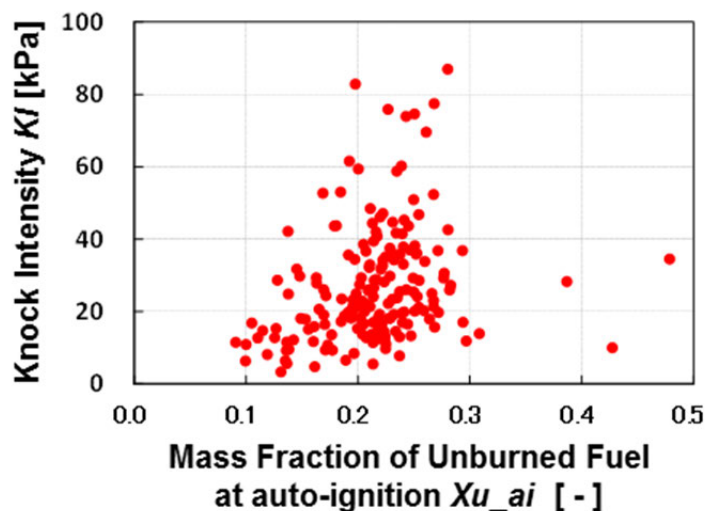


図 3-11 自着火時の残存燃料量とノック強度

(a) 熱発生速度の影響

熱発生率の最大値($dQ/d\theta$)_{max}に着目しノック強度を整理した。結果を図3-12に示す。両者は概ね比例関係にあり、熱発生率の最大値が高ければノック強度も高い傾向にある。熱発生率が高ければ自着火による既燃ガスの膨張速度も高まり、局所的に大きな圧力差が生じ、これに伴う圧力波の振幅が増大するとする、式3.1-1と一致する。

次に、 $dQ/d\theta$ _{max}の高低に影響をおよぼす物理量について考察する。図3-9および図3-10からも分かるように $dQ/d\theta$ _{max}は自着火による燃焼期間の熱発生率である。よって自着火時刻における未燃ガス温度、および圧力と $dQ/d\theta$ _{max}との関係を整理した。結果を図3-13に示す。自着火時刻における未燃ガス温度、および圧力と $dQ/d\theta$ _{max}とは概ね比例関係にあり、自着火時刻の温度・圧力が高いほど $dQ/d\theta$ _{max}値は高い。図3-14に第2章で説明したLLNLにより公開されているPRFの詳細反応機構を用い、CHEMKIN-PROの衝撃波管試験を模擬して求めた着火遅れを示す。計算の初期条件として量論空燃比のPRF90を与え、着火遅れ時間は温度を印加する時刻からH₂O₂のモル濃度が最大値をとる時刻の差として求めた。図にはアレニウス表記の着火遅れの温度・圧力特性に、自着火時刻における温度・圧力の実験点を重ねて示した。実験点が所在する領域は負の温度依存域の高温端から高温着火領域であり、着火遅れは温度・圧力が高いほど短い。つまりはこの領域では温度・圧力が高いほど反応速度は高い。よって自着火時刻の温度・圧力が高ければ反応は活発であり、結果、発熱速度が高く、 $dQ/d\theta$ _{max}は高くなり、強いノック波が形成されたと考えられる。図3-14の実験点はノック強度に応じ、3水準に分けて示してあるが、事実、温度・圧力が高いプロットほど、ノック強度は高い。

以上より、ノック強度は自着火時に、ある一定量以上の燃料が残存していれば、この量を超える燃料量に依らず、自着火時の温度・圧力に依存する。温度・圧力が高ければ酸化反応が活発であり、これに応じた熱発生による既燃ガスの膨張によってその強度は定まるものと推測される。また、ノック強度と自着火時の残存燃料量とは明確な相関は認められないことから、これまでに報告されているようにエンドガスは必ずしもその全体が同時期に自着火しているとは限らないと考えられる。

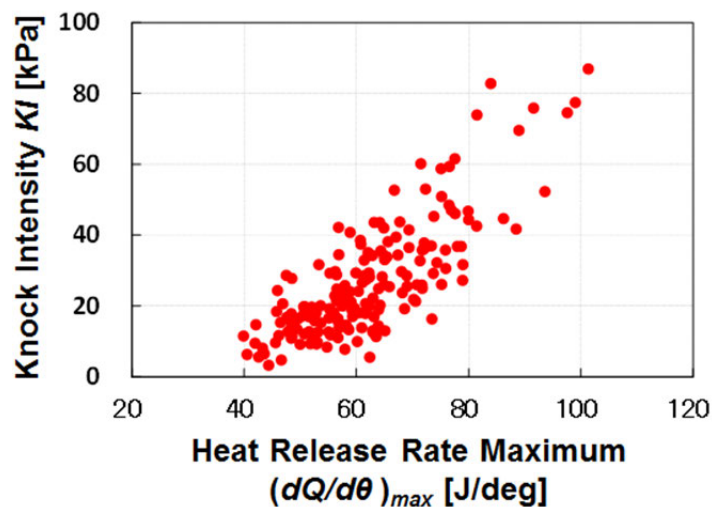


図3-12 熱発生率の最大値とノック強度との関係

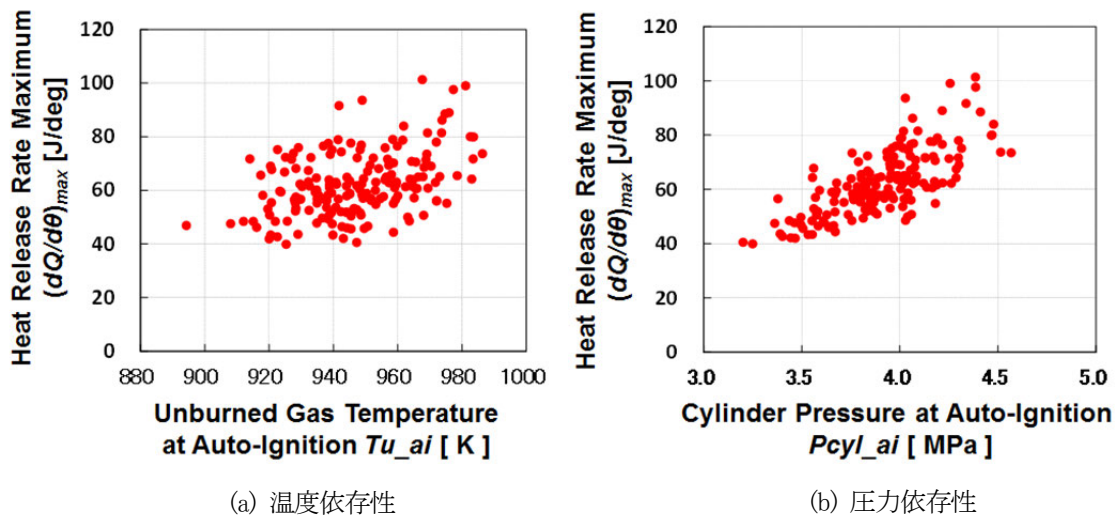


図 3-13 最大熱発生率の温度・圧力依存性

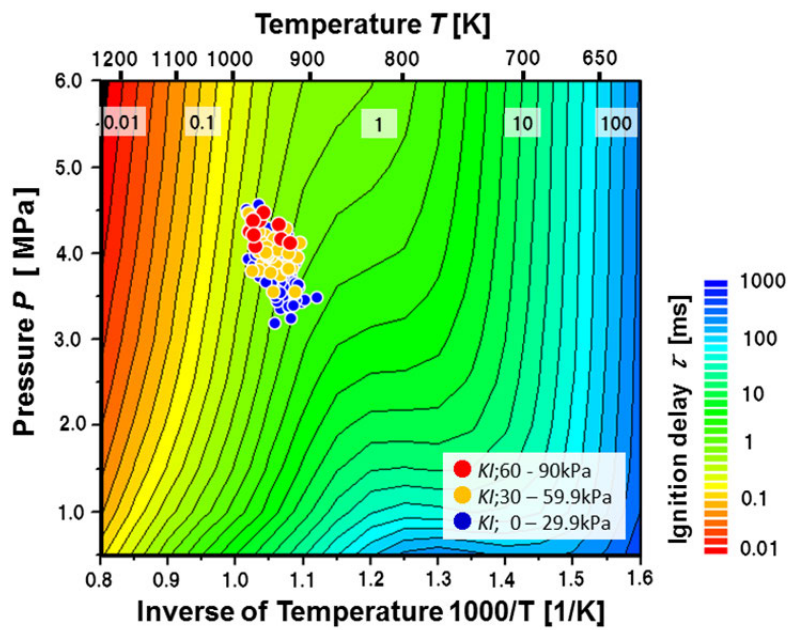


図 3-14 自着火時刻における着火遅れ (PRF90, $\phi=1.0$)

(b) 体積膨張速度の影響

ガス温度が高ければ気体中を伝わる音速は速い。よって音速が速ければ、すなわちガス温度が高ければ局所的に生じた圧力の非平衡状態も早期に緩和されると考え、自着火時のガス温度でノック強度を整理した。結果を図 3-15 に示す。質量平均ガス温度は筒内に投入した燃料と空気のモル数を一定として、気体の理想気体の状態方程式より求め、既燃領域のガス温度は量論空燃費の iso-octane が完全燃焼すると仮定し求めた[6]。どちらのガス温度においてもノック強度との明確な相関は見受けられない。式 3.1-1 に示されるように圧力上昇率は熱発生速度と膨張速度の両者によって定まるものであり、本試験条件においては熱発生速度に対し、ガス温度変化の感度は高くなく、ガス温度の影響が明確に現れなかったものと考えられる。またガス温度が高まれば比熱比が低下し、体積膨張による圧力上昇緩和を減ずる方向に作用するため、トレードオフの関係にある。これについての分離ができていないことも理由のひとつに挙げられる。

燃費向上のため、高い空気過剰率の設定や、EGR の導入を行えばガスの熱容量が変化し、これにともない第2項の体積変化率のノック強度に対する感度も変化すると考えられる。本章においては量論の空燃費に固定しての試験結果について論じたが、ガス組成を変化させた結果について、あわせて考察することで、圧力波生成におよぼす体積膨張速度の影響が明確になることが期待される。

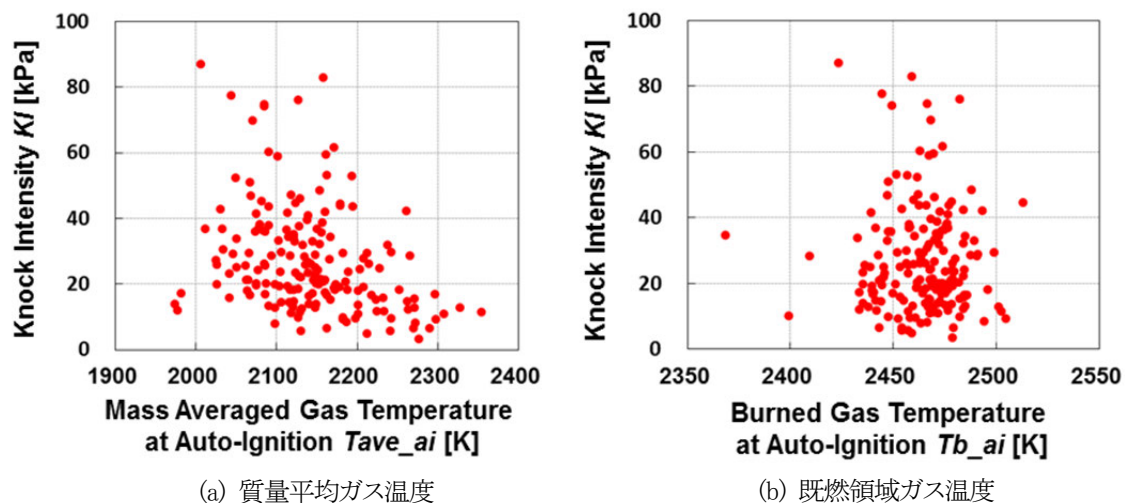


図 3-15 自着火時刻におけるガス温度とノック強度との関係

3. 5. 空間を考慮したノック強度支配因子に関する考察

3. 5. 1. 実験条件

実験は第2章で説明した供試機関 ENG-B および燃焼計測装置にて行った。実験条件を表 3-2 に示す。

表 3-2 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	2000
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力 (kPa)	70, 90
T_w :冷却水温度 (°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度 (°C)	80
燃料 (レギュラーガソリン)	RON:90.1

3. 5. 2. 光学式圧力波計測装置

エンドガスが自着火することで生じた圧力波を計測するため、点火プラグ一体の光学センサ AVL 社 Visio Knock [7]を用いた。図 3-16 に使用したセンサの外観と光ファイバの配置を示す。センサは点火プラグとプラグ本体に円周方向に設置された 32 本の光ファイバより構成され、光ファイバにて燃焼反応の発光を捉える。

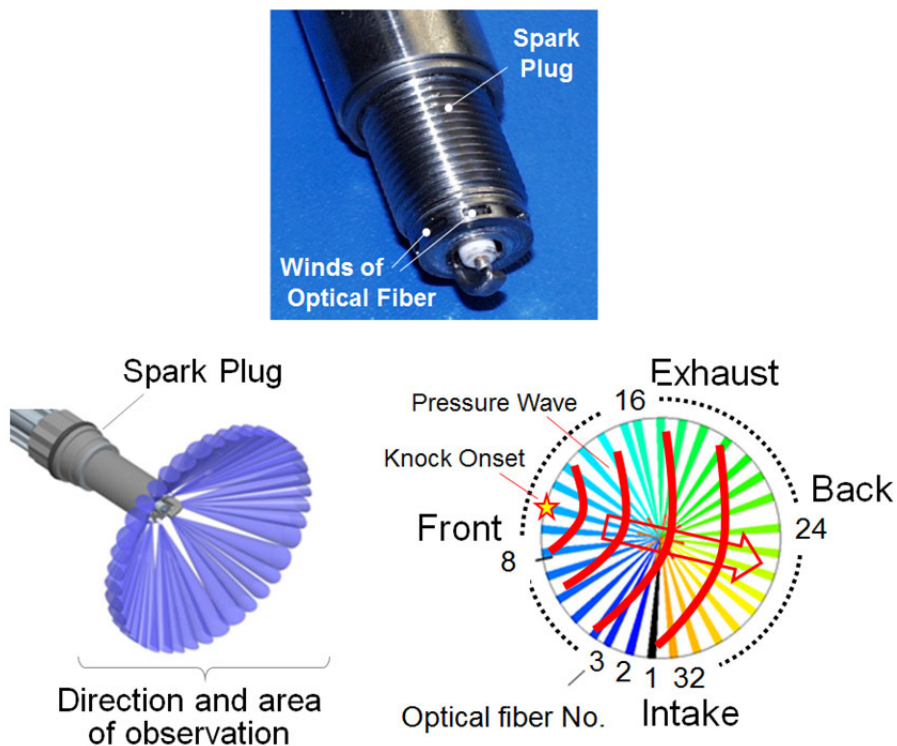


図 3-16 光学式圧力波計測センサ外観および光ファイバの構成

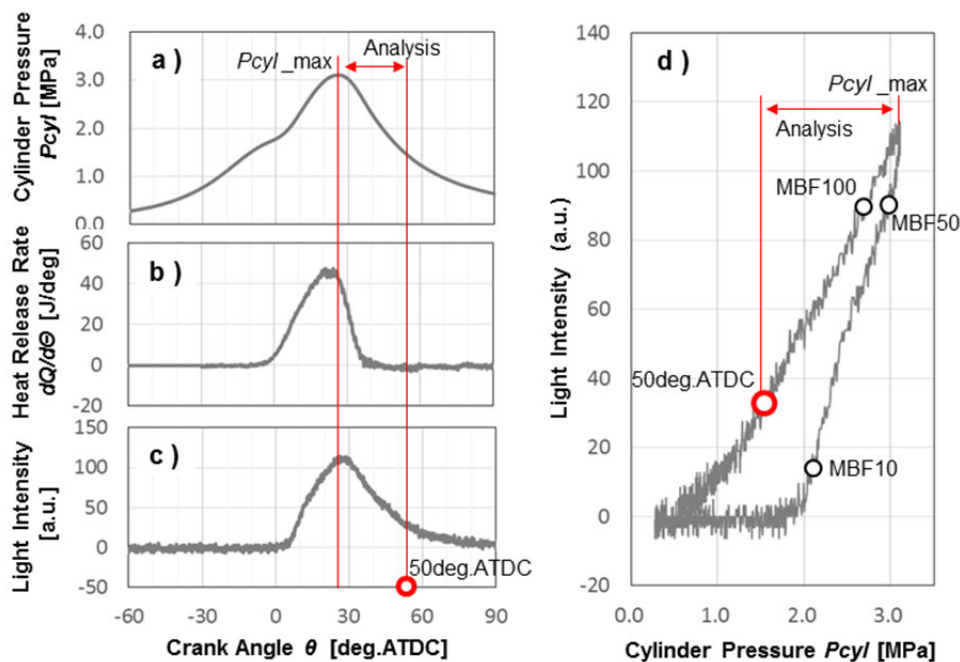


図 3-17 計測される発光信号強度の圧力依存性

図 3-17 a) に計測時の筒内圧力履歴, b) に熱発生履歴, c) に計測された光信号強度を示す. また d) の横軸を筒内圧力とし, 圧力に対する観測される発光強度の変化を示す. 筒内圧力が最大となる時刻から, 解析を行うクランク角 50deg.ATDC までの期間において, 観測される光の強度は圧力に対して線形であり, この特性を用いてノック発現時に筒内で生ずる局所の圧力変化を捉える. 光ファイバ各チャンネルから得られる信号は試験前に基準光源を用い, 出力特性が同一となるよう校正され, 基準値から変化する相対量にて解析を行う. 図 3-16 に示すように, 圧力波が発生した際, その起点のチャンネルを特定することでノックの起点を求める. また, 実験時には筒内圧力を同時に記録し, 合わせてノック強度に関して考察を行った.

3. 5. 3. 定在波(ノック波)の形成

パワースペクトルが最も高かった定在波の基本周波数に着目して解析を行うため, 筒内圧力を用いた解析時と同様に光学センサより得られた波形から, バンドパスフィルタにて 5-12kHz の周波数成分を抽出した. 信号処理時, デジタルフィルタ(ここでは FIR (Finite Impulse Response) を用い, 窓関数として Hanning Window を適用した. 計測結果の検証のため, 得られた発光強度の変化と筒内圧力の変化とを比較した. 実験は吸気圧力 P_{in} : 90kPa, 点火時期 θ_{ig} : -5deg.ATDC にて行った.

図 3-18 a) に筒内圧力の 5-12kHz の周波数成分の時間履歴を, 同図 b) に筒内圧力センサの設置位置に最も近い方向を観測している光ファイバ ch9 にて得られた光信号波形の時間履歴を示す. 両波形の周波数, 位相, とともに一致を示しており, 振動が生ずる起点の時刻(18deg.ATDC)や振幅のピーク値の変化についても両波形は同じ挙動を示している. 本計測は燃焼反応の発光を捉えるため, 発光強度は温度依存性を有することが考えられるが, 本実験条件においては圧力依存性が支配的であり, 温度依存性の計測結果への影響は小さいと思われる. よって発光強度が圧力に対して線形に変化する特性を利用することで, 筒内の圧力変化を, 円周方向に配置した 32 本の光ファイバで空間的に捉え, 以下考察を行う.

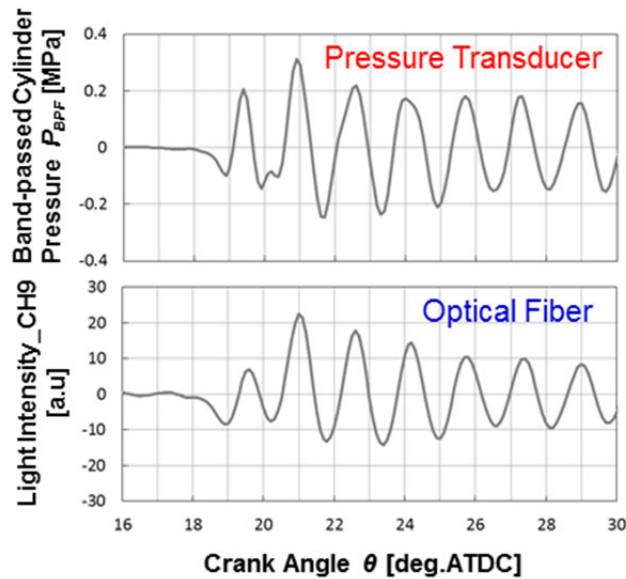


図 3-18 筒内圧力履歴と発光計測履歴との比較 (P_{irr} : 90kPa, θ_{ig} : -5deg.ATDC)

抽出した 32 チャンネル全ての波形の時間履歴を図 3-19 a) に示す。代表として四方向のチャンネルの波形は太線で示した。さらに定在波の形成過程を二次元で考察するため、19~21.4deg.ATDC 期間における波形の時間履歴を 0.2deg 間隔でレーダー表記したものを同図 b) に示す。図 3-16 の光ファイバの構成に準じた配置となっており、レーダーチャートの中心点を信号強度値 -30 (a.u.)、最外周を +30 (a.u.) で示した。零点を図中青線の円にて記してあり、青の円弧より値が外側にあれば、その方向の圧力は基準値より高いことを示す。

図 3-19 a) において、はじめに Front (9ch) の値が 19.0deg.ATDC から 19.5deg.ATDC にかけて増加しており、この方向のエンドガスが自着火し、圧力変化が生じたことがわかる。同図 b) に示されるように 19.8deg.ATDC の時刻では筒内の圧力は一旦、ほぼ一様となるが、この後、20.4deg.ATDC にかけて Back (25ch) の値が増加する。一方、IN (1ch)および EX (17ch)の変化は小さいことから、このサイクルでは図 3-20 (a)に示す、IN - EX 方向を中心軸とし、Front と Back 位置の圧力の高低が交互に入れ代わる定在波が形成されたと知れる。図 3-21 に Drapper[8]が示したモード定数 $\rho_{m,n}$ および供試機関のボア径を用いて算出した各振動モードの周波数を示す。図 3-19 b) から観測された振動モードは一次の端面方向振動 $\rho_{1,0}$ であり、その振動周波数は 7.1kHz であるから、図 3-21 に記した算出値において、ガス温度が 2000 - 2500K の値にあたる。この温度帯は既燃ガスの温度域であり、発光計測で捉えられた定在波は妥当なものと判断される。

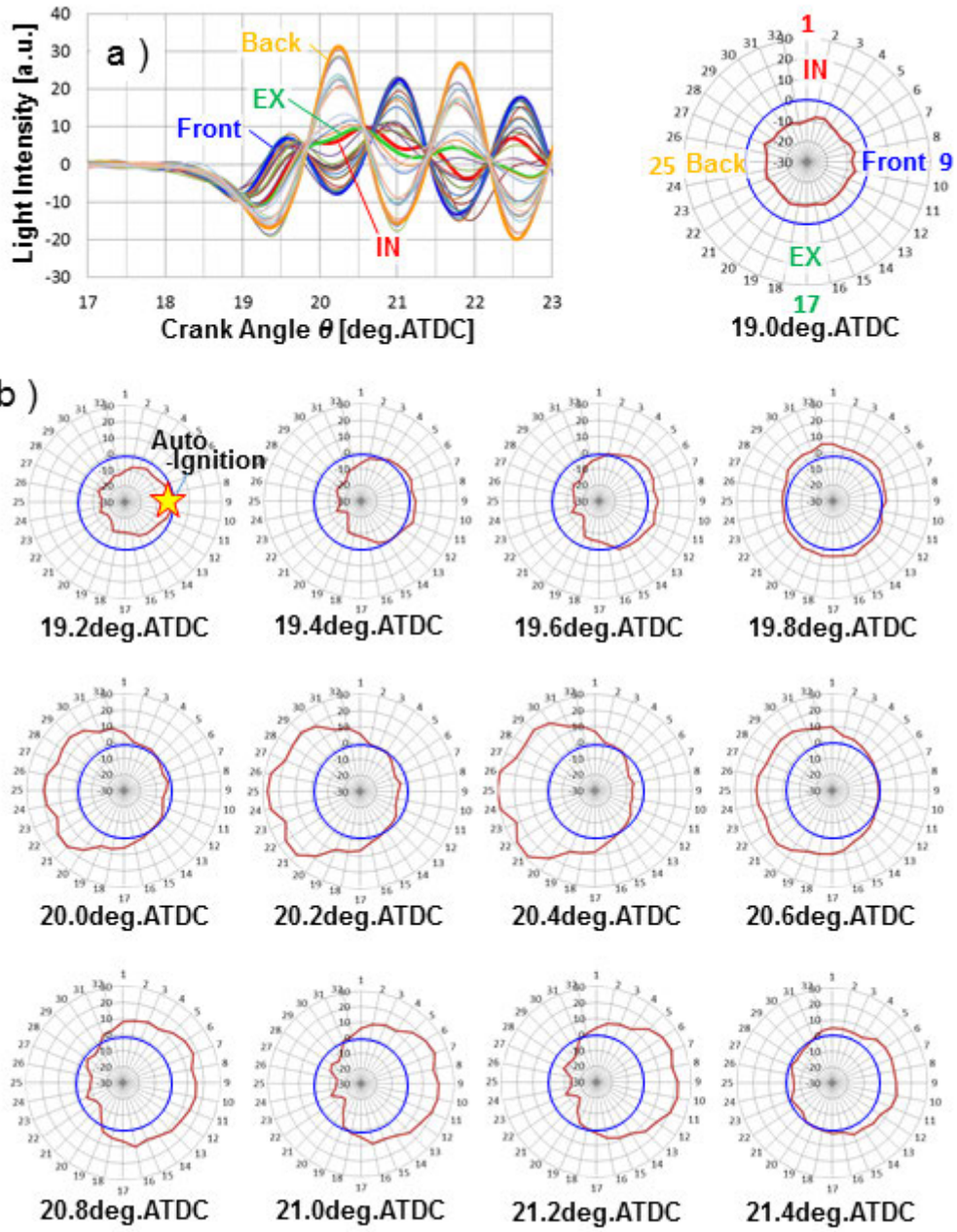


図 3-19 ノック生起時の発光強度の時間変化 (P_{in} : 90kPa, θ_{ig} : -5deg.ATDC)

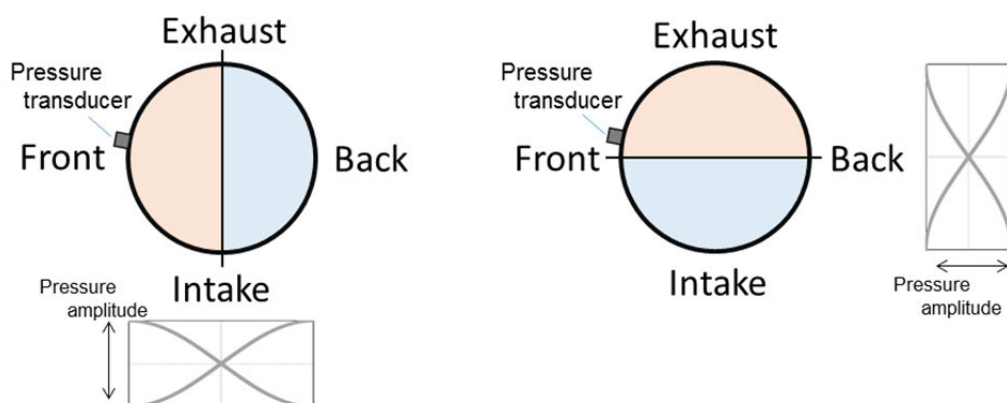


図 3-20 エンドガスの自着火位置により異なる共鳴モード(1 次振動)

m,n	1,0	2,0	0,1	3,0
Mode shape				
$P_{m,n}$	1.841	3.054	3.832	4.201
$f_{m,n}$ (kHz) $_T=1000K$	4.9	8.1	10.2	11.2
$f_{m,n}$ (kHz) $_T=1500K$	6.0	10.0	12.5	13.7
$f_{m,n}$ (kHz) $_T=2000K$	6.9	11.5	14.4	15.8
$f_{m,n}$ (kHz) $_T=2500K$	7.7	12.9	16.1	17.7

図 3-21 円筒容器内の振動モードと各温度における振動周波数[3]

3. 5. 4. 自着火位置がノック強度におよぼす影響

図 3-22 に吸気圧力 P_{in} : 90kPa, 点火時期 θ_{ig} : -5deg.ATDC にて試験を行った際のノック発現時のあるサイクルの計測結果を示す. 縦軸に図 3-16 にて示した計測チャンネル番号, 横軸にクランク角度を割り当て, 光ファイバにて採取した発光強度の変化を色の変化で示してある. つまりある時刻の各チャンネルにおける発光強度の差異を時系列で把握できるグラフ表記となっている. この図を用い, 最も早い時刻に信号強度が高まる計測チャンネルを特定することでノックの起点方向, つまり自着火位置が特定される. 図 3-22 ではチャンネル 10 番, すなわちフロントと排気バルブの間がノックの起点となっている.

点火時期を固定しての連続計測を行い, 図 3-22 と同様の解析を 104 サイクル繰り返し, ノックの発生頻度を求めた. 結果を図 3-23 に示す. 本試験ではフロントと排気バルブとの間がノックの起点となる頻度が高く,

吸気バルブ位置近辺は計測期間中、一度もノックの起点となっていない。さらに図 3-24 にノック発現の方向と強度との関係を示す。フロントと排気バルブとの間がノックの起点となる場合に高強度のノックが発現している。共鳴モードと筒内圧力の計測位置との組み合わせによって、検出されるノック強度が変わることが報告されており[6]、本項で扱う 1 次の共鳴モードにおいては圧力振幅の腹となる位置に筒内圧力センサが設置される場合に高い値が計測され、節となる位置での計測では低い値が計測される。つまり、定在波の節となる位置での計測では実際の強度よりも低い値として検知される。今回行った計測においては吸気弁近辺での自着火は観測されておらず、また、排気弁近辺での自着火頻度も低いことから、図 3-20 (a)のモードが表れる頻度が高い。これに対し、圧力センサの設置は Front位置であり、この位置は圧力振幅の腹となる位置であるため、ノック強度は概ね良好に計測されていると考えられる。排気弁近辺の自着火で、中程度の強度を示す実験点については、実際の強度はさらに高いと考えるのが妥当であり、排気弁位置で自着火が生じた場合にノック強度が高い理由のひとつとして、3.4.3 節で述べた温度の影響が考えられる。

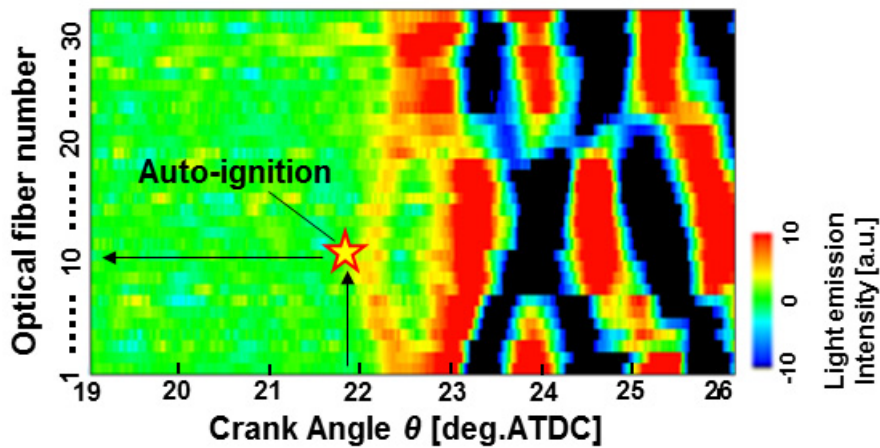


図 3-22 光学センサによるノック起点方向の計測例

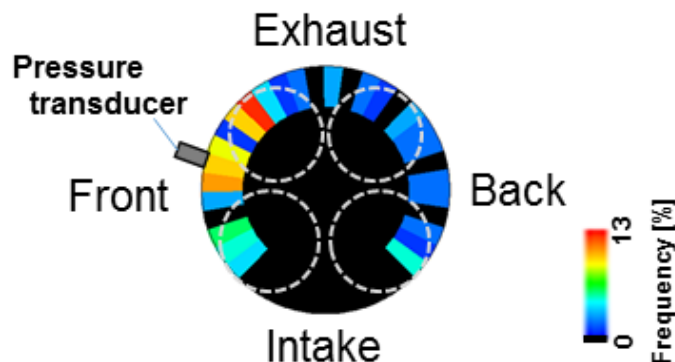


図 3-23 各位置におけるノック発生頻度 (P_{in} : 90kPa, θ_{ig} : -5deg.ATDC, 104 cycles sampled)

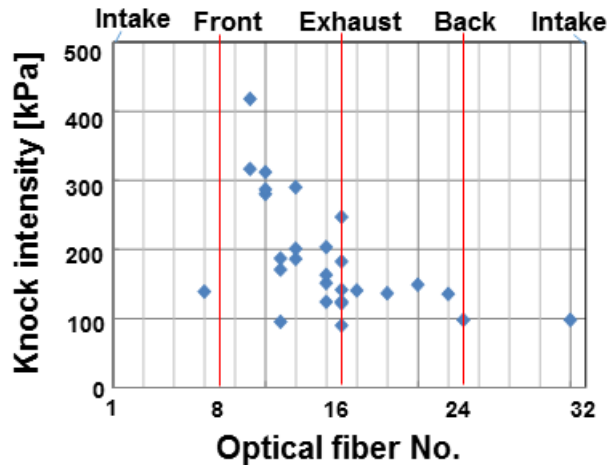


図 3-24 自着火位置とノック強度との関係 ($P_{in}: 90\text{kPa}$, $\theta_{ig}: -5\text{deg.ATDC}$)

前章において自着火時刻における残存燃料とノック強度には明確な相関がみられないことが示された。その考察のため、ここで自着火にて生じた圧力波により、残存する燃料が圧縮されることによる自着火促進の可能性について検討する。どの程度の圧力の印加で未燃混合気の自着火が促進されるか、確認のためシミュレーションを行った。検討には第2章で説明した詳細反応計算を用いた。計算ソルバには CHEMKIN PRO, 詳細反応機構は LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) のデータベースに収められた化学種 1034, 素反応数 4236 の PRF モデル[9]を用い、0 次元予混合反応器モデルにて着火遅れを求めた。計算期間は -180deg.ATDC から 180deg.ATDC とし、ガスと壁面との熱交換はないとした。また燃料モデルのオクタン価はレギュラーガソリンと同等のオクタン価 RON 90 とするため PRF は液体の iso-オクタンの体積割合を 90vol. %, n-ヘプタンの体積割合を 10vol. % とした。未燃混合気がピストンの上昇と既燃部の膨張によって圧縮される過程を模擬するため、高周波成分を除いた図 3-25 c) に示す筒内圧力履歴を用いた。この筒内圧力計測時の試験条件は吸気管圧力 $P_{in} 70\text{kPa}$, 点火時期 $\theta_{ig} -15\text{deg.ATDC}$ である。

図 3-26 に計算結果を示す。同図 a) に示す筒内圧力の高周波成分の振幅のピーク近傍がノックを模擬した矩形の圧力波形を印可せず圧縮を行った際の自着火時刻となるよう、圧縮開始時の混合気の初期温度を 400K に設定した。これに対しクランク角 10deg.ATDC 時刻にノックを模擬した振幅 0.1MPa, および 0.5MPa の矩形波を印加し、同様の化学反応計算を行った。0.1MPa の圧力波の印加では自着火時刻はほぼ変化せず、圧力波の印加がない場合と同程度の時刻となる。また、0.5MPa の圧力波の印加でガスの温度は 25K 上昇し、自着火時刻は変化するものの 0.2deg の進角にとどまる。よってこれらの計算結果から、ノック程度の振幅の圧力が印加されても熱炎発現時刻は基本的に影響を受けないことが示された。自着火によって励起された圧力振動により燃え残った未燃燃料の自着火が促進され、自着火が連鎖することで強いノックが誘起される可能性は低いと考えられる。

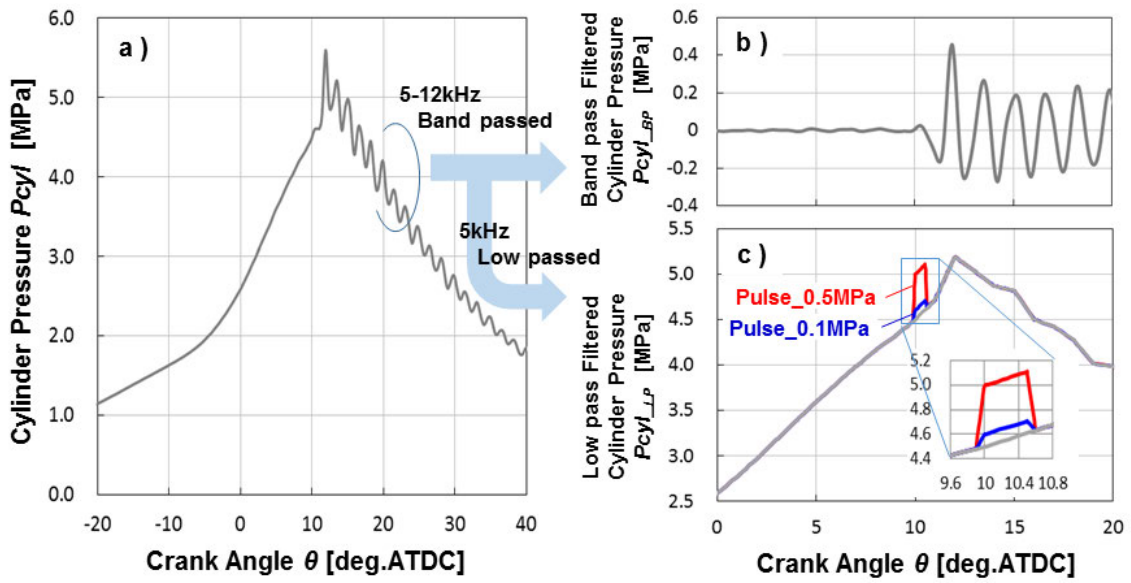


図 3-25 ノックを模擬する圧力パルスの設定 (P_{in} : 70kPa, θ_{ig} : -15deg.ATDC)

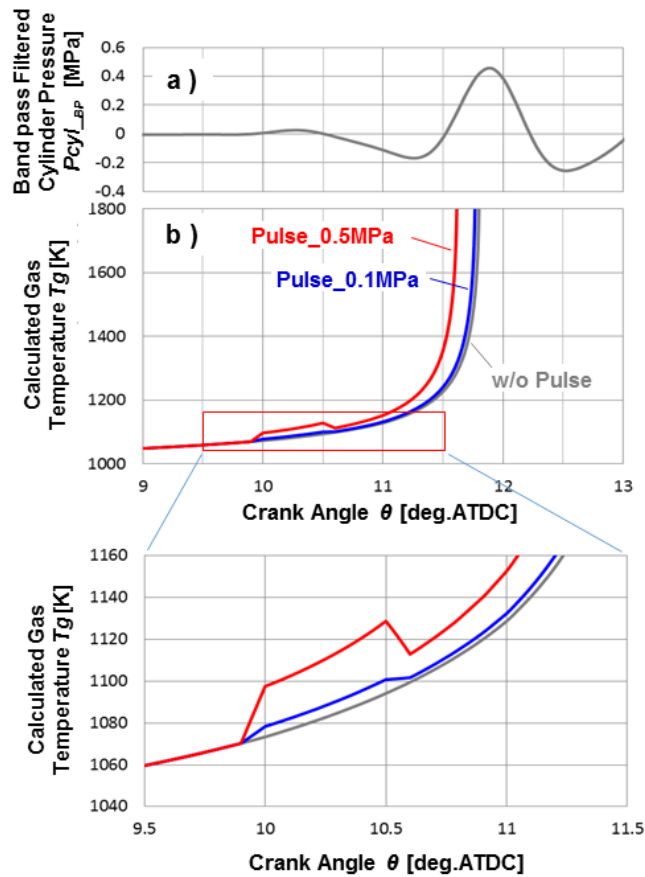


図 3-26 圧力パルスの印加による着火遅れの変化 (P_o : 70 kPa, T_o : 400 K)

ここで、図 3-27 に自着火時の未燃燃料の残存量が多い Cycle i(未燃燃料量 $Xu_{ai}=0.48$, ノック強度 $KI=34.5\text{kPa}$,)の熱発生履歴を示す. 図において, 熱炎発現前 15-20deg.ATDC 期間に低温酸化反応によるものと思われる熱発生が窺える. つまりは自着火時に全ての未燃燃料が同時に着火しておらず, 熱発生が時間的に分散されることで急峻な熱発生が避けられ, 大きな振幅の圧力波が誘起されなかったと考えられる. 図 3-28 に連続計測した 200 サイクルの筒内圧波形とその平均履歴, および Cycle i の履歴を示す. Cycle i の圧力上昇は緩慢であり, エンド部の未燃混合気は緩やかに圧縮され, 低温酸化が進行したと推測される. ピストンの行程変化はクランク機構によってもたらされるため, サイクルによらず一定である. よって圧力履歴がサイクルによって異なる原因は伝播火炎による熱発生とこれによる既燃ガスの膨張の変動による. 伝播火炎の熱発生履歴が予混合気の圧縮自着火におよぼす影響について, 次章にて詳細に考察する.

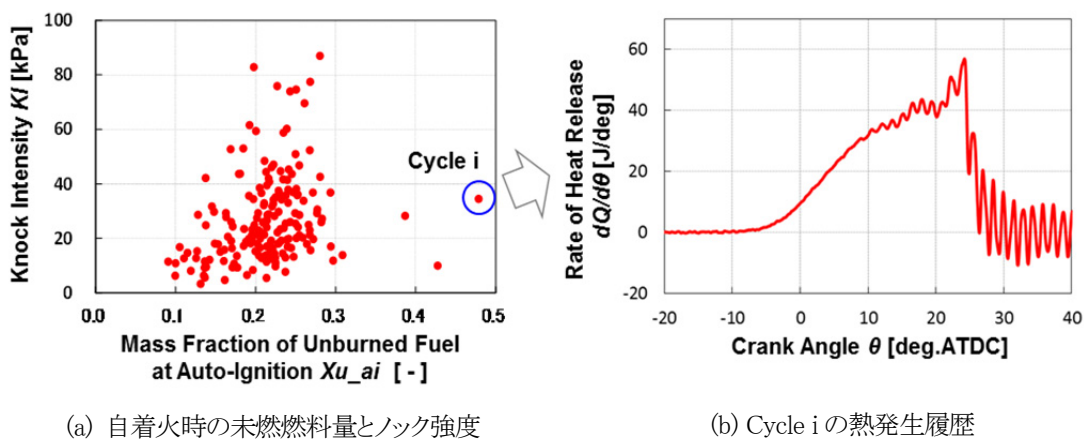


図 3-27 自着火時刻において多量の未燃燃料量が存在する実験点の熱発生率

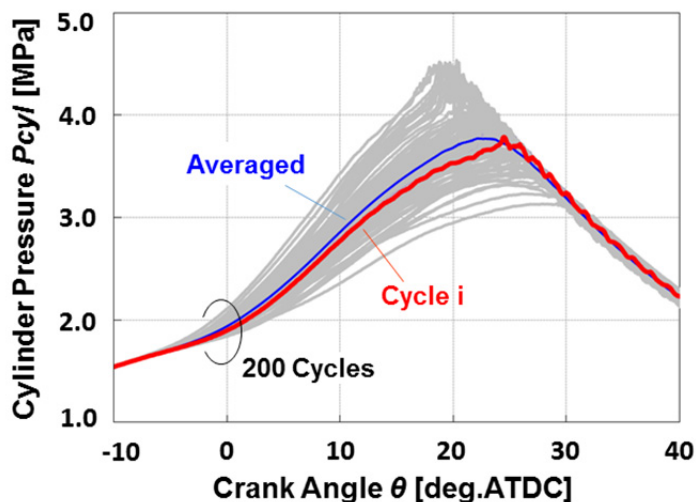


図 3-28 Cycle i の筒内圧力履歴

3. 6. 結言

筒内圧力計測による熱発生履歴のサイクル変動の詳細解析を行うことで、ノック強度を定める支配因子について、さらに光学式圧力波計測センサにて筒内の局所的な圧力変化を捉え空間情報を得ることで、以下の知見が得られた。

1. 自着火時に、ある一定量の燃料が残存していればノックは発現し、ノック強度はこの量を超える燃料量の多少に依らない。よってエンドガスは必ずしもその全体が同時期に自着火しているとは限らないと考えられる。
2. ノックの生起・不生起、およびその強度は燃焼位相によって一意に定まらない。同様に、前サイクルの燃焼位相についても、次のサイクルのノックの生起・不生起への明確な影響はみられない。一方、自着火時の温度・圧力に対するノック強度の依存性は高い。本試験条件における自着火時の温度・圧力は負の温度依存域高温端から高温自着火域であり、温度・圧力が高ければ酸化反応は活発である。よって、反応速度に応じた発熱量による既燃ガスの急速な膨張によって、その強度は定まるものと推測される。
3. ノック、もしくはエンドガス自着火の時刻予測については、Livengood-Wu 積分に代表されるように、筒内圧力と未燃ガス温度の時間履歴を用い、1950 年代より試みられてきたが、強度予測についての試みや研究例は少ない。今回、ノック強度は自着火時の温度・圧力に対し高い相関関係にあることが示されたが、今回得られた知見を組み入れることによって強度予測の可能性が示された。
4. 点火プラグ一体の光学式圧力波計測センサにより、供試機関に仕様変更を加えることなく、自着火の起点と、ノック波(定在波)の形成過程を捉えた。自着火位置に対してノック強度は依存性があり、排気弁近辺で自着火が生じた場合、強いノックが誘起される。ノック強度は自着火の熱発生速度 $dQ/d\theta$ と高い相関があり、さらに自着火時の温度が高ければ自着火の熱発生速度は高い。よって、理由のひとつとして排気弁位置の温度が高いことが挙げられる。
5. 自着火時、残存燃料は必ずしも同時には自着火しておらず、また、自着火シミュレーション結果から、自着火によって励起された圧力振動により燃え残った未燃燃料の自着火が促進され、自着火が連鎖することで強いノックが誘起される可能性は低いと考えられる。これはノック強度はエンドガスの自着火時刻における残存燃料量に依らない理由のひとつと考えられる。
6. 伝播火炎からの発熱と自着火の発熱に加え、冷炎からの発熱と考えられる履歴が現れる実験点の存在も確認された。この際、自着火時の残存燃料は多いがノック強度は高くなく、熱発生が時間的に分散されることで強いノックは誘起されなかったと考えられる。よって伝播火炎の熱発生によって生ずる、エンドガスが辿る温度・圧力履歴はノックの発現時期に加え、強度の支配因子にもなっていると考えられる。

参考文献

- [1] Ando, H., Takekura, J. and Koujina, H., “A Knock Anticipating Strategy Basing on the Real-Time Combustion Mode Analysis” SAE Paper 890882 (1989)
- [2] Ando, H., Nishiyama, A., Wachi, Y., Kuwahara, K., Sakai, Y. and Ohta, T., “Heat Release Rate and Cylinder Gas Pressure Oscillation in Low and High Speed Knock”, SAE Paper 2015-01-1880 (2015)
- [3] Maly, R., “State of the Art and Future Needs in S.I. Engine Combution”, 25th Symposium on Combustion, pp.111-124 (1994)
- [4] 中野恵人, 志水啓祐, 西美奈, 飯田訓正, 佐藤義久, 松浦勝也, “SI エンジンにおけるノッキング強度のサイクル変動解析”, 自動車技術会 2015 年秋季学術講演会前刷, pp.570-575 (2015)
- [5] König, G, Maly, R, Bradley, D., Lau, A. K. C. and Sheppard, C. G. W., “Role of Exothermic Centers on Knock Initiation and Knock Damage”, SAE Paper 902136 (1990).
- [6] Heywood, J. B., Internal Engine Combustion Fundamentals, McGraw-Hill, (1988)
- [7] Philipp, H., Hirsch, A., Baumgartner, M., Fernitz, G., Beidl, C., Piock, W. and Winklhofer, E., “Localization of knock Events in Direct Injection Gasoline Engines”, SAE Paper, 2001-01-1199 (2001)
- [8] Draper, C. S., “The physical Effect of Detonation in a closed cylindrical chamber”, Technical Report No.493, NACA (1935)
- [9] <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/surrogates/prf-isooctane-n-heptane-mixture> (参照日 2008.09.26)

第4章 伝播火炎の熱発生履歴が未燃予混合気の 圧縮と自着火におよぼす影響

4. 1. 緒論

ノックは非定常な現象で毎サイクル必ず発現するとは限らず、伝播火炎の熱発生についても同じ履歴は現れないほどにサイクル毎に変化する。低速ノックの起点となる壁面近傍を主体に捉えれば、エンドガスはピストンの上昇と既燃部の膨張とにより圧縮され、高圧・高温となることから、低温酸化から熱炎発現に至る自着火過程はこの変動の影響を受けることは容易に想像される。しかしながら火炎の熱発生の変化によってエンドガスの圧縮と自着火過程がどのように変化するのか、この事象を扱った研究例は少なく、1984年、中島ら[1]によって考察が試みられているが Livengood-Wu 積分[2]を用いた自着火時期の推定にとどまる。1980年代においてはガソリンサロゲートの膨大な詳細反応機構を扱うには当時の民生用の計算機性能では不十分であり、Livengood-Wu 積分による着火時期推定は現実的で有効な手法であったと推測されるが、計算機性能の向上により、個人ユースの計算機においても詳細反応機構を実装した化学反応計算を扱えるようになった。その恩恵により、詳細反応の側面から内燃機関燃焼の本質の解明と理解が進められている[3,4,5]。

第3章では主にエンドガスの自着火時刻と自着火により生じた圧力波に着目した考察を行った。本章では着火時期の推定にとどまらず、詳細反応機構を実装した素反応計算を用い、エンドガスの自着火過程そのものに着目する。火炎の熱発生変化の変数として燃焼開始時期、燃焼期間、燃焼重心を扱い、これらの変化が低温酸化反応において重要な役割を果たす中間生成物の生成・消滅と発熱におよぼす影響について考察を行う。この際、混合気の初期圧力ならびに当量比に対する感度についても解析を行う。さらにはノックを回避し機関出力を得る有効な熱発生形態について考察を行う。

4. 2. 計算方法および条件

4. 2. 1. 素反応数値計算

第2章で述べた手法を用いて素反応数値計算を行う。計算ソルバに CHEMKIN PRO、計算モデルには0次元予混合反応器モデルを用いる。反応スキームには LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) のデータベースに収められた化学種 1034、素反応数 4236 の PRF モデル[6]を用い、レギュラーガソリンと同等のオクタン価 RON 90 とするため、PRF は液体の iso-オクタンと n-ヘプタンの体積割合を 90vol.%、n-ヘプタンの体積割合を 10vol.% とした。

次項に示す手順にて、伝播火炎の熱発生を模擬するため、筒内圧力から求めたみかけの熱発生を用いて wiebe 関数の設定を行う。この熱発生は燃焼室壁面からの熱伝達によって失われた熱量が差し引かれたものであるから、壁とガスとの熱交換は折り込み済みとして扱い、反応計算は断熱条件にて行った。また混合気の圧縮と膨張過程を考察の対象とするため、計算区間は-180~180 deg.ATDC とした。よって後に示す図示平均有効圧力 (IMEP) にはガス交換行程の仕事は含まれない。

4. 2. 2. 0次元2領域モデル

図 4-1 に計算の概念を示す. 既燃部と未燃部の 2 領域を与え, 未燃部をエンドガスとして扱い解析と考察の対象とする. 図中において, 線 Motoring (灰色)にてピストンにより断熱圧縮されるエンドガスの温度履歴を, 線 $T_{unburned}$ (青色)にてピストンと既燃部の膨張により断熱圧縮される温度履歴(化学反応は凍結)を, 線 $T_{auto-ignition}$ (緑色)にて化学反応計算より算出されるエンドガスの温度履歴(化学反応考慮)を示す. 同一クランク角度で比較した温度差が各過程におけるエンドガスの昇温への寄与となり, 図中 a)にてピストンによる圧縮, b)にて既燃部の膨張による圧縮, c)にて未燃部の化学反応による発熱として示される.

火炎の熱発生の変化により線 $T_{unburned}$ で示される温度履歴が変化するが, これを表現するため Wiebe 関数を用いる. Wiebe 関数にて伝播火炎の熱発生を模擬し, 燃焼開始時期, 燃焼期間, 燃焼重心を変化させ, これらが線 $T_{auto-ignition}$ で示されるエンドガスの自着火過程に及ぼす影響について考察する. また実機ではエンドガスが自着火しても必ずノックが生起するとは限らない. そこで本計算では図 4-2 に示すようにエンドガスの温度が 1200K に達する時刻の未燃燃料量が 10% 以上となる条件を満たす場合をノックとして定義した.

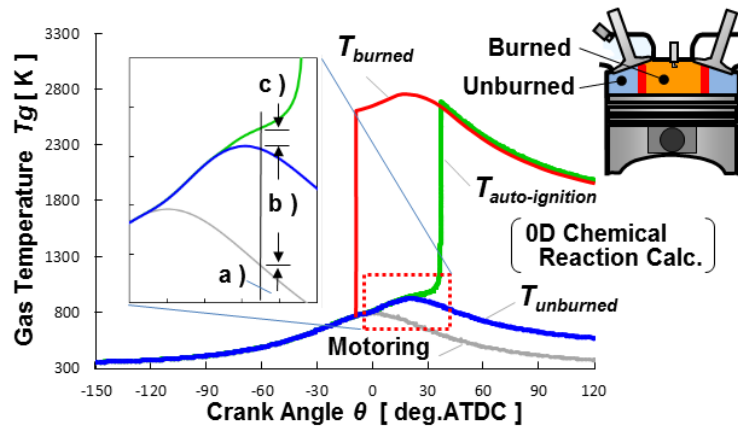


図 4-1 0次元2領域計算モデルの概念

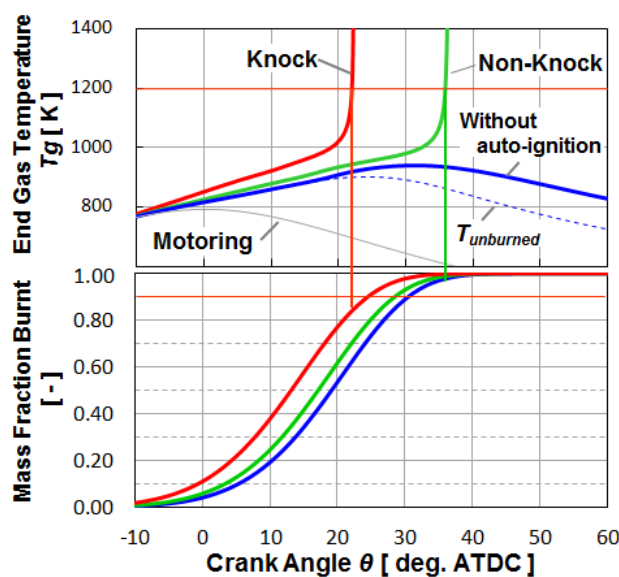


図 4-2 ノック生起の定義

4. 2. 3. 伝播火炎の熱発生履歴

素反応数値計算のパラメータ設定を行う際に必要なデータ取得のため、第2章で説明した供試機関 ENG-B および装置にて燃焼試験を行った。条件を表 4-1 に示す。

表 4-1 実験条件

エンジン回転数 (rpm)	2000
空燃比 A/F (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
点火時期 (deg.ATDC)	-5, -1
吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
吸気管圧力 (kPa)	90
冷却水温度 (°C)	85
潤滑油温度 (°C)	80
燃料(レギュラーガソリン)	RON:90.1

実験では目的に応じて点火時期を変化させた。ノック発現時の火炎の熱発生のサイクル変動の変化量把握のために点火時期 -5 deg.ATDC にて試験を行い、また Wiebe 関数の設定のため、Trace Knock 点火時期より 1deg 遅角させた -1 deg.ATDC にて試験を行った。これはノック発現時に自着火で燃焼が完了する場合、火炎の伝播のみで燃焼が完了する場合は熱発生の履歴が大きく異なるためである。

図 4-3 に横軸に質量燃焼割合 50%時のクランク角度 (CA50)、縦軸に質量燃焼割合 10%時のクランク角度(CA10)、質量燃焼割合 10%-90%の燃焼期間(CA10-90)の値を示す。CA10 の最大値と最小値に 8deg の差があり、CA10 を燃焼開始時期と見做すと点火時期が固定されていても燃焼開始時期に 8deg もの差が生じていると知れる。また、CA50(燃焼重心)の値が同じでも CA10, CA10-90 に差異があることも見てとれる。CA50 が 20deg.ATDC より進角側で CA10-90 に極端に短い値が見られるが、これは自着火にて急速に燃焼が完了するためである。このため前述のように目的に応じて点火時期を変えた試験を行った。同図に示す燃焼開始時期の変動幅 8 deg, 燃焼期間の変動幅 8 deg, 燃焼重心の変動幅 3deg の各値を熱発生の変化量として計算パラメータを設定する。

基準として用いる熱発生履歴を以下の式 4-1 で示される Wiebe 関数[7]にて表すため、Trace Knock -1deg 点火時期に設定した燃焼試験で得られた 300 サイクル平均の熱発生履歴を用いフィッティングを行った。

$$x_B = 1 - \exp \left[-6.9 * \left(\frac{t}{t_z} \right)^{m+1} \right] \quad (4-1)$$

- x_B ; 質量燃焼割合
- t ; 燃焼経過時間
- t_z ; 燃焼継続時間
- m ; 燃焼特性指数

計測値および Wiebe 関数の設定値との対比を表 4-2 に、設定した Wiebe 関数より求まる熱発生履歴を図 4-4 に示す。図中に示す熱発生履歴を基準とし、上述の値をパラメータとして変化させ、以下、解析と考察を行う。表 4-2 括弧内に燃焼期間の変化量を t_z 値として、また燃焼重心を変化させる設定値として m 値をあわせて示す。

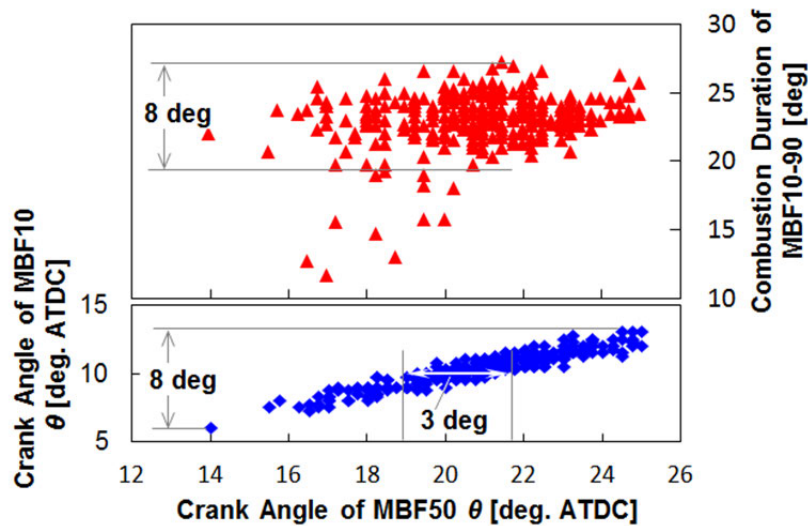


図 4-3 ノック発現条件での熱発生の変化 ($\theta_{ig} = -5$ deg.ATDC)

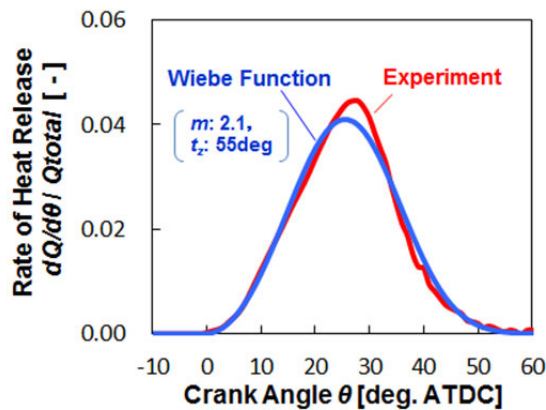


図 4-4 計算時に基準として用いる熱発生履歴

表 4-2 計測値と Wiebe 関数設定値との対比

	計測値	Wiebe 関数設定値
エンジン回転数 (rpm)	2000	2000
初期圧力 (kPa)	90	90
初期温度 (K)	350	350
当量比 (-)	1.0	1.0
燃焼開始時期 θ_{ig} (deg.ATDC)	-1	-1
燃焼期間 / t_z (deg)	59	55 (45, 65)
燃焼特性指数 m (-)	-	2.1 (1.0, 5.0)

4. 2. 4. 未燃予混合気の温度履歴

火炎の燃焼開始時期および燃焼期間の影響について考察するために設定した熱発生履歴と断熱圧縮されるエンドガスの温度履歴 $T_{unburned}$ (化学反応は凍結) を図 4-5 に示す. 計算は初期圧力 90kPa, 初期温度 350K, 当量比 1.0 として行い, 燃焼試験時のノック発現時期と同程度の自着火時刻を得る -15deg.ATDC を燃焼開始時期の基準とし, 5deg 進角させた-20deg.ATDC, 5deg 遅角させた-10deg.ATDC を併せて設定した. 燃焼期間については CA10-90 に最大 8 deg 程度の幅があることを鑑み, 基準とする熱発生パターンに対し燃焼継続時間 t_z を 45deg に設定することで 4 deg 短期化, ならびに t_z を 65deg に設定し 4.3deg 長期化させた.

火炎の主燃焼が膨張行程で進行する場合, 図 4-5 a) に示されるように燃焼期間は同じでも燃焼位相の遅角によりエンドガスは低い温度履歴を辿り, また, 図 b) に示されるように燃焼重心 CA50 が同じでも燃焼期間が長くなると燃焼の前半においてエンドガスは高い温度履歴を辿る. 本章ではこのように熱発生の変化に応じて異なる温度履歴を辿るエンドガスの自着火過程の変化を素反応数値計算により明らかにする.

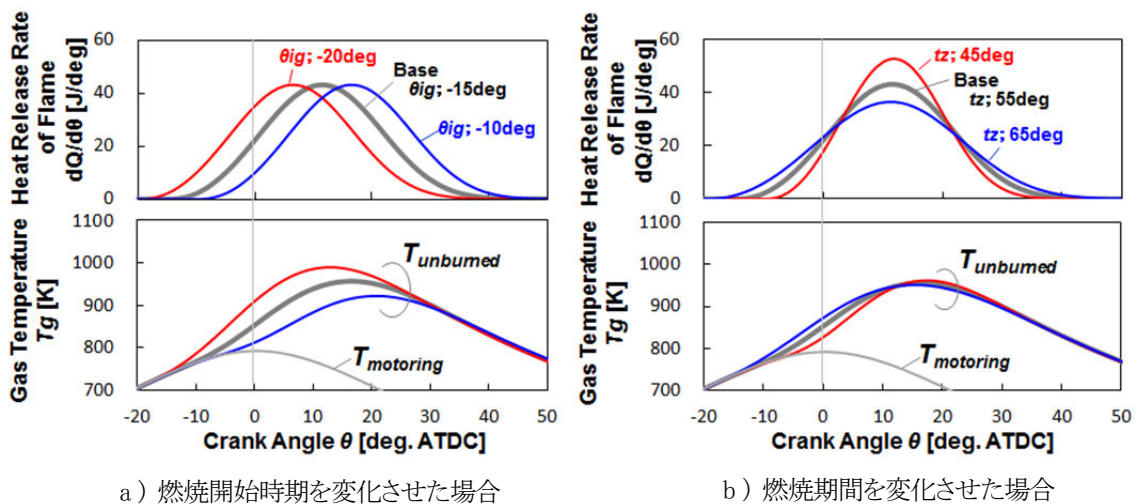


図 4-5 熱発生履歴に応じて変化する未燃混合気の温度履歴 ($P_0=90\text{kPa}$, $T_0=350\text{K}$, $\phi=1.0$)

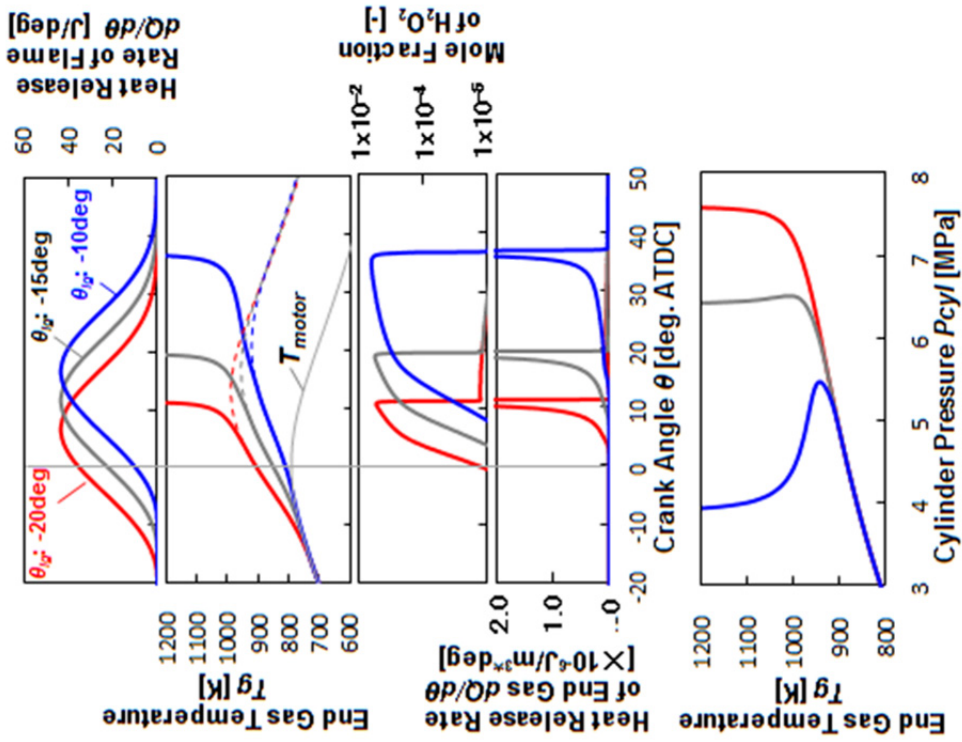
4. 3. 伝播火炎の熱発生履歴の影響

4. 3. 1. 燃焼開始時期の影響

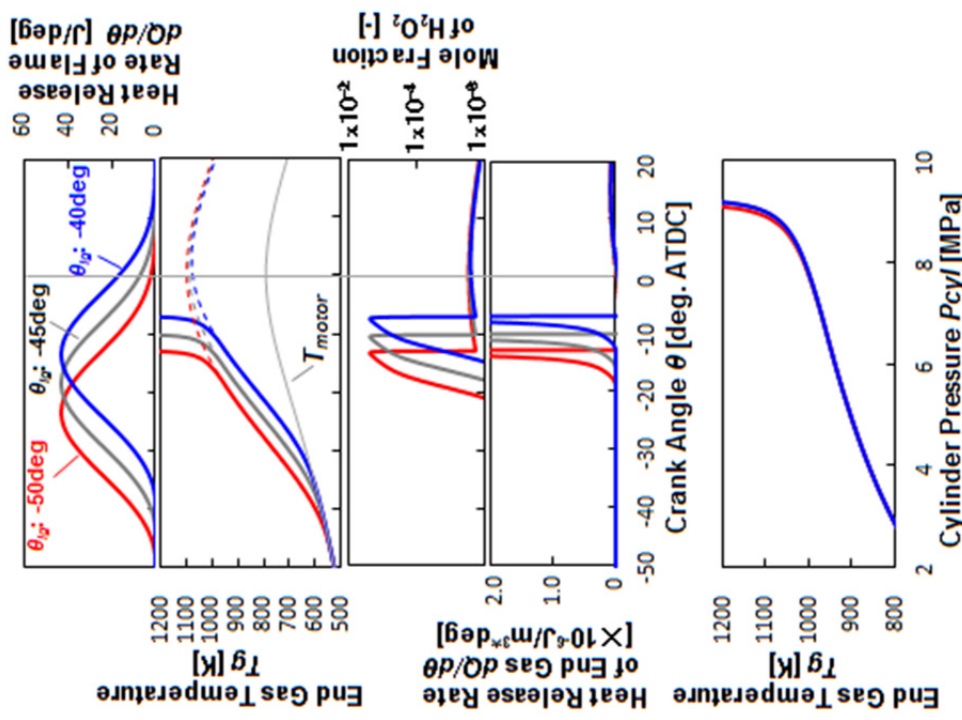
ピストン下降(膨張)による圧力および温度低下の影響と燃焼開始時期の影響とを分けて考察するため、火炎の主燃焼期間が圧縮行程および膨張行程となるように燃焼開始時期をそれぞれ設定した。圧縮行程における考察では燃焼開始時期 -45deg.ATDC を基準とし 5deg 進角させた -50deg.ATDC , 5deg 遅角させた -40deg.ATDC を併せて計算した。初期条件として初期圧力 90kPa , 初期温度 350K , 当量比 1.0 に設定し計算結果を図 4-6 a) に示す。膨張行程における考察では図 4-5 に示した燃焼開始時期 -15deg.ATDC を基準とし, 5deg 進角させた -20deg.ATDC , 5deg 遅角させた -10deg.ATDC に設定し, 計算結果を図 4-6 b) に示す。図中に中間生成物の代表成分として熱炎発現前の発熱に寄与する H_2O_2 の濃度履歴 [5,8] を示す。

図 4-6 a) に示されるように火炎の燃焼が圧縮行程で進行する場合, 細破線で示す断熱圧縮による温度上昇(化学反応は凍結)の時間に対する勾配は燃焼開始時期を前後 5deg 変化させてもほぼ変わらず, 反応計算から求めた H_2O_2 濃度履歴, エンドガスの熱発生履歴ともに時間差はあるものの, 三条件ともに同様の履歴を示す。よって初期圧力, 初期温度は同一であるから P - T 線図上で三線はほぼ同じ履歴を辿る。

一方, 図 4-6 b) に示されるように火炎の燃焼が膨張行程で進行する場合, ピストンの下降による圧力と温度の低下の影響を受け, 細破線で示される時間に対する断熱圧縮による温度上昇(化学反応は凍結)の勾配は燃焼開始時期が遅角するほど緩やかとなる。これは膨張行程における燃焼位相の変化は, エンドガスの圧縮速度に変化をもたらすことを意味する。これにより低温からエンドガスは発熱し, 膨張による温度低下を H_2O_2 ループ反応からの発熱による温度上昇が上回り, 終には自着火に至る。この影響は P - T 線図上で燃焼開始時期が遅角されると低温より断熱圧縮線から乖離することに現れる。つまり圧縮速度の変化をうけてエンドガスの着火遅れも変化する[9]。



a) 圧縮行程時 ($\theta_{ig} = -50, -45, -40$ deg.ATDC)



b) 膨張行程時 ($\theta_{ig} = -20, -15, -10$ deg.ATDC)

図 4-6 燃焼開始時期の変化がエンドガスの着火遅れにおよぼす影響 ($P_0 = 90$ kPa, $T_0 = 350$ K, $\gamma = 1.0$)

4. 3. 2. 燃焼期間の影響

初期圧力 90kPa, 初期温度 350K, 当量比 1.0 とし, 燃焼開始時期を-15 deg.ATDC に固定したときの計算結果を図 4-7 a) に示す. 燃焼期間が長期化すると自着火時期は遅角する. また火炎の発熱による圧縮速度は低下し, 前項で示した膨張行程で燃焼開始時期を遅角させた場合と同様に低温からエンドガスの発熱が始まり $P-T$ 線図において低温より断熱圧縮線から乖離することに現れる.

次に図 4-7 b) に基準とする熱発生パターン(燃焼重心(CA50=11deg.ATDC)) に固定した条件での計算結果を示す. CA50 を固定し燃焼期間を長期化させると自着火時期は進角する. 前項にてエンドガスの着火遅れは圧縮速度の影響を受けて変化し, 圧縮速度は火炎の熱発生履歴に応じて変化することを述べた. 圧縮速度が低下すると時間の効果により低温よりエンドガスは発熱を開始し, 燃焼位相の進角限界は悪化する. つまり燃焼期間が長期化すればそれ自体での熱供給の等容度の低下に加え, ノック回避のための点火時期の遅角による等容度の低下が加わり機関出力は大きく低下することとなる.

実機関ではノック回避のため, 燃焼速度の向上が図られる. エンドガスが自着火に至る前に火炎の伝播で燃焼を完了させるという点に加え, 燃焼速度の向上により圧縮時間を短縮しエンドガスの発熱の開始温度を高温側へシフトさせるという点においても意義があることが知られる. これは低速ノックにおいてエンジン回転数の上昇(流動の作用による燃焼機関短縮および圧縮時間の短期化)によりノックが収まる理由の一つの説明にもなっている.

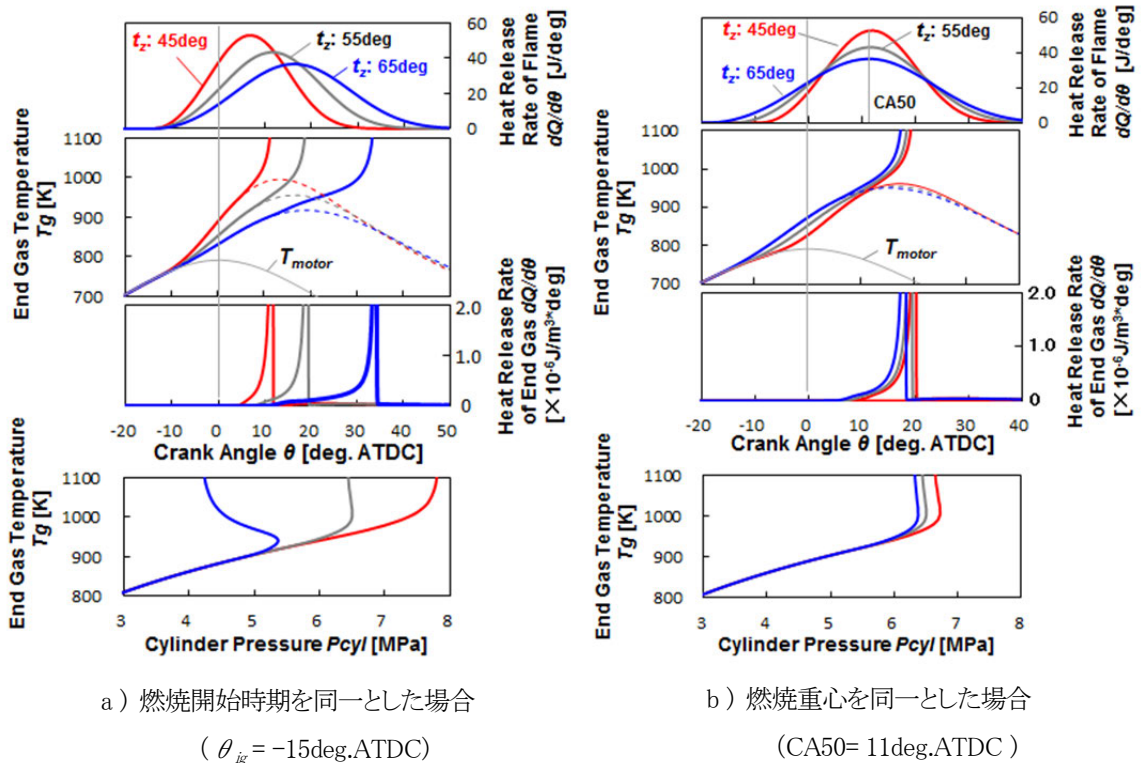


図 4-7 伝播火炎の燃焼期間の変化がエンドガスの着火遅れにおよぼす影響

($P_0=90\text{kPa}$, $T_0=350\text{K}$, $\phi=1.0$, $t_z=45, 55, 65\text{ deg}$)

4. 3. 3. 燃焼重心の影響

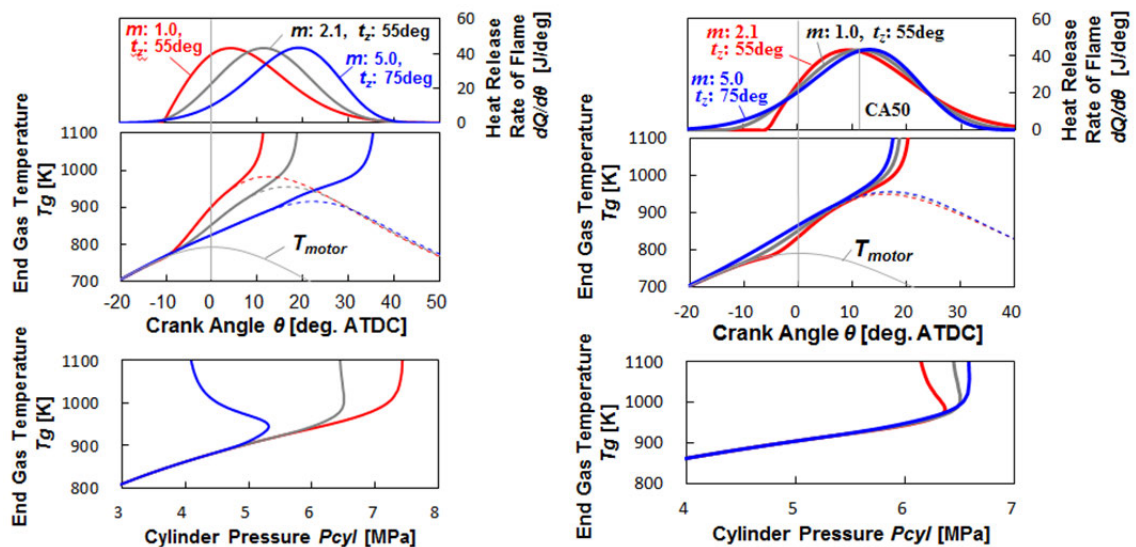
図4-3に同一のCA10で比較すると燃焼重心CA50には最大で3deg程度の幅があることが示されている。これを鑑み基準とする熱発生履歴に対し燃焼特性指数 m と燃焼継続時間 t_z の適合により、熱発生 of 最大値を同一とし、CA10-50 期間を変化させ、基準に対し 1.0deg 前重心の履歴、および 1.9deg 後重心の履歴を設定した。各履歴の設定値とCA10-50 期間を表 4-3 に示す。

図4-8 a) に初期圧力 90kPa, 初期温度 350K, 当量比 1.0 とし燃焼開始時期を固定しての計算結果を示す。燃焼開始時期は基準の熱発生パターン of 質量燃焼割合が 1% となるクランク角度 (CA1) とした。燃焼重心 of 遅角にともない自着火時期は遅角する。また、この場合でも火炎の発熱による圧縮速度は低下しエンドガスは低温より発熱を開始する。

図4-8 b) に基準とする熱発生パターン of CA50 に固定しての計算結果を示す。後方に燃焼重心が位置する熱発生履歴においては早期にエンドガスの温度が上昇し燃焼位相の進角限界は悪化する。

表 4-3 燃焼重心影響の考察のための熱発生履歴の設定値

	m (-)	t_z (deg)	CA 10-50 (deg)
基準履歴	2.1	55	11.8
前重心履歴	1.0	55	10.8 (基準-1.0)
後重心履歴	5.0	75	13.7 (基準+1.9)



a) 燃焼開始時期を同一とした場合

(CA1 = -9deg.ATDC)

b) 燃焼重心を同一とした場合

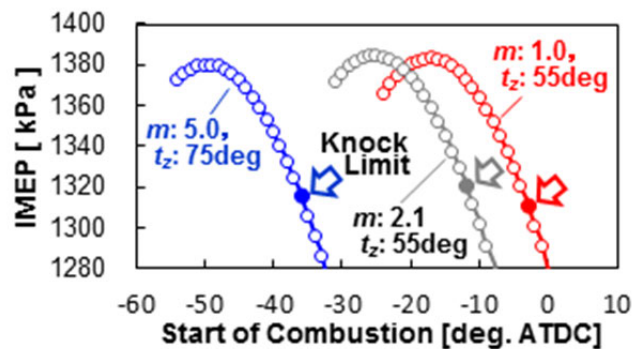
(CA50 = 11deg.ATDC)

図 4-8 熱発生 of 重心位置 of 変化がエンドガス of 着火遅れにおよぼす影響

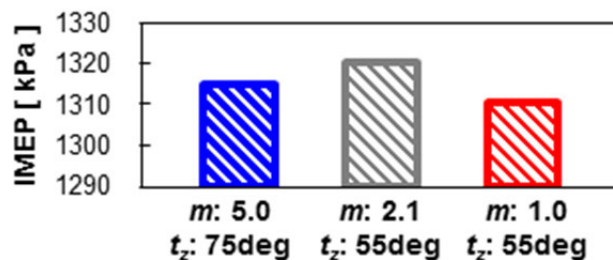
($P_o = 90\text{kPa}$, $T_o = 350\text{K}$, $\phi = 1.0$)

次にノックによって制約を受ける出力 (IMEP) と熱発生との関係について考察する. 表 4-3 に示す三パターン
 ンの熱発生履歴にて算出した燃焼開始時期に対する IMEP 値の変化を図 4-9 a) に示す. 計算はクランク角
 度 1deg の分解能で行った. すべての熱発生において燃焼開始時期の進角と共に IMEP 値は向上し, 最大
 値となる時期を越えて燃焼開始時期を進角させると IMEP 値は低下する.

加えてノックが発現する燃焼開始時期を求めため, 各熱発生履歴と燃焼開始時期との組合せにて化学
 反応計算を行った. 燃焼開始時期を遅角側から進角させてゆき, 4.2.2 項で定義したノック条件を最初に満た
 した時期より 1deg 遅角した時期を同図に矢印で示す. これはエンジン試験におけるノック限界点である
 Trace knock 点火時期 -1deg に相当する. また, この時の IMEP 値を図 4-9 b) に示す. 同図において各熱発
 生でとりうる IMEP 値が異なることからノック抑制に有効な熱発生履歴が存在することが知れる. 先に述べたよ
 うに燃焼開始時期を固定した場合, 燃焼重心位置を後方に移動させることでエンドガスの自着火時期を遅角
 化できるものの, 同時に熱供給の等容度の低下を招き出力を低下させる. 本計算条件下ではノックを回避し
 機関出力を得る最適な熱発生履歴として, 燃焼重心位置を燃焼期間の中央とする履歴が該当し, 図らずも
 基準とした履歴がこれにあたる結果となった.



a) 点火時期に対する IMEP 特性



b) ノック制約点における IMEP 値

図 4-9 熱発生履歴の変化が IMEP におよぼす影響

4. 4. 初期圧力および当量比の影響

前節までは自然吸気エンジンの高負荷運転条件に相当する初期圧力 90kPa, 予混合気の当量比 1.0 に設定し解析を行った。本節ではノック制約による出力低下が顕著となる過給運転条件を想定し, 初期圧力が高い条件下において熱発生の変化がエンドガスの自着火過程と機関出力へ及ぼす影響について解析を行った。またノック回避や熱効率向上のため, 目的に応じて異なる当量比の予混合気がエンジンに供給される。さらにこの影響についても考察するため, 当量比を変化させた解析も併せて行った。

4. 4. 1. 初期圧力の影響

過給運転条件を想定し初期圧力を 150kPa に設定し計算を行った。ここでは初期圧力の差異のみの影響を調査するため, 初期圧力 90kPa の計算時に基準とした熱発生履歴を用い, 初期圧力のみを変化させた。なお初期温度は初期圧力 90kPa の計算時と同じく 350Kとした。計算結果を図 4-10 に示す。

初期圧力が異なるため両者の圧力履歴は異なるが, 初期温度が同一のため, 細破線で示す断熱圧縮時の温度履歴(化学反応は凍結)は同一となる。一方, 化学反応を考慮した場合, 初期圧力 150kPa 条件では活発な前炎反応により早期に発熱が開始され, この発熱によりエンドガスは急速に昇温し初期圧力 90kPa 条件に比べ早期に自着火に至る。

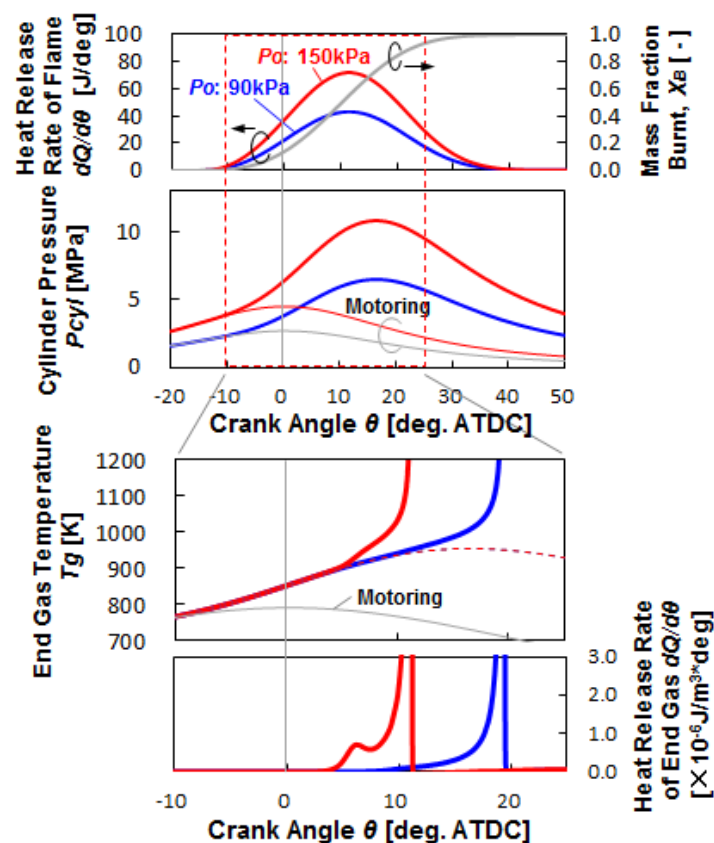


図 4-10 初期圧力によって変化するエンドガスの着火遅れ比較
(熱発生履歴は固定, $T_0=350\text{K}$, $\phi=1.0$)

4. 4. 2. 当量比の影響

エンジンを高負荷運転する際、ノック回避の手法の一つとして過濃な混合気が供給される。また高い熱効率目標を掲げ過給リーンバーンコンセプト[10,11]も研究されている。本節では予混合気の当量比の影響を考察するため、過濃条件の当量比の代表値として $\phi=1.2$ 、希薄条件の当量比の代表値として $\phi=0.6$ を設定した。本来、当量比が異なれば層流燃焼速度の変化により熱発生履歴も変化するが、当量比の影響のみを調査するため、前節と同様、初期圧力 90kPa の計算時に基準とした熱発生履歴を用いた。

初期圧力 150kPa、初期温度 350K とした計算結果を図 4-11 に示す。初期温度が同一でも予混合気の比熱比の差異により三条件でエンドガスが発熱を開始する以前において温度履歴は異なり、比熱比が最も高い $\phi=0.6$ 条件において最も高い履歴となる。一方 $\phi=1.2$ 条件では低温酸化反応による発熱が開始される以前には最も低い温度履歴となるものの、圧縮上死点以降、 H_2O_2 の濃度が急速に上昇し、 H_2O_2 ループ反応からの発熱による急速な昇温により、それ以前に $\phi=1.2$ 条件より高い温度履歴を辿る $\phi=1.0$ 条件とほぼ同時刻に自着火に至る。また低温酸化反応による発熱が開始される以前には最も高い温度履歴を推移する $\phi=0.6$ 条件では前炎反応の発熱量が少なく、低温酸化反応による発熱が開始して以降の昇温が緩やかで着火遅れ時間が最も長くなる。

以上のように当量比が異なる場合、自着火時期は比熱比の差異によって生ずる断熱圧縮時の温度履歴の変化と前炎反応の発熱量の変化によって生ずる昇温の変化に影響され、両者による昇温速度の和により着火遅れ時間は定まる。

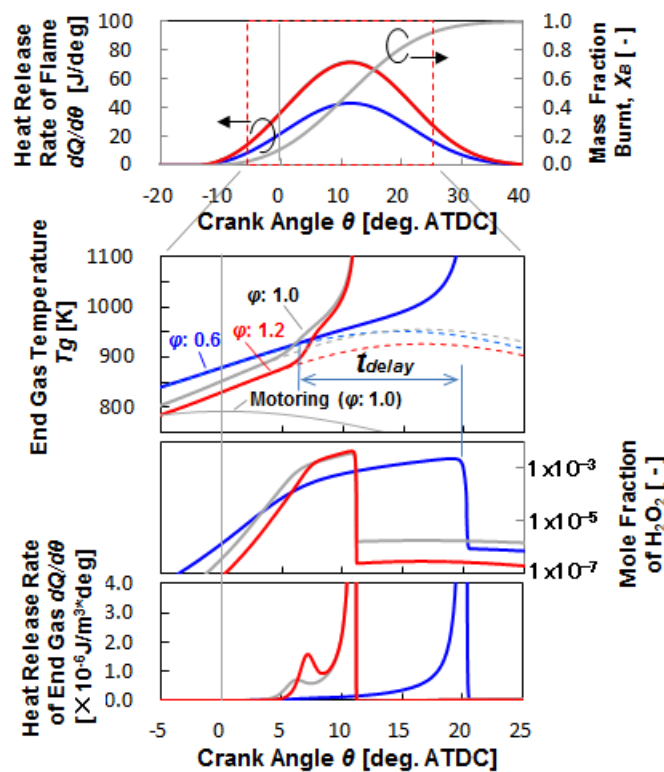


図 4-11 当量比によって変化するエンドガスの着火遅れ比較

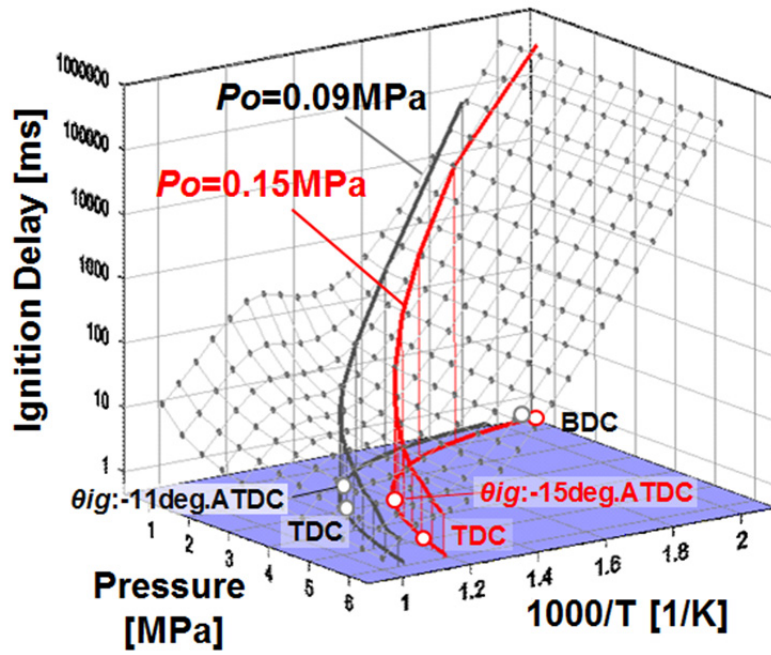
(熱発生履歴は固定, $P_0=150\text{kPa}$, $T_0=350\text{K}$)

4. 4. 3. 温度・圧力履歴と着火遅れ特性

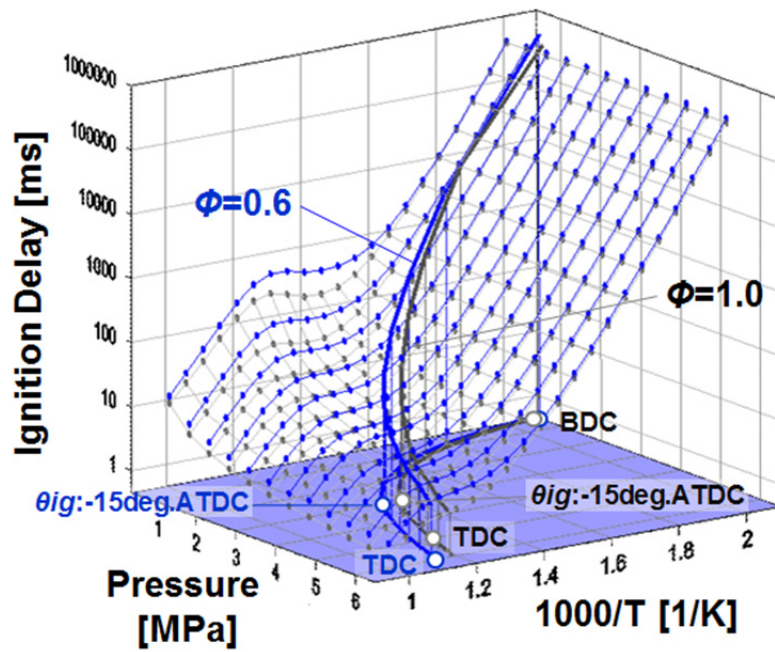
図 4-12(a) に図 4-10 における P - T 履歴, および素反応数値計算にて求めた PRF90 (反応スキームは LLNL[6]) の着火遅れ特性を示す. 初期温度が同一の断熱圧縮であるから, 同一温度比較では $P_0=90\text{kPa}$ 条件に対し, $P_0=150\text{kPa}$ 条件履歴の圧力は高い. よって着火遅れ特性に着目すれば, $P_0=150\text{kPa}$ 条件の P - T 履歴は短い着火遅れのパスを推移する. つまりはエンドガスの着火遅れ時間は短い. 同様に, 図 4-12(b) に図 4-11 における当量比 0.6 および 1.0 条件の P - T 履歴および着火遅れ特性を示す. $\phi=1.0$ 条件に対し $\phi=0.6$ 条件では, 比熱比の効果により高い温度履歴を辿る. 一方, 着火遅れ特性に着目すれば $\phi=1.0$ 条件に対し $\phi=0.6$ 条件では着火遅れ時間は長く, $\phi=0.6$ 条件の P - T 履歴は必ずしも短い着火遅れのパスを辿るとは限らない. つまり当量比によって一意に着火遅れ時間は定まらない.

火花点火機関におけるエンドガスの着火遅れは P - T 履歴と, 履歴が辿る混合気の着火遅れ特性とによって定まる. 着火遅れの予測法として知られる Livengood-Wu 積分[2]は大筋だけを述べると, 着火前の前炎反応の進行度が, 予混合気が推移する P - T 履歴上の着火遅れ時間を用いて, 積分値として表される. この説明の詳細については付章 A で述べる.

また, 本章では同一燃料に対しての考察であったが, 燃料が異なっても着火遅れ特性が把握できれば, その特性を P - T 履歴と合わせて考えることで, 初期温度, 初期圧力, 当量比影響と同様にノック生起に対する感度を予測できる.



(a) 压力依存性 ($\phi=1.0$, $P_o=90,150\text{kPa}$)



(b) 当量比依存性 ($\phi=0.6,1.0$, $P_o=150\text{kPa}$)

図 4-12 温度・压力履歴と着火遅れ特性 (PRF90, $T_o=350\text{K}$)

4. 5. 機関出力への影響

前節では初期圧力と当量比がエンドガスの自着火過程に及ぼす影響について考察した。本節では熱発生履歴を変化させ、ノックで制約を受ける機関出力への影響について考察する。

4.3.3 項で用いた手法と同様の手法にてノック制約点の機関出力を算出した。前節で設定した初期圧力 90kPa, 150kPa と当量比 0.6, 1.0, 1.2 の組み合わせにおいて燃焼重心を変化させ、ノック制約点の機関出力を比較した。この際、燃焼重心は表 4-3 と同量を変化させた。計算結果を図 4-13 に示す。図中に機関出力の最大値と最小値の差、およびその差を最大値で除した値を括弧内に併せて示す。

初期圧力、当量比のそれぞれの組み合わせにおいて最大出力を得る熱発生履歴は異なる。当量比 0.6 条件では初期圧力が変化しても機関出力の最大値と最小値の差は小さい。一方、当量比 1.0 および 1.2 において初期圧力が高い条件では最大値と最小値の差が大きくなる。考察のため、エンドガスが発熱を開始してから熱炎が発現するまでの時間を τ_{delay} (図 4-11 参照) とし、その変化を図 4-14 に示す。この際、熱炎の発現時刻は H_2O_2 のモル濃度が最大値をとる時刻とした。計算には基準の熱発生履歴(図 4-4)を用い、燃焼開始時期は -20deg.ATDC とした。 τ_{delay} が短ければ熱炎発現前の発熱量が多く昇温が速いことを意味するが、初期圧力を高めると全ての当量比で τ_{delay} が短くなる。しかしながら当量比 0.6 条件では初期圧力を 150kPa に高めても 90kPa 時の当量比 1.0 および 1.2 条件よりも τ_{delay} は長い。熱発生履歴に応じて圧縮速度は変化し、圧縮速度の影響を受け着火遅れも変化することを前述したが、熱炎発現前の発熱量が少なれば圧縮速度の影響は低下する。よって当量比 0.6 条件では他の条件に対し熱発生の変化に対する着火遅れの感度が鈍化したものと推察される。

今回行った計算条件では、概ね燃焼重心位置を燃焼期間の中央とする熱発生履歴にて最大機関出力が得られているが、初期圧力 150kPa において、当量比 0.6 では前重心、当量比 1.0 では後重心にて最大機関出力が得られており、条件により最適な熱発生は異なる。また初期圧力 150kPa 条件では本計算で変化させた 3deg の燃焼重心の差異で機関出力に約 3%もの差異が生じており、過給運転における熱発生の変動の低減は、出力向上に有効であることが示唆される。

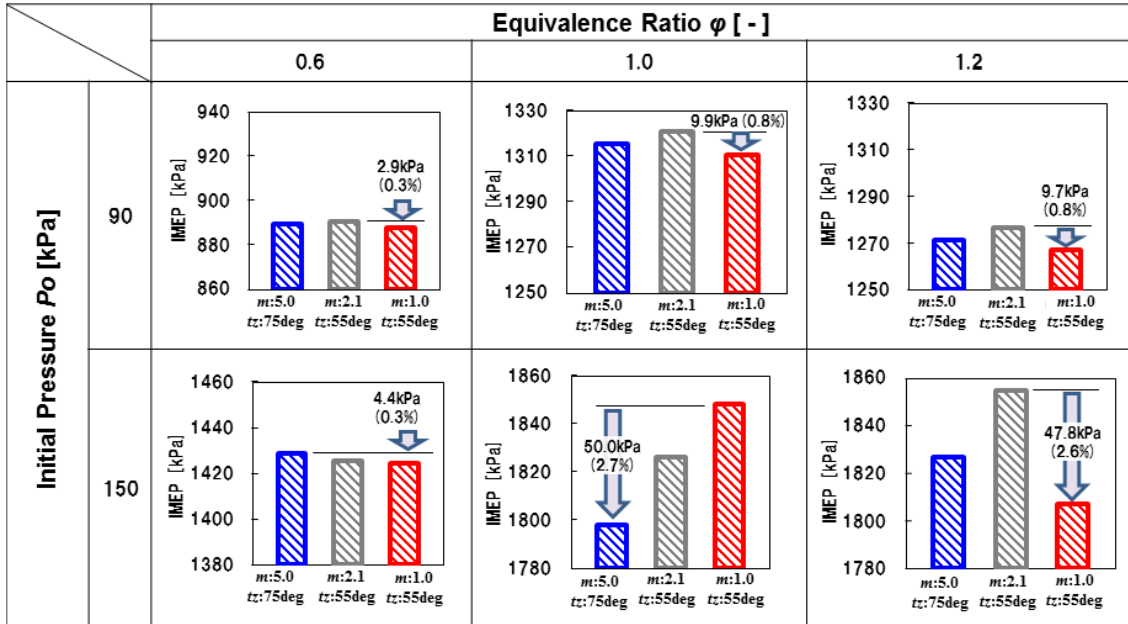


図 4-13 ノック制約時の図示出力に対する燃焼重心の感度

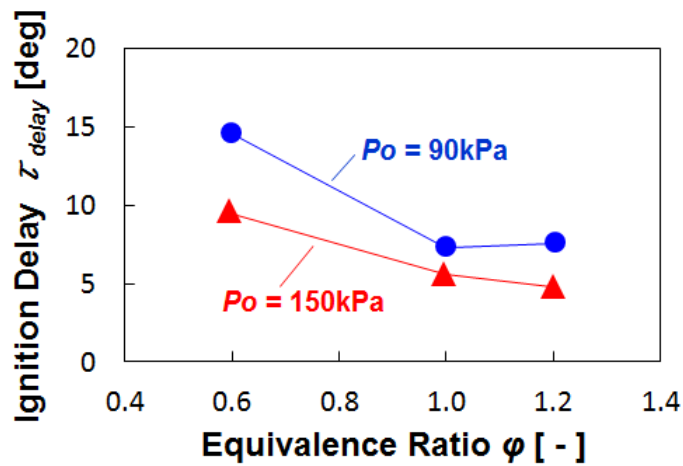


図 4-14 着火遅れに対する当量比および初期圧力の感度 ($T_o = 350\text{K}$)

4. 6. 結言

伝播火炎の熱発生履歴の変化がエンドガスの圧縮と自着火過程に及ぼす影響について詳細化学反応計算を用い解析と考察を試み、以下の知見を得た。

1. エンドガスの圧縮速度は伝播火炎の熱発生パターンによって変化し、着火遅れは圧縮速度の影響を受ける。圧縮速度が低下するとエンドガスの発熱開始温度は低下し燃焼位相の進角限界は悪化する。
2. 伝播火炎の燃焼速度の向上(燃焼期間の短縮)はエンドガスが自着火に至る前に燃焼を完了させる事に加え、エンドガスの圧縮時間を短縮し発熱の開始温度を高温側へシフトさせノック限界を向上させる。
3. エンドガスの前炎反応の発熱量が増加する条件下では、ノック制約時の機関出力に及ぼす熱発生履歴の変化の感度は高くなる。
4. ノックを回避し機関出力を得る最適な熱発生パターンの存在が示され、初期圧力および混合気の当量比によって最適な熱発生パターンは異なる。

参考文献

- [1] Nakajima, Y., Nagai, T., Iijima, T., Yokoyama, J. and Nakamura, K., “Analysis of Combustion Patterns Effective in Improving Anti-knock Performance of a Spark Ignition Engine,” JSAE Review, pp.9-17 (1984)
- [2] Livengood, J. C. and Wu, P. C., “Correlation of Auto-ignition Phenomena in Internal Combustion Engines and Rapid Compression Machines,” Fifth Symposium on Combustion, pp.347-356 (1955)
- [3] Miyoshi, A., “A Chemical Kinetic Approach to Spray Combustion,” JSAE Transaction, Vol. 45, No. 6, pp.939-944 (2014)
- [4] Miyoshi, A., “Impact of the Low-Temperature Oxidation Reactions during Mixture Formation to Ignition,” JSAE Proceedings, No. 4-15, pp.103-108 (2015)
- [5] Ando, H., Sakai, Y. and Kuwahara, K., “Universal Rule of Hydrocarbon Oxidation,” SAE Paper 2009-01-0948 (2009)
- [6] <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/surrogates/prf-isooctane-n-heptane-mixture>
- [7] Oppenheim, A. K., “Combustion in Piston Engines; Technology, Evolution, Diagnoses and Control”, Springer-Verlag, Berlin (2004)
- [8] Kuwahara, K. and Ando, H., “Role of Heat Accumulation by Reaction Loop Initiated by H₂O₂ Decomposition for Thermal Ignition”, SAE Paper 2007-01-0908 (2007)

- [9] Ohta, Y., Hayashi, K., Takahashi, H. and Fujiwara, T., “Consequence of Temperature–Pressure–Time History for Auto ignition”, *Progress in Aeronautics and Astronautics*, Vol. 105, pp. 93–103 (1986)
- [10] Stokes, J., Lake, T. H. and Osborne, R. J., “A Gasoline Engine Concept for Improved Fuel Economy - The Lean Boost System”, SAE Paper 2000-01-2902 (2000)
- [11] Nakata, K., Nogawa, S., Takahashi, D., Yoshihara, Y., Kumagai, A. and Suzuki, T., “Engine technologies for achieving 45% thermal efficiency of S.I. engine,” SAE Paper 2015-01-1896 (2015)

第5章 混合気の着火遅れにおよぼす温度・圧力履歴の効果

5. 1. 緒論

燃費改善の手法として、高膨張比化(高圧縮比化)による機関の図示仕事の拡張や、過給と小排気量化との組み合わせによって高効率運転領域の使用頻度を高める提案がなされ[1]、実際にこれらのコンセプトに基づき設計された火花機関が量産車両に搭載されている。いずれにおいてもノック回避を目的とした、筒内への燃料直接噴射方式との組み合わせとなることが多い[2]。またポート噴射方式においても常に燃料は気化した状態で筒内に供給されるとは限らず、気化が不十分なまま筒内へ導かれる条件も存在し、特に冷間始動時において顕著である[3]。

予混合状態での燃料供給に対し、燃料が液体の状態で筒内に導かれれば、図 5-1 に示されるように着火遅れ期間に微粒化、気化、空気との混合過程が加わる。この際、燃料の顕熱と気化時の潜熱により筒内の温度は変化する。さらに燃料は気化したのちに空気と混合するものの、筒内に一様には分散せず、燃料蒸気が偏在すれば比熱比の影響が加わり、圧縮行程を経て局所の温度差は拡大する。また燃料濃度差、温度差が生ずれば前炎反応の反応速度にも影響が及ぶ。以上のように燃焼が完結するまでの期間に、燃料は複雑な物理・化学反応過程を経る。

本章では供試機関として前サイクルの影響を排除でき、筒内に供給するガス組成、温度ならびに圧力を任意に設定することが可能で、かつ再現性の高い燃焼実験を行うことのできる急速圧縮装置 (RCM: Rapid Compression Machine) を用い、混合気が着火に至る過程において燃料物性のうち、蒸発潜熱、比熱、オクタン価に着目し、これらがピストン圧縮による温度上昇と自着火過程におよぼす影響を調査した。さらに圧縮行程の異なる時刻に燃料を筒内へ噴射することで、燃料が経験する温度・圧力履歴を変化させ、着火遅れにおよぼす影響と、これを利用した着火時期制御に関して考察を行った。

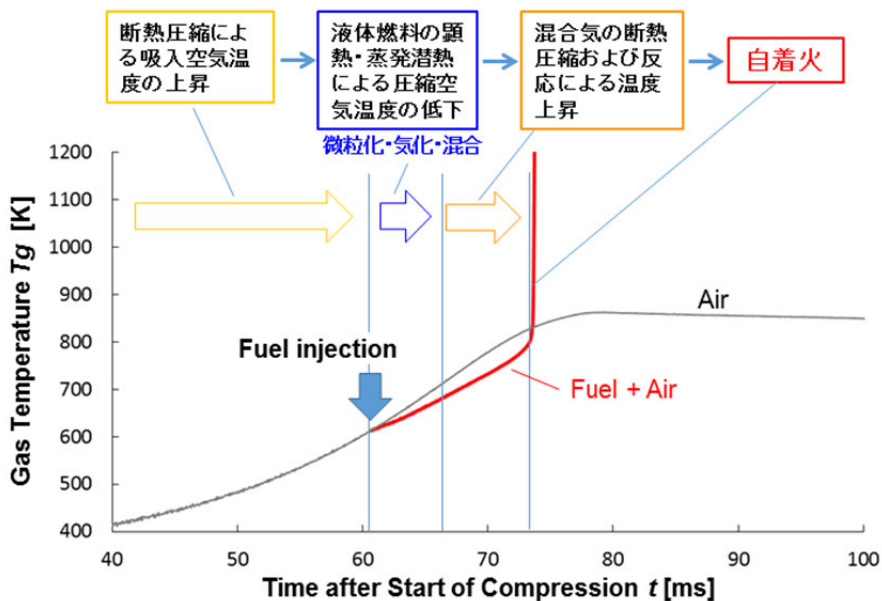


図 5-1 燃料の気化および混合をとまなう圧縮自着火

5. 2. 実験装置および方法

5. 2. 1. 急速圧縮装置諸元および動作原理

急速圧縮装置の諸元を表 5-1 に、装置概略を図 5-2 に示す。急速圧縮装置のピストン駆動のため、はじめに高圧の圧縮空気が駆動シリンダ(Cam driving cylinder)に充填され、充填された圧縮空気圧と大気圧との圧力差にてシリンダを通じ、カムが駆動される。カムにはエンジンのクランク機構にて生み出されるピストン往復運動の軌跡を模擬する傾斜が設けられており、急速圧縮装置のピストン下部に設置された滑車が傾斜に沿って転がることで、ピストンはカムの進行方向に対し垂直方向に上昇する。この一連の動作により急速圧縮装置はエンジンの圧縮行程を模擬する。圧縮速度は駆動シリンダに供給する空気圧の調整によって変化させることができる。本試験においては150kPaで一定とし、この条件における圧縮時間は約70msである。給気の配管にはリボンヒーターとこれを覆う遮熱材が配してあり、配管温度を任意に設定できる。また燃焼室壁にはウォータージャケットが設けてあり、温水により燃焼室の壁温度は一定に保たれる。両者の温度調整により筒内へ給気される空気の初期温度を任意に設定することができる。供給する空気流量はマスフローコントローラにより制御され、供給空気量は瞬時質量流量計にて計測される値を積算することで求まる。またピストン位置はロータリーエンコーダにて検出され、燃焼室容積変化の時間履歴が求まる、燃焼室ガス圧力はピエゾ式圧力変換器(Kistler 社 6052C)により計測され、ピストン変位とともに記録される。

表 5-1 急速圧縮装置諸元

ボア (mm)	80.0
ストローク (mm)	80.12
圧縮比 (-)	13.5:1
燃焼室容積 (cm ³)	434

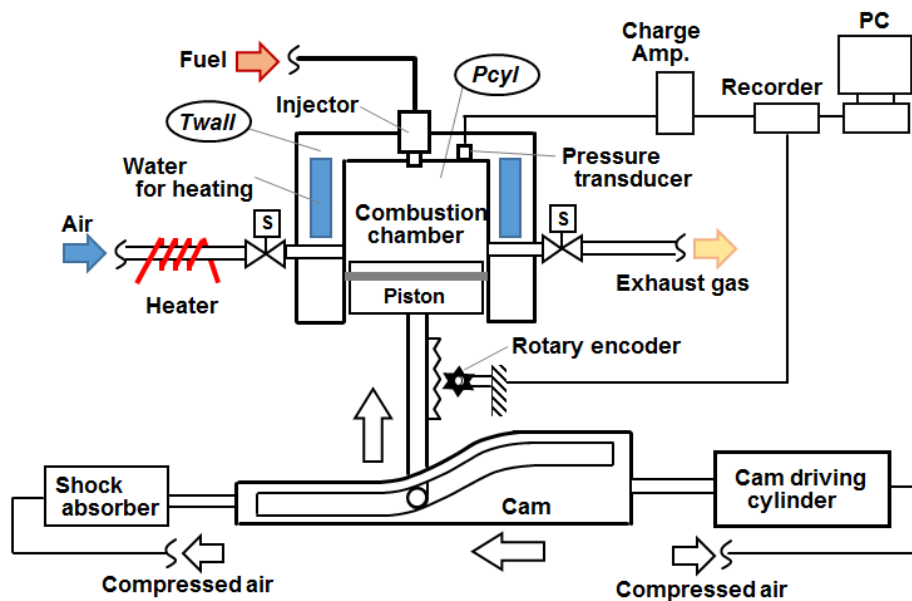


図 5-2 急速圧縮装置概略

5. 2. 2. 実験方法および条件

燃料は直接噴射式燃料供給装置にて筒内に直接供給され、噴射量ならびに噴射時刻を任意に設定できる。供試燃料にはオクタン価の1次基準燃料(PRF)として用いられる n-heptane および iso-octane を使用した。2 燃料の物性の代表的な値を表 5-2 に示す。実験に使用した乾燥空気の組成(モル分率)は $N_2 : O_2 : Ar = 0.78 : 0.21 : 0.01$ である。

実験条件を表 5-3 に示す。筒内へ導いた空気を装置にて圧縮し、圧縮行程中の異なる時刻に燃料を筒内に噴射することで燃料が自着火に至る間に推移する温度・圧力履歴を変化させる。燃焼室容積変化の時間履歴と燃料の噴射開始時刻を図 5-3 に、噴射開始時刻の筒内のガスの状態量を表 5-4 に示す。表中 Premix 条件では圧縮開始前、筒内に燃料を噴射し 1 分間時間をおくことで混合時間を与え予混合気を形成させ、DI 1~3 では圧縮行程において、表中に示す燃焼室容積となる各々の時刻に筒内へ燃料を噴射した。なお、当量比 $\phi=0.5$ 条件での燃料噴射期間は 1.6ms、 $\phi=1.0$ 条件では 3.2ms である。

表 5-2 供試燃料物性

燃料	分子量 [g/mol]	沸点 [K]	沸点における蒸発熱@101.3kPa [kJ/mol]
n-heptane	100.203	371.6	32.1
iso-octane	114.230	372.4	31.0

表 5-3 実験条件

項目	設定値
初期温度 T_0 [K]	353
初期圧力 P_0 [kPa]	101.3
当量比 ϕ [-]	0.5, 1.0

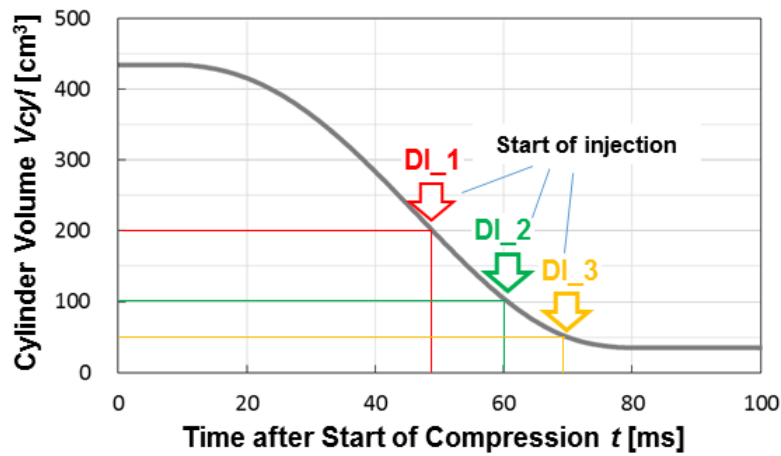


図 5-3 燃焼室容積変化の時間履歴および燃料噴射開始時刻

表 5-4 燃料噴射開始時刻における燃焼室容積および筒内の状態量

噴射条件	燃焼室容積[cm ³]	筒内圧力(MPa)	質量平均ガス温度[K]
Premix	434	0.10	353
DI_1	200	0.29	455
DI_2	100	0.73	560
DI_3	50	1.75	690

5. 2. 3. 温度履歴の算出

燃焼開始以前の筒内ガス温度 $T(t)$ は、断熱を仮定し圧力履歴から式(5-1)を用いて算出した。燃焼開始以降については筒内に供給された空気と燃料のモル数から式(5-2)に示す気体の状態方程式にて筒内平均ガス温度 $T_{burn}(t)$ を求めた。この際、モル数は一定値 n_0 を与えた。

$$T_0 P_0^{\frac{1-\kappa(T_0)}{\kappa(T_0)}} = T(t) P(t)^{\frac{1-\kappa(T(t))}{\kappa(T(t))}} \quad (\text{燃焼開始前}) \quad (5-1)$$

$$P(t) V(t) = n_0 R_0 T_{burn}(t) \quad (\text{燃焼期間}) \quad (5-2)$$

5. 3. 実験結果および考察

5. 3. 1. n-heptane/空気予混合気の圧縮自着火

当量比の異なる n-heptane/空気予混合気を圧縮自着火させたときの圧力および温度履歴を図 5-4 に示す。青線にて当量比 0.5 条件, 赤線にて当量比 1.0 条件の試験結果が示されている。燃料が混合されることによって黒線で示す空気のみでの圧縮に対し圧力・温度上昇は低下し, 当量比が高いほど低下量は拡大する。表 5-5 に予混合気の組成をモル分率で示すが, わずかな量の n-heptane の混合で比熱比は大きく低下する。図 5-5(a) に圧縮開始から着火前まで間のポリロープ指数の平均値を示すが, 表 5-5 に示される比熱比と同様, 当量比が高いと低い値となっている。

ここで混合気および燃焼生成物の構成成分の気体状態における比熱について整理する。図 5-6 に燃料/空気予混合気と燃焼後の排気に含まれる主要な成分気体 1 モルあたりの熱容量の温度依存性を示す。気体の熱力学データとして CEA2 プログラムに用いられている値[4]を参照した。排気成分の二酸化炭素と水蒸気の比熱は空気の主成分である酸素と窒素に比べ大きい, 本章において燃料として用いる n-heptane および iso-octane の比熱はさらに大きく, オーダーが一桁異なる。さらにこれらの値を用い算出した, 空気および n-heptane/空気予混合気の比熱の温度依存性を図 5-7 に示す。予混合気中のモル分率で 1-2% に満たない燃料の熱容量が予混合気全体の熱容量の 10-20% を占め, わずかなモル数の燃料の混合が断熱圧縮時の気体の温度変化に大きく作用することがわかる。また温度が高くなるにつれ, 予混合気全体に占める燃料の熱容量の割合は増加する。

本試験条件では比熱比が高く, ピストン圧縮による温度上昇が早い $\phi=0.5$ 条件にて早期に着火し, 図 5-4 の熱発生開始時刻 $t=69\text{ms}$ において $\phi=1.0$ 条件との間に 46.5K の温度差が生じている。一方, $\phi=1.0$ 条件では $\phi=0.5$ 条件に対し, 圧縮行程の昇温が鈍化するため着火は遅れるものの, 図 5-5(b) に示されるように低温酸化反応の発熱による急峻な圧力上昇が観測される。

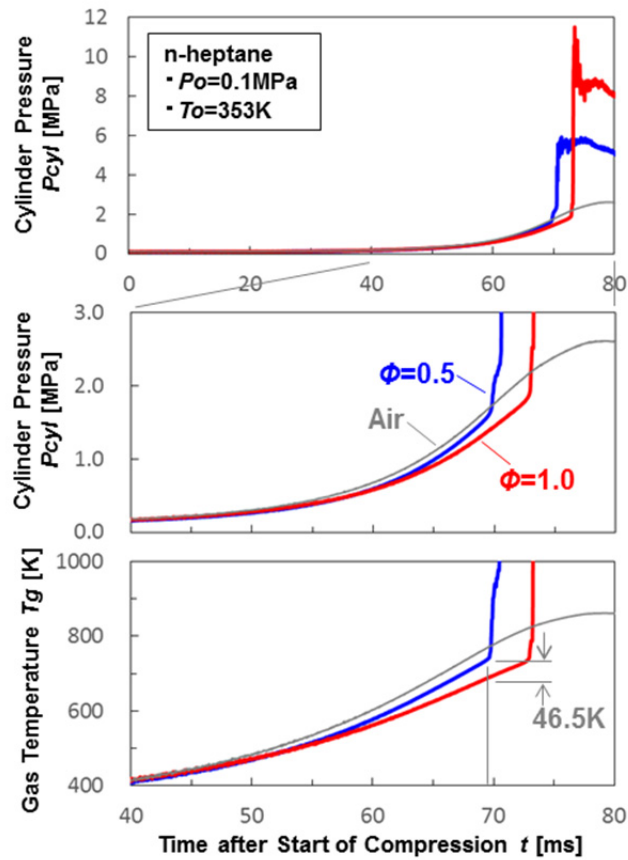


図 5-4 当量比の異なる n-heptane/空気予混合気圧縮着火の温度・圧力履歴

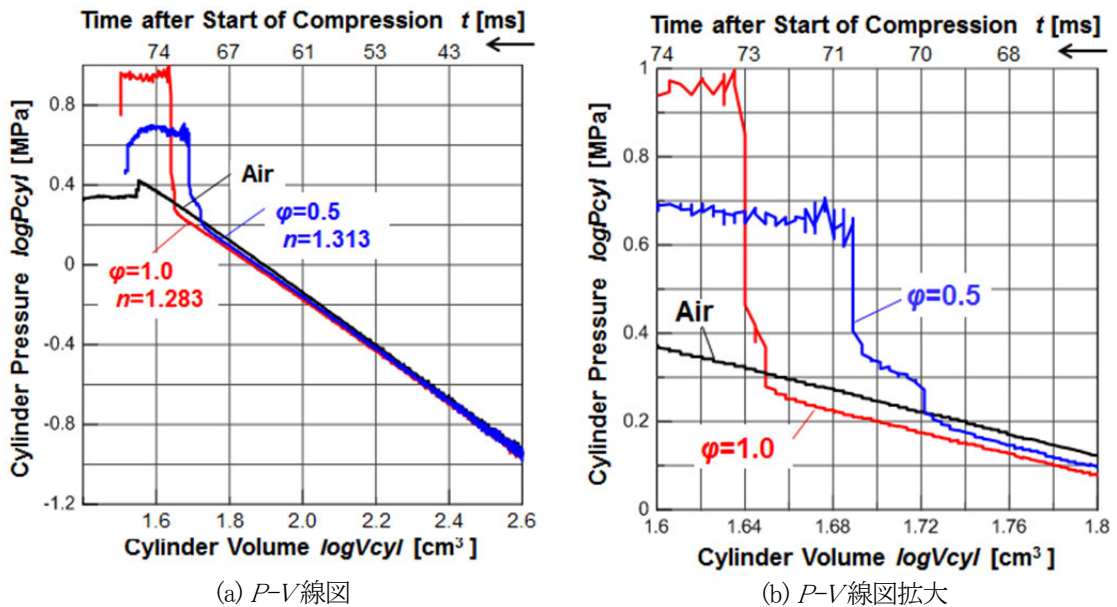


図 5-5 当量比の異なる n-heptane/空気予混合気圧縮着火の P-V 線図

表 5-5 n-heptane/空気予混合気の組成(モル分率)および比熱比

	O ₂	N ₂	Ar	n-heptane	比熱比@353K
Air	0.21	0.78	0.01	-	1.40
$\phi=0.5$	0.208	0.773	0.01	0.009	1.37
$\phi=1.0$	0.206	0.765	0.01	0.019	1.35

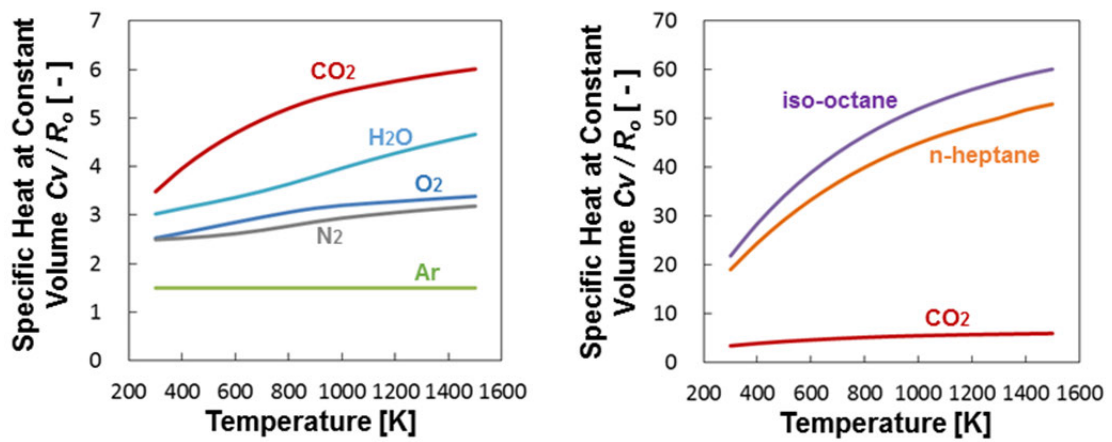


図 5-6 燃料, 空気および燃焼排気成分の熱容量

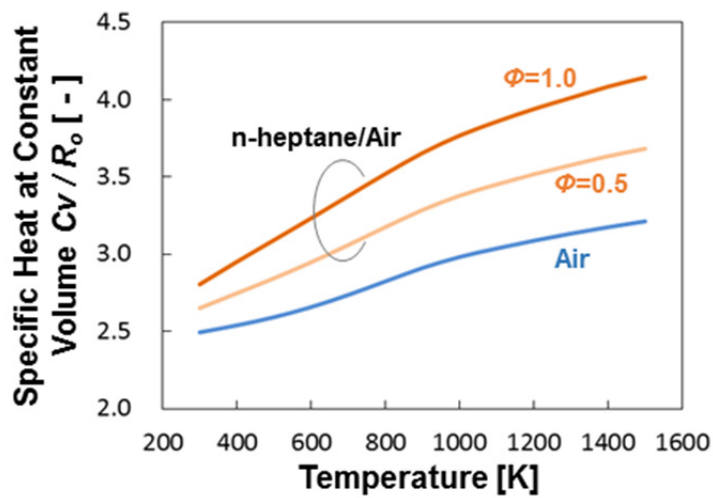


図 5-7 空気および n-heptane/空気予混合気の熱容量

5. 3. 2. PRF/空気予混合気の圧縮自着火

オクタン価を定める一次標準燃料PRF (Primary Reference Fuel)を構成する n-heptane および iso-octane と空気との予混合気を圧縮自着火させたときの圧力履歴を図 5-8 に示す。本試験における混合気の実燃比は量論混合比である。赤線に n-heptane/空気予混合気、青線に iso-octane/空気予混合気の圧力履歴を示し、比較のため黒線にて空気のみを圧縮した際の履歴をあわせて示す。本試験結果においても前項と同様に、燃料が混合されることによって空気のみを圧縮したものに比べ、圧力上昇が低下することが確認される。

表 5-6 に予混合気の組成および圧縮開始時の温度における比熱比を、図 5-9 に圧力履歴の P - V 線図を示す。n-heptane および iso-octane と空気との予混合気の圧縮開始温度における比熱比はほぼ同値であり、図 5-9 に示されるように圧縮開始から発熱が開始されるまでの期間、両者の圧力変化は同様の履歴を推移し、この期間のポリロープ指数は近い値を示す。

一方、両者で自着火時刻は大きく異なる。図 5-9 に示されるように iso-octane に対し n-heptane では低温酸化反応による熱発生が早期に現れ、その発熱量も多い。発熱開始まで両者の温度・圧力はほぼ同じ履歴を辿るが、この差により着火時刻に差が生ずる。

前項においては当量比により断熱圧縮時の温度履歴に差が生じ、低温酸化反応の発熱量は少ないものの、温度上昇の早い当量比 0.5 条件が早期に自着火に至った。前項と本項の試験結果から予混合気の圧縮自着火時刻は燃料種のみ、または当量比のみによって一意に定まらず、その組み合わせによる昇温の速度によって決定されることが分かる。

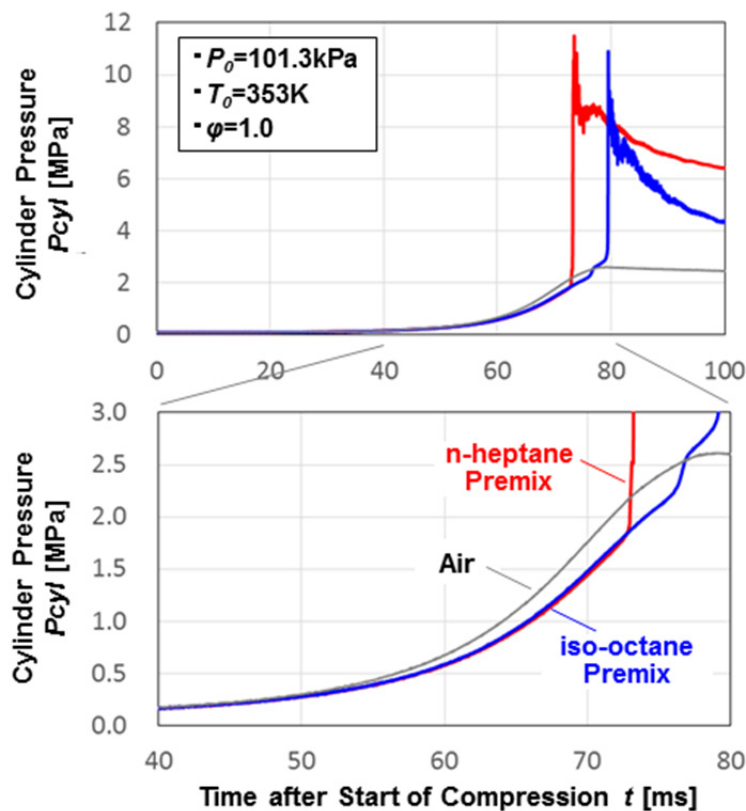


図 5-8 PRF/空気予混合気の圧縮自着火

表 5-6 量論混合比 PRF/空気予混合気の組成(モル分率)および比熱比

	O ₂	N ₂	Ar	n-heptane	Iso-octane	比熱比@353K
Air	0.21	0.78	0.01	-	-	1.40
PRF0	0.206	0.765	0.01	0.019	-	1.347
PRF100	0.206	0.767	0.01	-	0.017	1.345

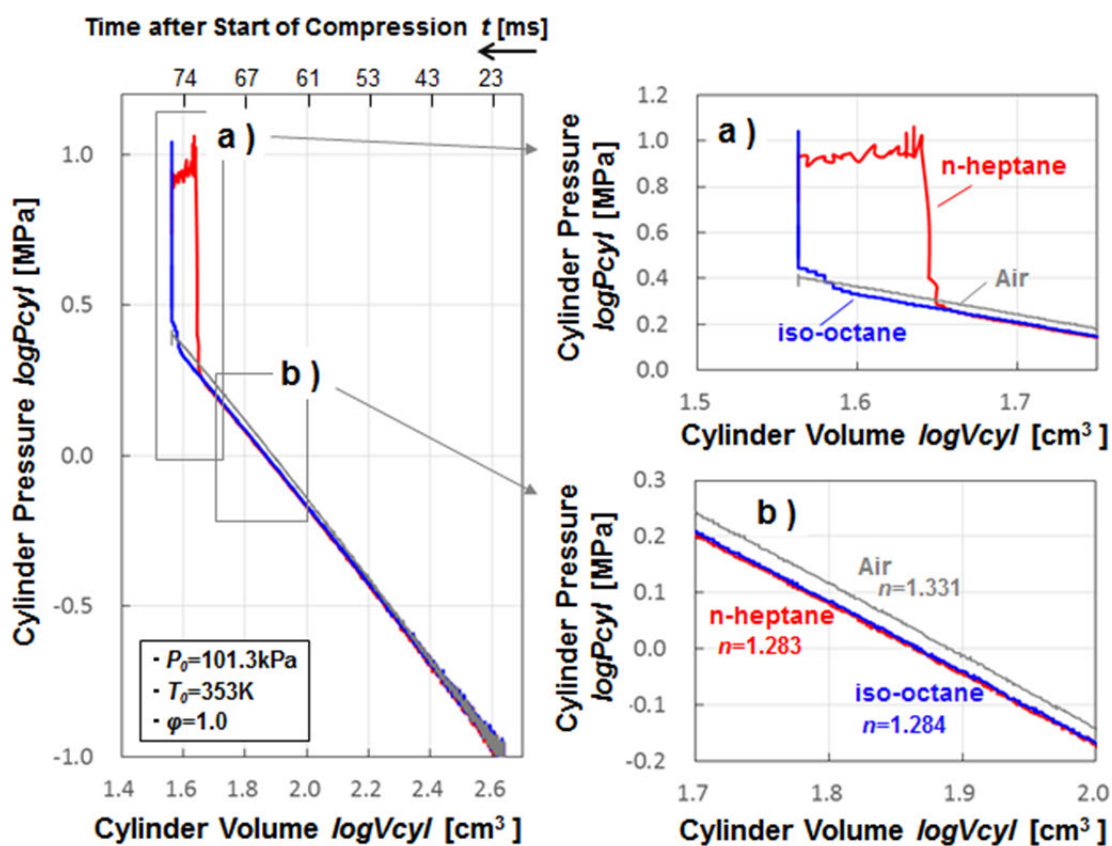


図 5-9 RRF/空気予混合気圧縮自着火の P-V線図

5. 3. 3. 燃料の気化および空気との混合をとまなう圧縮自着火

燃料が筒内に直接噴射される際、噴射直後において燃料は液体であり、筒内で微粒化、蒸発ののち、もしくはその過程の最中に空気と混ざり、混合気を形成する。液体から気体への相変化に必要な熱量は蒸発潜熱として知られ、噴射された液体燃料は筒内の空気から気化に必要な熱量を奪い気体へと相変化する。筒内の空気量が同一であれば噴射される燃料量に比例して蒸発潜熱量も増加するため、燃料蒸気と空気との混合気体の温度もこれに比例して低下する。さらに、図5-10に示すようにn-heptaneの気化潜熱には温度依存性があり、燃料噴射時、相変化前(液相時)の温度に応じて気化時に周囲の空気から奪う熱量が異なる。

圧縮着火の試験に先立ち、初期圧力 $P_0=101.3\text{kPa}$ 、初期温度 $T_0=353\text{K}$ 、装置冷却水温度 $T_W=353\text{K}$ において静止場、つまり圧縮を行わず、ピストンを下死点に保った状態にて筒内に n-heptane を直接噴射した際の圧力変化、および計測された圧力から求めた筒内質量平均ガス温度変化を図 5-11 に示す。青線に当量比 $\phi=0.5$ 条件、赤線に当量比 $\phi=1.0$ 条件における試験結果を示す。燃料が噴射されることで筒内の平均ガス温度は急激に低下し、噴射後、約 2ms 後に最低値をとったのちに燃焼室壁面からの熱供給により緩やかに上昇する。 $\phi=0.5$ 条件において約 6.5K、 $\phi=1.0$ 条件において約 14K の温度低下が観測されるが、図 5-11(b)に示される温度は筒内圧力から求めた平均温度であり、局所的にはさらに温度が低下している領域も存在すると考えられる。

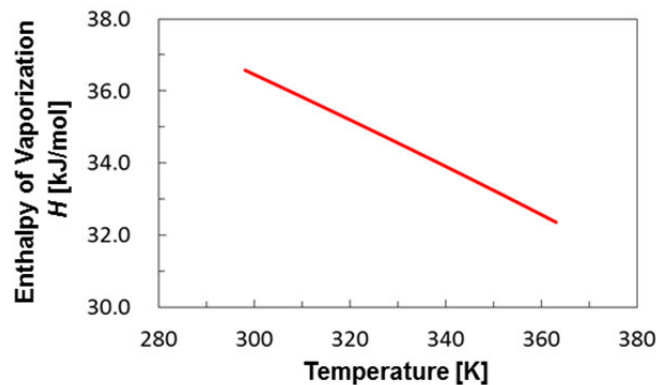


図 5-10 n-heptane における気化潜熱の温度依存性[5]

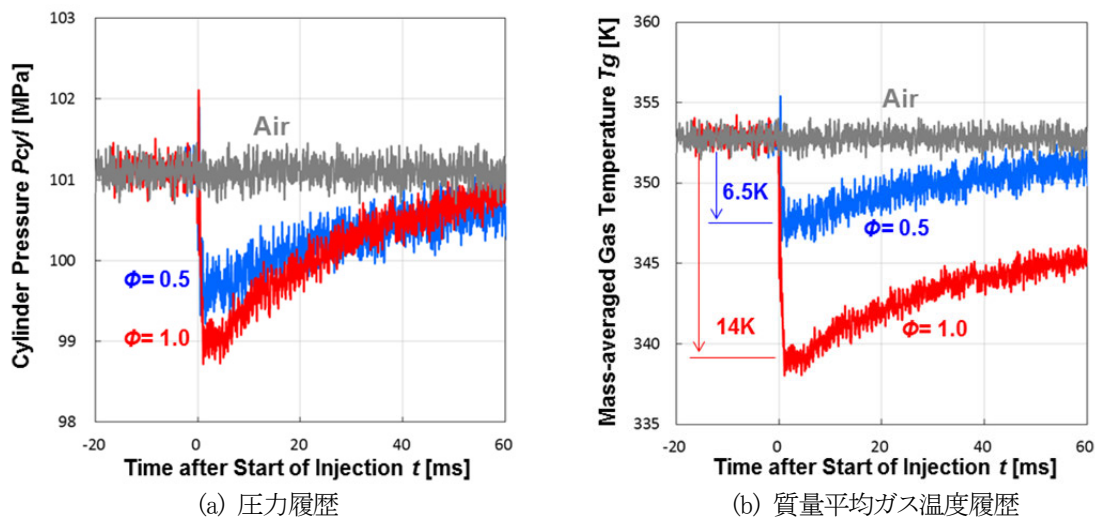


図 5-11 筒内への燃料噴射直後の温度・圧力変化

次に圧縮行程において筒内へ燃料を直接噴射した際の温度・圧力履歴, および予混合気を圧縮した際の履歴との比較を図5-12に, その際の $P-V$ 線図を図5-13に示す. 燃料の噴射時刻はDI₁(燃焼室容積が初期のおよそ半分となる時刻)である. 比較のため図中に空気のみを圧縮した際の履歴をあわせて示す.

燃料の混合による比熱比の低下のため, 予混合条件の圧力は最も低い履歴を推移する. またDI₁条件においては燃料噴射直後, 雰囲気温度よりも低温の液体燃料が投入されることによる顕熱変化と, 気化時の吸熱による圧力の低下が現れ, その後の履歴は空気のみ履歴に対して低い値で推移する. 筒内への投入燃料量は予混合とDI₁条件で同一であるが燃料が投入される時刻の温度が異なるため, DI₁条件では予混合条件よりも高い温度履歴を推移する. 一方, 予混合条件ではDI₁に対し自着火に至るまでの間, 終始, 低い温度履歴を推移しているにも関わらず早期に自着火に至っている. この際, 図5-12に示されるように, 予混合条件では低温酸化反応による発熱によって温度・圧力が不連続に急峻に上昇しているのに対してDI₁条件では低温酸化反応による明確な発熱は見られず, 温度・圧力は予混合条件に対し連続的に緩慢に上昇する.

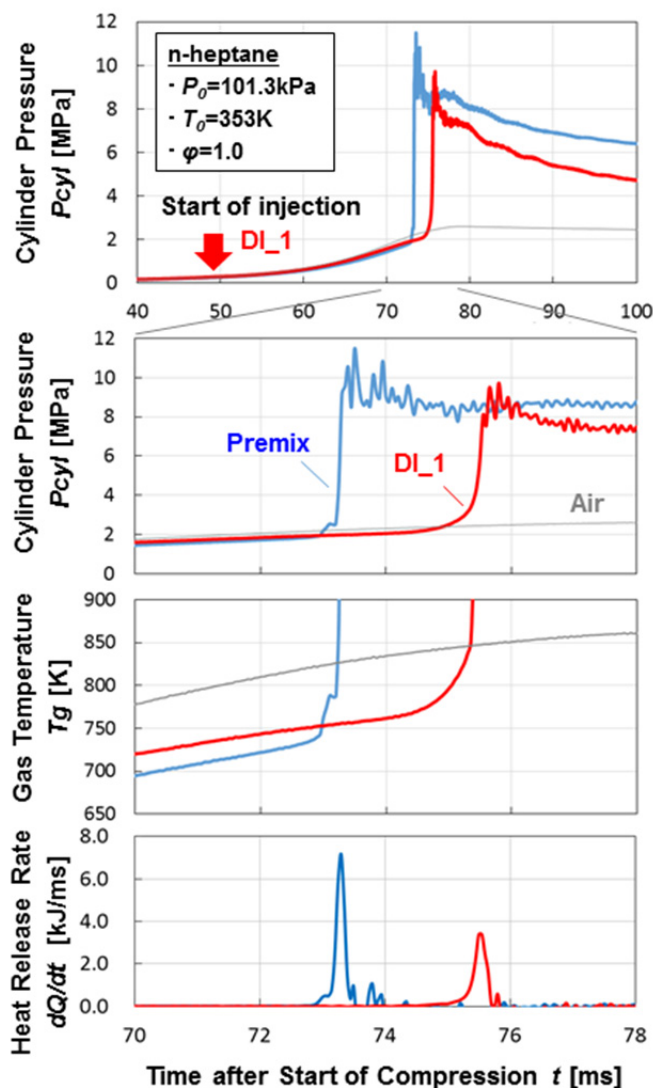


図5-12 気化ならびに空気との混合をとまう n-heptane 圧縮自着火時の温度・圧力, 熱発生履歴

考察のため、ガス温度に対する熱発生率の変化を図 5-14 に示す。DL1 条件に対し予混合条件では低温より発熱が開始されている。また熱発生形態が大きく異なり、予混合条件では低温酸化反応による発熱のうち、急峻な熱発生が示されているのに対し、DL1 条件では緩慢な熱発生が示されている。予混合条件では着火条件が満たされた時刻に予混合気がほぼ同時に発熱を開始したのに対し、圧縮期間中の燃料噴射条件では当量比および温度は空間分布を持つと考えられ、着火条件を満たした領域が順次着火に至り、緩慢な熱発生として現れたと推測される。さらに、噴射された燃料の低温域における滞留時間が予混合条件に対して短いために本試験条件下では低温酸化反応が明確に現れなかったと推測される。よって熱発生の開始温度および熱発生の形態の相違により、熱炎の発現時刻に差が生じたものと思われる。熱発生の開始温度に差異が生じた理由については次項にて述べる。

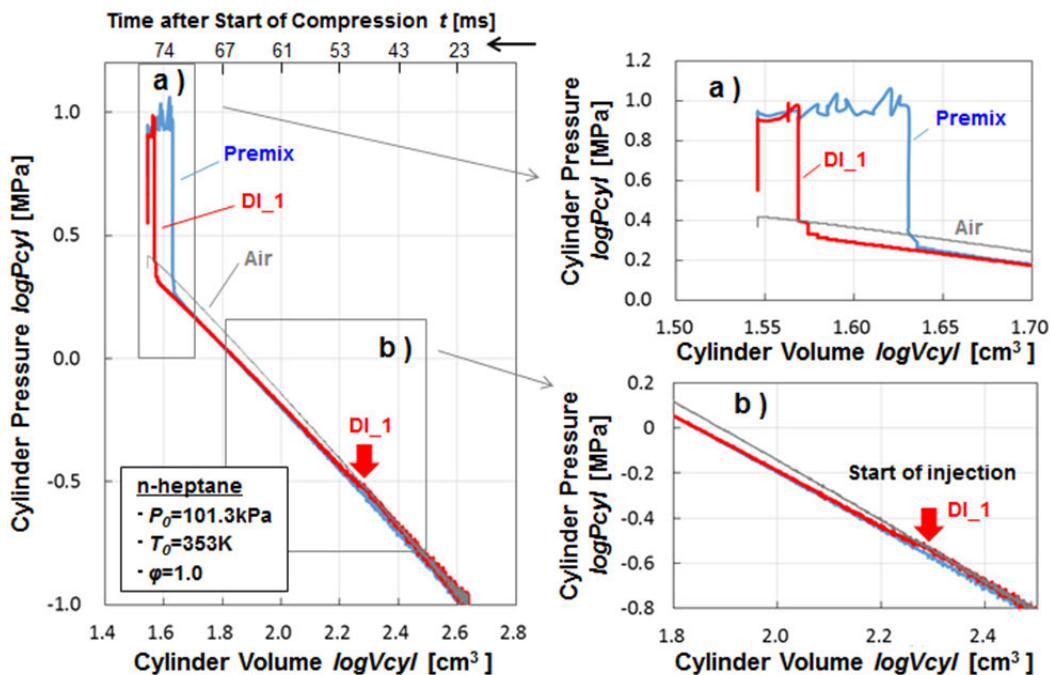


図 5-13 気化ならびに空気との混合をとまなう n-heptane 圧縮自着火時の P - V 線図

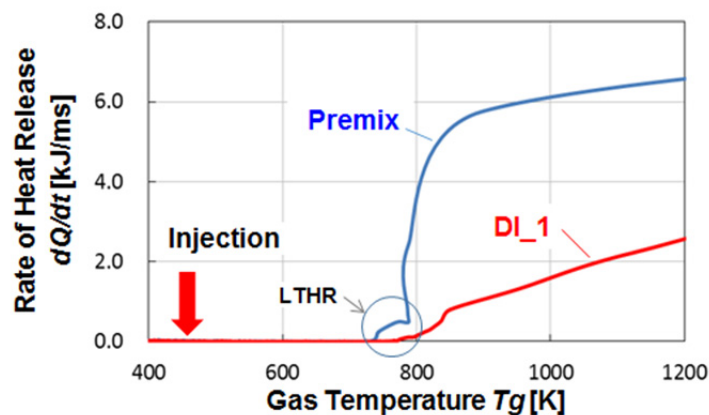


図 5-14 予混合および筒内直接噴射における圧縮自着火の熱発生

※LTHR : Low Temperature Heat Release

5. 3. 4. 自着火過程におよぼす温度・圧力履歴の効果

燃料が筒内に供給され、自着火に至る過程において経験する温度・圧力履歴が自着火時刻におよぼす影響について調べるため、圧縮行程の異なる時刻に筒内に燃料を供給する試験を行った。試験結果を図5-15に、同結果の $P-V$ 線図を図 5-16 に示す。同量の空気ならびに燃料が筒内に供給されているにもかかわらず、4 条件全てにおいて自着火時刻は異なる。予混合条件にて最も早期に自着火に至っているが、圧縮途中の筒内への燃料供給においては噴射時刻の順序に応じて自着火時刻の順列が定まっておらず、噴射時刻の最も早い DI1 条件の自着火時刻が最も遅く、DI1 条件に次いで燃料が噴射される DI2 条件の自着火時刻は圧縮行程期間の燃料直接噴射条件において最も早い。図 5-16 b) に示されるように、各条件において燃料噴射直後から暫らくの期間、圧力上昇の鈍化がみられるが、これは前項で述べたように燃料が液体から気体へ相変化する際の吸熱による。気化終了から発熱が開始されるまでの期間、 $P-V$ 線図上において圧力はほぼ直線的に上昇する。しかしながら気化してのちの温度・圧力履歴は異なっており、予混合条件の温度・圧力変化が最も低い履歴を推移し、噴射時刻が遅くなるに従い高い履歴を推移する。筒内に供給される燃料量が同一にも関わらずこの差が生ずるのは、図 5-6 および図 5-7 に示すようにガスの比熱の温度依存性によるものであり、燃料供給時の温度が高くなればこれに応じて比熱も高くなり、同量の熱量を失っても温度低下は小さく済む。また図 5-10 に示したように気化潜熱には温度依存性があり、高温になるに従い気化に必要な熱量は低下する。これらの作用によって、燃料の噴射時刻に応じ温度・圧力履歴に変化が生ずる。

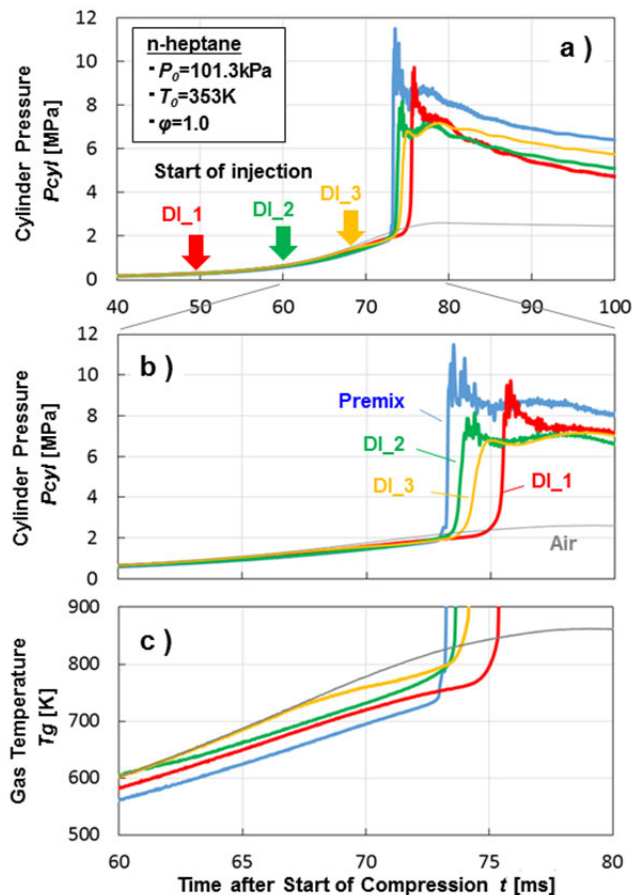


図 5-15 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火の温度・圧力履歴

図 5-17 に各条件における熱発生率を示す。予混合条件において発熱の開始温度がもっとも低く、直噴条件においては噴射時刻が早いほど、低温より発熱が開始されている。また、直噴条件では当量比および温度は空間分布を持ち、着火条件が満たされた領域から順に着火するために予混合条件に比べ熱発生が緩慢となるとの推察を前節で述べたが、噴射時期が遅いほど、熱発生は緩慢となっており、当量比と温度の空間的不均一性がより顕著に現れた結果と推測される。ここで各条件におけるイベントの時刻を図 5-18 に、その際の温度を図 5-19 に示し整理する。なお燃料の気化終了は圧力の時間変化の 2 階微分値(圧力変化率の微分値)が負から正に転ずる点と定義した。燃料の噴射開始時刻が遅れるに従い、各イベントが生ずる温度は高温側へシフトし、燃料の気化終了から自着火時刻までの時間が短くなっている。しかしながら自着火時刻は各イベントが生ずる時刻、または、その時刻の温度では一意に定まっていない。

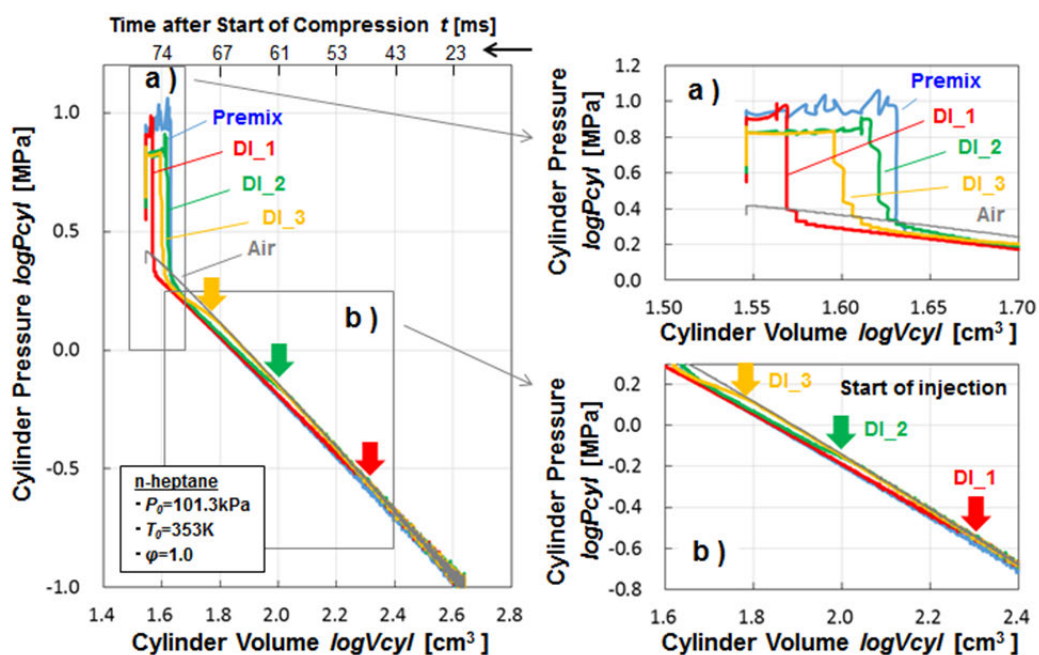


図 5-16 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火の P - V 線図

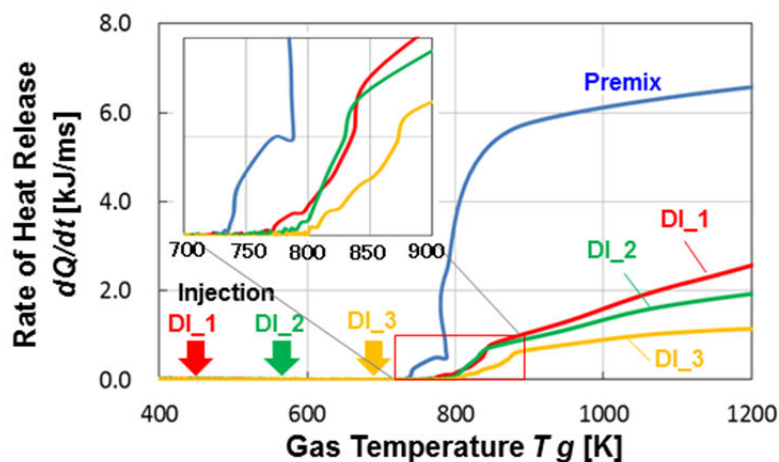


図 5-17 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火時の熱発生

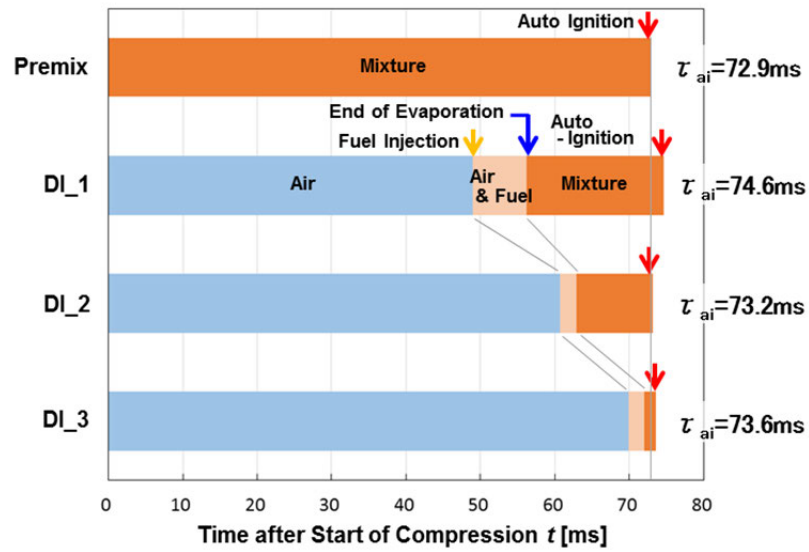


図 5-18 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火過程の各イベントの時刻

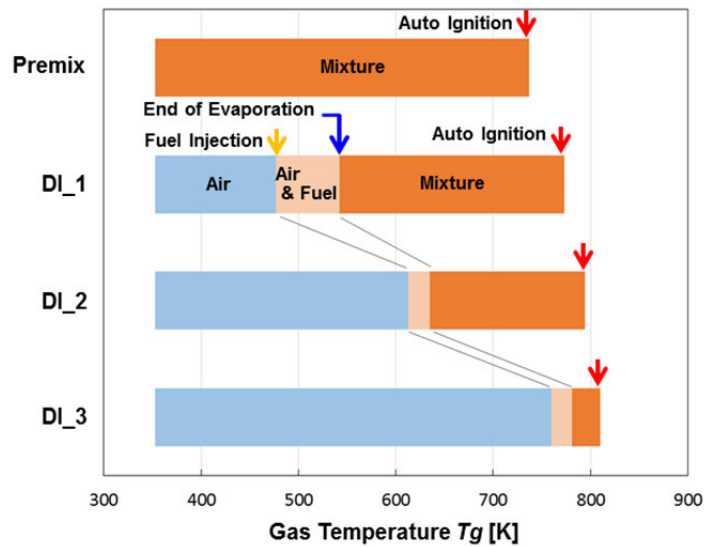


図 5-19 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火時の各イベントの温度

考察のため、図 5-20 に各試験条件における温度・圧力履歴を示し、n-heptane の着火遅れの温度・圧力特性を併記した。また図中には噴射開始点を矢印で、自着火点を星印で示してある。n-heptane の着火遅れは第 2 章で述べた化学反応計算手法を用い、燃料モデルに LLNL の PRF を使用し、衝撃波管試験を模擬した計算より求めた。また、着火遅れは温度印加後、過酸化水素のモル濃度が最大値をとるまでの時間とした。予混合条件および DI_1 条件において、混合気の温度・圧力履歴は主に冷炎支配の着火領域を推移し、DI_2 および DI_3 条件においては負の温度係数域の滞在時間の割合が増している。冷炎支配の着火域にお

いては滞在時間に応じて着火遅れ時間が定まるため、圧縮途中で噴射されるDI1条件に対し、圧縮開始時点で既に筒内に燃料が供給されている予混合条件の着火時刻は早くなる。一方、負の温度係数域では冷炎の発熱により熟炎着火遅れ時間は短縮される。DI2およびDI3条件では燃料が着火遅れ期間に筒内に滞在する時間はDI1よりも短い、負の温度係数域の滞在時間が長いためにDI1に対し、早期に自着火に至ったと考えられる。またDI2およびDI3においては両条件で負の温度係数域の滞在時間は同程度であるが、DI2条件ではこれに冷炎支配域の滞在時間が加わる。よってDI3に対しDI2条件では早期に自着火に至ったと考えられる。

以上の理由により筒内に供給される燃料量および空気量が同一でも、自着火に至る間に推移する温度・圧力履歴の影響を受け自着火時刻は変化し、冷炎支配域、負の温度係数域、青炎支配域の三領域[6]のうち、混合気がどの領域にどれだけの時間滞在したかで着火遅れは定まる。

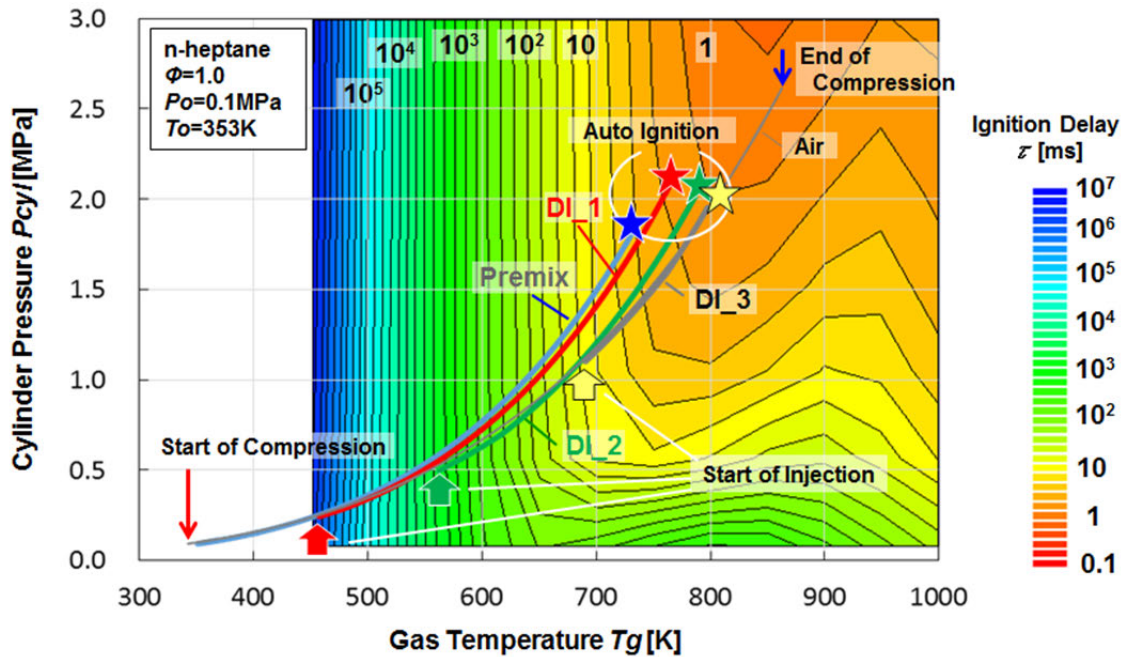


図 5-20 予混合および噴射時刻の異なる筒内直接噴射における圧縮自着火時の温度・圧力履歴と着火遅れ特性

5. 3. 5. 着火時期制御への応用

ノック抑制の観点では混合気の着火遅れ時間は長くとれることが望ましい。圧縮過程において負の温度係数域を避け、かつ冷炎支配域の滞在時間を短期化する温度・圧力履歴(噴射条件 DL1)とすることで着火遅れを長期化できることが前項にて示された。一方、圧縮自着火燃焼における熱効率と燃焼騒音とのトレードオフ関係の操作等、自着火時刻の早期化が求められる場面もある。これについても負の温度係数域の滞在時間と冷炎支配域の滞在時間を適切に組合せることで早期化(噴射条件 DL2)は可能である。

本試験において変化させたパラメータは燃料の噴射開始時刻のみであり、他の運転条件の操作や燃焼位相制御のためのデバイスの追加に頼ることなく、燃料が高温の空気と混合する際の顕熱変化、気化時の潜熱、および気体の比熱の温度依存性を利用することで温度・圧力履歴を変化させ、着火時刻を任意に操作できることが示された。考察は n-heptane にて行ったが、iso-octane においても同様の結果が得られている。この燃焼方式は GCI (Gasoline Compression Ignition) として研究[7,8]が進められているが、これまでに述べてきたように、扱う燃料の熱物性値および着火遅れを把握し、これらの特性を巧みに組み合わせることで、着火時期の制御精度向上、運転可能領域の拡大等、さらなる進展が期待される。

5. 4. 結言

急速圧縮装置を用いた圧縮着火試験において、圧縮行程の異なる時刻に筒内へ燃料を噴射することで、混合気が経験する温度・圧力履歴を変化させ、履歴が着火遅れにおよぼす影響について、以下の知見を得た。

1. 筒内に供給される燃料量および空気量が同一であっても、燃料が筒内へ噴射される時刻が異なれば温度・圧力履歴は同一とならず、ガスの比熱および気化潜熱の温度依存性により、噴射時刻に応じて履歴は変化する。
2. 燃料の供給方法によって熱発生の形態は異なり、予混合では急峻な熱発生となるのに対し、筒内直噴では緩慢な熱発生となる。予混合条件では着火条件が満たされた時刻に、ほぼ同時に熱発生が開始されるのに対し、圧縮期間中の燃料噴射条件では、当量比および温度は空間分布を持つと考えられ、着火条件を満たした領域が順次着火に至り、緩慢な熱発生として現れたと推測される。
3. 混合気が迎える温度・圧力履歴の影響を受け自着火時刻は変化し、冷炎支配域、負の温度係数域、青炎支配域の三領域のうち、混合気がどの領域にどれだけの時間滞在したかで着火遅れは定まる。
4. 扱う燃料の熱物性値および着火遅れを把握し、これらの特性を組み合わせることで、混合気の温度・圧力履歴を変化させ、付加的な運転条件の操作や燃焼位相制御デバイスの追加に頼らず、燃料の噴射時期の変更のみで自着火時刻を早期化、遅延化ともに制御することが可能である。

参考文献

- [1] Rudolf, K., Rüdiger, S., Hermann, M., Michael, F., Alfons, L. and Stefan, V., “Neuer Ottomotor mit Direkteinspritzung und Doppelaufladung von Volkswagen”, MTZ, Vol.66, Issue 11, pp.844-856 (2005)
- [2] 安東 弘光, “GDI エンジンの燃焼制御技術 - 混合の自由が意味するもの”, 三菱自動車テクニカルレビュー, No.10, pp.24-32 (1998)
- [3] 八百幸 誠二, 塚越 崇博, “PFI エンジンの冷間始動時における筒内粒径解析”, 自動車技術会 2016 年秋季大会講演前刷集, pp.1243-1248 (2016)
- [4] Gordon, S. and McBride, B. J., “Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Composition and Applications”, NASA Reference Publication 1311 (1996)
- [5] NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69, <http://webbook.nist.gov/chemistry/> (参照日 2016.12.10)
- [6] Ohta, Y., Hayashi, A. K., Fujiwara, T. and Takahashi, H., “n-Butane Ignition in a Wide Range of Temperature, Progress in Aeronautics and Astronautics”, AIAA, Vol.113, pp.225-237 (1988)
- [7] Ra, Y., Loeper, P., Reitz, R., Andrie, M., Krieger, R., Foster, D., Durrett, R., Gopalakrishnan, V., Plazas, A., Peterson, R. and Szymkowicz, P., “Study of High Speed Gasoline Direct Injection Compression Ignition (GDICI) Engine Operation in the LTC Regime”, SAE Int. J. Engines Vol.4(1), pp.1412-1430 (2011)
- [8] Sellnau, M., Foster, M., Hoyer, K., Moore, W., Sinnamon, J. and Husted, H., “Full-Time Gasoline Direct-Injection Compression Ignition (GDCI) for High Efficiency and Low NOx and PM”, SAE Int. J. Engines Vol.5(2), pp.300-314 (2012)

第6章 耐ノック性能向上のための局所熱伝達促進による未燃予混合気の温度低減

6. 1. 緒論

第3章から第5章にわたりエンドガスの自着火と、自着火によって生ずる定在波(ノック振動)の形成について考察を行ってきた。本章ではこれまでに得られた知見を踏まえ、耐ノック性能向上手法を検討する。ノック改善手法として過去に、筒内への燃料直接噴射による燃料配置の制御と蒸発潜熱を利用した混合気の温度低減[1]、燃焼速度向上のための燃焼室形状や吸気ポート形状の最適化[2]、エンドガス冷却のための冷却水回路の改善等、膨大な研究と開発が行われてきた。これに対し本章では汎用性の高い技術構築のため、極力簡易的な手法の探索を試みる。簡便な手法でノック限界が改善できれば自動車用途のみならずモーターサイクルや発電機等へ広く応用できる技術となることが期待されるためである。

はじめに6.2節にてコンセプトを示し、第3章で述べた供試機関のノックの実態を踏まえ、数値流体計算にてノック限界の改善手法を検討する。つぎに瞬時熱流束計測にて、コンセプトの根幹を成す吸気と圧縮行程期間の流動が壁面とエンドガスとの熱伝達におよぼす影響について示し、おわりに供試機関性能を評価することで提案するノック限界改善手法の効果を検証する。

6. 2. 着目点とねらい

計測技術と数値計算の進展によって筒内で起こる現象の解明と理解が進んだ現在、吸気管から筒内へ導かれた混合気は排気側のスリーブ壁に沿って下降し、その後ピストン頂面に達するとタンブル流を形成する流動成分とスリーブ壁面に沿う流動成分とに分かれることが知られている。その様子を図6-1に示す[3,4]。圧縮後期に大きくは3つのバルク流が形成され、近年の火花機関では燃焼速度の向上を目的にタンブル流の強化が図られている[5]。これに対し本章ではノック位置の流動に密接に関わるスリーブ壁に沿う流動成分に着目する。そのねらいはノック起点のガス流動の適度な強化による局所の熱伝達の促進、つまりはエンドガスの局所冷却とこれによる自着火時刻の遅延である。

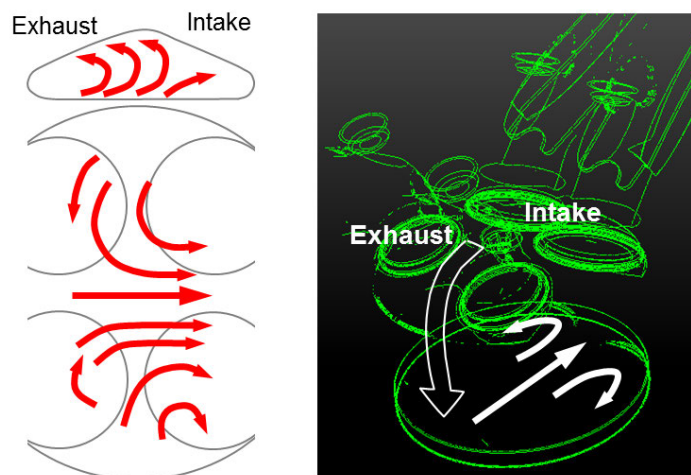


図 6-1 圧縮後期の筒内流れ[5]

6. 3. 実験装置

本章での燃焼試験は第 2 章で説明した供試機関 ENG-B および燃焼計測装置にて行った。また数値流体計算を行う際には ENG-B の幾何形状ならびに諸元を入力値として用いた。

6. 4. 実機関におけるエンドガスの温度・圧力履歴

メタンのように低温酸化機構が作用せず、高温酸化反応機構によってのみ酸化反応が進行する炭化水素燃料であれば、着火遅れは温度に対して線形に変化するが、着火遅れ特性に負の温度係数域が表れる燃料については、ガス温度を低下させても着火遅れを遅延化できるとは限らない。よってノックの起点となる位置における予混合気の局所的な熱伝達の促進(局所冷却)とこれによる自着火時刻の遅延化をねらうにあたり、はじめに実機関におけるエンドガスの温度・圧力履歴を確認する。

試験は表 6-1 にて示す条件にて行った。燃焼試験にて得られた筒内圧力と、第 2 章で示した手法にて求めた断熱変化を仮定したガス温度の履歴を図 6-2 に示す。図には LLNL PRF 素反応スキームを用い、PRF90 (n-heptane ;10 vol.%, iso-octane ;90 vol.%), 量論比 $\phi=1.0$ に設定し、衝撃波管試験を模擬した計算より求めた着火遅れ時間をアレニウス型表示にて重ねて示す。計算における自着火時刻は H_2O_2 モル濃度が最大値をとる時刻とし、着火遅れ時間は温度・圧力をステップ状に変化させた時刻と自着火時刻との差で定義した。PRF90 の着火遅れは負の温度係数域を有し、低圧条件ではその温度範囲も広い。高圧になるに従い範囲は狭くなり、また温度に対する着火遅れの勾配は負の傾きから正の傾きに転ずる。この着火遅れ特性に対し、エンドガスの $P-T$ 履歴において、エンドガスの圧縮着火反応への寄与が大きな質量燃焼割合 50%点(図中 MBF50)以降、履歴は負の温度係数域の高温端に位置する。よって予混合気の温度を下げることであれば着火は遅れ、本章のコンセプトによる耐ノック性能の向上が期待される。

表 6-1 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	2000
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力 (kPa)	90
T_w :冷却水温度 (°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度 (°C)	80
燃料(レギュラーガソリン)	RON:90.1

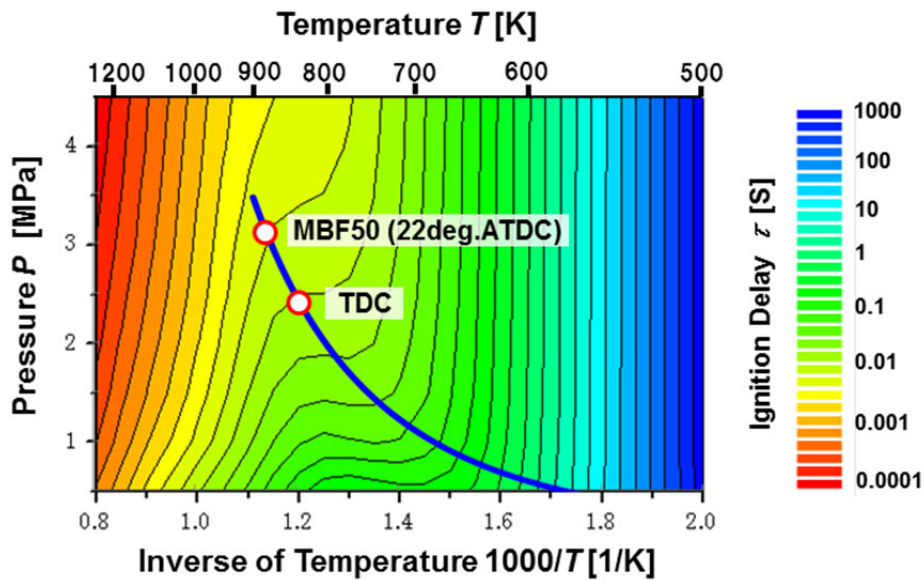


図 6-2 実機関におけるエンドガスの温度・圧力履歴および PRF90 の着火遅れ特性
($N_e=2000\text{rpm}$, $\phi=1.0$)

6. 5. 流動設計

本章ではノック回避の手法として筒内流動を利用したエンドガスと壁面との熱伝達促進の可能性を検討するが、筒内流動を過度に強化すれば、これに起因する損失増加を招くことが考えられる。よってノックの起点位置近傍のみへの適度な強さの流動の配置を狙う。はじめに数値流体計算によりノック起点近傍の流れの評価と流れを操作するピストン形状について検討した。

6. 5. 1. 計算モデル

計算には熱流体解析プログラム Converge (Convergent Science 社)を用い、RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) にて乱流モデルに RNG $\kappa-\epsilon$ 、壁面近傍流れに壁関数を適用し筒内流れの計算を行った。壁面から燃焼室中心に向かって 10mm までの計算領域の計算格子の大きさは全計算期間で 0.5mm で固定とし、その他の領域では燃焼室の体積変化に応じ 0.5, 1.0, 2.0mm の大きさで変化させた。ただし吸排気バルブ周り、バルブシート部については計算の発散を防ぐため、ガス交換行程では 0.25mm に設定した。図 6-3 に -90 deg.ATDC 時の中心断面における計算格子を示す。

また境界条件設定のため、一次元計算コード GT-Power (Gamma Technology 社)を用い、一次元エンジンモデルに実測の筒内圧力、吸排気脈動を与えることで、三次元計算モデルの吸気管上流端面位置と排気管下流端面位置における圧力脈動を算出し、これらを三次元計算の境界条件として入力した。

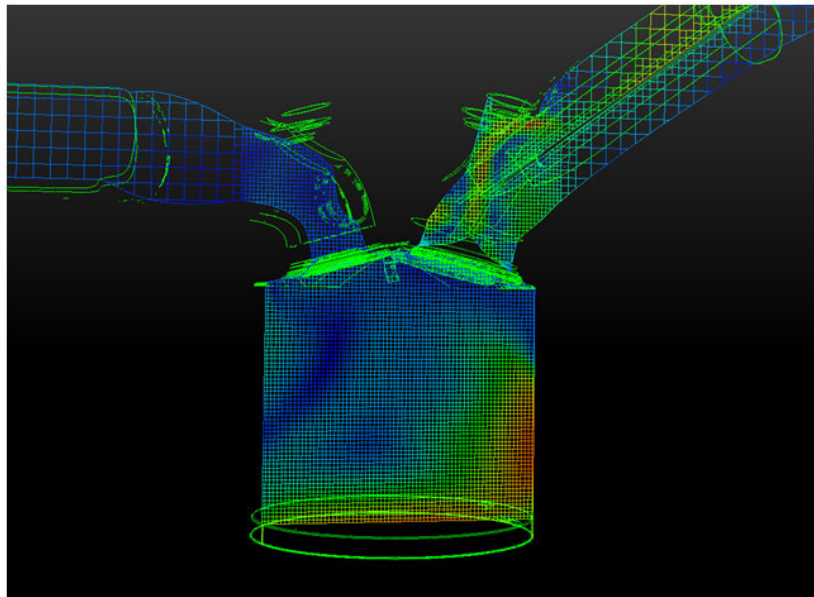


図 6-3 設定計算格子(-90deg.ATDC 時の中心断面)

6. 5. 2. 計算条件

表 6-2 にピストン形状検討の計算時に設定した条件を示す.

表 6-2 計算条件

Engine speed (rpm)	2000
Gas	Air (N ₂ :79%, O ₂ :21%)
Turbulent Prandtl number	0.9
Intake pressure(kPa)	90 (averaged)
Cylinder head temperature (K)	353
Liner temperature (K)	353
Piston temperature (K)	353

6. 5. 3. ピストン形状の検討

図 6-1 に示されるように吸気管から筒内に導かれた混合気はピストン頂面に達するとタンブル流を形成する成分とスリーブに沿う成分とに分かれる。つまりピストン端部の排気側位置は筒内に導かれた混合気がピストン頂面に達した後の流れを形成する起点であり、この位置の形状操作による流れの操作が期待される。図 6-4 に数値流体計算にて評価を行うピストン頂面形状を示す。その狙いはピストン頂面の排気側端部に達した流れを頂面周囲に設けた溝部(以下ガイドと標記)によってノック起点位置に導くことである。

ガイド形状の効果のみを抽出するため、ピストン頂面をフラットとした形状(FLAT)を基準とし、ガイド幅 2.5mm, 深さ 5.0mm (W2.5/D5.0) とガイド幅 5.0mm, 深さ 10.0mm (W5.0/D10.0) の3仕様について計算を行った。

実機関においては冷間始動時を除き、吸気行程では燃焼室壁面から筒内に導かれた混合気に熱が伝達され、熱伝達は圧縮行程の中期まで続く。その後、ピストン圧縮により混合気の温度は上昇し、壁面の温度を上回った時点で熱の授受は逆転し、混合気から壁面に熱は伝達される。一方、上死点近くでタンブル流が崩壊し、強い乱れが形成されることが知られており、この乱れは上死点前後の熱伝達に強く影響すると推測される。エンドガスの自着火は燃焼室壁面近傍で起こることから、評価領域を図 6-5 に示す検査体積とし、検査体積内の流速と乱れ強さの平均値を算出し、ガイドによって変化する筒内流動について考察した。

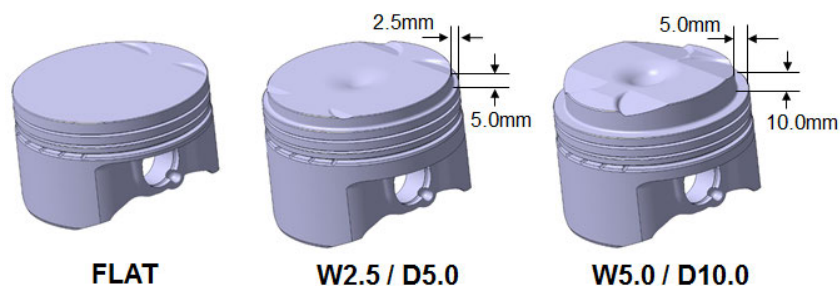


図 6-4 筒内流れの操作をねらうピストン頂面形状

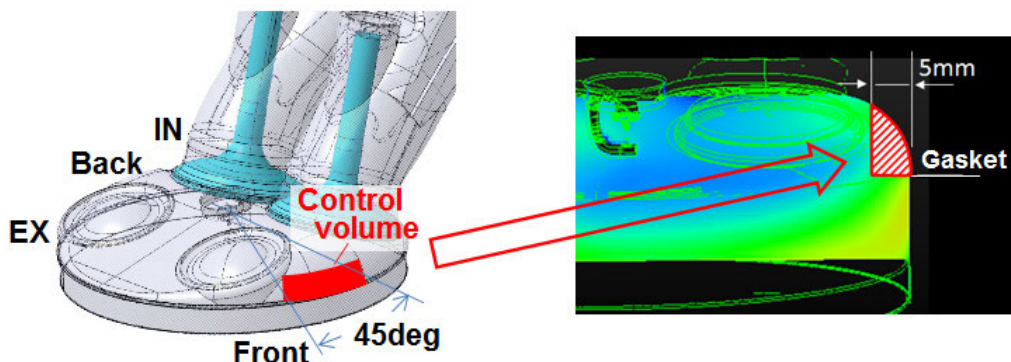
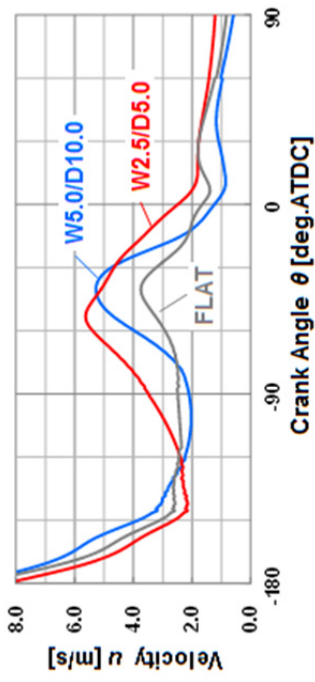


図 6-5 筒内流れの解析領域

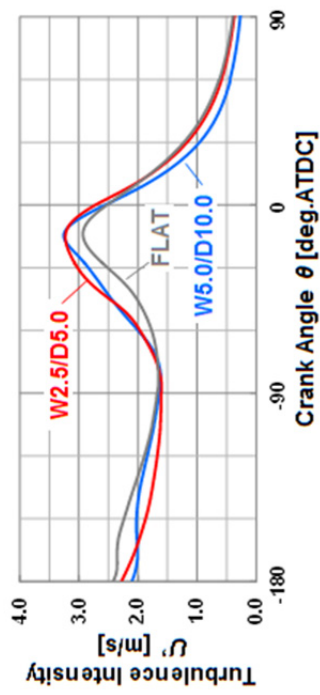
6. 5. 4. ガイドによる筒内流れの操作

計算結果として図 6-6(1)に評価領域内の平均流速, (2)に平均乱れ強さを示す. いずれのピストン仕様においても圧縮行程の中期まで流速, 乱れ強さともに減衰し, -90deg.ATDC あたりから増加に転ずる. 平均流速はおよそ -45deg.ATDC でピークを迎え, 次いで平均乱れ強さは -15deg.ATDC 近辺でピークを迎える. これはシリンダ容積の減少にともないバルク流の流速が増加し, 圧縮上死点にかけてバルク流は分裂し, 最後にはタンブル流の崩壊により強い乱れが形成されるためである.

ここでピストン形状差による流れの変化に着目するとフラット形状に対し, ガイドを設けることで流速が増加し, 乱れ強さの増加に寄与していることがわかる. 図 6-7 にフラット仕様と W2.5/D5.0 仕様におけるピストンピ方向燃焼室中心断面とこれに直行する壁面から 2.5mm 位置の断面における速度分布の比較を示す. -90deg.ATDC において, いずれのピストン仕様においてもピストン頂面に達したバルク流は左右に分かれ, やがてスリーブ面に沿って上昇に転じているが, フラット形状に対し, ガイドを設けた仕様ではガイド内を流れた空気は図中の矢印のあたりからスリーブ面に沿って上昇し, 高い流速を保ったまま広範囲に分布する. この流れはピストンが上昇し, 圧縮後期においても保持されることが -40deg.ATDC , -20deg.ATDC における図から確認される.



(1) 流速への影響



(2) 乱れ強さへの影響

図 6-6 ピストン頂面形状がノック起点領域の流れと乱れ強さに
およぼす影響 (N_e :2000rpm, Gas: Air, Motoring)

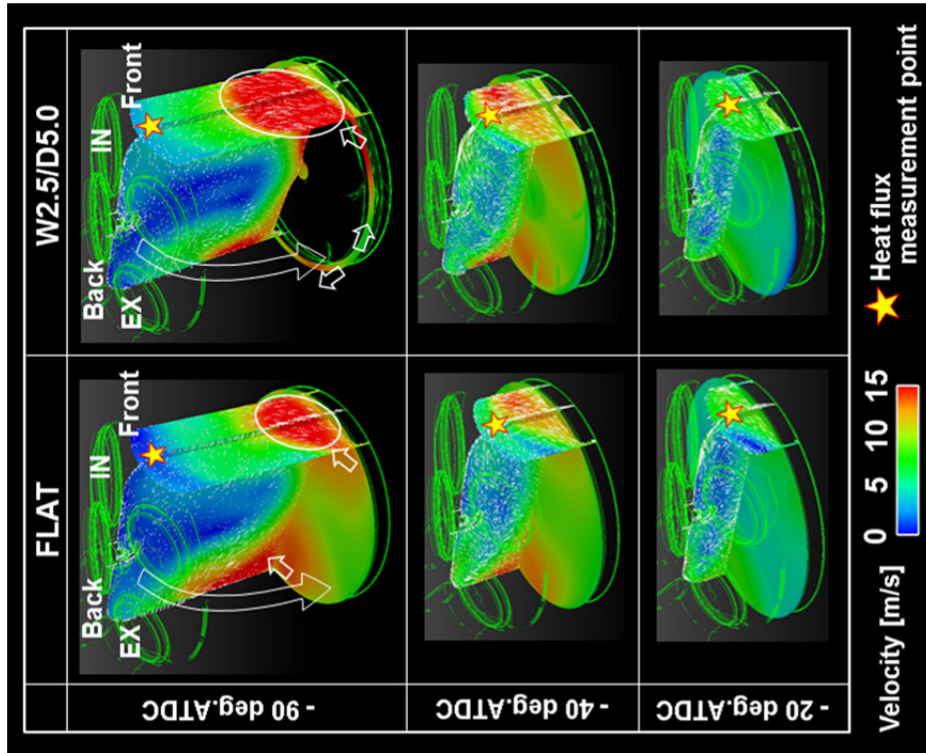


図 6-7 ピストンガイドの設置による筒内流動の変化

6. 6. 燃焼室壁面瞬時熱流束計測によるコンセプト検証

本節では前節において求めたノック起点位置の流動計算の結果の検証, および局所熱伝達促進をねらう位置の壁面近傍流れの変化が熱伝達におよぼす影響について考察するため行った熱流束計測について述べる.

6. 6. 1. 瞬時熱流束計測装置

図 6-8 に熱流束計の概観を示す. 熱流束計 (Medtherm 社 TCS-K-10702A)は壁表面温度を計測する先端位置と壁内温度を計測するため, 先端から 4mm の位置に K 型 (Chromel/Alumel) の 2 組の熱電対を有し, 2 点間の温度差の時間変化を計測することで瞬時の熱流束を求める. 熱流束計は図 6-9 に示すように, 第 3 章においてノックの起点を調べた際に用いた供試機関 (ENG-B) シリンダヘッドのフロント側位置に, シリンダデッキ面から 20 度の取り付け角度で設置した. なお, 試験を行う際のエンジン回転数 N_e 2000rpm のクランク角度 1deg. の換算時間, 約 $83 \mu s$ に対し, 計測に用いた熱流束計の時定数は $10 \mu s$ であり, 本試験条件下においては計測の対象とす現象の時間変化に対し十分な時間応答特性のセンサの選択となっている.

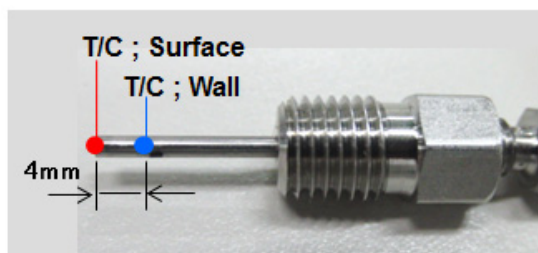
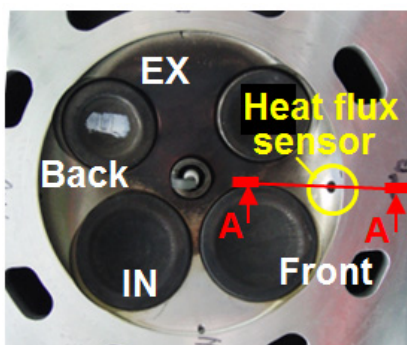


図 6-8 熱流束センサの概観および接点位置



Section A-A

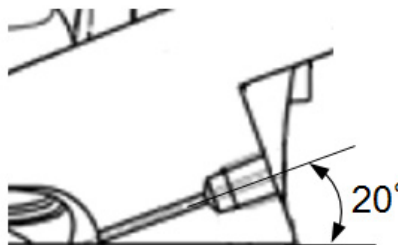


図 6-9 熱流束センサの取り付け位置

6. 6. 2. 瞬時熱流束の算出

計測値から瞬時熱流束を算出する際には計測位置において式 6-1に示す Fourier の一次元熱伝導基礎微分方程式が成立すると仮定し、壁表面と微小距離内部の間 Δx で微小時間 Δt に蓄熱される熱量を考慮した式 6-2 に示す階差式[6]を用いた。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{C\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (6-1)$$

$$q(k) = \frac{\lambda}{\Delta x} \{T(1, k) - T(2, k)\} + C\rho \frac{\Delta x}{2} \frac{T(1, k+1) - T(1, k)}{\Delta t} \quad (6-2)$$

ここで

$T(i, k)$: 位置 $i(i=1, 2, 3, \dots)$, 時刻 $k(k=1, 2, 3, \dots)$ における温度 (K)

λ : 熱伝導率 (W/(m・K))

C : 比熱 (J/(kg・K))

ρ : 密度 (kg/m³)

$q(k)$: 瞬時熱流束 (W/m²)

Δx : 深さの分割幅 (i と $i+1$ との距離)(m)

Δt : 時間の分割幅 (k と $k+1$ との時間差)(s)

6. 6. 3. 実験条件

実験条件を表 6-3 に示す。流動による熱流束の変化と燃焼位相による変化と分けて考察するため、質量燃焼割合 5%時クランク角 CA5: -5deg.ATDC を得る点火時期にて供試機関を運転し、熱流束は時間分解能 1deg.クランク角にて記録し 250 サイクルの平均値にて評価した。

表 6-3 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	2000
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力	55
T_w :冷却水温度(°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度(°C)	80
燃料(レギュラーガソリン)	RON:90.1

6. 6. 4. 壁面近傍流れの変化が熱流束におよぼす影響

図6-10に瞬時熱流束の計測結果を示す。図は横軸にシリンダ容積 V_{cyl} として示した。吸気行程および圧縮行程の中期では筒内に導かれる混合気に対し壁面温度は高いため、熱は壁面から混合気へ伝達される。つまり瞬時熱流束の値は負となる。その後、ピストン圧縮により混合気の温度は上昇し、壁面温度を上回るために熱流束の方向は逆転し瞬時熱流束の値は正に転ずる。圧縮行程における三者の値はおおよそ-40deg.ATDCまでは同様の履歴を辿るが、その後フラット形状に対しガイドを施したピストンでは熱流束の値が高くなる。

ここで再び図 6-7 に着目する。図中星印にて熱流束の計測位置を示すが、筒内に導かれピストン頂面に到達した後左右に分かれ、スリーブ壁面を上昇する流れはおおよそ-40deg.ATDC 時に熱流束の計測位置に到達する。さらにはガイドが施してあるピストン仕様においてはフラット形状に対し高い流速が広範囲に亘る。このために圧縮行程において瞬時熱流束の履歴に差異が生じたものと推察される。

さらに図6-10において瞬時熱流束の最大値に着目するとガイドを施すことで、またその大きさが増す事で最大値は大きくなる。図 6-11 に熱流束計測時に同時に記録した $P-V$ 線図を示すが、これは最大圧力の低下として現れており、特に W5.0/D10.0 仕様において顕著となっている。理由のひとつとして図6-6において W5.0/D10.0 仕様では圧縮上死点後、フラット仕様に対し流速、乱れ強さともに低下しており、このため燃焼期間が長期化し、これに伴うガスから壁面への熱伝達量の増加と熱供給の等容度の低下が挙げられる。

燃焼期間の長期化を伴わず、圧縮後期においてノックの起点となる位置において局所的に熱伝達促進を得るガイド仕様が望ましいが、ここでは W2.5/D5.0 仕様にて要求が満たされる。よってこの仕様にて高負荷運転時におけるノック回避が期待されるため、エンジン燃焼試験にて耐ノック性能を評価した。

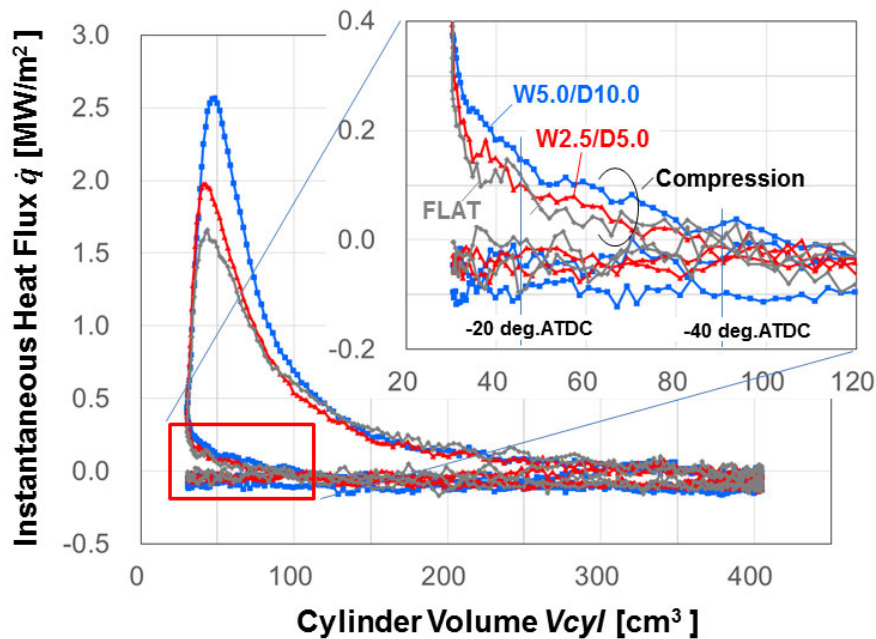


図 6-10 各ガイド形状のピストンにおける瞬時熱流束履歴 (N_e : 2000rpm, A/F : 14.7, P_{in} : 55kPa, T_{in} : 25°C, $CA5$: -5deg.ATDC)

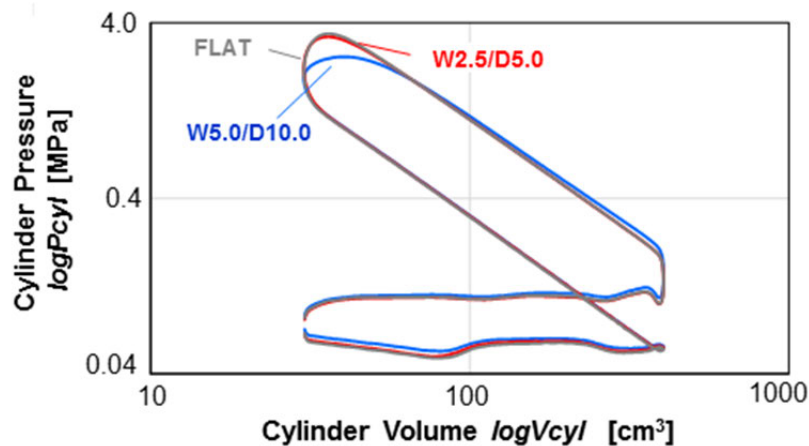


図 6-11 熱流束計測時の筒内圧力（実験条件は図 6-10 に同じ）

6. 7. ノック限界改善策の実機検証

前節では瞬時熱流束計測により、ピストン端部の形状により流動を操作し、高頻度でノック起点となる位置のエンドガスから壁面への熱伝達が促進されることを確認した。本節では供試機関を高負荷で運転し、ピストン形状操作によって得られるノック回避の効果について評価する。

6. 7. 1. 実験条件

試験にはノックの起点方向を調べた際に使用した供試機関 ENG-B を用い、フラット仕様と W2.5/D5.0 仕様を比較した。実験条件を表 6-4 に示す。試験の際、供試機関シリンダブロック位置にマイクロフォンを設置しノック音をモニタし、筒内圧力の高周波成分(5-12kHz)が 30kPa を超えると聴感にてノック音として認識されたため本試験では 30kPa を閾値とし、筒内圧力にてノック発生の有無を判定した。

表 6-4 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	2000
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力 (kPa)	90
T_w :冷却水温度(°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度(°C)	80
燃料(レギュラーガソリン)	RON:90.1

6. 7. 2. 局所熱伝達促進による耐ノック性能への効果

図6-12に供試機関のIMEP, ノック限界(Trace knock 点火時期から1deg 遅角), 排気中の未燃炭化水素と一酸化炭素の濃度を示す. ガイド無しのピストン仕様に対しガイドを設けることで2.2deg 燃焼位相を進角でき, 17.2kPaのIMEPの向上が得られている. これは図示熱効率で0.7ポイントの効率改善に相当する. 一方, 排気成分についてはガイドの有無で未燃炭化水素の排出割合に変化は見られないが, 一酸化炭素の排出割合についてはガイド設置により増加傾向にある. 未燃炭化水素の排出値に変化は見られないことから, ノック回避のための流動強化により, 壁近傍での終盤の燃焼過程において温度が低下したためと推測される. ガスから壁への熱伝達と排気中の一酸化炭素の微増により, ガイドを設けたピストン仕様においてIMEPは低下傾向にあるが低下量はわずかであり, 前述のようにノックで制約をうける燃焼位相CA50の進角限界が拡大され, コンセプトに沿いエンジン骨格に大幅な変更を加えることなく, 簡便な手法にて機関出力向上が得られることが確認された. また今回得られた結果からピストン形状操作に拠らず, 他の手法においてもノックの起点位置に流れを適切に配置できればノックの回避が得られることが示唆される.

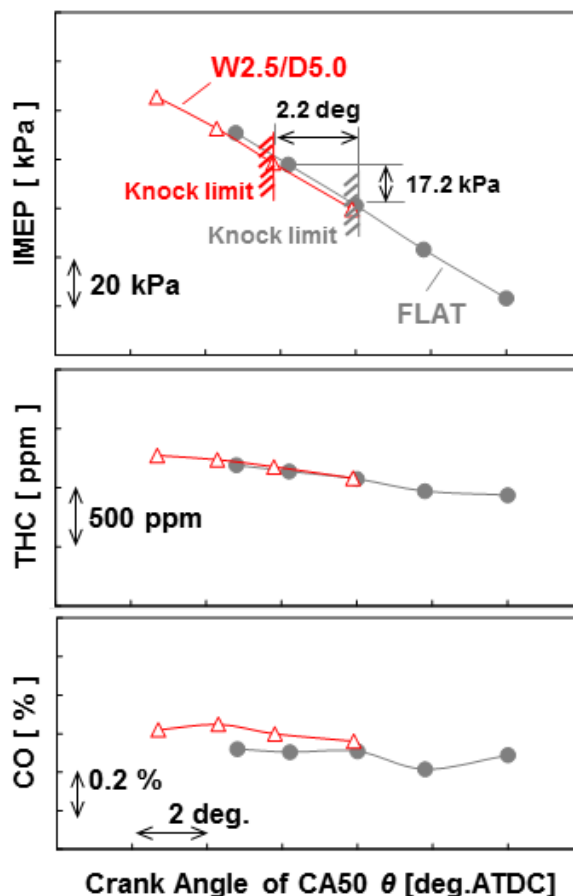


図6-12 ガイドの有無によって変化する図示出力および排気中の未燃成分濃度

(*N*: 2000rpm, *A/F*: 14.7, *P_{irr}*: 90kPa, *T_{irr}*: 25°C, Spark ignition timing swing)

6. 8. 結言

前章までに得られた予混合気の自着火と、自着火によって生ずる定在波(ノック波)の形成について得られた知見に基づき、エンドガスと壁面との局所の熱伝達促進による耐ノック性能向上を試み、以下の知見を得た。

1. 化学反応計算によりもとめた PRF90 の着火遅れマップに未燃予混合気の温度・圧力履歴を重ね、エンドガスの圧縮着火反応への寄与が大きな燃焼後半の履歴は負の温度係数域の高温端に位置し、提案するコンセプトにて耐ノック性能の向上が期待されることを確認した。
2. 燃焼とノックの生起に深く関わる圧縮行程後半に形成される流れ、およびノック起点位置の流速、乱れ強さの強化は、筒内に導かれた混合気がタンブル流とスリーブに沿う成分とに分かれる分岐点となるピストン頂面の形状設計とこれによる流れの操作にて可能である。
3. 瞬時熱流束計測の結果から、ガイドによる流れの操作にてノックの起点位置の流速、および乱れ強さが強化され、圧縮後半から燃焼期間におけるエンドガスから壁面への熱伝達が促進されることが確認された。
4. エンジン骨格に大幅な変更を加えることなく、流れの操作と、これによるノック起点位置の局所の熱伝達促進にて未燃排気成分を増加させず、耐ノック性能が改善され、機関出力向上が得られた。

参考文献

- [1] 安東 弘光, “GDI エンジンの燃焼制御技術 - 混合の自由が意味するもの”, 三菱自動車テクニカルレビュー, No.10, pp.24-32 (1998)
- [2] Ueda, T. and Okumura, T., “Shigeki Sugiura and Shinji Kojima, Effects of Squish Area Shape on Knocking in a Four-Valve Spark Ignition Engine”, SAE Paper 1999-01-1494 (1999)
- [3] Kuwahara, K. and Ando, H., “TDC Flow Field Structure of Two-Intake-Valve Engine with Pentroof Combustion Chamber”, JSME International Journal, Vol.36(B-4), pp.688-696 (1993)
- [4] Kuwahara, K., Watanabe, T., Takamura, J., Omori, S., Kume, T. and Ando, H., “Optimization of In-Cylinder Flow and Mixing for a Center-Spark Four-Valve Engine Employing the Concept of Barrel-Stratification”, SAE Paper 940986 (1994)
- [5] 太田 安彦, <http://www.geocities.jp/bequemereise/tumble.html>
- [6] 榎本 良輝, 大矢 利博, 石井 光教, 榎本 謙二郎, 北原 伸浩: 内燃機関の燃焼室壁面の瞬時熱流速解析に関する研究, 日本機械学会論文集, B 編, 57 巻 539 号, pp.2421-2427(1991)

第7章 結論

火花点火式内燃機関は比較的構造がシンプルで耐久信頼性も高く、性能とコストとのバランス観点において優れたエネルギー変換機である。故に自動車用途のみならず、モーターサイクル、船舶、発電機等に広く用いられ、今後も当面の活用が予想される。内燃機関は化石燃料の化学結合エネルギーを燃焼の化学反応によって熱エネルギーとして取り出し、動力に変換する機械である。よって熱効率向上は現在において地球規模の気候変動の一因と考えられている二酸化炭素の排出量の低減に直結する。火花点火機関において、ノック性能は機関効率を定める重要な因子のひとつであり、高効率化を図る際、極めて大きな課題である。ノックの生起は予混合気の自着火特性によるものであるから、基本的に未燃予混合気の

- 1) 到達温度
- 2) 高温域における滞留時間
- 3) 着火遅れ特性

に支配されると考え、自着火に至る物理過程、ならびに化学反応過程を本研究では詳細に考察した。

はじめに実機関におけるノックの実態把握を行うとともにノック強度の支配因子の特定を試み、次いで伝播火炎の熱発生履歴の変化や、燃料が筒内に投入される時刻によって変化する、空気と燃料の混合気が辿る温度・圧力履歴が着火遅れにおよぼす影響について調査した。最後にそれまでに得られた知見に基づき、エンドガスの自着火時刻を遅延化する手法を考案し、その効果を検証した。

本論文で得られた知見の要約を以下に記す。

ノックの生起・不生起、およびその強度は伝播火炎の燃焼位相によって一意に定まらず、前サイクルの燃焼位相との関係についても明確な関係は見出されなかった。また、自着火時に一定量の燃料が残存していれば、ノック強度はこの量を超える燃料量の多少に依らないことから、エンドガスは必ずしもその全体が同時刻に自着火しているとは限らないと考えられる。一方でノック強度と自着火の熱発生速度 $dQ/d\theta$ には高い相関が見出された。本試験条件における自着火時の温度・圧力は負の温度依存域の高温端以上の高温域であり、温度・圧力が高ければ熱炎発現に至る高温酸化反応は活発である。反応速度に応じた熱発生による気体の膨張速度によって圧力波の強度は定まることから、ノック強度は自着火時刻における温度・圧力に依存すると考えられる。

ノックの発現時刻もしくはエンドガスの自着火時刻の予測については過去にも多くの提案がなされているが、強度予測についての試みや研究例は少ない。今回、ノック強度は自着火時刻の温度・圧力に対し高い依存性を示すことが知られたが、得られた知見を組み入れることによって強度予測のモデル式構築の可能性が示された。

燃焼室中心において円周方向に配した点火プラグ一体の 32 チャンネルの光ファイバにより、供試機関の仕様に一切の変更を加えることなく、筒内の局所的な圧力変化を捉え空間情報を得た。これによればノック強度は自着火位置に対して感度があり、本実験では排気弁近辺で自着火が生じた場合、強いノックが誘起

されることが確認された。ノック強度は自着火の熱発生速度 $dQ/d\theta$ と高い相関があり、さらに自着火時の温度が高ければ自着火の熱発生速度は高まることから、強いノックが誘起される理由のひとつとして排気弁位置の温度が高いことが挙げられる。また自着火シミュレーションにおいては、自着火によって励起された圧力波の圧縮による、燃え残った未燃燃料の自着火の促進は確認されなかった。よって自着火が連鎖することで強いノックが誘起される可能性は低いと考えられる。これはノック強度はエンドガスの自着火時刻における残存燃料量に依らない理由のひとつと考えられる。

また、伝播火炎からの発熱と自着火(熱炎)の発熱に加え、低温酸化反応の発熱と考えられる履歴が現れる実験点の存在が確認された。この際、自着火時の残存燃料は多いがノック強度は聴感で認知できる閾値程度と高くなかった。このケースでは熱発生が時間的に分散されることで強いノックは誘起されなかったと推測される。この結果から伝播火炎の熱発生によってもたらされるエンドガスの温度・圧力履歴はノックの発現時期に加え、強度の支配因子にもなっていると考えられる。

伝播火炎の熱発生履歴の変化がエンドガスの圧縮と自着火過程に及ぼす影響について、詳細化学反応計算を用い考察を試みた。これによれば圧縮速度は伝播火炎の熱発生履歴によって変化し、この影響を受けて着火遅れも変化すること、圧縮速度の低下に伴いエンドガスの発熱開始温度も低下し、燃焼位相の進角限界が悪化することが示された。さらに伝播火炎の燃焼速度の向上(燃焼期間の短縮)はエンドガスが自着火に至る前に燃焼を完了させる事に加え、エンドガスの圧縮時間を短縮し発熱の開始温度を高温側へシフトさせノック限界を向上させること、エンドガスの前炎反応の発熱量が増加する条件下(例えば過給)では、ノック制約時の機関出力に及ぼす熱発生履歴の変化の感度が高まることが示された。さらにノックを回避し機関出力を得る最適な熱発生履歴の存在が示され、初期圧力および混合気の当量比によって最適な熱発生履歴は異なることが示された。

筒内に供給される燃料量および空気量が同一であっても、燃料が筒内へ噴射される時刻が異なれば比熱および気化潜熱の温度依存性により、噴射時刻に応じて断熱混合温度は変化する。このため混合気が辿る温度・圧力履歴の影響を受け自着火時刻は変化し、冷炎支配域、負の温度係数域、青炎支配域の三領域のうち、混合気がどの領域にどれだけの時間滞在したかで着火遅れは定まる。また、燃料の供給方法によって熱発生の形態は異なり、予混合では急峻な熱発生となるのに対し、筒内直噴では緩慢な熱発生となる。予混合では着火条件が満たされた時刻に、ほぼ同時に熱発生が開始されるのに対し、圧縮期間中の燃料供給では、当量比および温度は空間分布を持つと考えられ、着火条件を満たした領域が順次着火に至り、緩慢な熱発生として現れる。燃料の熱物性および着火遅れを把握し、これらの特性を利用することで混合気の温度・圧力履歴を変化させ、筒内への燃料の投入時期の操作のみで自着火時刻の早期化、遅延化ともに任意の設定が可能となる。

素反応計算にてもとめた PRF90 の着火遅れマップに未燃予混合気の温度・圧力履歴を重ね、エンドガスの圧縮着火反応への寄与が大きな燃焼後半の履歴は、負の温度係数域の高温端に位置することが確認された。よってエンドガスと壁面との局所の熱伝達促進による耐ノック性能向上を試みた。

燃焼とノックの生起に深く関わる圧縮行程後半に形成される流れ、およびノック起点位置の流速、乱れ強さの強化は、筒内に導かれた混合気がタンブル流とスリーブに沿う成分とに分かれる分岐点となるピストン頂面の形状とこれにともなう流れの操作にて行い、圧縮後半から燃焼期間におけるエンドガスから壁面への熱伝達が促進されることが瞬時熱流束計測にて確認された。

エンジンの基本骨格に変更を加えることなく、流れの操作と、これによるノック起点位置の局所の熱伝達促進にて未燃排気成分を増加されることなく、耐ノック性能が改善され、機関出力の向上が得られた。

以上、本論文では自動車用途の仕様を想定した単気筒の供試機関を用い、扱う現象を極力単純化し、おもに量論空燃比のガソリン予混合気にて低速ノックを誘起する予混合気の圧縮自着火の物理的、ならびに化学的な挙動の把握に重きをおき考察を展開した。一方で火花点火機関のさらなる熱効率向上のため、超希薄燃焼や大量EGRの導入、さらにはこれらの組合せについて研究が進められている。また植物や微生物由来の燃料への置き換えによる二酸化炭素の排出量低減も普及しつつある。これは筒内にチャージされるガス成分とこれに付随して熱物性、着火遅れ特性が変化すること意味する。しかしながら本研究で得られた知見、考え方は、ガス成分や熱物性、着火遅れ特性が変化しても基本的に変わるものではない。さらには、得られた知見が今後、火花点火機関のノックのみならず、内燃機関の圧縮自着火に対して、より明確な理解を与える一助となることを期待する。

付章 Livengood-Wu 積分による着火遅れ予測に関する考察

1. 緒論

ノック振動は、伝播火炎の進行方向前方のエンドガス自着火が起点となり、音響的な効果との相互作用を経て生じるが、音響効果がエンドガスの自着火に複雑な作用を与える可能性も指摘されている[1]. その一部について第4章にて考察を試みたが、このような現象をモデリングによって解明し制御するためには数千の化学種を含む反応機構を DNS 法 (Direct Numerical Simulation) のような圧縮性数値流体計算とともに筒内燃焼計算に適用することが必要となる. これをうけて市販ガソリンの模擬を目指したサロゲート詳細反応機構の開発[2,3]や DNS における化学反応機構の高速ソルバ[4,5]など、要素技術は確実な進歩を遂げている. しかしながら現時点ではこれらを連成させた三次元計算を容易に行える状況にはない. 一方、実用面では、エンジン設計ツールとして乱流モデルを RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) とする三次元の筒内流動計算に化学反応計算をカップリングした手法も用いられるが、RANS としても扱うパラメータの多さと計算精度を確保するために設定される細かな計算格子により膨大な計算時間を要するのが現状である.

火花機関のノックを予混合気の自着火の観点から捉える極めて単純化された概念が提案され、それは Livengood-Wu 積分[6]として知られ、予混合気の自着火時刻の予測や、ノック生起/不生起の判定に用いられている. 計算が簡便であることから、この予測式により極めて短時間でノックの発現時刻を予測することが可能であり、エンジン設計ツールとして実用的な簡易モデルである.

本章では Livengood-Wu 積分の適用範囲を明確にすることを目的に、Livengood-Wu 積分による着火時刻の予測精度を評価した. 具体的には成分の異なるサロゲート燃料の詳細反応機構を用いて求めた着火遅れをこの積分式に適用し、エンジン試験結果と比較することで評価を行った. 併せてアレニウス型の着火遅れモデルを用いた自着火の予測精度についても検証を行った.

2. Livengood-Wu 積分

1955 年、マサチューセッツ工科大学の J.C.Livengood と P.C.Wu は火花点火機関のエンドガスの温度履歴を超音波法で計測し、急速圧縮機を用いて計測した着火遅れ時間 τ のアレニウス型表示式をエンドガスの温度履歴に当てはめて、実機機関のノックに関して熱炎発現時刻を予測する手法を提案した[6]. そのコンセプトは図 1 に示される着火誘導期に前炎反応で生じるある物質 X の濃度 $[X]$ が臨界値 $[X]_c$ に達したときに着火するという仮説である. Livengood-Wu 積分自体は極めて単純なものであり、複雑な化学反応が支配する着火現象を正確に記述したものではないが、この積分による予測と実験結果とは比較的良好な一致を示し、ガソリンを燃料とした着火遅れのアレニウス型表示式を持てば実機機関のノック予測に適用できるとされる.

着火時刻予測の仮説を原著の記載に沿って図 2 にて説明する. 物質 X の生成反応形態は一種類であり、それはアレニウス型で温度 T 、圧力 P が一定条件下の着火誘導期間 τ において物質 X は直線的に増加すると仮定する. すなわち、

$$[d[X]/dt]_{ave} = 1/\tau_{T,P} = AP^n \exp(-E/RT) \quad (1)$$

$\tau_{T,P}$ [s]: 温度 T , 圧力 P のときの着火遅れ

A [1/s, -]: 振動数因子

n [-]: 反応次数

E [J/mol]: 活性化エネルギー

R [J/(K·mol)]: 一般気体定数

ここに $\tau_{T,P}$ は温度・圧力が T, P のときの着火遅れであり, $1/\tau_{T,P}$ は $\tau_{T,P}$ なる着火誘導期間中に温度 T , 圧力 P が一定のもとで物質 X が生成される平均反応速度 $[d[X]/dt]_{ave}$ である. 着火誘導期間 $\tau_{T,P}$ を経て臨界値 $[X]_c$ に達するということは次式のように表現できる.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{[X]}{[X]_c} \right)_{T,P} = \frac{1}{\tau_{T,P}} \quad (2)$$

実機機関のエンドガスの温度圧力履歴に沿って

$$\frac{[X]}{[X]_c} = \int_0^{t_e} \frac{1}{\tau_{T,P}} dt = 1 \quad (3)$$

なる積分をその積分値が 1 となる時刻 t_e まで実行し, 積分値 1 を得る時刻 t_e を熱炎自着火時刻と予測する. この積分の様子が図 2 に描かれている. 着火予測時刻までに火炎伝播で燃焼が終了していなければノックが発生するとする. ガソリンについて着火遅れ τ のアレニウス型表示式に用いる定数 A, E, n の選定が適切であればノックの生起/不生起の判定に充分耐えるとされ, 実際に広く用いられている.

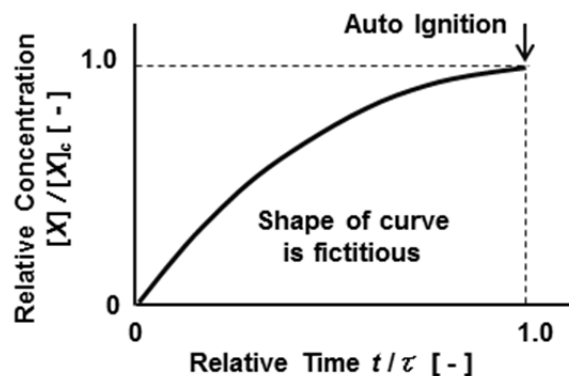


図 1 原著における着火の概念[6]

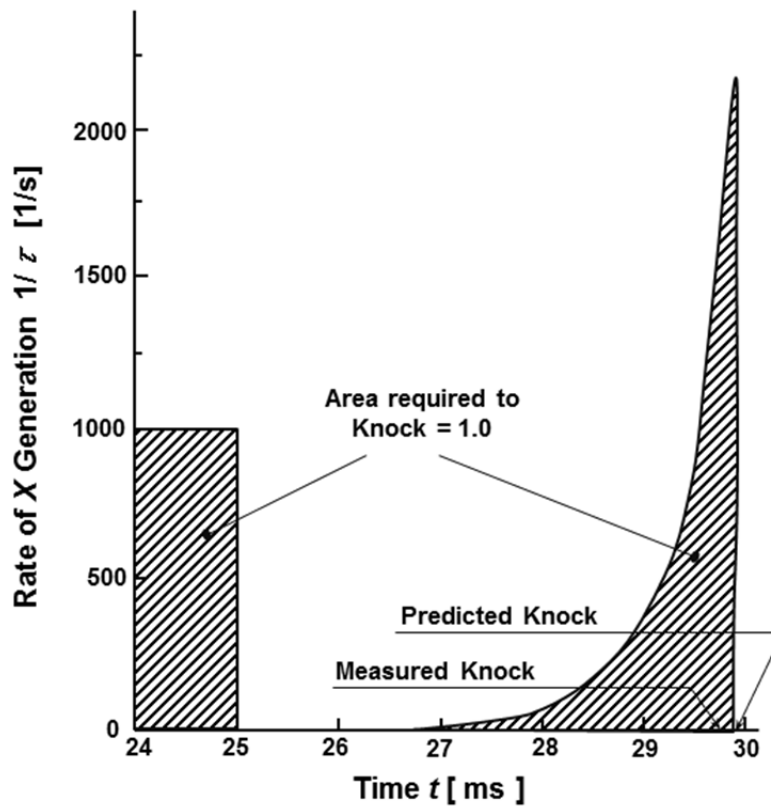


図2 Livengood-Wu 積分による着火遅れ予測の概念[6]

3. 実験装置および条件

3.1. 供試機関および実験条件

実験は第2章で説明した供試機関 ENG A および燃焼計測装置にて行った。実験条件を表1に示す。

表1 実験条件

N_e :エンジン回転数 (rpm)	1500
A/F :空燃比 (kg/kg)	14.7(量論空燃比)
T_{in} :吸入空気温度 (°C)	25
吸入空気湿度 (%)	50
P_{in} :吸気管圧力 (kPa)	90
T_w :冷却水温度 (°C)	85
T_{oil} :潤滑油温度 (°C)	80
燃料 (レギュラーガソリン)	RON:90.1

3. 2. ノック生起の定義

本章におけるノック判定は第2章 1. 4節にて示した判定基準に従う。

3. 3. 未燃予混合気の温度履歴の算出方法

本章におけるエンドガスの温度履歴の算出は第2章 1. 3節にて説明した方法に従う。

4. 燃料モデルの着火遅れ特性が予測精度へおよぼす影響

本節ではガソリンのサロゲート燃料の成分数を変化させ、構成成分が着火遅れ特性へおよぼす影響と Livengood-Wu 積分による着火遅れ予測精度に与える影響について考察する。

4. 1. 着火遅れモデルの構築方法

CHEMKIN-PROに収められたモデルライブラリのうち、0次元密封系完全予混合反応器モデルを用い、任意の温度・圧力・当量比条件下における着火遅れを算出する。これをアレニウス表記し近似式を求め、求めた近似式を着火遅れ式として用いた。一例として図3に初期圧力2MPa, 当量比1.0における着火遅れ特性と $1000/T$ が0.8-1.1 [1/K] 区間の近似式を示す。同様の手順で各温度区間における近似式を求めることによって着火遅れモデルを構築した。

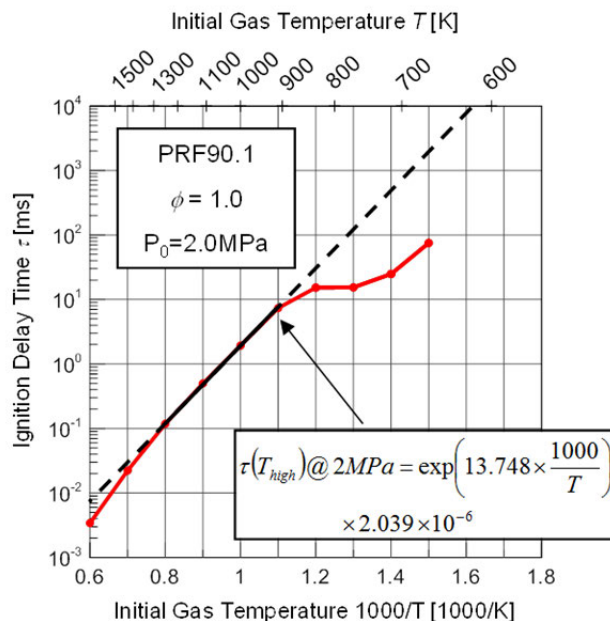


図3 着火遅れモデルの構築

4. 2. PRF の詳細反応機構

サロゲート燃料としてオクタン価の1次標準燃料として用いられるPRF (Primary Reference Fuel) を用い考察を行った。PRF は iso-オクタンと n-ヘプタンの二成分にて構成される。PRF の反応機構には LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) のモデルライブラリにて公開されている化学種数 1034, 素反応数 4236 の詳細モデル [7]を用いた。この際、実験で使用した RON 90.1 の市販ガソリンを模擬するために PRF 90 とした。

着火時刻予測の温度に対する感度と圧力に対する感度とを分けて考察するため、はじめに圧力 2MPa で一定とし、ガスの温度変化のみを考慮した計算を行った。図 4 に示すように温度範囲を四領域に区分し、各区分における近似式を求め、未燃ガス温度に応じて用いる近似式を切り替えることで 2MPa における着火遅れモデル $\tau(T)@2\text{MPa}$ を構築した。この式を用いた自着火時刻の予測結果を図 5 に示す。供試機関にて確認された自着火時刻に対して予測時刻は大きく外れ、着火遅れ時刻を遅く見積もる結果となった。

次に温度変化に加えて圧力変化を考慮した着火遅れ式を用いて自着火時刻の予測を行った。1 - 4MPa における着火遅れ特性を図 6 に示す。高压になるにつれて着火遅れは短くなり、着火遅れの圧力依存性は無視できないことがわかる。

筒内の圧力変化に応じて近似式を切り替えることでエンドガスの圧力変化を考慮する。各圧力条件における着火遅れの近似式は前述と同様に設定した温度区分毎に求めた。圧力依存性を考慮した予測結果を図 7 に示す。前述の温度依存性のみを考慮した着火遅れ式を用いた予測に対して予測精度は向上するものの、圧力依存性を考慮しても依然として、実機の自着火時刻よりも遅れた予測となっている。

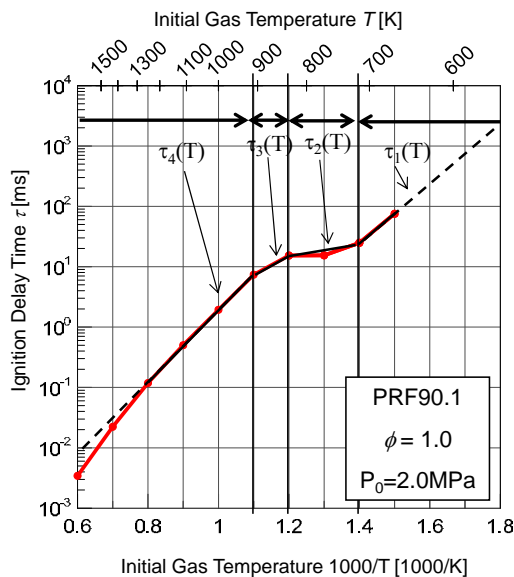


図 4 等圧着火遅れモデル $\tau(T)@2\text{MPa}$

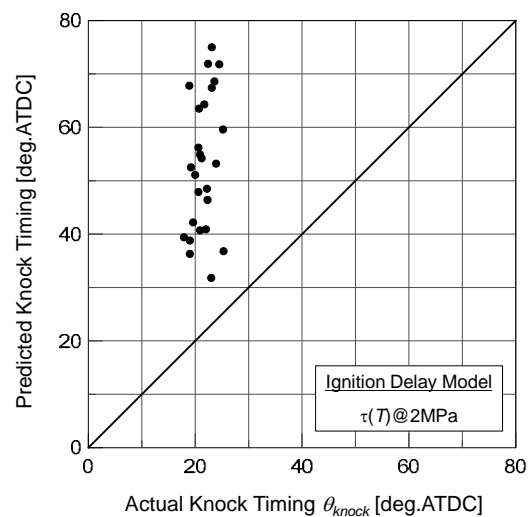


図 5 等圧着火遅れモデル $\tau(T)@2\text{MPa}$ を用いた Livengood-Wu 積分による自着火時刻予測

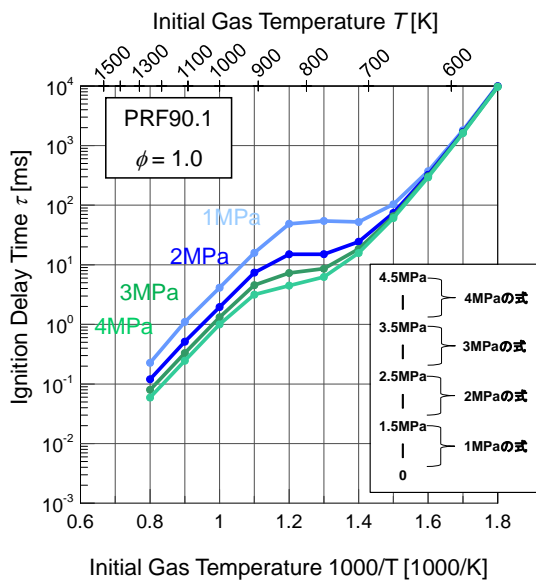


図6 温度・圧力依存性を考慮した着火遅れモデル

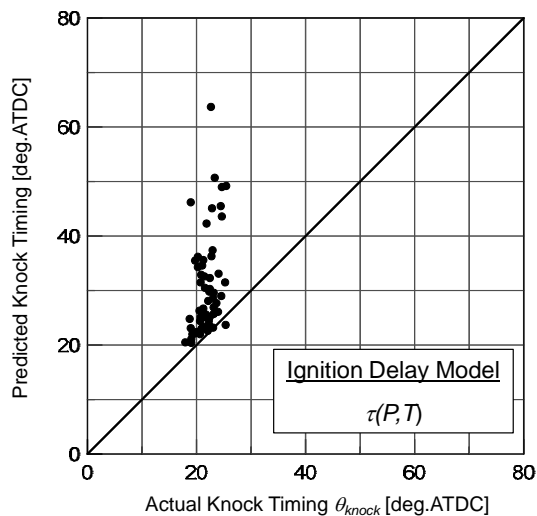


図7 温度・圧力依存性を考慮した着火遅れモデルを用いた Livengood-Wu 積分による自着火時刻予測

4. 3. ガソリンサロゲートの詳細反応機構

前項における着火遅れ予測の際、燃料モデルとして iso-オクタンと n-ヘプタンの混合燃料である PRF を用いた。燃焼実験で用いた燃料は市販のレギュラーガソリンであり、一般に市販のガソリンにはオクタン価調整や酸化防止などの目的から多くの成分が含まれる。表2は三好ら[3]がオクタン価90.1の市販レギュラーガソリンの成分を分析した結果である。iso-オクタンと n-ヘプタンに代表されるイソパラフィン系とノルマルパラフィン系炭化水素が全体の約半分を占めるほか、アロマ系炭化水素が約3割含まれる。これを受け Saudi Aramco の Gautam Kalghatgi らは PRF にトルエンを加えたモデルでガソリンを模擬し、3成分でガソリンの着火遅れを表現できると報告している[8]。よって本研究においても市販ガソリンの模擬を目的に、総合科学技術・イノベーション会議 SIP(戦略的イノベーション創造プログラム)「革新的燃焼技術」(管理法人:JST)において三好[3]が作成した3成分詳細反応機構を使用し、再度考察を行う。また、オレフィン系、ナフテン系を加え5種の成分で構成される5成分詳細反応機構についても併せて考察する。表3、表4に3成分、5成分それぞれの成分比を示す。

表2 市販レギュラーガソリン(RON 90.1)に含まれる成分とその割合

分類	物質例	組成
イソパラフィン	i-octane	13.4 vol.%
ノルマルパラフィン	n-heptane	33.7 vol.%
オレフィン	diisobutylene	12.6 vol.%
ナフテン	methylcyclohexane	7.6 vol.%
アロマ	toluene	30.4 vol.%

表 3 3 成分詳細反応機構における成分比 (RON90.5)

物質	化学式	体積比 (液体)	モル比
n-heptane	C_7H_{16}	0.21	0.19
i-octane	C_8H_{18}	0.33	0.26
toluene	$C_6H_5CH_3$	0.46	0.56

表 4 5 成分詳細反応機構における成分比 (RON90.4)

物質	化学式	体積比 (液体)	モル比
n-heptane	C_7H_{16}	0.22	0.20
i-octane	C_8H_{18}	0.29	0.24
toluene	$C_6H_5CH_3$	0.31	0.39
methylcyclohexane	C_7H_{14}	0.05	0.05
diisobutylene	C_8H_{16}	0.14	0.12

(a) 3 成分サロゲート詳細反応機構

図 8 に 3 成分サロゲート詳細反応機構を用いて求めた着火遅れ特性を, 図 9 に求めた着火遅れ特性から構築した着火遅れ式を用いて Livengood-Wu 積分にて予測した自着火時刻の結果を示す. PRF (2成分) にトルエンを加えた 3 成分サロゲートでは予測精度の改善はみられず Kalghatgi ら[8]とは異なる結果が示された.

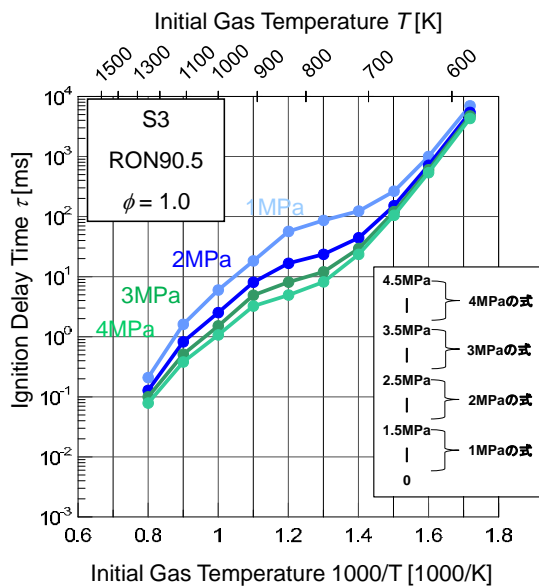


図 8 3 成分詳細反応機構における着火遅れ特性

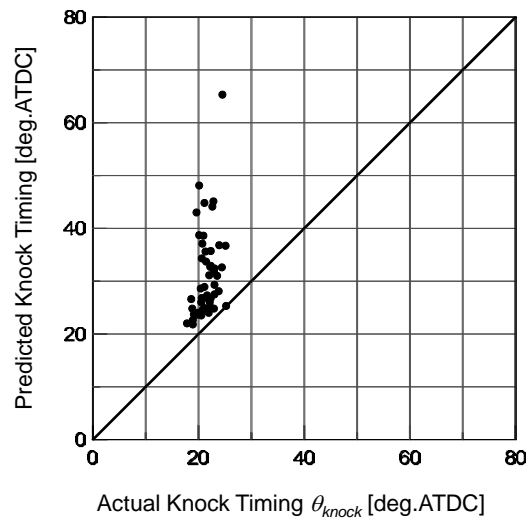


図 9 3 成分サロゲートの着火遅れ特性を用いた Livengood-Wu 積分による自着火時刻予測

(b) 5成分サロゲート詳細反応機構

前項において市販ガソリンの約8割を占める3成分を用いて着火時刻の予測を行ったが2成分(PRF)を用いた予測に対して顕著な改善は見られなかった。よってさらに2成分 methylcyclohexane, diisobutylene を加え5成分とし市販ガソリンの模擬精度の向上を試みた。図10に5成分サロゲート詳細反応機構にて求めた着火遅れ特性を、図11にこの着火遅れ特性から得た着火遅れ式を Livengood-Wu 積分に適用して求めた自着火時刻の予測結果を示す。5成分とすることで予測精度は大幅に改善されている。つまり、市販ガソリンを模擬するためには成分の約8割を占めるイソパラフィン系、ノルマルパラフィン系、アロマ系の3成分では不十分であり、構成割合としては2割に満たないオレフィン系およびナフテン系成分の含有が不可欠であることが示されたことになる。表現を変えれば多種の成分から成る市販ガソリンの着火遅れは上記5種の成分でおおよそ記述できると知れる。

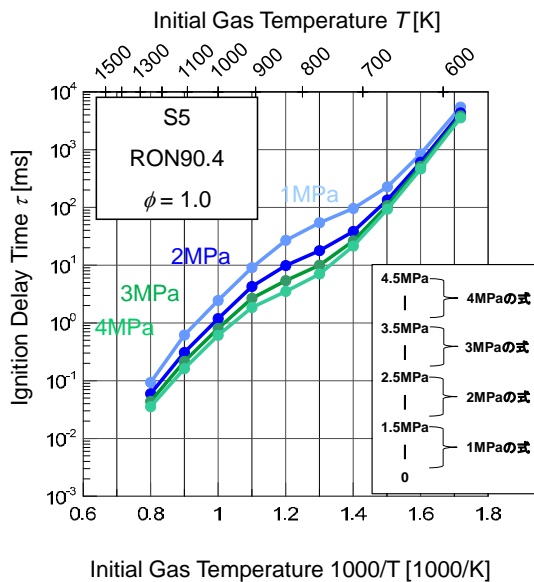


図10 5成分詳細反応機構における着火遅れ

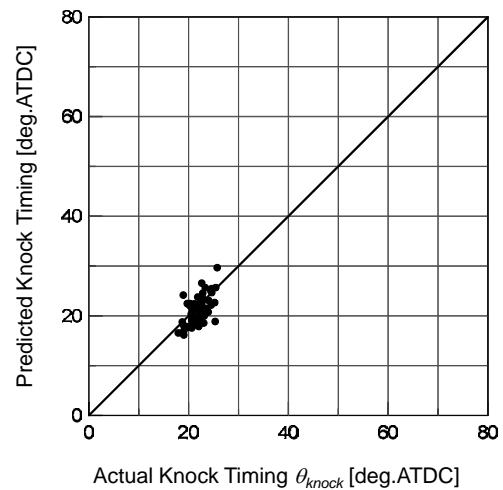


図11 5成分サロゲートの着火遅れ特性を用いた Livengood-Wu 積分による自着火時刻予測

(c) 成分によって異なる着火遅れ特性の比較

図 12 に各圧力条件下の PRF (2成分), 3成分, 5成分それぞれの着火遅れを示す. 2成分から3成分とすることで低圧において NTC 領域の勾配が正方向に傾きを増す. さらに5成分とすることで NTC を示す勾配はさらに正の傾きを増し, 高圧条件下でもその様子が確認される. また5成分では高温領域で他と比べて着火遅れが短い. これは methylcyclohexane, diisobutylene の作用であり, この2成分の追加で Livengood-Wu 積分による着火時期予測の精度が向上したことから, ガソリンサロゲートの高温領域の自着火反応のモデル精度が向上したものと推測される.

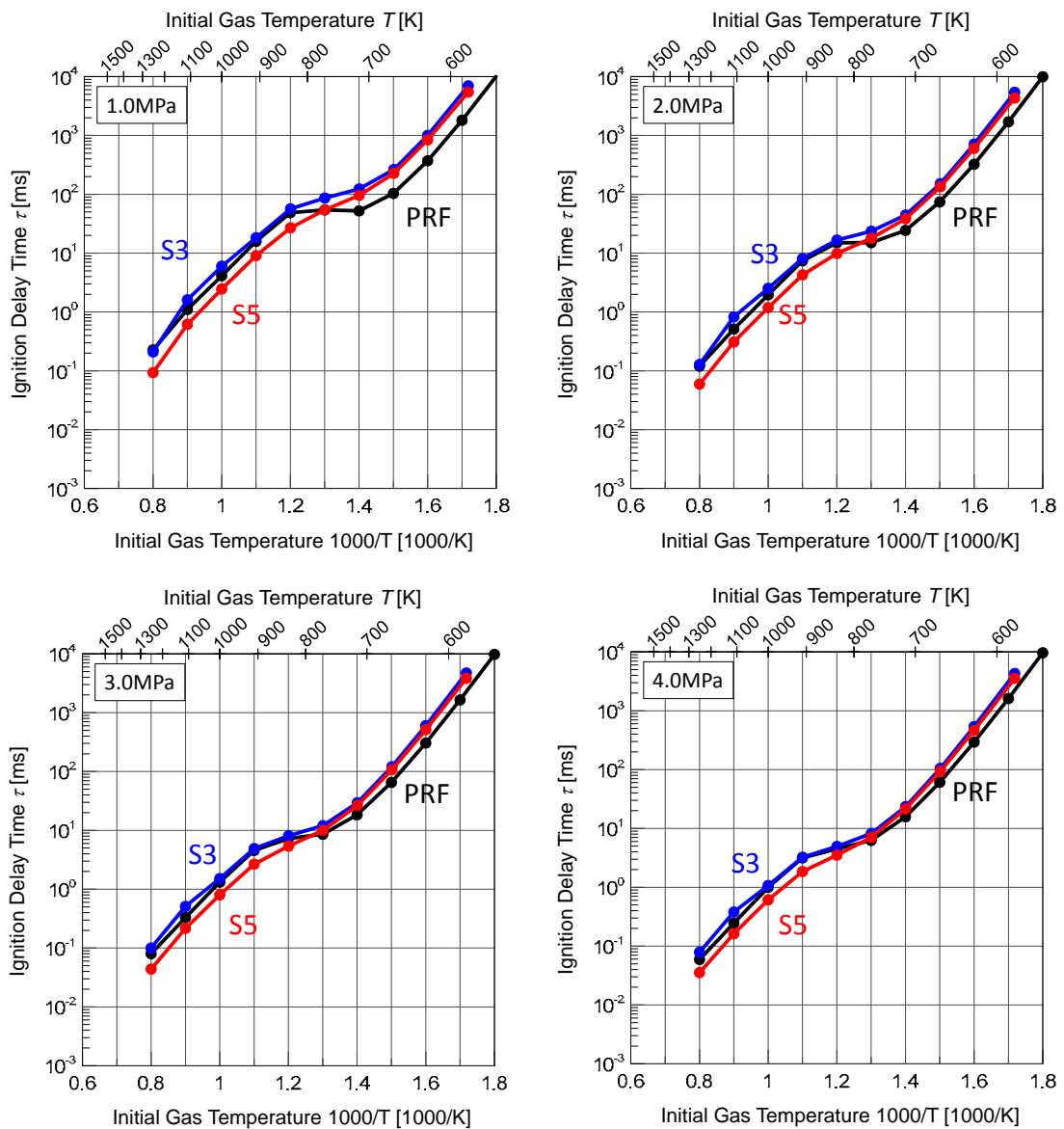


図 12 PRF (2成分)・3成分・5成分詳細反応機構における着火遅れ特性

5. アレニウス型着火遅れモデルによる自着火時刻の予測

5. 1. Douaud の着火遅れモデル

前節では素反応数値計算を用いて算出した着火遅れ特性の近似式を着火遅れ式として Livengood-Wu 積分にて自着火時刻の推定を行った. 原著には物質 X の生成反応形態は一種類であり, それはアレニウス型で表されると記述されている. よって本節ではアレニウス型の着火遅れモデルとして1978年, Douaud ら [9]が提案した着火遅れ式を用いて自着火時刻の予測精度について考察する. Douaud らが提唱した着火遅れ式は式4にて表される.

$$\tau_{Douaud} = 0.01869 \left(\frac{OCTN}{100} \right)^{3.4017} P^{-1.7} \exp \frac{3800}{T_u} \quad (4)$$

τ [s]: 着火遅れ
 $OCTN$ [-]: オクタン価
ここで $80 \leq OCTN \leq 100$
 P [kgf/cm²]: 筒内ガス圧力
 T_u [K]: 未燃ガス温度

この着火遅れ式を用いた自着火時刻予測を図13に示す. 予測値は実験結果と良い一致を示し, 5成分サロゲートにて求めた着火遅れ式による予測と同等の特性が示されている.

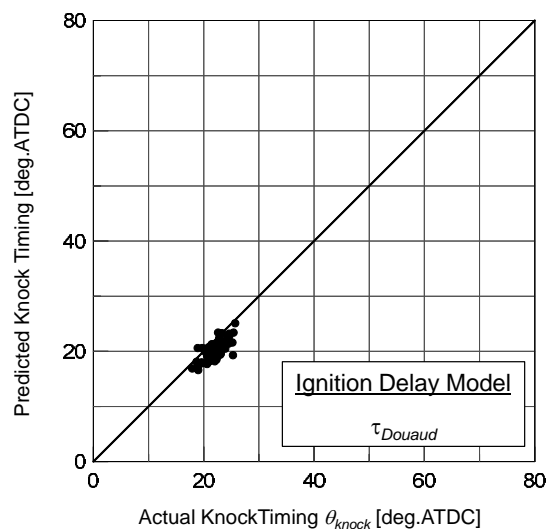


図13 Douaud の着火遅れモデルを用いた Livengood-Wu 積分による自着火時刻予測

Douaud らが提案する着火遅れ式はシンプルな式であるのになぜ詳細反応機構と同等の予測特性を示すのか、その理由を考察するため、あるサイクルにおける未燃ガス温度履歴における着火遅れを τ_{Douaud} を用いた場合と 2 成分サロゲートで求めた着火遅れ式 $\tau(P, T)$ を用いた場合との比較を図 14 に示す。図中には近似式にて求まる各初期圧力における着火遅れを併せて示した。さらに図 15 にクランク角に対する Livengood-Wu 積分の積分値 $LW[-]$ の履歴を、図 16 に未燃ガス温度に対する積分値 $LW[-]$ の履歴を示す。積分値の立ち上がりの時刻はおよそ -30deg.ATDC であり、その時刻の未燃ガス温度はおよそ 700K である。図 14 には 650K 以下では τ_{Douaud} と $\tau(P, T)$ とで着火遅れは大きく異なることが示されているが、この温度域の積分量は極めて小さく、 700K を超えて積分値への寄与が増す。 -30deg.ATDC から上死点近傍にかけては両者の LW 積分値は同様の履歴を辿るが、上死点を超えると乖離する。乖離が始まる際の未燃ガスの温度はおよそ 800K である。 800K 以上の高温域では $\tau(P, T)$ にて求まる着火遅れは実ガソリンの着火遅れを長く見積もり、実験式である τ_{Douaud} は高温領域の着火遅れを精度よく見積もることができているため、高い精度で自着火時刻が予測されていると推測される。

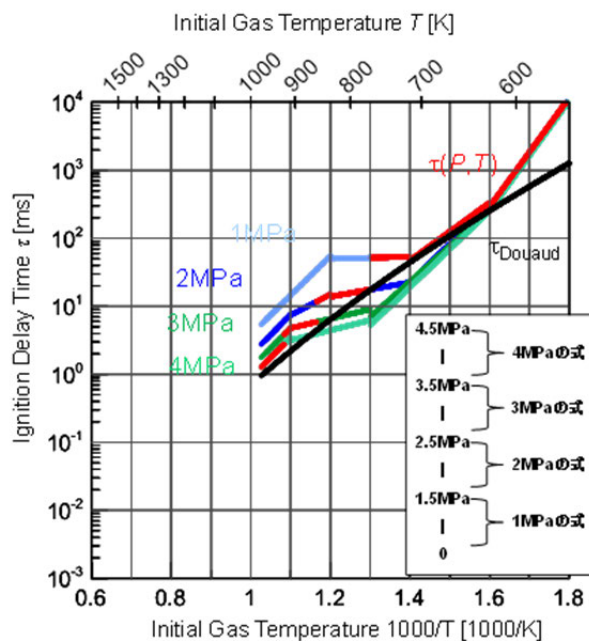


図 14 2成分詳細反応機構における着火遅れと Douaud モデルにおける着火遅れとの比較

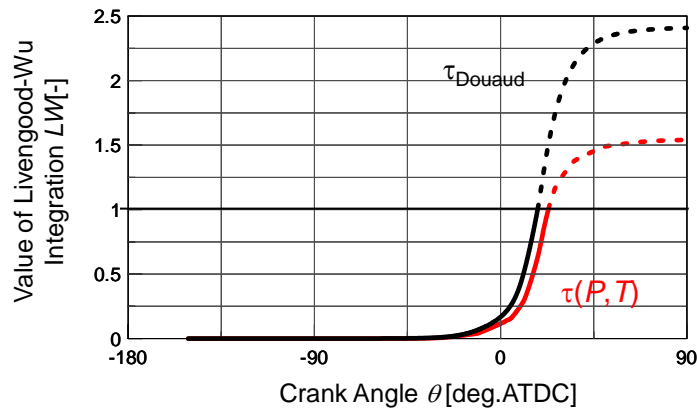


図 15 ノック発生サイクルにおいて着火遅れ式 $\tau(P,T)$ および τ_{Douaud} を適用した Livengood-Wu 積分の時間履歴

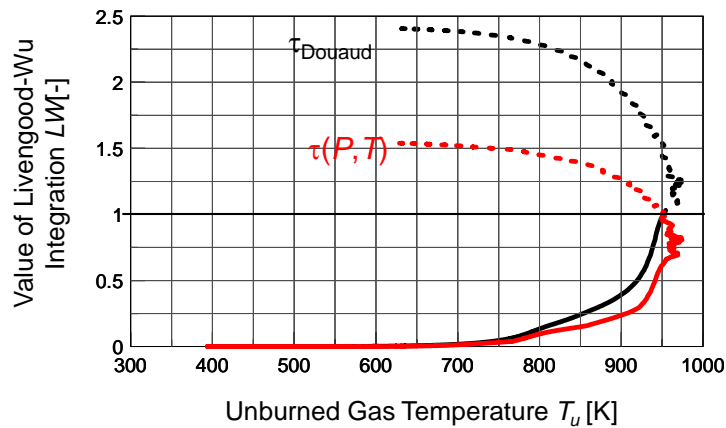


図 16 ノック発生サイクルにおいて着火遅れ式 $\tau(P,T)$ および τ_{Douaud} を適用した Livengood-Wu 積分の未燃ガス温度に対する変化

5. 2. 各サロゲート詳細反応機構にて求めた着火遅れとの比較

図 17 に各サロゲート詳細反応機構にて求めた着火遅れ特性にあるノック発生サイクルにおける未燃ガスの温度圧力履歴から求めた Douaud モデルの着火遅れ τ_{Douaud} をあわせて示す. いずれの図においても負の温度係数域よりも低温域においては両者の着火遅れは大きく異なるが, 高温域では差は縮小し, 5 成分サロゲートと τ_{Douaud} とはよい一致を示す. Douaud らが提案する着火遅れ式は実験式であり, 式の形から負の温度依存性を示す燃料の着火遅れ特性を正確に記述できるものではないが, 負の温度係数域の高温側から青炎支配域にかけての着火遅れを, 5 成分詳細反応機構にて求めた着火遅れに対し, 遜色なく表現できている. 第 2 節で述べた「定数の選定が適切であればノックの生起/不生起の判定に充分耐えるとされる」との一節の正当性がこのことからもうかがえる.

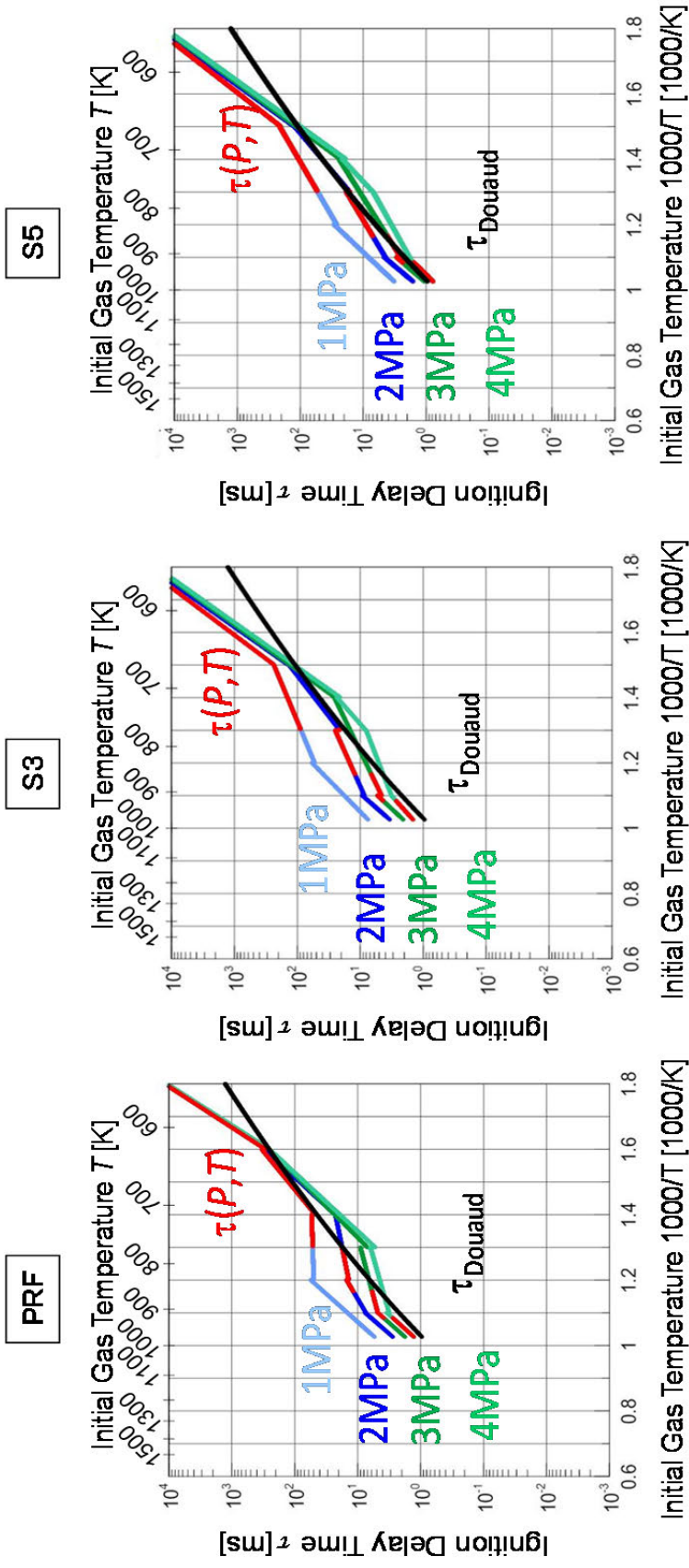


図 17 PRF (2 成分), ガンリンサロゲート 3 成分および 5 成分の着火遅れ特性と Douaud モデルにおける着火遅れとの比較

5. 3. 原著における着火遅れ

図 18 に原著における Livengood-Wu 積分による着火遅れ予測のプロセスと結果を示す。図には予測に用いられた予混合気の着火遅れ特性と積分に用いられたエンドガスの $P-T$ 履歴があわせて示されている。燃料には n-ヘプタンが用いられているため、本来、冷炎半島 (NTC 領域) が描かれるべきであるがそれが見当たらず、着火遅れ時間は双曲線的に示されている。原著にはさらにオクタン価 55 (iso-オクタン 55vol.%, n-ヘプタン 45vol.%) の着火遅れ特性についても示されているが、同様に冷炎半島は描かれていない。このことは Livengood-Wu 積分は青炎支配域の着火に限定されたものであり、この予測式が提案された当初から負の温度係数域支配の着火遅れ予測については含まれていないことを物語る[10]。また三好[11]によって化学反応の観点から Livengood-Wu 積分の着火予測性について考察が試みられており、冷炎発現から熱炎に至る熱着火では連鎖着火領域からの逸脱が大きく、予測精度は悪化すると報告されており、高橋・太田ら[12,13]による急速圧縮装置を用いた予測式の適用範囲に関する実験結果とも一致することが示された。

以上のことから Livengood-Wu 積分は NTC 領域の滞在時間が短い青炎支配域の着火時刻を予測する式であり、5成分サロゲート詳細反応機構では積分への感度が高い市販ガソリンの高温高压条件下の着火遅れを精度良く模擬できており、アレニウス型の着火遅れ式の代表として用いた Douaud の式についても同様である。言い換えれば冷炎が観測されるような高い圧縮比設定や、高い過給圧設定で点火時期を遅角させたような条件下での予測には適用できないと考えることができる。

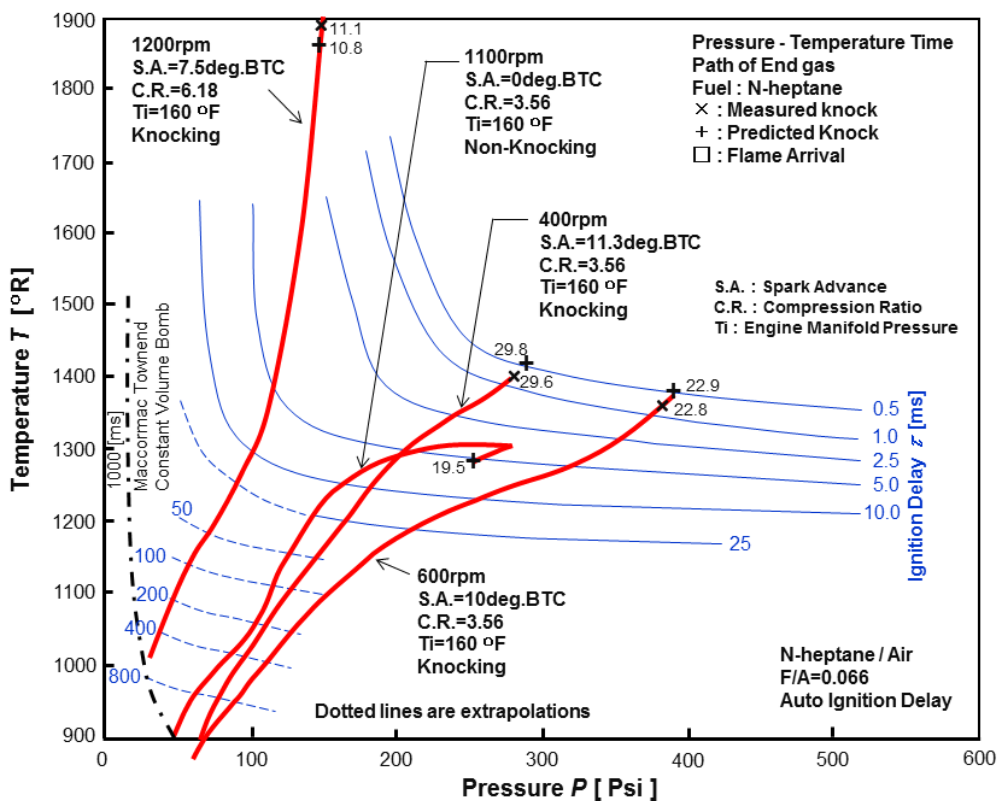


図 18 原著における n-heptane の着火遅れ特性と積分履歴 [6]

6. 結言

Livengood-Wu 積分による自着火時刻の予測特性を評価し、適用範囲を明確にすることを目的として、エンジン試験結果とガソリンサロゲートの詳細反応機構を用いて求めた着火遅れを予測積分式に適用し、両者を比較した。併せてアレニウス型の着火遅れモデルを用いた自着火の予測精度についても検証を行い、以下の知見を得た。

1. Livengood-Wu 積分において積分値の上昇が顕著になるのはおよそ 800K 以上であり、アレニウス型の着火遅れ式では式の形から負の温度係数域の着火遅れを精度よく表現できないが、高温域の着火遅れの予測精度が高くなるよう定数の選定を行えば、実用に耐えうる予測が可能である。
2. 原著における n-heptane の着火遅れ特性図に冷炎半島が描かれていないことから、Livengood-Wu 積分は青炎支配域の自着火に限定されたものであり、この予測式が提案された当初から負の温度係数域支配の着火遅れ予測は包含されない。つまり冷炎が観測されるような高い圧縮比設定や、高い過給圧設定で点火時期を遅角させたような条件下での予測には適用できない。

参考文献

- [1] 寺島 洋史, 松木 亮, “ノッキング現象におけるホットスポットの源について”, 第 54 回燃焼シンポジウム講演前刷, 講演番号 D322 (2016)
- [2] 三好 明, “燃焼詳細反応機構自動生成システムの開発”, 自動車技術会論文集, vol.36, No.5, pp. 35-40 (2005)
- [3] 三好 明, “冷炎の発生が SI ノックに及ぼす影響に関する反応解析”, 第 27 回内燃機関シンポジウム講演前刷, 講演番号 16 (2016)
- [4] Youhi, M., Hiroshi, T., Mitsuo, K. Taro, S. and Eiji, S., “Fast and robust time integration method for stiff chemical kinetic ODEs”, AIAA Paper 2014-3920 (2014)
- [5] Hiroshi, T. and Mitsuo, K., “Mechanisms of strong pressure wave generation in end-gas autoignition during knocking combustion”, Combustion and Flame, Vol.162, pp.1944-1956 (2015)
- [6] Livengood, J.C. and Wu, P. C., “Correlation of Auto-ignition Phenomena in Internal Combustion Engines and Rapid Compression Machines”, Fifth Symposium on Combustion, pp.347-356 (1955)
- [7] <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/surrogates/prf-isooctane-n-heptane-mixture> (参照日 2008. 09.26)
- [8] Kalghatgi, G., Babiker, H. and Badra, J., “A Simple Method to Predict Knock Using Toluene, N-Heptane and Iso-Octane Blends (TPRF) as Gasoline Surrogates”, SAE Paper 2015-01-1757 (2015)
- [9] Douaud, A. M. and Eyzat, P., “Four-Octane-Number Method for Predicting the Anti-Knock Behavior of Fuels and Engines,” SAE Paper 780080 (1978)
- [10] 太田 安彦, “低温度自着火とはどういうものか”, 第 26 回内燃シンポジウム基調講演 (2015)

- [11] 三好 明, “0 次元ノックモデルと Livengood-Wu 積分”, 自動車技術会学術講演会予稿集, pp.1437-1442 (2016)
- [12] 高橋 和, 天木 勇, 岩井 和憲, 太田 安彦, 柴田 勝美, 加藤 隆雄, “ピストン圧縮中の冷炎時期推定に Livengood-Wu 積分法適用の試み”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.43(365), pp.293-301 (1977)
- [13] 高橋 和, 太田 安彦, 木下 清隆, “ピストン圧縮中の青炎時期推定に Livengood-Wu 積分法適用の試み”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.48(432), pp.1577-1585 (1982)

おわりに

火花点火式内燃機関のノック研究を通じて、炭化水素燃料の自着火について考えてきた。2013年2月末、まだ厳しい寒さの残る頃、和光研究所にて先行技術研究を担う部署への転属辞令と、これに伴い新規にスタートする慶應義塾大学飯田研究室との共同研究が本研究を始めたきっかけである。共同研究の現場責任者として白羽の矢が立った結果であった。

共同研究では飯田研究室の学生を所内に受け入れ、研究所の設備を使用して実験を実施、解析と考察に関しては飯田教授にも加わっていただきプロジェクトを推進することを基本スタイルとする、これまでにない、新たな産学連携のかたちを模索するものであった。このかたちをとることで、実際の開発現場の実情や課題を学へ、学の知識を産へと導くことを狙った、意欲的な取り組みである。ここで作り上げたたくみは、のちにSIP(内閣府戦略的イノベーション創造プログラム)の社内展開へと発展を遂げていく。

本研究を始める以前、ノックはおろか、火花点火機関について知識と経験に乏しい状況にあった。炭化水素燃料の圧縮自着火の化学に関する知識の欠落は言わずもがなである。当時の上司の計らいで研究の立ち上げ時、研究室の学生さん達と机を並べて大学院輪講へ参加、そこでの学びは大きかった。その後も、博士課程の学生となり、正式な研究室構成員として、可能な限り輪講への参加を継続した。大学院輪講は真剣勝負であり、この熱気にあふれる場で学んだ先達の卒業生たちの社会での活躍の原点をみた。

本研究では論文の題目としたように、炭化水素燃料の圧縮自着火の物理(着火に至る温度・圧力履歴)と化学(燃料の着火遅れ特性、伝播火炎の熱発生)を扱った。圧縮自着火燃焼(HCCI燃焼)の礎となったのはノック研究におけるエンドガスの化学反応の解明であり、HCCI燃焼研究が進展するにつれ、燃料の着火特性の詳細が徐々に明らかになってきた。さらには化学領域の研究者による詳細反応機構モデルの構築、およびそのモデル精度向上と、計算機性能の向上とがあいまって化学反応計算が身近なものとなった。しかしながら産業界における開発の現場では、ノック・自着火研究の本来であるエンジン技術者において自着火現象の物理と化学が正しく理解され、これが開発における「ものさし」となるまでには至っておらず(無論、見事にものさしを使いこなす技術者も存在する)、いまだ熱力学第一法則(筒内圧力計測と熱計算)頼みであるのが実情のように思われる。

また、本文の序章において、熱力学第二法則に基づいた、熱勘定について自分なりの理解をまとめた。きっかけは飯田教授の最終講義での講演であり、目から鱗の視点であった。その後、かつてより教えを受けていたWisconsin大学Madison校David. E. Foster教授の教えを受け、理解を深めた。今後もパワーソースはさらに多様化していくことが予想され、熱力学第二法則に基づいて熱効率を評価することで、たとえば内燃機関と燃料電池の効率やエネルギーフロー(損失等)を同じ土俵で評価することが可能となる。

現役のエンジン技術者として、本研究を通じて学んだ上記二項目について、今後、開発現場への応用を広めていきたいとの思いを抱いている。

本研究を進め、学位請求論文としてまとめることができたのは、ひとえに慶應義塾大学大学院理工学研究科、飯田訓正特任教授より授かった、熱のこもった指導の賜物である。また飯田教授の退職に伴い、横森剛准教授には続いて手厚い指導をいただいた。両教授のご指導に対し、ここに深く感謝いたします。

本論文を作成するにあたり、理工学研究科開放環境科学専攻 植田利久教授、総合デザイン工学専攻

大森浩充教授には丁寧なご指導を頂きましたことに、心より感謝申し上げます。

Wisconsin 大学 Madison 校, Foster 教授には上述のように熱力学第二法則による効率の評価について教授いただいた。さらには名古屋工業大学, 太田安彦名誉教授には低温度自着火について多くの事を教授いただいた。1950 年代に提案され, 今日なお用いられる着火遅れ予測式である Livengood-Wu 積分の本質の理解は同教授の教えに依るところが大きい。両教授にご指導いただきましたことに深くお礼申し上げます。また, 本研究の成果の一部を SAE World Congress にて発表したが, その際に Imperial College London, Alexander Taylor 教授に論文の内容と英文表現について指導いただいた。また同教授には長年, 光学計測について大変お世話になっている。ここに深く感謝の意を表します。

共同研究立上げ時の上司である園比呂志氏に, 謹んでお礼を申し上げます。共同研究のきっかけをつくっていただき, また飯田教授, 太田教授との縁を結んでいただいた。園氏には感謝の言葉しか見つからない。また当時の所属長であった本田技術研究所, 藤木賢治主任研究員には会社の枠にとらわれず, 研究活動に専念できるよう, 配慮いただいたことに謝意を表します。

研究の現場は厳しくも楽しいものであった。現場を支えてくれた佐藤義久研究員に感謝いたします。また当時学生であった, 根来恵人君, 志水啓祐君には圧縮着火の試験と解析を進めていただきました。みなさんの協力のもと, 本論文を完成させることができました。ありがとう。

覚悟はしていたものの, 学業と仕事との両立は予想を超えて困難をともなった。しかしながら研究に従事した4年間, 人に恵まれ, 機会に恵まれ, 研究を遂行することができ, 実に幸福な時間であった。これは研究者冥利に尽きる。お世話になったすべての人たちに, ここに心よりお礼申し上げます。

研究の成果を論文としてまとめるまでの紆余曲折の中で, 実験結果と真摯に向き合い, そして対話し, 思考をめぐらせ現象を読み解き, 成果を第三者に分かるように論文としてまとめる作業そのものが学位取得よりも重要であることを身に染みて感じた。「現象は神様」とは飯田教授の恩師である, 佐藤剛先生の教えである。論文を執筆するにあたり, 安易に時間で打ち切らず, 適当な妥協をせずに筆を進めた。現状は本論文が圧縮着火に対する自己の理解であるが, あたらな視点や解釈を加えられるよう, 今後も精進を継続する所存である。

最後に, 思い立ったが吉日とばかり向こう見ずな目標を掲げ, ひたすらに突っ走る自分をあたたかく見守ってくれる両親と兄弟に, ころからの感謝の気持ちを記します。いつも応援してくれて, どうもありがとう。40代前半のほぼすべてを注いだ今回の長い道のりの挑戦を, どうやら無事に完走することが出来たようです。

2017 年 8 月
都内拙宅にて