博士学位論文

氏名(本籍) 学位の種類 学位記番号 学位授与年月日 学位授与の要件 学位論文題目

_

徳 留 大 樹 (鹿 児 島 県)
博 士 (工学)
博甲第127号
平成 26年 3月 31日
学位規則第4条第 1 項
SIエンジンにおけるリングクレビス内の

燃焼現象の研究

論文審査委員	主査	是 松	孝治
	副 査	水 野	明 哲
]]	雜賀	高
]]	大 竹	浩 靖
]]	森棟	隆昭
]]	永 橋	優 純

工学院大学大学院

記 号

А	: クレビス内断面積 m ²
A'	: 頻度因子
a_0	:基準速度 m/s
a, a'	: 音速 m / s とその無次元量 = a / a ₀
C_v	: 定容比熱 J/(kg K)
D	:クレビス直径 m
E	:活性化エネルギー J/mol
F, F'	: 管路の流体摩擦力 N とその無次元量
H_u	: 発熱量 J/kg
k	: 熱伝導率 W/(mK)
L	:クレビス長さ m
LW	: Livengood-Wu 積分値
N_u	: ヌッセルト数
Р	:リーマン変数 =2 a'/(ĸ-1)+u'
р	:クレビス内圧力 Pa
Q	: リーマン変数 =2 a'/(ĸ-1) - u'
q, q'	: 熱量 J / (kg s)と無次元量
q_f, q_f'	:クレビスへ進入火炎の発生熱量J/(kgs)と無次元量
q_h , q_h '	: クレビス壁面の通過伝熱量 J / (kg s)と無次元量
q_k, q_k'	:自己着火による燃焼熱 J / (kg s)と無次元量
R_0	:ガス定数 J/(kg K)
S, S'	: エントロピーJ / K とその無次元量 = S / (κ R ₀)
S_L	: 平均火炎速度 m/s
Т	:温度 K
T_{wall}	:燃焼室の壁面温度 K
t	:時間 s
$\mathbf{t}_{\mathbf{k}}$:ノック発生時間 s
u, u'	: クレビス内流速 m / s とその無次元量 = u / a ₀
y_{f}	: 混合気中の燃料の質量分率
к	: 燃焼ガスの比熱比
۲	: 管路に沿っての無次元距離
$ extstyle \xi$:格子点距離
τ	: 無次元時間
extstyle au	:格子点距離
τ'	:着火遅れ s

- δ : 消炎層厚み m
- :単一壁の消炎層厚み m δs
- δ_d : 消炎直径 m
- ρ : クレビス内密度λ : 管摩擦損失係数 :クレビス内密度 kg/m³

添字

- cre,ves : クレビス, 定容燃焼容器
- n,1~101:格子点の位置

目次

第1章 緒論

1.1. 研	究背景	1
1.1.1.	自動車の発展	1
1.1.2.	自動車排出ガス規制の歴史	2
1.1.3.	日本における排出ガス規制の経緯	3
1.1.4.	日本と世界の排出ガス規制の比較	6
1.1.5.	排出ガス規制達成への問題点	6
1.1.6.	排出ガス中に含まれる有害物質	8
1.1.7.	リングクレビスと HC の関係	10

第2章 SIエンジンの未燃焼炭化水素排出に与えるリングクレビスの効果

2.1. ま>	えがき	11
2.1.1.	排ガス浄化技術(後処理方式)	11
2.2. 触如	媒に頼らない技術を求めて	12
2.2.1.	未燃焼炭化水素(HC)	12
2.2.2.	クレビスとリングクレビス	13
2.2.3.	HC 排出のメカニズム	16
2.2.4.	ブローバイガス	17
2.3. 研究	究目的	19
2.4. 計算	算モデル	21
2.4.1.	クレビス流路と気体の物性	21
2.4.2.	水力等価直径	22
2.4.3.	基礎方程式	23
2.4.4.	境界条件	23
2.4.5.	数值計算法	24
2.4.6.	圧力のステップ応答	24
2.4.7.	格子点による誤差	26
2.4.8.	計算手順とフローチャート	29
2.5. 計算	算結果と考察	32
2.5.1.	基準条件の計算例	32
2.5.2.	初期圧力および初期温度の影響	36
2.5.3.	クレビスによる燃焼回避質量	
2.5.4.	回転数の影響	
2.5.5.	クレビス寸法の影響	40
2.6. HC	こ 排出に関する結論	42

第3章	SI エンジンにおけるクレビス流路内で発生するノック	
3.1. ま	えがき	43
3.1.1.	異常燃焼	43
3.1.2.	ノック	44
3.1.3.	表面着火	45
3.1.4.	ノックによる障害	45
3.1.5.	ノック防止	45
3.1.6.	リングクレビス内で発生するノックの可能性	46
3.2. 定约	容燃焼容器実験	48
3.2.1.	定容燃焼容器の詳細	48
3.2.2.	クレビス形状	53
3.2.3.	実験装置系統図	54
3.2.4.	水素混合率	56
3.2.5.	実験方法	56
3.3. 実際	険結果	57
3.3.1.	クレビスノックの発生	57
3.3.2.	燃料中の水素モル分率	60
3.3.3.	当量比	63
3.4. 計算	算モデル	66
3.4.1.	ノック発生条件	66
3.4.2.	基礎方程式	66
3.4.3.	数値計算法	67
3.4.4.	境界条件	68
3.4.5.	計算結果	69
3.4.6.	実験結果Ⅱ	70
3.4.7.	計算結果Ⅱ	71
3.4.8.	計算モデルのまとめ	73
3.5. CI	エンジンにおけるクレビスノックへの展開	73
3.5.1.	排ガスと発生機構	73
3.5.2.	排ガス浄化技術	74
3.5.3.	クレビスノックが発生する可能性	75
3.5.4.	バイオ燃料	75
3.6. 結	这	76

第4章 結論

4.1. 本	ム研究で得られた結果7	7
--------	--------------------	---

参考文献	.78
謝辞	.81
付録	.82
基礎式と特性方程式の誘導	.83
境界条件	.99
SI エンジンにおける燃焼時の圧力経過予測1	.03
クレビス部の温度管理によるノックの抑制効果1	.09

第1章 緒論

本研究は、リングクレビス内の燃焼現象を計算モデルと燃焼実験を中心にして基礎的な現 象が解明されることでエンジンの設計・性能改善の技術の確立を目指す.主に取り上げたも のは、有害排ガス成分である未燃焼炭化水素の発生を抑制することと高圧縮比化エンジンの 障害となっているノックを取り上げている.

1.1. 研究背景

1.1.1. 自動車の発展

自動車は我々の生活に無くてはならないものとなった.その用途は多方面に広がり人や物 を運ぶだけにとどまらず,モータースポーツ等,我々に娯楽としての楽しさを与えてくれる ものとなった.こうしたモータリゼーションの発展の中で自動車は利便性,快適性,娯楽性 を追及されるようになり,各自動車メーカーは次々とユーザーが求める新しい自動車を世の 中に送り出してきた.

自動車の歴史を振り返ると、よく知られているように米国ではフォードが 1908 年に生産を 始めた「T型」で初めて組み立てラインを導入したことにより、自動車の大量生産の時代が 始まり、1920 年代初頭にはフォードの年間生産台数は 200 万台を超えた. その後は戦前の恐 慌期や第2次世界大戦などの一時期を除き、米国の自動車保有台数は順調に増加し 2001 年で は2億 3000 万台を超えるまでになった.

また,欧州では1930年代にフォードと GM(General Motors)が大量生産方式を持ち込んだが, 手工業の文化と経済的な混乱によりすぐに浸透することはなかった.欧州で大量生産方式が 普及し始めたのは1950年代後半から1960年代初頭にかけてのモータリゼーションが進展し た時期と同時期である.その後も緩やかなペースで普及が進んでいった.

一方,日本では1920年代にフォードとGMが進出してきたが本格的な大量生産の体制を築 くことができなかった.本格的に自動車製造業に取り組み始めたのは戦後になってからであ り,トヨタや日産を始め軍事産業からの転向組みなどが取り組んだ.その結果,自動車産業 は日本の基幹産業に育ち,日本の自動車保有台数は1960年代頃から急速に伸び始め2013年 3月末では約7,963万台に達している.図1-1に,国内自動車保有台数の推移を示す.



Fig.1-1 国内自動車保有台数の推移(自動車検査登録協力会調べ)

1.1.2. 自動車排出ガス規制の歴史

内燃機関において燃焼は不完全に行われ,無害物質の炭素ガスと水蒸気並びに有害物質の 一酸化炭素(CO),未燃焼炭化水素(HC)及び窒素酸化物(NO_x)を排出し,直噴エンジンに対して は粒子状物質(PM)が加わる.

密集地域においては自動車の有害排出ガスにより引き起こされる大気汚染は深刻であり, 米国の役所に有害排出ガス成分の規制を取り締まらせるまでにいたった.

世界における自動車排出ガス規制の始まりと言えるのが、1970年にアメリカのカリフォル ニア州にて施工されたマスキー法である.その内容は、1975年までに自動車排出ガス中の有 毒ガスを1971年の10分の1にまで削減するといったものであった.しかし、オイルショッ クなどの影響を受け、マスキー法に基づく規制は1980年より段階的に行われる結果となった. その後、2004年の排出ガス規制強化の検討では、従来のULEV(Ultra Low Emission Vehicle)規 制値の1/4以下とする SULEV(Super Ultra Low Emission Vehicle)という新カテゴリーが追加さ れた(図1-2).

欧州では EU を中心に, 1970 年に EU 統一自動車指令として排出ガス規制が制定された. 1993 年から排出ガス規制の強化が進められており, 2000 年に制定された Euro Ⅲが 2005 年以降は Euro Ⅳとなりより強化された. そして 2008 年からは更に強化された Euro Ⅴが施工される予定であり,海外においても排出ガス規制はより厳しいものとなっている.



Fig.1-2 カリフォルニア州 LEV-規制の詳細

1.1.3. 日本における排出ガス規制の経緯

世界各国で工業化が進み著しく経済発展が進んできたが、それに伴い、交通需要は増加し NOx や CO₂などによる深刻な大気汚染が大きな社会問題となった. そのため日本でも 1960 年代ごろから大気汚染が公害問題としてクローズアップされ、1966年に初めて自動車排出ガ ス規制が CO を対象に実施された. その後, 1973 年から光化学スモッグの原因物質でもある NOxやHCが規制の対象となった.排出ガス規制はマスキー法に倣って1978年にいわゆる『昭 和の 53 年規制』として強化され,二酸化窒素の環境基準は「1 時間値の 1 日平均値 0.04~ 0.06ppm の範囲内またはそれ以下」と定められた.これにより様々な環境対策技術を後押し することとなった.その後日本では、平成4年12月に「自動車から排出される窒素酸化物の 特定地域における総量の削減等に関する特別措置法」(自動車 NOx 法)が施工された. また平 成17年10月に日本で世界において最も厳しいレベルの排出ガス規制である排出ガス規制(新 長期規制)が制定された.これにより自動車からの排出ガスの総排出量は,平成 12 年度と比 較して PM で約94%(約6.4 万トン→約0.4 万トン), NO_X で約66%(約64 万トン→約21 万トン), HC で約 93%(約 20 万トン→約 1.4 万トン)が削減されることとなった. 表 1-1 に平成 12 年と 平成 17年の排出ガス規制の変更点を示す. さらに, 2005年2月16日に発効となった京都議 定書により排出ガスの規制はより大幅に削減されることとなった. これは 1990 年を基準年と して第1基が2008年から2012年までの5年間で、このうち二酸化炭素、メタン、亜酸化窒 素の排出量の 6%削減を約束するというものであり世界 125 カ国が参加している. ここで日本 の CO, 排出量と京都議定書による削減約束について図 1-4 に示す.

		1 714/14				
	平成12年排出ガス規制			平成17年排出ガス規制		
	試験モード	成分	規制値	試験モード	成分	規制値
乗用車 (ガソリン)	10•15M (g/km)	CO	1.27 (0.67)	10•15M+11M (g/km)	СО	1.92 (1.15)
		HC	0.17 (0.08)			
		NO _X	0.17 (0.08)		ЧС	0.09 (0.05)
	11M(g/test)	CO	31.1 (19.0)		пс	0.08 (0.03)
		HC	4.42 (2.20)			
		NO _X	2.50 (1.40)		NOX	0.08 (0.05)

Table 1-1 日本の乗用車(ガソリン)の排出ガス規制の変更点

※ 規制値は1台あたりの上限値を示し、括弧内は型式あたりの平均値を示す



Fig.1-3 日本におけるガソリン自動車の排出ガス規制の経緯



資料:環境省 Source: Ministry of the Environment

Fig.1-4 京都議定書の 6% 削減約束と日本の温室効果ガス排出量

地域·国	規制名称	単位	NOx	HC(NMOG)	СО
米国	Tier1(1996~)	g/km	0.25	0.156	2.125
200200	Tier2(2004∼)	g/km	0.0875	0.0625	2.125
	LEV	g/km	0.13	0.047	2.13
	ULEV	g/km	0.13	0.025	0.16
	ZEV	g/km	0	0	0
欧州	EURO2(1996~)	g/km	0.500(NO	x+HC)	2.3
	EURO3(2000~)	g/km	0.15	0.2	2.3
***	EURO4(2005~)	g/km	0.08	0.1	1
日本	昭和 53 年規制	g/km	0.25	0.25	2.1
	平成 12 年規制	g/km	0.08	0.08	2.10
	平成 17 年規制	g/km	0.05	0.05	1.15

Table 1-2 米国・欧州・日本における排気ガス規制値

1.1.4. 日本と世界の排出ガス規制の比較

現在,米国・欧州・日本ではその国ごとに表 1-2 に示すような規制がしかれ,年々その数 値も厳しいものとなっている.70年代以前は日本でも世界においても排出ガスに対する規制 は無く排出ガスに対する浄化装置はなく直接多くの汚染物質を大気へ放出していた.しかし, 先に述べたように 70年代以後日本また欧州においても排出ガス規制が施工され,1965年の 時点での排出ガスを 100として 80年代にかけて 1965年の約 1/10となり,そして 2000年で 更にその 1/10以下となった.よって日本・米国・欧州の3ヶ国ともに規制の無かった時代に 比べ 1/100~1/300にまで低減された.

1.1.5. 排出ガス規制達成への問題点

火花点火機関において通常 NO_x と HC の排出はトレードオフの関係にあり,空燃比を制御 するとともに触媒装置により NO_x や HC を無害化している.しかし,図 1-5 に示すように機 関始動時においては NO_x と HC が同時に高濃度で排出される.HC については,機関始動時 の空燃比制御が正常に作動しないことや,シリンダ付着などが原因であることが解明されて いるが,このことは同時に NO_x が増大する要因とはならない.また,機関始動時の NO_x 増大 についての研究も進んでいない.

排出ガス規制の試験方法は、日本ではエンジンを暖機した状態から試験を開始する 10-15 モードを使用していた.しかし、平成 17 年以降は排出ガス規制の強化に伴い日本も米国・欧 州と同様に冷間始動である 11 モードを使用することとなった.冷間始動の場合、空燃比制御 や触媒装置が十分に機能しない機関始動時やその直後数分間に試験中の排出ガスの約 80%が 排出されることから、機関始動時の NO_x や HC の増大は排出ガス規制に大きく影響してくる. 図 1-6 に示す FTP サイクルの例においても機関始動時の A 区間では基準値を大幅に超えてい ることがわかる.そのため、年々厳しくなる排出ガス規制を達成するためには機関始動時や その直後の排出ガスの処理方法が重要となってくる.



Fig.1-5 NO_x と HC の時間経過による排出量の変化



Fig.1-6 FTP サイクルにおける例

1.1.6. 排出ガス中に含まれる有害物質

自動車の排出ガスには人体や環境に影響を与える物質が存在する.主に影響を与えるとさ れている有害物質には以下のようなものがある.

- ・ 一酸化炭素(CO) : 燃料の不完全燃焼により生成される.
- ・ 二酸化炭素(CO₂): 燃料の燃焼により生成される.
- ・ 未燃焼炭化水素(HC):未燃焼の燃料
- ・ 硫黄酸化物(SO_x): 不純物の燃焼生成物
- ・ 窒素酸化物(NO_x): 高温の状態で燃料を燃焼させたときなどに生成される.

自動車の排出ガスに含まれる有害物質が人体や環境に与える影響を以下に示す.

・一酸化炭素(CO)

赤血球中の酸素運搬役であるヘモグロビンとの結合力は酸素の約 300 倍といわれている. 空気中の CO 濃度が酸素濃度(約 20%)の 1/300(0.07%)になると、ヘモグロビンの半分は酸素 と結合し一酸化炭素ヘモグロビンとなる.そして 60%以上のヘモグロビンが機能しなくな ると意識が無くなり死に至る.

・二酸化炭素(CO₂)

地球温暖化の最大の原因とされている.通常大気中には 370ppm ほどが存在しているが, 空気中の二酸化炭素濃度が 3%を超えると頭痛,めまい,吐き気などを引き起こす.7%を 超えると数分で意識を失い死に至る.

・未燃焼炭化水素(HC)

HC は燃焼に関与しなかった燃料によるもので、単体ではよほどの濃度でなければ人体への影響は無いが呼吸器系を刺激する性質がある. それ以上にオレフィン系の光化学変化を受けやすい HC が NO_x などと反応してオゾンやアルデヒドなどを生成して光化学スモッグ 発生の原因となる. また、植物に対する影響が大きい.

・窒素酸化物(NO_x)

ガソリンが高温で燃焼するとき空気中の酸素と反応し NO₂ となり安定する. HC と同様 で濃度が高くなければ人体への影響は少ない. HC と一体となった状態で大気中を漂ってい るとき,強い日光を受けることにより光化学反応し光化学スモッグを発生させる.

一般に排出ガス中の 90%以上は一酸化窒素(NO)であり, NO はヘモグロビンとの結合力 は酸素の約 30 万倍といわれている.また, NO とヘモグロビンは結合するとメセモグロビ ンとなるが,これは酸素を放出する能力が無い.しかし NO は科学的に非常に不安定なの で大気中では NO₂ となり安定する. NO₂も有害で 300ppm 以上になると気管支炎,気道の繊毛運動の低下,喘息などの病状を 引き起こす.また,水蒸気に溶けて硝酸となり酸性雨となり環境にも影響を与える.

・光化学オキシダント

自動車などから排出された窒素酸化物(NO_x)や未燃焼炭化水素(HC)などが太陽の紫外線 を受け生成した物質のうち NO₂を除いたもののことである.光化学スモッグの原因となり 目やのどの痛みを引き起こす.常時監視の測定データーが1時間で0.12ppmを超えた場合 に注意報が発令される.光化学スモッグ発生のメカニズムを図1-7示す.



Fig.1-7 光化学スモッグ発生メカニズム

・粒子状物質(PM)

大気中に浮遊しているすすや SO_x などの粒子状の物質で,特に粒径が 10µm 以下と細か く大気中に長く浮遊するものは SPM と呼ばれている.多成分で広い粒度分布を持っている. 人体に対する影響としては長時間浮遊しているものが人間の呼吸により取り込まれ,肺や 気管などに沈着し呼吸器系に悪影響を与える.また硫酸ミストが大気中に共存していると 症状が悪化する.硫酸ミストとなる SO_x は水蒸気と結合し酸性雨となり被害をもたらし大 気汚染の主因ともなる.さらに発がん性・変異原性を持つ多環芳香族炭化水素を多く含む ディーゼル排気粒子が問題となっている.また,ディーゼル排気粒子は近年増加している 花粉症との関連も疑われている. これらの排出ガス中に含まれる有害物質のなかで本論文ではHCに着目し議論する.

1.1.7. リングクレビスと HC の関係

SI エンジンから排出される有害物質は、空燃比を制御するとともに触媒装置で無害化されている.しかし, HC を後処理技術で浄化しても燃料の有効活用にはならない.最近になって、環境対応型のエンジンの燃費も法律で評価されるようになった.これは、燃費をよくすることが我が国の目指している CO₂排出量の削減すなわち低炭素化社会の実現にも関係するからである.

HC の発生原因となる場所は、シリンダライナー表面の油膜、燃焼室内に生ずるデポジット、 燃焼室内のクレビスがあり、最大の影響をもつものがピストン・シリンダ・トップリングで 囲まれた空間すなわちリングクレビスである.このような観点から、リングクレビス内の燃 焼がもたらすエンジン性能のなかで工学的意義が高い2つの課題について着目した.

一つは, 第2章で示すように, クレビス内の未燃焼混合気の流動と HC 排出量の関係について計算モデルを中心にして明らかにした.

二つめは,第3章で示すように,クレビス内で発生するノックを取り上げた.なぜならば, ノックを抑制することができれば高圧縮比エンジンを採用することで,理論熱効率が向上す るためである.

さらに、これらの成果をまとめたものが第4章である.

第2章

SI エンジンの未燃焼炭化水素排出に 与えるリングクレビスの効果

2.1. まえがき

エンジンの永遠のテーマに、有害排ガスと燃費の改善がある.有害排ガスに関しては後処 理技術の発達によりSIエンジンから排出されるHCは触媒で酸化することで処理できるので、 有害排ガス規制問題としては顕在化していない.しかし、燃焼室内で燃焼を回避した燃料が 排気管に達するので、その量が多ければ燃費の悪化になる.これを解決するためには、排気 弁が開く前にHCを燃焼室内で燃焼に関与させればよい.このような観点から、HCを後処 理技術によらずに削減することは魅力ある課題の一つである.

2.1.1. 排ガス浄化技術(後処理方式)

排ガスの主な後処理方式は、触媒、サーマルリアクターなどがある.最も普及しているものは触媒を用いる方法で、排気系統の途中に触媒を配置し、排気が通過する際に有害物質を 無害なものに変化させるものである.

触媒には酸化触媒と三元触媒の2種類がある. どちらも,耐久性が高く,熱膨張率の小さ いセラミック製,もしくは耐熱ステンレス合金製のモノリス形と呼ばれる一体成形構造で, 内部に細い通路が多数貫通しており,その通路表面に触媒作用のある白金系の貴金属を薄く 付着させてある. この時,付着させる貴金属によって触媒に違いが生じ,酸化触媒(白金, パラジウム),三元触媒(白金,パラジウム,ロジウム)となる.

1) 酸化触媒

排気系に装着し、COおよびHCを効率よく酸化させてCO₂やH₂Oにする.このとき,排 気中に一定の酸素を供給するため、空気ポンプなどで排気系統内に酸化用の二次空気を送り 込む必要がある.触媒作用により大気中の酸化温度よりも低い温度(触媒活性化温度)で反 応を促進させる.しかし、この方法ではNOxは低減できない.

2) 三元触媒

三元触媒とは1個の触媒で、CO、HCの酸化、NOxの還元と3種類の物質を同時に浄化 するものである.自動車用のガソリンエンジンのほとんどに装備されているほか、定置型の ガスエンジンにも採用されるなど、後処理方式の主流として用いられている.この触媒が浄 化能力を最も発揮する条件を以下に示す.

・理論空燃比(ストイキオメトリ)であること
 理論空燃比から外れると触媒の浄化能力が極端に落ちる.そのため,理論空燃比を保つためには、電子制御による燃料噴射システムが必須となる.

・三元触媒の適切な温度管理
 常温では、三元触媒の還元能力が低下するため、始動直後の冷えた状態では除去能力は限りなくないに等しい。そこで、触媒の温度管理することで還元能力を高める必要がある。

3) サーマルリアクター

CO や HC については,触媒がなくても高温の状況下で酸素が存在すれば酸化反応が進行 する.サーマルリアクターは排気系統の途中に配置された燃焼器で,これにより CO と HC の酸化を行う.+分な酸化を行わせるためには,リアクター内部の温度が高く,その高温を 保つための断熱構造などが必要である.さらに,排気温度の上昇にともなう熱効率の低下, 二次空気の必要性,リアクター自体の耐久性などの問題点が多い.NOx は他の方法で低減す る必要がある.

そのほかの後処理技術としては、直結触媒システムや、より低温から反応を開始する低温 活性触媒、外部電力により触媒の急速加熱を行う電気加熱触媒、バーナで触媒を早期加熱さ せるバーナシステムおよび触媒反応開始以前に排出される HC を吸着させる HC トラップシ ステム等の研究開発が進められている.本体改良技術としては、冷態始動時においても理論 混合比付近で燃焼させることができる直墳エンジンや燃焼温度を上昇させることによって触 媒を早期加熱する二段噴射技術、冷態始動時に吸気系壁面に付着する燃料を暖め蒸発させる 電気ヒータ、燃料の微粒化や混合を促進するためのエアアシストインジェクターなどの開発 が進められている.

2.2. 触媒に頼らない技術を求めて

2.2.1. 未燃焼炭化水素(HC)

HC は燃焼室内で燃焼に関与できなかった燃料によるものである. 高温・高圧下で分解,反応した多種のものからなる. 表 2-1 に排気した HC の組成を示す. これらは,ガソリンの分解により生成したパラフィン系,オレフィン系,アロマティック系,燃料そのものに至るまであらゆるものが含まれている. HC の人体への影響は,HC のうち,とくにオレフィン系,アロマティック系,アセチレン系の HC が大気中で NOx とともに,一定の条件下において紫外線に照射されると,多種の化学反応が起こり光化学スモッグを発生させる. 光化学スモッグはオゾン,アルデヒド,ニトロ化合物からなり,皮膚や粘膜,目を刺激する原因となっている.

HC の分類	燃料成分以外の主な物質
パラフィン系	メタン,エタン,プロパン
オレフィン系	エチレン,プロピレン
アロマティック系	ベンゼン,メチルベンゼン
アセチレン系	アセチレン,メチルアセチレン

Table 2-1 排気 HC の組成

2.2.2. クレビスとリングクレビス

エンジン暖気後における HC 排出を定量的に評価したフローチャートを図 2-1 に示す.これ によると、シリンダ内に噴射された燃料のうちの大部分が燃焼に関与し残りが HC 排出に関 与する.この後、エンジン内や排気管などでの酸化をへてエンジンから排出され、触媒を通 過し最終的に排出されるのは 0.1%~0.4%といわれている.HC 排出の原因のうちクレビスが 5.2%ともっとも高くその他の原因と比較して約5倍も多くなっている.



Fig.2-1 HC 排出のフローチャート

SI エンジンにおけるクレビス^{III}には,図 2・2 に示すようなものがある.最も大きいものは, ピストン,シリンダ壁面およびピストンリングで囲まれたリング状のクレビスでリングクレ ビスと呼ばれている.これは,ピストントップランドクレビスやトップランドクレビス,リ ングパッククレビスと呼ばれることもある.そのほかの燃焼室内におけるクレビスは,点火 栓のねじ山部分,吸・排気弁と弁座との間のクレビス,シリンダとシリンダヘッドとの間の ガスケット部分のクレビスなどがある.

また, Min ら^[2]や Huang ら^[3]は, HC 発生の原因となる燃焼回避の場所やその機構には, 以下の六つがある(図 2-3)と指摘している.

- 1) 燃焼室内のクレビス
- 2) シリンダ壁面上の油膜における溶解
- 3) 燃焼室内に生ずるデポジットへの溶解
- 4) 燃焼の未完結
- 5) 壁面消炎およびバルク消炎
- 6) 排気バルブからの漏れ(主としてバルブオーバーラップ時)

この中で,HCが排出される原因として特に注目されるものは 1)のリングクレビスである. これは,Wentworth^{[4]-[6]}やWeiss-Keck ら^[7]も指摘している.



Fig.2-2 SI エンジンの燃焼室内のクレビス



Fig.2-3 燃焼室内における HC の回避場所

2.2.3. HC 排出のメカニズム

図 2-4 にリングクレビスからの HC 排出のメカニズムを示す. 圧縮行程と燃焼期間におい てリングクレビス内に混合気が充填される. 燃焼終了後にシリンダ内の圧力低下を引き金に クレビス内からの HC の流出が始まる. そして, 排気行程でピストンにより掻き揚げられな がら排出され, また排気弁付近の HC の一部がブローダウンに伴って排出されていく. クレ ビス内から流出した HC の一部は高温の燃焼ガスに巻き込まれながら酸化過程を経て最終的 に大気へ放出される^[8].



Fig.2-4 HC 排出のメカニズム

2.2.4. ブローバイガス

エンジンが規定の圧縮比を保ち,また,燃焼ガスが十分に有効な仕事をピストンに与える ためには、シリンダとピストンとの間の気密が良好でガス漏れが少ないことが重要である. また、HCの排出量にもシリンダとピストンとの隙間が影響している.

シリンダ内の気密保持が不十分である場合は,圧縮不足と燃焼ガスの吹き抜けが生ずる. ガス漏れが生ずる箇所は,バルブとバルブシート,シリンダヘッドガスケット,点火プラグ や燃料噴射ノズルなどの各部締め付けにも発生するが,ピストンリングを通過しクランクケ ースへ流れるガスが大部分を占めている.この漏れを一般にブローバイガスと呼んでいる.



Fig.2-5 ブローバイガスの発生要因

ブローバイガスは図 2-5 に示す要因によって発生する.最近ではクランクケースへ漏れた ガスを,バルブを介して直接インテークマニホールドに吸入させ,大気中への放出を防ぐの が一般的となっている.ピストンリングを通過するブローバイガスの経路は大きく分けると 以下の3つが考えられる. 1) リングすべり面よりのガス漏れ

リングすべり面がシリンダ壁に密着していない場合,この部分からガス漏れを生じる.し かし,現在のリングは製造方法の進歩により,すべり面でのシール性が良好となっており, 初期の短時間慣らし運転でなじみをつければその後ほとんどガス漏れはおこらなくなる.

2) 合い口部でのガス漏れ

ピストンリングは運転時に熱膨張により、合い口両端部が突当たらないように適正な合い 口すきま寸法を設定している.したがってこの隙間からガス漏れが発生する.合い口隙間を 通過するガスの経路は、まず燃焼室からシリンダ壁とピストンの隙間にガスが流れ込む、こ のガスはリング上側面とピストンのリング溝上側面との隙間を通ってピストンリングの背面 に流入する.このガスの流れはピストンリング全周にわたって生じるが、ピストンリング背 部にたまったガスは唯一の逃げ道である合い口隙間に向かって集中し、合い口隙間を通って トップリングより下方のシリンダ壁とピストンの隙間へ流出する.

3) リング側面でのガス漏れ

リング下側面とピストンのリング溝側面が密着していない場合,この部分からガス漏れを 生じる.ピストンリングの平坦度,リング溝の平坦度も最近では精度よく仕上げられており, リングが正常な運動をしている場合は漏れも少ない.一方,運転中のピストンリングはピス トンの往復運動に伴う上下運動を繰り返している.一般にピストンの運動により加速と減速 を繰り返す場合にピストンリング自身に慣性力が生じ,リング溝の中でリング溝側面より離 れる現象が発生する.

エンジンの圧縮行程から膨張行程で、ピストンリングの釣り合いによりピストンリングがリ ング溝下面から持ち上がりばたつきを起こすと、ガス漏れ経路は大きくなりブローバイガス が増加する.

2.3. 研究目的

HCとは、SIエンジンの燃焼室内において燃焼に関与することのできなかった燃料である. その発生原因となる場所は、シリンダライナー表面の油膜、燃焼室内に生ずるデポジット、 燃焼室内のクレビスがあり、最大の影響をもつものがピストン・シリンダ・トップリングで 囲まれた空間すなわちリングクレビスである.その作用は、リングクレビス内に圧縮・燃焼 過程で混合気が蓄積される.このとき、狭いとはいえ圧力の最大値まで圧入されるのでその 質量は無視できない.その混合気が、ガス温度の低い膨張行程の後半・排気行程で排出され 燃焼ガスと混合しながら濃度や成分が変化しつつ排気管へと流出していく.

燃費改善には、排気弁が開く前に HC を燃焼室内で燃焼に関与させればよい. そのために は、リングクレビスの幅や長さの影響による圧入・排出挙動や排出時期,排出量の情報を知 ることが重要になる. このリングクレビスに着目した HC 排出量に関する研究は昔からされ ており、Adamczyk ら^{[9], [10]}は全てのクレビスを除去した定容燃焼容器を用い HC 量を測定 し、リングクレビスが最も影響をすることを示し、HC 量に及ぼすクレビスの体積とクレビ ス位置の影響を明らかにしている. また、Namazian - Heywood ら^[11]によって可視化実験が 行われ、HC 量が推定されている. Haskell-Legate ら^[12]は、CFR エンジンを用いてリング クレビスの幅を変化させる実験を行い、HC はリングクレビスの幅を広くしていくにつれ増 加し、隙間が約 0.17mm を超えると急激に低下し、ほぼ一定値になっていることを示した. この燃焼回避機構を明らかにする一連の研究で、リングクレビス内の挙動を 0 次元モデルす なわち熱力学モデルで扱い、HC の発生量の予測について雑賀・是松ら^[13]は報告している. 近年では、バーチャルエンジン: VE^{[14]-[16]} による解析もなされている. 従来、これらの HC 流出量に関する解析は、リングクレビス内を一つの系として取り扱う熱力学的モデルを用い て計算することが一般的である. しかし、このモデルでは限界があり流動の影響が考慮でき ていない.

太田・是松ら^[17]らは、ミストを用いてクレビス内からの流出挙動を可視化実験より明らか にした.この実験は定容容器の中に擬似クレビスを設置し、ドライアイスにより水蒸気を冷 却し発生したミストをクレビス内に浮遊させ、定容容器に付けた電磁弁を開く.これにより 生じる圧力変化によってクレビス内からミストを流出させ、高速度カメラによって撮影し流 出の挙動を解明するというものである.この実験により、リングクレビスのような狭い流路 からの気体の流出は、図 2-6 から確認できるようにジェット流として噴出すという結果が得 られている.これは、リングクレビス内の挙動を扱う際、流動の影響やクレビス寸法を無視 できないことを示している.

これを解決するために、リングクレビス(以下、クレビスと呼ぶ)の形状の影響と場所に よる温度や圧力の値をあきらかにすることが出来る1次元非定常の圧縮性流れのモデルを作 成した.



Fig.2-6 クレビスからのミスト流出

2.4. 計算モデル

2.4.1. クレビス流路と気体の物性

クレビス流路は平均直径 D で,その幅 δ,深さ L のリング形状をなしている(図 2-7).これ を,水力等価直径 2δ をもつ 1 次元流路とする.その座標軸 x はクレビス入口を原点とし,ク レビス深さ L までの領域に注目する.ここに n 個の格子点を配置し,1 点目をクレビス頂部 (開口部), n 点目をクレビス底部とする.

クレビス流路内の流れはシリンダ内の圧力と温度の変化によって引き起こされる.クレビ ス内に流入してくる気体は混合気または燃焼ガスである.原理的には,このことも考慮でき るが,最後に火炎がクレビスに達する場合を考えると流入ガスは混合気(残留ガスを含む)であ る.このようなことから流体の物性値を選択した.



Fig.2-7 モデル

2.4.2. 水力等価直径

水力等価直径^[18]は、円管の壁面摩擦損失のデータによって非円形の摩擦損失を推定する実用的な手法として採用されており、水力等価直径=4×管路の断面積/管路周囲の長さで表される.円管の摩擦損失は数多くのデータがあり、レイノルズ数 Re の関数として表される.対象の管路を円形と置き換えて計算しているわけではなく、壁面摩擦損失 f の推定手法としてf=f(Re)として表される式を用いる時、レイノルズ数 Re の代表寸法を等価直径で計算する.

リングクレビスおよび矩形断面の等価直径を表 2-2 に示す.ボア径に対してクレビス幅が 十分に小さいとき,表 2-2※の平板間流を仮定しても等価直径=28 となる.つまり,平板間流 を仮定しても,リングクレビスのままで計算しても同じ結果がでる.よって,クレビスを水 力等価直径 26 の 1 次元流路と仮定した.

断面形状	断面積	周囲長さ	等価直径
<u>s</u>	$\frac{\pi}{4}(D+2\delta)^2 - \frac{\pi}{4}D^2$	$\pi D + \pi (D + 2\delta)$	28
$ \begin{array}{c} \ast & \pi D \\ \delta \\ \hline \bullet \end{array} $	δπD	$2\pi D + 2\delta$	28
	$\frac{\pi}{4}D^2$	πD	D

Table 2-2 水力等価直径

D>>るの時

2.4.3. 基礎方程式

クレビス内を1次元非定常圧縮性流れとすると連続の式,運動方程式,エネルギー式が成 立する.Aの断面積はx方向に変化することも想定している.ただし,管路摩擦損失係数λ, 流体摩擦力Fおよび壁を通過する伝熱量qは,公知の定常の管路流れのデータを用いた.

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\rho u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} = 0$$
(1)

·運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} \frac{u^2}{2} \frac{u}{|u|} = 0$$
(2)

・エネルギー式

$$\frac{\partial(C,T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C,T)}{\partial x} + \frac{p}{\rho A} \frac{\partial(uA)}{\partial x} = q + uF$$
(3)

2.4.4. 境界条件

クレビス頂部(開口端)における境界条件は,流出と流入で異なる.その条件を下記に示す.

$$p_1 = p_{cvl} \tag{4}$$

・流入 (u ≧ 0)

$$\frac{a_{cre}^2}{\kappa - 1} + \frac{u_{cre}^2}{2} = \frac{a_{cyl}^2}{\kappa - 1}$$
(5)

ここで、重要なのはエンジン燃焼室側の圧力と音速すなわち温度である.これは実験値か ら与えてその評価をすることも可能であるが、ここでは質量燃焼割合を与える熱力学的モデ ル^[21]で計算を行ないエンジンの仕様や運転条件による変化が議論できるようにした. つまり、式(4)と式(5)中において

$$p_{cvl} = f(T_u, T_w, \kappa, \theta_0, \theta_b, \varepsilon, \phi, n)$$

 $a_{cvl} = g(p_{cvl}, V_{cvl}, \kappa, R)$

で与えられるので対象とするエンジンの情報から定まってくる.即ち,式(4),(5)の境界式のほかに,管内の物理変数とシリンダ内の現象を結び付けている.

合口付近を除けばクレビス底部の流速は無視できるので

 $u = 0 \tag{6}$

の閉塞端境界条件を与えた. つまり, ブローバイガスの影響は, 合口付近に集約されている と考える.

2.4.5. 数值計算法

圧力波やエントロピー計算を通じて流れの状況がわかりやすい特性曲線法を用いる. 基礎 方程式(1)~(3)に無次元処理を施し特性曲線上の常微分方程式に変形すると以下の式(7)~(8) が得られる. この3式は,エントロピーの流体粒子の移動に沿った変化,リーマン変数の流 れ場中の圧力波伝播に沿った変化として捉えることができる. 具体的な式の誘導は,付録に 示す.

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + \left(u' + a'\right)\frac{\partial P}{\partial \xi} = a' \left\{\frac{\partial S'}{\partial \tau} + \left(u' + a'\right)\frac{\partial S'}{\partial \xi}\right\} - a'u'\frac{\partial \ln A}{\partial \xi} + \left(\kappa - 1\right)\frac{q' + u'F'}{a'} - F'$$
(7)

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + (u' - a')\frac{\partial Q}{\partial \xi} = a' \left\{ \frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u' - a')\frac{\partial S'}{\partial \xi} \right\} - a'u'\frac{\partial \ln A}{\partial \xi} + (\kappa - 1)\frac{q' + u'F'}{a'} + F'$$
(8)

$$\frac{\partial S'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial S'}{\partial \xi} = \frac{q' + u'F'}{{a'}^2} \tag{9}$$

計算時における解の安定性と精度は、実際の計算条件で試行して決めている^[19].

2.4.6. 圧力のステップ応答

計算モデルの結果を確認するために、クレビス頂面側での圧力をステップ応答としクレビス内のガスの流動を計算した.計算条件は初期圧力を 0.30MPa、クレビス内の流れを 0m/s とし、変化後の圧力を 0.10MPa、 0sec で変化開始とする.このときの流速を図 2-8 に示す.尚、流速はクレビス内からシリンダへの流出を順流(正)、シリンダからクレビス内への流入を逆流(負)と表記する.

シリンダ内の圧力をステップ的に変化させることにより,圧力低下直後に流速は最大値を 示し,順流と逆流を繰り返しながら脈動する.その後,脈動は徐々に減衰しやがて 0m/s に収 束することが確認できる.脈動を示す原因としてはシリンダ内の急激な圧力変化に伴い生じ る圧力波の応答遅れが挙げられる.これは流体の非定常性及び圧縮性を考慮したことにより 得られた結果であるといえる.また,圧力波が伝播することによって,逆流は1度だけでは なくクレビス内とシリンダ内に圧力差が生じる限り脈動を続ける.このように極めて理論的 な結果が得られた為,この計算モデルが正しいことが確認できたといえる.



Fig.2-8 ステップ応答による流速の変化

作成した計算モデルを用い,図 2-6 の可視化実験によって確認できたクレビスジェットとの比較を行う.初期条件は圧力を 0.30MPa,クレビス内の流れを 0m/s とし圧力変化を可視化実験で得られた実験値を使用した.計算結果は図 2-9 に示す.

計算モデルによる結果では,圧力変化開始直後からクレビス出口での流速は脈動し徐々に 減衰していきやがて穏やかな曲線を描く.しかし,図 2-8 のステップ応答の結果のような逆 流は示さず,流速は常に正を示している.

変化開始直後の流速値の脈動は、クレビス内圧力の応答遅れによるものであると考えられ る. その後、脈動が減衰してからもクレビス出口での流速値は上昇を続ける. 計算モデルに よる計算結果から可視化実験の結果を考察すると、初期にクレビス内から流出したガスが容 器内で減速し、その後クレビスから流出するガスの流速が速いのでこのような実験結果が得 られたと考えられる. また、可視化実験の結果より、定容容器は電磁弁に近い付近から流体 が加速して流出すると考えられるため、クレビス内から流出したガスは容器内の流動によっ て更に加速されると考えられる,よって、クレビスジェットが発生する要因としては流体の 圧力波の伝播による応答遅れであると考えられる.



Fig.2-9 可視化実験と計算モデルの流速の比較

2.4.7. 格子点による誤差

計算モデルの格子点による計算結果の誤差を確認するため表 2-3 の計算条件を用い計算を おこなった. 図 2-10~図 2-13 は,格子点の数を変化させ同様のクランク角で圧力線図を拡 大したものである.

図 2-10 の 2000rpm の計算結果では、すべての格子点が同様の圧力線図を描いている.

図 2-11 の 6000rpm の計算結果では,格子点 11 がクランク角 386[deg.]~390[deg.]で 30kPa 程の誤差を生じているがそのほかの格子点では同様の数値を示している.

図 2-12 の 10000rpm の計算結果では、それぞれの格子点で同様の圧力線図を示すという結果が得られた.

図 2-13 の 30000rpm の計算結果では, 格子点 11 が 30kPa と誤差を生じているがそのほかの格子点では同様の値を示す結果が得られた.

以上のことから,格子点による誤差は,回転数が低回転のほうが計算結果に誤差が少なく, 高回転になるにつれて計算結果の誤差が大きくなる結果が得られた.これは,計算モデルの 計算回数が回転数に依存し,また,低回転では1回の格子点間の計算時間が短く,より詳細 に圧力変化を計算できるため,少ない格子点の数であっても計算結果に誤差が生じないと考 えられる.

今回の計算条件では、回転数は 1000rpm~6000rpm までの計算を行う. クレビス内の現象をより詳細に把握するため計算に用いる格子点の数は 101 点を採用した.

Table 2-3 計算条件



Fig.2-10 2000rpm での格子点による誤差



Fig.2-11 6000rpm での格子点による誤差



Fig.2-12 10000rpm での格子点による誤差


Fig.2-13 30000rpm での格子点による誤差

2.4.8. 計算手順とフローチャート

図 2-7 に示した格子点を用いて,まず,それぞれの格子点間の距離を⊿ξ,時間変化を⊿τ とし,格子点の位置関係を図 2-14 に示す.図 2-15 に計算プログラムのフローチャートを示 す.

基礎式の3式を不変量のリーマン変数とエントロピーとを用い表した式を,特性方程式として用い特性曲線法により計算を行う.本計算モデルを用いてクレビス内の流動を見るために, Visual Basic を用いて本計算モデルの計算プログラムを作成する.計算プログラムを作成する. 成する際の計算手順は以下の通りである.

クレビス内流動の計算手順の構成

初期条件の設定

S(i, j), P(i, j), Q(i, j) : i=1 からnまで, j=1

S, P, Qは初期流速ゼロとクレビス内の初期圧力、温度から計算する.
 ②境界(i=1 と i=n)を除いた点の計算

S(i, j+1), P(i, j+1), Q(i, j+1) : i=2 から n-1 ③境界(i=1)クレビス底面

クランクケース内への漏れの影響は少ないとし計算する.

④境界(i=n)クレビス頂面側

オットーサイクルの理論式又は燃焼時の圧力予測を使用し圧力・温度を求める.

⑤S(i, j+1), P(i, j+1), Q(i, j+1) : i=1~nの計算結果

計算結果より音速,温度,速度を計算し,保存する.

⑥S(i, j) =S(i, j+1), P(i, j)=P(i, j+1), Q(i, j)=Q(i, j+1), : i=1~n とする. ②から⑤までを j=1~(※計算回数)まで繰り返し計算する.





Fig.2-15 計算フローチャート

2.5. 計算結果と考察

表 2·4 は、本計算に用いた基準条件を示している.まず、この基準条件においてクレビス内の流れの特性を検討したのち、回転数 n やクレビス寸法などの影響を論じる.

Stroke volume	$400 \times 10^{-6} m^3$	
Clearance volume	$60\times10^{-6}m^3$	
Rod length ratio	3.34	
Specific heat ratio	1.4	
Compression ratio	7.6	
Ignition timing	BTDC 5 deg.	
Combustion period	45 deg.	
Rotating speed	2000 rpm	
Lower heating value	$44 \times 10^6 \text{J} / \text{kg}$	
Initial pressure in cylinder	0.10 MPa	
Initial pressure in crevice	0.10 MPa	
Initial temperature in cylinder	330 K	
Initial temperature in crevice	350 K	
Crevice length	0.015 m	
Crevice width	$0.5 \times 10^{-3} \mathrm{m}$	

Table 2-4Reference value of input data

2.5.1. 基準条件の計算例

図 2-16 に、シリンダ内の圧力と、平均ガス温度と質量燃焼割合を示す.本論文では、議論 の焦点を絞るため圧縮行程と膨張行程のみを取り扱いっている.吸排気のタイミングは Otto サイクルの扱いを行なったが議論の本質的内容には影響しない.式(4)の、圧力はクレビス入 口を意味しているが、この値はシリンダ内の圧力と等しい.次に、クレビス温度は燃焼が始 まるまでの圧縮行程ではシリンダ内の温度と等しい.燃焼が始まると、クレビス入口付近に 火炎が到達する可能性や火炎進入が起こる場合もある.クレビス幅 D が消炎距離にくらべて 小さいと火炎は進入せず、しかもピストンとシリンダ壁で形成する角部に未燃焼領域が存在 するので、そこの入口の温度は未燃焼の温度となる.燃焼もその状態は保持される.すなわ ち、圧縮・膨張行程をつうじてクレビス入口の温度は未燃焼ガスの温度である.

次に、初期条件としてクレビス内の圧力はシリンダ内の圧力と同一であり、クレビス内の 初期温度については、むしろ差があるほうが現実に近い.クレビス内の温度は、壁面の温度 の影響を受け、やや温まった状態で圧縮始めの状態に達する.したがって、Cold Start におけ る暖機を想定し実験結果等から表 2-4 に示すような値に設定した.この条件下における計算 結果を 図 2-17 に示す.

図 2-17(a)は、クレビス内(2, 50, 99 番目)温度のクランク角経過を示している.クラン ク角-180deg.から暫くの間、周期=0.9µsの温度 T の振動が見られる.これは、初期条件でシ リンダとクレビスに与えた温度の差によるものである.図 2-17(b)は、クレビス内(2, 50, 99 番目) 圧力のクランク角経過を示している.初期条件で、シリンダとクレビス内ともに圧 力差が無い状態から開始しているが、クランク角-180deg.付近で圧力波が生じていることが 分かる.図 2-17(c)は、クレビス内(2, 50, 99 番目)流速のクランク角経過を示している. このグラフより、クレビス入口での流速が大きくクレビス底部に進むにつれ流速が小さくな る.図 2-17(a)、図 2-17(b)の温度、圧力は、クレビスの場所による差は顕著に表れていないが、 図 2-17(c)によって、クレビス入口付近の流速変化はかなり大きいが、クレビス底部は小さい ことが分かる.つまり、ガスの出入りはクレビス入口付近で盛んに行われ、クレビス底部は かさい ことが分かる.つまり、ガスの出入りはクレビス入口付近で盛んに行われ、クレビス底部は るまり動きがないということになる.これらがクレビス内に生ずる波動であることを確認す るため、時間=Time.1~5の間の各格子点 1~101 までの圧力経過を示したのが図 2-17(d)であ る.Time.1 では、膨張波が底部(格子点 101)に到達する直前である.Time.2 になると反射 が起こり負圧波を生じて波動が進む.このように、初期温度に差を与えただけで、一定レベ ルの圧力波が生ずることが分かる.



Fig.2-16 シリンダ内の圧力,平均ガス温度と質量燃焼割合









Fig.2-17 (d) 各格子点 1~101 までの圧力経過

2.5.2. 初期圧力および初期温度の影響

基準計算条件にて,議論の一つであるクレビスとシリンダ内の温度差が流動を引き起こす ことを明らかにした.それでは,初期の圧力と温度の間に差がなかったときはどのような流 動を生ずるであろうか.図 2-18(b)は,基準条件からクレビス内の初期温度を 330K にした場 合のクレビス内の流速の計算結果である.温度差が無くなったことにより,クランク角 -180deg.付近の振動が見えなくなるのは直ちに理解できる.その後,燃焼が始まるクランク 角-5deg.付近から波動が発生している.これは燃焼による温度上昇または圧力上昇の大きさ により,圧力波が発生し,これがクレビス内流れを決定することを示している.



Fig.2-18(a) クレビス内(2, 50, 99番目) 圧力



Fig.2-18(b) クレビス内(2, 50, 99番目)流速

2.5.3. クレビスによる燃焼回避質量

HC の発生に直接関係するのはクレビス内に圧入された未燃ガスの質量と残存ガスの質量 の差である.検査体積 ΔV は 100 個に等分割されており、時間 t と t + dt の間に圧力と温度が それぞれ変化することに注意して、時間 time の間の流出量 Mout と圧入量 Min は、次のよう に求められる.

$$M_{i} = \frac{p_{i}(t+dt)\Delta V}{RtT_{i}(t+dt)} - \frac{p_{i}(t)\Delta V}{RtT_{i}(t)}$$
(10)

$$\frac{dM}{dt} = \sum_{i=1}^{100} M_i \tag{11}$$

$$M_{out} = \sum_{0}^{time} \frac{dM}{dt} dt \quad \text{itil} \frac{dM}{dt} < 0 \tag{12}$$

$$M_{in} = \sum_{0}^{time} \frac{dM}{dt} dt \quad \text{int} \quad \frac{dM}{dt} > 0$$
(13)

2.5.4. 回転数の影響

図 2-19 は、回転数が HC の排出過程に与える影響をフローチャートに示している.新気の うち一部は、クレビス内に圧入され、各瞬間の圧入量における注目期間の累積値が Min であ る. 圧入された新気の一部は膨張行程で流出し、その量は Mout で表示される. その Mout と Mtotal(=Min+初期のクレビス内質量) Min の経過の計算結果を図 2-20 に示す. M.Yoshida^[20] および M.Namazian、J.B.Heywood ら^[21]の研究結果を引用して作成した回転数の影響を示した 実験結果が図 2-21 である. 図 2-21 は、ある回転数 n0 から∠n 回転だけ増加したときの HC の増加率を正規化したものである. 図 2-21 から、回転数が上がると HC は増加することが読 み取れる.

いま累積の質量 Mtotal とクレビスからの流出量 Mout とからこの実験結果について考えて みる. Mtotal は圧縮行程では回転数の差は影響されないが燃焼が始まるとその差が現れる. ここは,燃焼によってクレビス内に圧力波の伝播が起きている領域である.この領域の初期 では流速がおおきく,逆流も起こるので累積 Mout が上昇する(流入と流出が繰り返し起こる).

HCの排出量の面からみると180deg.における Mout の値が直接 HC の量に関係する.しかし, 回転数によるその計算値の差はわずかである.また流出経過もそれほど大きな差は見られない.それでは,なぜ回転数が高いと実測 HC が高いのかについて考える. Mout 中の燃料のす べてが排気管に達するわけではなく,クレビスからの流出後に酸化されることで HC として 検出される量は減少する.Δクランク角に対応する未燃焼 HC 濃度変化量 Δ[HC]の見積もりに は,総括反応速度式

Δ[HC]=頻度因子 exp(-活性化エネルギー/ガス定数・温度)[HC][酸素濃度] Δクランク角

(14)

で行う.1サイクル間の[HC]はこれを積分すると求まる^[12].クランク角を独立変数とすると, この場合のように WOT 運転では,式(14)の被積分関数は回転数の影響をほとんど受けない.

HC は、単位時間当たりのモル数が問題になる.よって、独立変数を時間 t にして評価する. ここでは、3000rpm の場合と 2000rpm の場合について議論する.1回転の時間は 3000rpm の 場合が 2000rpm に対して 2/3 しかないことと、被積分関数が回転数による影響を受けにくい ことを考えると 3000rpm の実測 HC は 2000rpm の 1.5 倍程になると考えられる.

つまり,図 2-19 のフローチャートに示すように Mout 中の未燃成分は膨張過程で流出する が,酸化の影響を受ける.この時,高回転の場合は反応時間が短くしかも流出中のシリンダ 内ガス温度も低くて酸化しにくい.そのため濃度が高い状態のまま排気管に排出される.



Fig.2-19 回転数の影響による HC 排出のメカニズム



```
Fig.2-20 回転数の違いによる HC 排出量(L=0.015 δ=0.0005 θb=45)
```



Fig.2-21 回転数の影響による HC 排出量^{[20], [21]}

2.5.5. クレビス寸法の影響

表 2-4 に示す基準条件のうち,クレビス深さと幅をそれぞれ,L=0.030m,0.045m, δ =1.0×10⁻³m,1.5×10⁻³m と変化させた場合の Mout の計算結果を図 2-22 に示す.L を増加させると,Mout は 2~3 倍と直線的に増加し, δ は、 δ^2 で Mout が増加する関係がある.0 次元モデル,1 次元モデルともに同じような傾向を持った.流速が小さい,クレビス内の位置による温度の差が小さいなどの条件があれば1 次元モデルの計算結果が0 次元モデルの結果に接近するはずである.Min と Mout の挙動を示したのが図 2-23 である.燃焼終わり時点の Moutは、L が大きいと大きくなり、 δ の影響は比較的小さいことが分かる.HC の発生には燃焼終わりの酸化反応が影響することが分かった.



Fig.2-22 クレビス寸法が与える HC 排出量への影響



Fig.2-23(a) クレビス深さが与える HC 排出挙動 (δ=0.0005,L=0.015, L=0.03, L=0.045)



Fig.2-23(b) クレビス幅が与える HC 排出挙動 (L=0.015, \delta=0.0005, \delta=0.001, \delta=0.0015)

2.6. HC 排出に関する結論

圧縮行程でクレビス内に圧入された混合気が膨張・排気行程でシリンダ内に流出し燃焼を 回避することが予混合 SI エンジンの HC 発生の原因のひとつである.この燃焼回避機構を明 らかにする方法として、クレビスの形状の影響と場所による温度や圧力の値をあきらかにす るため1次元非定常の圧縮性流れの計算モデルを作成し、計算を通じて以下の知見を得た.

- (1) シリンダとクレビスの初期温度に差を与えると、クレビス入り口温度と圧力の変動が見られる. その周期は 0.90µs であり、圧力波の往復時間とほぼ一致している.
- (2) クレビス内の流れの時間的変化は入口付近が盛んであり、底部の変動は比較的少ない. ガスの出入りはクレビス入口付近で盛んに行われている.
- (3) シリンダとクレビスとの初期温度を同一にすると結論(2)で見られた圧力と温度の変動 は無くなった.すると、燃焼が始まるクランク角-5deg.付近から波動が顕著になる.
- (4) クレビス内に燃焼を回避し圧入された混合気が,酸化されて排気管入口における HC の 発生に至るプロセスを提案し回転数の影響を論じた.
 - ① 回転が上がると、高濃度の HC が排気管入口へ排出される. それは、酸化反応時間が 短く、シリンダ内ガス温度も低いからである.
 - ② 回転が上がっても、クレビスから流出する未燃ガスの質量はほとんど変わらない.
 - ③ 回転が上がると、膨張行程の後半部でクレビスからの流出が起こる.このため、ガス 温度の低い雰囲気の中に未燃焼ガスが流出・混合・反応するので、高回転ほど酸化し にくい。
- - ① Mout ~L, Mout~ δ^2 の関係がある.
 - ② HCの発生には燃焼終わりの酸化反応が影響する.この時点の Mout の大小が重要である.Lが大きいとこの値は大きくなることが分かった.δの影響は比較的小さい.

1次元非定常圧縮性流れの計算モデルで、クレビス内の流動現象を解明し、HCを支配する 混合気の流出量を明らかにした.

第3章

SI エンジンにおけるクレビス流路内で 発生するノック

3.1. まえがき

この内容は、本研究が目指す燃費改善に大きく寄与する.なぜならば、ノックを抑制する ことで高圧縮化エンジンが可能となり理論熱効率が向上するためである.

クレビスへ火炎が進入することで HC が低減することはすでに報告がある.このとき,クレビス内で燃焼が起こる現象は2つ考えられる.クレビスへ火炎が進入し伝播していく場合と,本論文で提案するクレビス内で自己着火する場合である.本章では,クレビス内で発生するノックについて記述する.

3.1.1. 異常燃焼

火花点火で発生した火炎が燃焼室全体に一様に伝播する正常燃焼に対し,火花点火の前後 に火炎伝播によらず,混合気の一部が燃焼することを異常燃焼という(図 3-1).ガソリンエン ジンの圧縮比を上げるとノックをはじめとする異常燃焼が起こりやすくなる.異常燃焼には, 燃焼室内の末端で正規の火炎伝播のよらず未燃混合気が瞬間的に爆発燃焼を起こすノックと, 正規の点火時期とは無関係に燃焼室内のホットスポットから生じる表面着火がある.これら はいずれも急激な圧力上昇を伴い,熱損失の増大や騒音の原因,ピストンその他燃焼室まわ りの損傷にいたる場合があるので防止する必要がある.



Fig.3-1 異常燃焼における指圧線図

3.1.2. ノック

熱効率を向上させるためには、圧縮比を上げて燃焼温度および圧力を上昇させる必要がある.可燃混合気の温度を高めていくと、点火位置から離れたところの未燃焼混合気すなわち「エンドガス」が燃焼期間の終わりに近づいた時に自己着火が起こる.この時の燃焼量が多いと特有の強い音を発生する.この音はシリンダ内を往復する圧力波なので、周期は、ほぼ往復距離/音速となる.1/回転数の基本周期をもつエンジン音とは異なる音、すなわちノック音を感ずる^[21].ノックが発生すると、図 3-2 に示すように数 kHz 程度の高周波成分の圧力変動が観測される.



Fig.3-2 正常燃焼とノック時における指圧線図

3.1.3. 表面着火

燃焼室の堆積物,点火プラグ,排気弁などの高温部が点火源になり,そこから燃焼が開始 することを表面点火という.表面点火には,点火時期よりも前に起こる過早着火と後で起こ る遅延着火がある.

過早着火が起こると、上死点前の圧力が大きくなり出力が低下する.点火時期を制御でき ないので、ノックを誘発しやすい.メタノールはオクタン価が高く、ノックが起きにくい燃 料であるが過早着火を起こしやすい.

また,表面着火によって,高速・高負荷自に火花点火を止めてもエンジンが回り続けるこ とがある.この現象をランオンという.

3.1.4. ノックによる障害

SI エンジンの燃焼ガス温度は,瞬間的に 2500℃以上に達するにもかかわらず,アルミニウ ム合金製のピストンや燃焼室壁面などが熔解せずに,その機能を満足している理由は,壁面 に存在している薄い温度境界層が高温の燃焼ガスからピストンや燃焼室を保護しているから である.自己着火現象であるから,エンドガスの温度が高まるとノックが起きやすくなる. ノックが発生すると圧力波により壁面温度境界層が破壊され,ピストンなどの表面が直接燃 焼ガスにさらされ,熱負荷が大きくなる.この様な状態が続くと機関材料の損傷,具体的に は、ピストンの熔解や焼付け、シリンダガスケットの吹抜けなどにつながる.

3.1.5. ノック防止

ノックを抑制するためには、エンドガスが自己着火するまえに火炎伝播が完了することで ある. その方法を下記に示す.

・高オクタン価燃料の使用

ノックの起こりやすさは燃料の種類によって異なる.ノックに対する抵抗を耐ノック性という.耐ノック性を表す指標として、オクタン価が用いられる.オクタン価が高い方が圧縮比を高くできるので、熱効率の向上が図れる.

・燃焼期間の短縮

エンドガスが自己着火する前に火炎伝播が完了すれば、ノックは起こらない.そのために、 燃焼室形状、点火位置の改良することで火炎伝播距離の短縮をする.スワール、タンブル 等による火炎速度の向上を図る.

・エンドガスの冷却

エンドガスの温度を下げることで、自己着火を抑制する. それには、スキッシュを強くと りエンドガスを冷却する.

3.1.6. リングクレビス内で発生するノックの可能性

熱効率向上のため高圧縮化を目指す反面,ノックという障害が必ず浮上する. このため, ノック現象の解明とその防止策については,古くから多くの研究^[22]が行われており,実機, 急速圧縮機,燃焼容器などを用い,シュリーレン撮影や直接撮影などの可視化技術による観 察やイオン電流や圧力センサーなどを用いてノックの強度を定量化するなどの研究が行われ てきた^[23].ノックの現象を詳しくみると,冷炎との関係も指摘され,HCCIの現象にも関係が あるとされている^[24].そのため,ノックは解決済みと思われているが,必ずしもそうではな い.その一つの例に,本論文で取り上げるリングクレビス内でのノック(以下,クレビスノ ックという)の発生とその条件がある(図 3-3).つまり,クレビスノックの存在について肯 定あるいは否定論が考えられる.それは,

- ノックは、図 3-4 に示すようにピストンクラウン部の破損・溶解^{[25]-[27]}を起こすので、クレビス入口付近の温度が異常に高まっているはずである.これを合理的に説明するには、クレビスノックの存在で説明できそうである.一方、ピストンのクラウン部は温度が高くなりやすいことが指摘されており、クレビスノックが起こらなくても破損すると考えることも出来る.
- 2) 伝熱量を考慮しない 0 次元モデルすなわち熱力学的モデル^[28]を適用すると、クレビス内の混合気温度は、燃焼室のエンドガス部と同じ温度を示すことになるので、クレビスノックの発生は燃焼室のノックと同等になる.実際は、クレビス部の S/V 値(=表面積/体積の)比が燃焼室に比べて大きく、伝熱量が多くなり、ガス温度が下がるのでクレビスノックは起こりにくい、クレビスノックが起こるにはガス温度が高くなる必要がある.

このような状況でクレビスノックについては、まだ情報が不足している.

著者は、このクレビス内に進入する火炎^{[29],[30]}がエンドガス部の温度を高めることによって ノックを発生させると考えた.このノックは進入火炎誘導型「クレビスノック」と呼ぶこと にする.

クレビスノックの基礎的な情報を得るために、クレビス流路をモデル化した定容燃焼容器 を使ってクレビスノックの発生条件を調べた.この現象を解明するため、Livengood-Wu 積分 ^[31]を組み込んだ1次元非定常圧縮性の計算モデルを作成、実験比較し検証する.



Fig.3-3 クレビスノック



Fig.3-4 ノックによるピストンクラウン部の破損・溶解^{[25]-[27]}

3.2. 定容燃焼容器実験

実際のエンジンを用いて、クレビスノックを検出しその発生条件を明確にするのが望ましい.だが、ピストンの動きとともにクレビスも移動しているため、ノック特有の圧力波の検出は困難を極める.しかし、エンジンでノックが起こるのは上死点付近でありクランク角に対して容積変化が少ないところである.この付近に対して定容燃焼容器を用いた実験はSIエンジンの燃焼現象をある程度あらわすと考える.ただし、エンジン内で起こる流動や伝熱現象との関係は省かれている.

3.2.1. 定容燃焼容器の詳細

図 3-5~図 3-9 に,実験に用いた定容燃焼容器を示す.この定容燃焼容器は内径 126.0 mm, 高さ 16.0 mm の円柱形で,材質は真鍮である.定容燃焼容器には,クレビス,点火栓,吸排 気バルブ,圧力変換器,イオンプローブが取り付けられ各接続部は O リング,液体パッキン で密封されている.定容燃焼容器中心部には放電間隔 1.0 mm の点火用電極が設置されている.



Fig.3-5 定容燃焼容器



Fig.3-6 クレビス付き定容燃焼容器上蓋組み図



Fig.3-7 容器上蓋設計図



Fig.3-8 定容燃焼容器中間部設計図



Fig.3-9 定容燃焼容器底蓋設計図

3.2.2. クレビス形状

図 3-10,図 3-11 に実験に用いた円形断面流路のクレビスを示す.クレビス直径 3.0mm,クレビス長さを 100.0mm のものを主に用いた.実際のエンジンのクレビスはリング形状をしているが、本実験で用いたクレビスは円形断面流路のクレビスを採用した.この研究は単に定容燃焼容器に付加した円管のクレビス内でノックが起こることを見出すだけではなく、それを予測する計算モデルの有効性についても明らかにすることを目指している.この時、モデルに欠かせないものとして、摩擦、伝熱がある.リングクレビス流路の摩擦と伝熱に関する情報はほとんど整理されていないが、円管には多くの情報があり計算モデルの精度を高めることができる.



Fig.3-10 円形断面流路のクレビス



Fig.3-11 円形断面流路のクレビス設計図

3.2.3. 実験装置系統図

図 3-12 に実験装置系統図を示す.クレビス付近の火炎検出には、イオン電流法を用いた. イオン素子は、直径 0.3 mm の銅線を絶縁被覆剤によって先端の受感部以外を絶縁したもので ある.電極間距離 1.0 mm とし、定容燃焼容器側クレビス入口に設けたイオン素子を第一イオ ン素子、クレビス底部から 14.0mm 離れた位置に設けたものを第二イオン素子と呼ぶ.

図 3-13 にイオン電流の測定回路,図 3-14 にクレビス内に取り付けたイオン素子の詳細を示 す.電源(印加電圧 12V),抵抗(抵抗値 5kΩ),イオン素子を直列に接続し,イオン電流は, 抵抗両端の電圧降下量を測定することにより算出する.



①Vacuum pump ②Mercury manometer ③Ignition
 ④Pressure transducer ⑤Voltage stabilizer ⑥Electric circuit
 ⑦Ionization probe ⑧Memory recorder ※Crevice
 Fig.3-12 実験装置系統図





Fig.3-14 クレビス内に取り付けたイオン素子の詳細

3.2.4. 水素混合率

本実験では、複合燃料のメタン(99.9%)と水素(99.9%)との比すなわち水素混合率を変化させて実験を行った.火炎速度を制御するため水素の混入量を変化させている.水素が混合してある割合を水素混合率と呼ぶ.水素混合率はαとし、以下の様に定義する.

$$\alpha = \frac{水素のモル数}{(水素のモル数+エタノールのモル数)}$$
(15)

3.2.5. 実験方法

定容燃焼容器へ混合気を注入する際に生じる混合気成分のばらつきは、容器からの漏れと 初期の容器内に存在するガスの影響をのぞくことである。漏れ試験は、初めに定容燃焼容器 を組み立てたときに、真空ポンプの最大能力 20mmHg にして1時間放置しても変化がないこ とを確認している.しかし、この状態だと容器内と管路内には 20mmHg の大気(水蒸気の分 を含んでいる)が残留している.注入する順番は、乾燥空気・水素・乾燥空気・メタン・乾 燥空気である.乾燥空気は3分割して注入する.撹拌作用として流動を利用し注入する手順 を工夫し混合気が短時間で均一になるようにしている(原則として少量のガスから順番に供 給する). 最初に容器に注入する気体は乾燥空気である. そこで, 容器内と管路内に乾燥空気 を充満させた後,真空ポンプで20mmHgまで減圧する.この操作を2回行うことで容器内と 管路内に残留している気体は乾燥空気に置き換わる.真空ポンプで 20mmHg まで減圧しても, 容器内と管路内に残留している気体は 20mmHg 分の乾燥空気であるため,所定の分圧になる ように水銀マノメータで管理しながら容器へ注入し、容器のバルブを閉じる.水素を注入す る前に、管路内には乾燥空気が充満しているので、容器のバルブを閉じたまま真空ポンプで 20mmHg まで減圧する.この状態だと、管路内に 20mmHg 分の乾燥空気が残留するので、水 素で充満させた後減圧の操作を2回行う.これにより、管路内の気体は水素に置き換わる. 管路内を減圧した状態で容器のバルブを開けると、気体が容器から逆流する可能性があるた め、水素を管路内に充満させ、容器内よりやや高い圧力にする. 容器のバルブを開け、所定 の分圧になるように水銀マノメータで管理しながら容器へ注入し、容器のバルブを閉じる. この後、乾燥空気、メタン、乾燥空気の順番で容器へ注入するが、この際も同様にして容器 へ注入する. 混合気注入後, 混合気が本質的に無視できる流速になった後に点火を行った. この放置時間は 20 min に設定した. なお, この時間は予備実験で最大圧力の値が安定する時 間の再現性を調べることで確認している.

3.3. 実験結果

3.3.1. クレビスノックの発生

クレビスノックの発生に関連して、この実験で起こりうる燃焼過程の分類を表 3-1 に示す. この研究では、クレビスノックそのものである、第2ステージの(A)の状態の存在を確認する ことにある.

Table 3-1 燃焼過程の分類

第1ステージ

時間経過	クレビス	燃焼室
燃焼室中央で着火	混合気:初期状態	\leftarrow
クレビス入口に 火炎到着	流路内に 火炎進入する(A) 火炎進入せず(B)	クレビス入口 通過

第2ステージ

(A) クレビス内へ火炎進入する場合

	クレビス	燃焼室
燃焼室の混合気が 先に LW=1 になる	火炎伝播	ノック
クレビス混合気が 先に LW=1 になる	クレビスノック	火炎伝播

(B) クレビス内へ火炎進入しない場合

	クレビス	燃焼室
燃焼室の混合気が 先に LW=1 になる	未燃焼	ノック
クレビス混合気が 先に LW=1 になる	クレビスノック	火炎伝播

図 3-15 は、全燃料に対して水素のモル分率が 0.5 の場合の実験結果である. 点火からの時間tが 5.5ms 経過すると第一イオン素子の出力が立ち上がり、火炎がクレビスに到達している. その後、t=12.4ms になると第二イオン素子の出力が立ち上がる. この直前(11.4ms あたりから)にクレビス内に自己着火によるとみられる急激な圧力上昇が起きている. その後、クレビス内を圧力波が伝播している. 伝播速度はデトネーション波に比べてオーダーが1桁小さい. クレビス内の圧力変動は、自己着火に起因する第1番目の圧力波よりも、これに引き続く圧力波の振幅のほうが大きな値を示す. これは、クレビスノック特有の現象である. つまり、自己着火で発生した最初の圧力波が、クレビス流路を伝播し、入口に到達する. この後の挙動は境界条件(燃焼室内の圧力・温度)によって決まる.



Fig.3-15 水素のモル分率 0.5 における圧力とイオン電流の測定値

図 3-16 は全燃料に対して水素のモル分率が 0.9 の場合の実験結果である.第一イオン素子 の立ち上がり点は2.3ms であり,イオン電流による測定電圧はレンジをはるかに超えている. 第二イオン素子の立ち上がり時間は4.8ms であり,クレビス流路を通過する火炎平均速度は 速くなっている.クレビス内の圧力から,自己着火は第二イオン素子に火炎が到達する直前 に発生している.圧力波の振幅は3サイクルまで増幅している様子は,図3-15と同じ傾向に なっている.

水素の比率が多くなった影響は燃焼室内の圧力にも見られる.クレビスノックの発生後に 燃焼室内に強いノックが現れる.その値は 0.6MPa に達している.しかし,この圧力波は 1 回目の反射から減衰し数回でその強さはかなり減衰する.



Fig.3-16 水素のモル分率 0.9 における圧力とイオン電流の測定値

3.3.2. 燃料中の水素のモル分率

燃料中の水素のモル分率を 0-1.0 まで, 0.1 ずつ変化させた時, クレビス内の圧力(図 3-17) と燃焼室内の圧力(図 3-18)がどのようになるかを示す.図 3-17 及び図 3-18 の燃焼による 圧力の経過を見ると,水素のモル分率の増加ともに燃焼速度の値が大きくなるため,最大圧 力に達するまでの時間が短くなる.

火炎速度が速くなれば自己着火が起こる前に混合気が燃焼して,ノック回避効果が表れる. それとは逆に短期間に燃焼するので燃焼期間中の伝熱量が少なく,混合気温度が高くなりノ ック促進効果がある.結果から言えば,この燃焼系では水素のモル分率の増加はノック促進 効果のほうがより強く現れる.

図 3-17 のクレビスノックの発生は α=0 は圧力振動の振幅が小さく,自己着火が発生している領域が他に比べて,やや狭い範囲にとどまっている.これに対して,他の α=0.1-1.0 は全て 圧力波の存在がはっきりとしており,十分な振幅が見られ,ノックと呼ばれる資格を持っている.図 3-18 の燃焼室の圧力経過を見ると,ノックの原因となる自己着火が 0.2-0.3MPa の範囲で発生している.

クレビスノックの発生時期とイオン電流の立ち上がり点(火炎の到着時期)の関係を図 3-19 に示す.クレビスノックの発生時期は α=0 を除いて第二イオン素子の位置に火炎が到達した 前後に起きている.これは、ノックの発生位置が、水素のモル分率(α=0.1-1.0の範囲)によ らず、第二イオン素子の位置から流路底部までの 14mm までの区間であることを示している.

ノックの強さは自己着火が原因の圧力上昇であるので、燃焼室あるいはクレビスの1往復間の最大圧力-最小圧力を図 3-20 に示してみる.また、図 3-20 にはイオン素子間の平均火炎速度も示している. 燃焼室内圧力の時間経過はそのままクレビス内に往復する圧力波に影響を与える. 燃焼室内にノックが起こると、その圧力波が、クレビス内の圧力波と干渉することになる.この干渉は、水素モル分率αによって変わるが、この実験ではαが 0.4-0.7 付近で、干渉効果で圧力振幅は大きくなる.しかし、大勢は水素のモル分率αの上昇に伴い、圧力振幅は大きくなっている.

次に、平均火炎速度を見ると水素のモル分率が大きくなると大きくなる.これは水素とメ タン及びその混合燃料の層流燃焼速度の測定値^[32]と同じ傾向である.ここには、圧力波の干 渉のような現象は見られない、なぜなら、第二イオン素子を通過後に、自己着火が起こるか らである.



Fig.3-17 各モル分率によるクレビス内圧力の測定値



Fig.3-18 各のモル分率による容器内圧力の測定値





Fig.3-20 1 往復間の最大圧力-最小圧力とイオン素子間の平均火炎速度

3.3.3. 当量比

図 3-21,図 3-22 は、 α =0.5、当量比 φ =0.7-1.3 の範囲における、燃焼室及びクレビスの測 定圧力である.まず、 φ =1.0 よりも φ =1.1 のほうが点火からの最大圧力に達するまでの時間 が短くなる.これは、燃焼速度のピーク値が φ =1.0 ではなく φ =1.1 近くにあることに対応す る^[29].ノックの強さは、 φ =1.0 が最も強く、続いて φ =1.1、1.2、となっている.混合気の初 期温度が、常温であるので φ =1.3 を超えると着火が難しくなる.エンジン実験では φ =1.5 は 運転可能であることはよく知られているが、エンジンの場合は着火直前の初期温度が高いた めである.

図 3-22 はこの時のクレビスの圧力の測定値である.自己着火で発生したクレビス内圧力の振幅が時間とともに増大している.この原因はクレビス入口の圧力が燃焼室の火炎伝播にともなって上昇していくためである.しかし,φ=1.0の場合は点火から 16.5 ms あたりで減衰に転じている.これは放熱量や摩擦の影響などの減衰効果のためである.

注目すべきは、クレビス内の圧力と燃焼室の圧力の振幅を比べると、前者がかなり上回っている.しかも、保護すべきピストン表面とシリンダ壁面の温度境界層に圧力波が直接影響し、その厚みが薄くなり厳しい温度条件にさらされる可能性がある.すなわち図 3-4 に示されるピストンの溶損につながるとも考えられる.

ここで、当量比の変化による現象の違いについて考える. 燃料中の水素のモル分率が 0.5 の実験結果を用いて説明する. 当量比を変えた場合、火炎が第一イオン素子、第二イオン素 子に到達する時間は φ=1.1 付近で最短となる(図 3-23). φ=1.1 の両側では、リーン、または リッチになるにつれて遅くなり、いわゆる U 字型をしている. このことから、平均火炎速度 は当量比に対して逆 U 字型となる^[32](図 3-24).

当量比を変化させた場合も、ノックの発生は火炎速度の速い領域で発生し、3.3.2.で述べた 内容と同じ現象になっている。ノックに関して注目すべき点は、ノックによる差圧の最大値 が0の点が2つ存在することが予想される.振幅が0になることは、ノックの限界点を意味 している.これを求めるとリーン側では φ=0.59,リッチ側では φ=1.26 である.この2 点間に 挟まれた領域がノックの発生領域となる.


Fig.3-21 α=0.5, 当量比 φ=0.7-1.3 の範囲における燃焼室の測定圧力



Fig.3-22 α=0.5, 当量比 φ=0.7-1.3 の範囲におけるクレビスの測定圧力



Fig.3-23 各当量比におけるノック発生時期とイオン電流の測定値(α=0.5)



Fig.3-24 各当量比におけるノッキングによる最大圧力差とイオン素子間平均火炎速度

3.4. 計算モデル

第2章にて、クレビス内を一次元非定常圧縮性流れのモデルによって HC がクレビスに圧 入されてから流出するまでのメカニズムを解析できることを示した.ここでは、これに自己 着火を予測する Livengood-Wu 積分の判定を加えることで、クレビスノック発生位置と時期を 予測する.

3.4.1. ノック発生条件

ノックの原因となる自己着火の発生条件は

Livengood-Wu 積分

$$LW = \int_0^{t_k} \frac{1}{\tau'} dt \tag{16}$$

が1になることである.発生時間が $t=t_k$ である.と自己着火が起こる.ここで τ は混合気の 着火遅れ時間であり温度の関数で

$$\frac{1}{\tau'} = A' \exp\left(-\frac{E}{R_0 T}\right)$$
(17)

と表される. E/R₀は燃料の種類と当量比によって異なる. すなわち, 混合気の成分が同一なら, 未燃焼部分の温度 T が自己着火を決定する.

ここで問題なのは、活性化エネルギーE と頻度因子 A'の値である. Douaud ら^[33]の提案である、 $E/R_0=3800K$ を与え、A'の値は、 $/ック発生時間 t_k$ の値が実測値と合致するように与える.

3.4.2. 基礎方程式

クレビス内を一次元非定常圧縮性流れとし,反応性ガス力学の基礎的手法である,燃焼波 を発熱する波としてとらえると,第2章の式(1)~式(3)連続の式,運動方程式,エネルギー式 が成立する.

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\rho u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} = 0$$
(1)

・運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\lambda}{D} \frac{u^2}{2} \frac{u}{|u|} = 0$$
(2)

・エネルギー式

$$\frac{\partial(C_{v}T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C_{v}T)}{\partial x} + \frac{p}{\rho A} \frac{\partial(uA)}{\partial x} = q + uF$$
(3)

ここで、外界から加えられる熱量qの値は

$$q = q_f + q_h + q_k \tag{18}$$

となり、それぞれを具体的に示すと以下のようになる.

1) クレビス内の進入火炎の発生熱量 qf

クレビス壁面の消炎層δの領域を差し引いた部分が燃焼すると考えると

$$q_f = \frac{(D - 2\delta)^2}{D^2} \frac{H_u S_L}{dx}$$
(19)

となる. ここで、平均火炎速度 SLは、実験値から求まる.

2) クレビス壁面を通過する伝熱量 q_h

Hausen の平均ヌッセルト数 Nuを与える実験式^[34]を適用すると

$$q_{h} = \frac{kNu}{L} (T_{wall} - T_{cre}) \pi D dx$$

$$(20)$$

と表示される.

3) 自己着火による燃焼熱 qk

クレビス内の未燃焼部分から n+1 の検査体積中で自己着火により発生する熱量 qk は

$$q_k = H_u \rho y_f \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) dx \tag{21}$$

 y_f は混合気中の燃料の質量分率である.数値計算上では,格子点n番目がLW>1になった 場合に,検査体積は格子点n番目からn+1番目までの(Xn+1-Xn)(π D2/4)とする.この自己着 火による圧力の振幅が関連する検査体積の発熱の速度は,計算上の最大値は時間の差分dtの 時である.この時間は,ノックの強さを決めることになるが,dt~50dtまで変化させて,安 定的な解が出てきたら,そこまでを自己着火の時間とする.

3.4.3. 数值計算法

一次元非定常圧縮性流れの数値計算法に特性曲線法を用いる.基礎方程式,式(1)~式(3)に 無次元処理を施し特性曲線上の常微分方程式に変形すると以下の式(7)~式(9)が得られる.

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + (u' + a')\frac{\partial P}{\partial \xi} = a' \left\{ \frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u' + a')\frac{\partial S'}{\partial \xi} \right\} - a'u'\frac{\partial \ln A}{\partial \xi} + (\kappa - 1)\frac{q' + u'F'}{a'} - F'$$
(7)

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + (u' - a')\frac{\partial Q}{\partial \xi} = a' \left\{ \frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u' - a')\frac{\partial S'}{\partial \xi} \right\} - a'u'\frac{\partial \ln A}{\partial \xi} + (\kappa - 1)\frac{q' + u'F'}{a'} + F'$$
(8)

$$\frac{\partial S'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial S'}{\partial \xi} = \frac{q' + u'F'}{{a'}^2} \tag{9}$$

$$q' = q'_f + q'_h + q'_k$$
(22)

3.4.4. 境界条件

図 3-25 にモデルを示す.クレビス内は、一次元円形断面の流路とし、その座標軸 X はクレ ビス入口を原点とし、クレビス深さ L の長さをもつ.ここに 101 個の格子点を配置し、1 点 目をクレビス入口(開口部)、101 点目をクレビス底部とする.クレビス内の流れは燃焼室内 の圧力と温度の変化によって引き起こされる.

クレビス頂部(開口端)における境界条件は,流出と流入で異なる.その条件を下記に示す.

・流出条件(u < 0)

 $p_{1} = p_{ves}$ (23) • 流入条件 (u ≥ 0) $\frac{a_{cre}^{2}}{\kappa - 1} + \frac{u_{cre}^{2}}{2} = \frac{a_{ves}^{2}}{\kappa - 1}$ (24)

クレビス底部の端部が閉塞している場合、流速は無視できるので

u = 0

の閉塞端境界条件を与えた.

ここで,重要なのは燃焼容器側の圧力と音速すなわち温度である.燃焼容器の場合は,測 定圧力の時間経過に基づいて計算を行う.



Fig.3-25 モデル

3.4.5. 計算結果

図 3-26 は、図 3-15 に示した実験条件における格子点 98 の位置の圧力の計算値である. クレビス内の圧力の測定位置は底部であるので,格子点 98 の位置における圧力の計算値を見ていく.

- 1) t=0 は点火の瞬間であり、時間が経過するとクレビス内の圧力は緩やかに上昇する.
- 第一イオン素子の出力が急に立ち上がった瞬間に火炎がクレビスの入口に到達したとする.この時t=5.5msであり、ここからクレビス内に火炎進入による発熱qfが生ずる.このため、さらに圧力は上昇する.
- t=11.4ms で Livengood-Wu 積分が1になると自己着火が発生する.これまで火炎伝播の影響を受けなかった未燃焼の検査体積では、Livengood-Wu 積分=1 になると q_kが生ずるので、振幅の大きな圧力波が発生する.これがクレビスノックの原因である.
- 4) 時間が経過すると、圧力波がクレビス流路内を往復する.波形のひずみとして影響は残るのは t=15ms 付近までである.これ以降、振幅が緩やかに減衰していく.



Fig.3-26 クレビス底部(格子点 98)における圧力の計算値

3.4.6. 実験結果Ⅱ

ここでは、容器側のノックの圧力波とクレビス内のノックの圧力波を分離するため、クレビス直径 5.0mm での実験結果を用いる.まず、この条件での実験結果について述べる.

図 3-27 は、メタンー空気混合気を用いた場合の定容燃焼容器とクレビス底部の圧力及び二 つのイオン素子の出力を示したものである.クレビスノックの発生に関連して以下に述べる.

- (1) ここで問題としているのは、火炎進入後のクレビス内ノックである.この条件で、火炎 が進入するのは第一イオン素子の出力が立ち上がる時間 14.9ms である.
- (2) 燃焼容器側でノックが起こると、クレビス内に伝播しそこで干渉を生じ議論が複雑になる. 燃焼容器内の圧力波形について調べてみる. 着火前の圧力は 0.10MPa, 温度は 300K である. 着火からの経過時間が 37.0ms で最大圧力 0.60MPa を示す. それ以後、放熱の影響で圧力は低下していく. この間に、ノックによる圧力の変化は見られない. 圧力波形 はクレビス内の圧力と重なっているので、これを分離する. これを図の上端に燃焼容器 内圧力のみを示す. クレビス内の圧力が振動しているにもかかわらず、燃焼容器内はな めらかな圧力変化を示している. これは、クレビスにくらべ燃焼容器の体積が大きいた めである. つまり、クレビス内の圧力振動が、燃焼室に与える影響は小さい.
- (3) クレビス内の圧力は、典型的なノックが 29.8ms から始まっている.計算モデルを使って 議論するが、この時の周波数は 1.5±0.05kHz で、往復距離を音速で求めた単純計算による 値に近い.この時点でクレビスノックの発生が確認された.
- (4) ここで注目すべきことは、第二イオン素子の信号の途中でノックが発生することである.
 この場所は、クレビス底部から14.0mmである、ノックの発生源になる未燃焼混合気は 十分に残っている.



Fig.3-27 メタンー空気混合気時の圧力とイオン電流の測定値

3.4.7. 計算結果Ⅱ

3.4.6.での実験結果を,計算モデルを用いて検証する.その計算モデルにて得た知見を以下 に示す.

- 図 3-28 の Livengood-Wu 積分の計算値で、ノックの発生が判定できる.入口から伝播する火炎が到達する前に最初に LW=1 となるのは場所が n=97 の位置であり、時間経過は30.3ms である.
- (2) 圧力波の挙動は、実験値よりも計算値のほうが大きくなっている.これは、クレビス内の進入火炎の発生熱量 qfの与え方、具体的には、δのデータをはじめ自発火発生から終了までの時間、クレビス内火炎の伝播速度、A'、E などは改善の余地がある.一方、周波数の計算値は 1.7±0.08kHz で実験値に近い.
- (3) 境界条件である燃焼容器内の圧力が変化すると、計算されるクレビス内の圧力、温度、 流速の値も影響を受ける.圧力の振幅を見ると、ノックによる初期の振幅から変化しな がらかなりの時間継続する.振幅はしだいに減衰するがそれは摩擦による影響がある.



Fig.3-28 格子点 97 の位置における Livengood-Wu 積分の値



Fig.3-29 実験結果と計算結果の比較

3.4.8. 計算モデルのまとめ

クレビスの入口境界条件には、燃焼容器内の圧力と温度の経過を実験値から求まる.これ に加えて、クレビス内の火炎伝播速度をイオン電流の実験値から求めると、計算に必要なす べての条件が整い、クレビス内の流路長さを100等分した検査体積内の全ての必要な物理量 が求まる.これにより、クレビスノックに対する下記の知見を得た.

- (1) 特性曲線法を用いれば, 多数の格子点(101 点)上における, 圧力, 温度, 流速が求まる.
- (2) Livengood-Wu の自己着火理論を導入することにより(1)で求めた圧力,温度と流速より, ノック発生位置とノック時期が明らかになる.
- (3) 火炎進入型クレビスノックの発生が予測されるように設計した燃焼容器を用い,圧力と その時間経過,ガス流速,着火遅れ,イオン電流の生成と消滅の現象などについて調べ た.特に興味深い点は,以下の通りである.
 - (a) 自己着火で生じた初期の圧力波は、クレビス内で反射を繰り返す. 燃焼容器内の圧力 は境界条件として作用する.
 - (b) ノックによる初期の振幅から変化しながら、かなりの時間継続する.振幅は次第に減 衰するがそれは摩擦による影響がある.
 - (c) クレビス内の圧力振動が、燃焼室に与える影響は小さい.
 - (d) 最大圧力 0.60MPa の近辺の実験値と計算値の周波数を比較した.実験から観測される 圧力波の周波数は 1.5±0.05kHz で,これに相当する計算値から求めた圧力波の周波数は 1.7±0.08kHz でほぼ一致している.これは時間によって多少変わるが大勢は変わらない.

3.5. CI エンジンにおけるクレビスノックへの展開

これまで、本論文で述べてきたことは SI エンジンのみを想定してきた.しかし、クレビス ノックが CI エンジンでも起こる可能性があると言われている.三菱重工の故・中川氏による と、ピストン上面からカラー写真を撮るとリングクレビスの中に火炎が進入するという見解 を述べていた.なぜ、そのようなことが起こるかをここで考えてみる.

3.5.1. 排ガスと発生機構

ディーゼルエンジンではシリンダ内に吸入した空気を圧縮して,高温高圧状態になったと ころへ燃料を噴射する.噴霧油滴は微粒化し,蒸発,拡散,空気との混合過程をへて自己着 火し燃焼する.燃焼形態は拡散火炎が主体で,シリンダ内ガスの空燃比は時間的,空間的に きわめて不均一である.

そのため、有害排出物の生成特性もガソリンエンジンとは異なってくる.ディーゼルエンジンは、シリンダ内全体としては、空燃比で20~80程度の希薄状態で運転される.そのため、 COの排出はほとんど問題になっていない.また、燃焼室壁面付近の消炎層内の大半は空気であり、HCの排出量も少ない.しかし、NOxに関しては、燃焼領域の局所空燃比が理論空燃 比に近いことから, NO 生成量はガソリンエンジンと同様に多い. さらに微粒子, PM を多量 に排出するという問題がある.

3.5.2. 排ガス浄化技術

NOx および微粒子を低減するための技術開発には以下に示す3つの視点からのアプローチがある.

後処理技術の開発

ディーゼル燃焼は、排気中に余剰酸素が存在するため、三元触媒が機能せず、NOのみを選 択的に N₂に還元できる方式が必要になっている.NOxの除去技術は、容易に加水分解してア ンモニアを発生する尿素(30%水溶液の形で供給)を還元剤として用いる尿素選択還元法(尿 素 SCR)や、炭化水素を用いて酸素共存下で NOを選択還元する炭化水素選択還元法

(HC-SCR),通常の希薄運転条件のもとで NOx を吸蔵しておき,エンジンをリッチ運転する ことにより,吸蔵した NOx を離脱させ還元する吸蔵還元法(NSR)がある.

② 燃料性状の改良

高セタン価の燃料は,低い燃料に比べ着火遅れを短縮することからNOx低減に有効である. また,燃料起因のSOF(可溶有機成分)呼ばれる高分子炭化水素を低減する効果も併せ持つ.

また,軽油中に含まれる硫黄はNOx 低減のための EGR を適用した際にエンジンの耐久性 に悪影響を与える.更に,排気後処理装置としての酸化触媒や DPF の性能も損なうことから 軽油の低硫黄化が推進されてきている.

他には、メタノールやエタノールをディーゼルエンジンの代替燃料として適用する研究が 1980年代に活発に試みられている.その結果、アルコール燃料は、セタン価が極端に低いた め、着火に対する特別な配慮を必要とすることが指摘されている.別の含酸素燃料として DME も注目されている.DME は、化学式が CH₃OCH₃で示される最も単純なエーテルで、エ タノールの組成に等しい.セタン価が軽油と同等以上と高く、炭素同士の結合をもたないの で無煙燃焼が実現できる.常温では、気体であるが、25℃における飽和蒸気圧が 0.6MPa と低 い.粘度は、0.25cSt と軽油に比べ約 1/20 と低く、潤滑性に乏しい.したがって、通常のディ ーゼルエンジンと同様の燃料配給を行う上で、噴射システム、具体的には噴射ポンプに解決 すべき課題がある.

さらには,エマルジョン燃料(水と油のいずれか一方を微粒子状態にして他方に分散させた燃料)も非常に熱容量の大きな物質の水が添加されるため,燃焼温度が低下しNOx が低減する.

③ エンジン燃焼の改善

燃料の噴射時期を上死点,あるいは、上死点よりもさらに遅延させると、ピストンが下降 して燃焼室内ガス体積の増大したところで主要な熱発生が行われるようになる.これにより、 燃焼ガス温度が低下し NOx を低減させる方法がある.しかし、噴射時期は適正な範囲内で保 たなければ,熱効率の悪化につながる.一方,初期噴射率と低下させると,着火遅れ期間中の可燃混合気形成量が低減するため予混合燃焼が抑制され,燃焼温度が低下し NOx が低減する.通常噴射の行う前にあらかじめ少量の燃料を噴射するパイロット噴射がある.

近年では、圧縮途中の早い時期に燃料を噴射し、長い着火遅れの間に形成される希薄予混 合気を自己着火させるもので、NOxの大幅な低減が得られる HCCI: Homogeneous Charge Compression Ignition と呼ばれる新しい考え方の燃焼方式がある.この目的はラジカルを生成 し着火機構を改善するためである.

3.5.3. クレビスノックが発生する可能性

希薄状態で運転されるディーゼルエンジンは、CO、HC の排出量が少ない. それは、クレ ビスノックが起こりにくいことを示している. 起こるためには、クレビスへ燃料が無ければ ならない. そこで、NOx および微粒子を低減するための技術の一つである燃料噴射制御がク レビスノックを引き起こす可能性として着目した. 吸気管に燃料の一部を霧化混合するフュ ミゲーション方式がある. この方法だと、希薄予混合気が圧縮行程でクレビスへ進入するこ とが考えられる. よって、ディーゼルエンジンでもクレビスノックが発生しうることが考え られる.

3.5.4. バイオ燃料

化石燃料にかわる代替燃料の一つに植物由来のディーゼルエンジン用バイオ燃料(BDF) が広く試みられている.しかし,植物油は軽油と比較する粘度が高く,ニートでエンジンに 用いるのは困難である.そこで,エステル化をへて低粘度化させて使用するが,グリセリン の処理問題が残されている.そのため,バイオ燃料に前処理を行わず,ニートでディーゼル に使用することは魅力ある課題といえる^[35].

また,バイオ燃料をディーゼルエンジンに使用するさい,石油由来の潤滑油が使われている.しかし,排ガスや化石燃料枯渇の観点から,潤滑油にもバイオ由来のものを用いるべき と考える.このとき気を付けることは,バイオ燃料由来の潤滑油すなわち油膜がクレビスに も存在することである.この燃料となりうる油膜が蒸発し,クレビス内には自己着火できる 燃料が存在し,機関損傷につながるクレビスノックが発生しうると考える.

本論文は, SI エンジンにおけるクレビスの燃焼現象を取り扱っているため, CI エンジンに ついては, ここで筆をおくことにする.

3.6. 結論

SI エンジンのリングクレビス内で発生するノックについての研究の一環として、定容燃焼 容器を用いた研究を行った.ここで報告したのは、円管を接続した定容燃焼容器を用いて、 メタンと水素の混合燃料を燃焼させる実験を行い、「円管に火炎が進入すると、円管内の混合 気温度の上昇を招き自己着火から圧力波が発生する」ことが分かった.実験結果のデータ的 なものは、すでに述べたので、それを横断的にとらえた事項をまとめると以下のようになる.

- 燃料中の水素のモル分率αが大きくなるとクレビス内を伝播する火炎速度の値が大きくなる.また、当量比φと火炎速度は逆U字型になり、最大の速度はφが1.1付近で計測された.クレビスノックを支配しているのは、混合気の種類や濃度よりもそれらの影響で決まる平均火炎速度である.
- クレビス内の管端でおこる自己着火が誘発する圧力波は、燃焼室ノックで生ずる圧力波 よりも振幅が大きい. 温度境界層の破壊による熱伝達促進によるピストン材料の溶損に はクレビスノックが主な役割を演じている可能性もある.
- 3) 火炎伝播は、発熱を伴う波とし、ノックの発生源となる自己着火を検査体積内の急激な 加熱とらえる.さらに、クレビス流れを一次元非定常圧縮性として解析し、そこに Livengood-Wu 積分を組み込んだ"熱理論"による計算モデルに発展させ、このモデルが実 験の説明に有効である.その理由は1)にある.

以上,述べたように、「進入火炎誘導型クレビスノック」の存在を明らかにし、その現象を Livengood-Wu 積分を組み込んだ1次元非定常圧縮性の計算モデルにて捉えることが出来た. このモデルの更なる活用が期待できる.

第4章 結論

4.1. 本研究で得られた結果

本論文で得られた結論を以下にまとめる.

先に述べたように,排ガス成分である未燃焼炭化水素の抑制を排ガス浄化技術によらずに燃焼 室内で削減するためには,主な未燃焼炭化水素の発生源となっているリングクレビスの燃焼現象 を明らかにすることが重要になってくる.

そこで、リングクレビス内の現象の解析を、1次元非定常圧縮性を考慮した流れの計算モデル でクレビス内の場所による温度・圧力、速度の情報と、クレビス幅・深さの形状の影響を考慮し た HC 排出量の計算が可能になった.

HC 発生には燃焼終わりの酸化反応が影響し、この時点の HC 排出量の大小が重要になる.回転数は、クレビスから流出する未燃ガスの質量にほとんど影響を与えないが、クレビス寸法による影響が大きい.

この観点から、リングクレビスからの HC 排出を抑制するには、リングクレビスの幅を狭く、 深さを短くすることで体積を減らし、リングクレビスに流入する量を減らすか、あるいは逆にク レビス幅を広くし火炎を進入させ酸化させる方法が考えられる.

ところが、火炎が進入することでクレビス内のエンドガスの温度が上昇し自己着火が起こりクレビスノックを引き起こすことを指摘した.クレビスノックが起こることを解明するため、定容 燃焼容器を用いた燃焼実験と Livengood-Wu 積分を組込んだ1次元非定常圧縮性の流れの計算モデルを作成した.

これにより、クレビスノックを検出することができ、計算結果から、クレビス内の自己着火が 誘導するノックであることがわかり火炎進入誘導型クレビスノックの存在を明らかにした.クレ ビスノックの支配要因は、混合気の種類や濃度よりもそれらの影響を集約した火炎速度であるこ とが分かった.このときの、クレビスノック強さは、場所よっては燃焼室でのノック強さよりも 大きく、温度境界層を破壊し機関損傷につながる.燃焼室ノックとクレビスノックの両者が発生 した場合の影響はさらに検討する必要がある.また、クレビスノックが先行して発生することも あり、高圧縮比エンジンの設計をする際は、燃焼室で発生するノック限界だけではなく、クレビ スノック限界には特に注意する必要がある.

以上のように,計算モデルと燃焼実験を行いクレビス内の燃焼現象を明らかにした.この成果 は,エンジンの設計・性能改善に役立つものと期待される.



- Wai K. Cheng, Douglas Hamrin, John B. Heywood, etal : An Overview of Hydrocarbon Emissions Mechanisms in Spark-Ignition Engines, SAE TECHNICAL PAPER SERIES, 932708, p3(1993)
- 2. Min,K. and Cheng,W.K. : In-Cylinder Oxidation of Piston-Crevice Hydrocarbon in SI Engine, International Symposium COMODIA 94, p.125-130 (1994)
- Huang,Z.H.,etal. : Effect of top land Width and engine operating conditions on exhaust hydrocarbon emissions from a spark ignition engine, Proc Instn Mech Engrs, Vol.210, p.243-247 (1996)
- 4. Wentworth, J. T., "Piston and ring variables affect exhaust hydrocarbon emissions", SAE Paper 680109, 1968
- Wentworth, J. T., "The piston crevice volume effect on exhaust hydrocarbon emission", Combustion Science and Technology, Vol.4, pp.97-100, 1971
- 6. Wentworth, J. T., "Effect of combustion chamber surface temperature on exhaust hydrocarbon concentration", SAE Paper 710587, 1971
- 7. Weis, P. and Keck, J. C., "Fast sampling valve measurements of hydrocarbon in the cylinder of a CFR engine", SAE Paper 810149, 1981
- 8. ERAN SHE, Handbook of Air Pollution from Internal Engines, Academic Press, (1998)
- Adamczyk, A. A., Kaiser, E. W., Cavolowsky, J. A., and Lavoie, G. A. "An experimental study of hydrocarbon emissions from closed vessel explosions", Eighteenth Symposium (International) on Combustion, pp.1695-1702, 1981
- Adamczyk, A. A., Kaiser, E. W., and Lavoie, G. A. "A combustion bomb study of the hydrocarbon emissions from engine crevices", Combustion Science and Technology, Vol.33, pp.261-277, 1983
- Namazian,M. and Heywood,J.B. : Flow in the Piston-Cylinder-Ring Crevice of a Spark-Ignition Engine:Effect on Hydrocarbon Emissions,Efficiency and Power, SAE 820088, p.1-26 (1982)
- 12. W. W. Haskell, C. E. Legate: Exhaust Hydrocarbon Emissions from Gasoline Engines-Surface Phenomena, SAE Technical Paper, 720255 (1989).
- Saika, T. and Korematsu, K. : Effects of a Ring Crevice on Hydrocarbon Emission from Spark Ignition Engine, Combust. Sci. and Tech., Vol. 108, p. 279-295 (1995)
- 14. 寺地淳,津田剛,野田徹,久保賢明,伊東輝行「火花点火機関における火炎伝播モデルの開発とノッキング予測への適用」日本機械学会論文集 B 編 第 71 巻 710 号(2005-10)
 2581-2587
- 15. 寺地淳,津田剛,野田徹,久保賢明,伊東輝行「火花点火機関における三次元燃焼シミ ユレーションを用いた未燃 HC 予測」日本燃焼学会誌 第49巻147号(2007)70-76
- 16. 寺地淳「三次元バーチャルエンジンによる筒内現象理解」日本燃焼学会誌 第49巻149
 号(2007) 151-152

- 17. 太田雄介,及川義輝,是松孝治,田中淳弥「リングクレビスからの未燃焼炭化水素の流 出挙動に関する研究」日本機械学会 関東支部第11期総会講演会,P55-56,(2005)
- 18. P.A.ロングウェル著 化学技術者のための流れ学 P53 (共立出版)
- 19. 是松孝治,長谷川誠:クランク室圧縮形二ストローク火花点火エンジンの全サイクル解 析モデル,日本機械学会論文集(B編), Vol.59, No.560, p.1421-1426 (1993-4)
- 20. Yoshida,
M. : Einfu $\beta\,$ der Spaltgeometrie am Feuersteg des Kolbens auf die Kohlenwasserstoffe
mission bei einem Ottomotor, MTZ, Vol.4, No.41, p.163-171 (1980)
- Heywood J. B., "Internal Combustion Engine Fundamentals," McGraw-Hill Book Company: 451-463 (1988).
- 22. Colin R. Ferguson and Allan T. Kirkpatrick, Internal Combustion Engines Applied Thermosciences Second Edition: 253-261(1988).
- 23. 西垣昌,田中大二郎,沖秀樹,塚原映:吸排気バルブ表面を含むイオンプローブによる 筒内噴射ガソリンエンジンにおける火炎伝播計測とノッキング挙動解析,
- 24. 志賀聖一,河野通方,飯沼一男:高速度写真観察によるノックの研究,日本機械学会 論文集(B 編), Vol.51, No.465, (1985-5)
- Heywood J. B., "Internal Combustion Engine Fundamentals," McGraw-Hill Book Company: 450-457 (1988).
- 26. Cornetti, G. M., DeCristofaro, F., and Gozzelino, R.: "Engine Failure and High Speed Knock,", SAE paper 770147.
- 27. Renault, F.: " A New Technique to Detect and Control Knock Damage," SAEpaper 820073, 1982
- 太田雄介, 是松孝治, 田中淳弥, 今津賢二「リングクレビスからの未燃焼炭化水素の流 出挙動に関する研究」, The Japan Institute of Energy, 12: 308-309 (2003).
- 29. W. W. Haskell, C. E. Legate, SAE Technical Paper 720255: 451-463 (1989).
- 30. Rolf D. Reltz, Tang-Wei Kuo, SAE Trans. 892085.
- J. C. Livengoood and P. C. Wu, Proc. 5th Symp. (Int.) on Combustion, p.347-356, (1955)
- Bernad Lewis, Guenther von Elbe, Combustion, Flames and Explosions of Gases third Edition: 268 (1987).
- 33. Douaud A. M., Eyzat P., SAE Technical Paper 780080: (1989)
- 34. WARREN H. GIEDT:基礎伝熱工学,層流熱伝達,東京,丸善株式会社, 1977, p.134
- 35. 嶋田泰三,納冨充生,徳留大樹,田中淳弥,是松孝治,ディーゼルエンジンにおけるニ ートバイオ燃料の燃焼に関する基礎研究(軽油に対する脂肪酸の物性とエンジン燃焼の 比較),日本設計工学会,学会誌「設計工学」Vol.47,No.2,2012

謝 辞

本研究は、工学院大学工学部・是松孝治教授のご指導に基づいて行われました.本論文を 結ぶにあたり、本研究を遂行し、本論文をまとめるにいたるまで、終始あたたかいご指導と 激励を賜りました是松孝治先生に心から感謝の意を表します.

是松孝治先生には、筆者の工学院大学工学部在学中より、内燃機関に関してご指導をいた だきました.実験を実施するために素晴らしい環境を整備して頂いたことに心より感謝申し 上げます.

本論文を査読していただき貴重なご指導とご助言を頂いた,工学院大学学長・水野明哲教 授,グローバルエンジニアリング学部・雑賀高教授,工学部・大竹浩靖教授,湘南工科大学 工学部・森棟隆昭教授,高知工業高等専門学校機械工学科・永橋優純教授の各先生方に心よ り感謝申しあげます.

修士学生時代の私に,研究の楽しさと難しさを教えてくださいました工学院大学工学部・ 田中淳弥准教授に心より感謝申し上げます.私の研究について,有益なご助言を頂いたばか りでなく,BDFの基礎について御教授頂きましたことに深く感謝いたします.

博士課程在学中,様々な分野について有意義な意見を下さることしかり,実験装置の原理 を学ぶことの大切さを教えてくださった嶋田泰三博士に感謝申し上げます.

実験の実施にあたり工学院大学工学部内燃機関研究室卒業生の岩元翔平君,佐藤学君,福 岡和也君,小泉拓也君,公文俊哉君,及び在学生の前田亮人君,渡邊真吉君,研究室皆さん の熱心な協力を得たことを記すとともに心より感謝申しあげます.

私が、実験の方針やプログラム作成で行き詰ったときや海外講演前で心が揺れているとき に常に見返りを求めず協力しれくれた内燃機関研究室大学院生・小茂田尚輝君に心より感謝 申し上げます.太陽のような明るさ持つ彼と苦楽とともにした三年間が無ければ今の私はあ りませんでした.彼との出会いは人生で誇れるものでした.

実験結果を解明する際,違う目線からの意見により議論を熱くしてくれた内燃機関研究室 大学院生噴霧班・久住尚平君に,心より感謝申し上げます.

最後に、これまで私をあたたかく応援してくれた両親と祖母、叔母に心から感謝します.

2014年 1月

工学院大学 機械工学科 徳留 大樹

付 録

計算モデルに用いた関係式と特性方程式の誘導を以下に示す.基礎式として用いる式は, 連続の式,運動方程式,エネルギー式の3式である.

・連続の式



Fig.1 円管内の流動

図1に示すような1次元非定常流れにおいて,流れの中に固定した検査体積について考える.

検査体積に流入する質量流量

ρυΑ

検査体積から流出する質量流量

$$\left(\rho + \frac{\partial\rho}{\partial x}dx\right) \times \left(u + \frac{\partial u}{\partial x}dx\right) \times \left(A + \frac{\partial A}{\partial x}dx\right)$$
$$= \rho u A + \rho u \frac{\partial A}{\partial x}dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x}dx + u A \frac{\partial\rho}{\partial x}dx$$
$$+ \rho \frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial A}{\partial x}(dx)^{2} + u \frac{\partial\rho}{\partial x}\frac{\partial A}{\partial x}(dx)^{2} + A \frac{\partial\rho}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x}(dx)^{2} + \frac{\partial\rho}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial A}{\partial x}(dx)^{3}$$

2次・3次の微小項を省略すると

$$\rho uA + \rho u \frac{\partial A}{\partial x} dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} dx + uA \frac{\partial \rho}{\partial x} dx$$

よって検査体積内の流体の質量流量の変化は

$$\rho u A - \left(\rho u A + \rho u \frac{\partial A}{\partial x} dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} dx + u A \frac{\partial \rho}{\partial x} dx\right)$$

$$= -\left(\rho u \frac{\partial A}{\partial x} dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} dx + u A \frac{\partial \rho}{\partial x} dx\right) \qquad \cdot \cdot \cdot (1)$$

この質量流量の変化が正の場合には、検査体積内の質量は増加し、負の場合には検査体積内の質量は減少する.

次に検査体積内の流体質量の時間変化についても同様に考える. 検査体積内の質量の時間変化は

$$\left(\rho A dx + \frac{\partial(\rho A dx)}{\partial t}\right) - \rho A dx = \frac{\partial(\rho A dx)}{\partial t} \qquad \cdot \cdot \cdot (2)$$

検査体積内で流体の生成や消滅が無く連続的に流れるためには式(1)と式(2)が等しくなく てはならないので

$$-\left(\rho u \frac{\partial A}{\partial x}dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x}dx + u A \frac{\partial \rho}{\partial x}dx\right) = \frac{\partial(\rho A dx)}{\partial t}$$
$$\rho u \frac{\partial A}{\partial x}dx + \rho A \frac{\partial u}{\partial x}dx + u A \frac{\partial \rho}{\partial x}dx = -A \frac{\partial \rho}{\partial t}dx$$

両辺をAdxで割り整理すると、

断面積の項を入れることにより、1次元流れを2次元流れのように扱うことができる.

·運動方程式

圧力によって微小面積に働く力

$$pA + \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) \frac{\partial A}{\partial x} dx - \left(A + \frac{dA}{dx} dx\right) \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right)$$
$$= pA + p \frac{\partial A}{\partial x} dx - pA - A \frac{\partial p}{\partial x} dx - p \frac{\partial A}{\partial x} dx$$
$$= p \frac{\partial A}{\partial x} dx - A \frac{\partial p}{\partial x} dx - p \frac{\partial A}{\partial x} dx$$
$$= -A \frac{\partial p}{\partial x} dx$$

摩擦力Fは,

$$F = -\lambda \frac{\rho u^2}{8} \pi D dx \frac{u}{|u|}$$

ここで、非定常流れでは逆流が起こりうる為、符号を決める $\frac{u}{|u|}$ が必要になる.

検査面を通して単位時間に流入する運動量

(puA)u

検査面を通して単位時間に流出する運動量

$$\left[(\rho uA)u + \frac{\partial \{ (\rho uA)u \}}{\partial x} dx \right]$$

よって検査面を通して単位時間に変化する運動量は

$$\left[(\rho uA)u + \frac{\partial \{(\rho uA)u\}}{\partial x}dx\right] - (\rho uA)u = \frac{\partial (\rho u^2 A)}{\partial x}dx$$

``

検査体積内の単位時間当たりに変化する運動量は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A dx \times u)$$

検査体積において流体に作用する力の総和は、単位時間当たりに変化する運動量に等しくな ければならない. よって

$$-A\frac{\partial p}{\partial x}dx - \lambda\frac{\rho u^2}{2}\pi D dx\frac{u}{|u|} = \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 A)dx + \frac{\partial}{\partial t}(\rho u A dx)$$

となり、両辺をdxで割り、偏微分すると

$$-A\frac{\partial p}{\partial x} - \lambda \frac{\rho u^2}{2} \pi D \frac{u}{|u|} = u^2 A \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho u^2 \frac{\partial A}{\partial x} + 2\rho u A \frac{\partial u}{\partial x} + A u \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho A \frac{\partial u}{\partial t}$$

両辺をApで割り整理すると

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2u\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{u^2}{A}\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4\lambda}{D}\frac{u^2}{2}\frac{u}{|u|} = 0$$

式(3)を代入する.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\rho} \left(-\rho \frac{\partial u}{\partial x} - u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\rho u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{u^2}{A} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4\lambda}{D} \frac{u^2}{2} \frac{u}{|u|} = 0$$

整理すると

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4\lambda}{D} \frac{u^2}{2} \frac{u}{|u|} = 0 \qquad \cdot \cdot \cdot \text{imbian} \text{ imbian}$$

·管摩擦損失係数

管摩擦損失係数*λ*については、レイノルズ数**Re**によって、以下のように Poiseuille, Blasius, Nikuradse の式を用いる.

レイノルズ数Re以下の式によって求められる.

$$\operatorname{Re} = \frac{ud}{v}$$

Re < 3000 (Poiseuille)の場合

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$$

3000≤Re≤10⁵(Blasius)の場合

$$\lambda = 0.3164 \,\mathrm{Re}^{-0.25}$$

Re≥10⁵(Nikuradse)の場合

$$\lambda = 0.0032 + 0.221 \text{Re}^{-237}$$

・発熱量

発熱量を以下のように考えた. 外界から加えられる熱量 q の値は

$$q = q_f + q_h + q_k$$

となり、右辺を具体的に示すと以下のようになる.

(a) クレビス内の進入火炎の発生熱量 q_f

クレビス壁面の消炎層を引いた、有効な燃焼割合から qfは

$$q_f = \frac{\left(D - 2\delta\right)^2}{D^2} \frac{H_u S_L}{dx}$$

となる.ここで、火炎速度 S_Lは、クレビスに設置してあるイオン素子の測定から求まる.

(b) クレビス壁面を通過する伝熱量 q_h

クレビス内の流れを充分発達した層流とし、クレビス壁面温度を一定とした場合に対する 平均ヌセルト数を Hausen の実験式から求めると gh は

$$q_h = \frac{kNu}{L} (T_{wall} - T_{cre}) \pi D dx$$

となる.

(c) 自己着火による燃焼熱 q_k

クレビス内の未燃焼部分から n+1の検査体積中で自己着火により発生する熱量 qkは

$$q_k = H_u \rho y_f \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) dx$$

yf は混合気中の燃料の質量分率である.

数値計算上では,格子点 n 番目が Livengood-Wu 積分値>1 になった場合に,検査体積は格子 点 n 番目から n+1 番目までの $(x_{n+1}-x_n) \times (\pi D^2/4)$ とする.

検査体積に加わる熱量は,

$$q\rho Adx$$

検査面から流入するエネルギー

$$\rho u A(h+\frac{u^2}{2})$$

ここで、
$$h=U+pv$$
であり、
 $dh=C_p dT$, $dU=C_v dT$, $v=\frac{1}{\rho}$ (比体積)
であるので、 $h=C_v T+\frac{p}{\rho}$ となる.
よって、検査面から流入するエネルギーは

$$(\rho uA)\left(C_{v}T+\frac{p}{\rho}+\frac{u^{2}}{2}\right)$$

排除仕事を含む、検査面から流出するエネルギー

$$(\rho uA)(C_vT + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\rho uA) \left(C_vT + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} dx$$

検査体積内の単位時間当たりのエネルギー変化

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\rho A dx) \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) \right\}$$

~

検査体積に加わるエネルギーの総和は、検査体積内の単位時間当たりのエネルギー変化と 等しくなければならない.よって,

$$q\rho A dx + (\rho u A) \left(C_{\nu}T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) - \left[(\rho u A) (C_{\nu}T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\rho u A) \left(C_{\nu}T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} dx \right]$$
$$= \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\rho A dx) \left(C_{\nu}T + \frac{u^2}{2} \right) \right\}$$

$$q\rho A dx - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\rho u A) \left(C_{\nu} T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} dx = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\rho A dx) \left(C_{\nu} T + \frac{u^2}{2} \right) \right\}$$
$$q\rho A dx - \left(\rho u A \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(C_{\nu} T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) dx - \left(C_{\nu} T + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \frac{\partial}{\partial x} (\rho u A) dx$$
$$= \left(\rho A dx \right) \frac{\partial}{\partial t} \left(C_{\nu} T + \frac{u^2}{2} \right) + \left(C_{\nu} T + \frac{u^2}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} (\rho A dx)$$

$$q\rho A dx - (\rho u A) \frac{\partial}{\partial x} \left(C_{\nu} T + \frac{u^{2}}{2} \right) dx - (\rho u A) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) dx - \left(C_{\nu} T + \frac{u^{2}}{2} \right) \frac{\partial}{\partial x} (\rho u A) dx - \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u A) dx$$
$$= (\rho A dx) \frac{\partial}{\partial t} \left(C_{\nu} T + \frac{u^{2}}{2} \right) + \left(C_{\nu} T + \frac{u^{2}}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} (\rho A dx)$$

両辺を*dx* で割る.

$$q\rho A - (\rho u A) \frac{\partial}{\partial x} \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) - \left(u A \right) \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{u A p}{\rho} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x}$$
$$- \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) \left(\rho u \frac{\partial A}{\partial x} + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} + u A \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - p \frac{\partial}{\partial x} (u A) - \left(\frac{u A p}{\rho} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x}$$
$$= (\rho A) \frac{\partial}{\partial t} \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) + \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) A \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

両辺を pA で割り,式(3)を代入する.

$$q - u\frac{\partial}{\partial x}\left(C_{\nu}T + \frac{u^{2}}{2}\right) - \frac{u}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} - \left(C_{\nu}T + \frac{u^{2}}{2}\right)\left(\frac{u}{A}\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}\right) - \frac{p}{\rho A}\frac{\partial}{\partial x}(uA)$$
$$= \frac{\partial}{\partial t}\left(C_{\nu}T + \frac{u^{2}}{2}\right) + \left(C_{\nu}T + \frac{u^{2}}{2}\right)\left(-\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{u}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{u}{A}\frac{\partial A}{\partial x}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(C_{\nu}T + \frac{u^2}{2} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(C_{\nu}T + \frac{u^2}{2} \right) = q - \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho A} \frac{\partial}{\partial x} (uA)$$

$$\frac{\partial(C_{v}T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C_{v}T)}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial t} + u^{2} \frac{\partial u}{\partial x} = q - \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho A} \frac{\partial}{\partial x} (uA)$$

式(4)を代入する.

$$\frac{\partial(C_{\nu}T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C_{\nu}T)}{\partial x} - \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - u \frac{4\lambda}{D} \frac{u^2}{8} \frac{u}{|u|} = q - \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho A} \frac{\partial}{\partial x} (uA)$$

整理して,

流体を理想気体とすると,

$$C_{v}T = C_{v}\frac{p}{\rho R} = \frac{1}{\kappa - 1}\frac{p}{\rho}$$

$$\frac{\partial(C_{\nu}T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C_{\nu}T)}{\partial x} = \frac{1}{\kappa - 1} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) \right\}$$
$$= \frac{1}{\kappa - 1} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{up}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right\}$$
$$= \frac{1}{\kappa - 1} \left\{ \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right\} \cdot \cdot \cdot (a)$$

式(3)の連続の式から

$$\frac{\partial(Au)}{\partial x} = u \frac{dA}{dx} + A \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{A}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \qquad \cdot \cdot \cdot (b)$$

式(a), 式(b)から式(5)は

$$\frac{1}{\kappa - 1} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \left(\frac{1}{\kappa - 1} + 1 \right) \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = q + uF$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x}\right) - \kappa \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial x}\right) = (\kappa - 1)\rho(q + uF)$$
$$\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x}\right) - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial x}\right) = (\kappa - 1)\rho(q + uF) \qquad (6)$$

以上より導いた連続の式,運動方程式,エネルギー式をエントロピーS,不変量のリーマン 変数 P・Qを用いて表す.

・エントロピー

$$TdS = du + pd\upsilon = C_{\upsilon}dT + pd\left(\frac{1}{\rho}\right)$$
$$= \frac{1}{\kappa - 1}d\left(\frac{p}{\rho}\right) + pd\left(\frac{1}{\rho}\right)$$
$$= \frac{1}{\kappa - 1}\frac{dp}{\rho} - \left(\frac{1}{\kappa - 1}\frac{p}{\rho^2}d\rho + \frac{p}{\rho^2}d\rho\right)$$
$$= \frac{1}{\kappa - 1}\frac{dp}{\rho} - \frac{\kappa}{\kappa - 1}\frac{p}{\rho^2}d\rho$$

両辺に $(\kappa-1)\rho$ をかける.

$$(\kappa - 1)\rho T dS = dp - \kappa \frac{p}{\rho} d\rho = dp - a^2 d\rho \cdot \cdot \cdot (c)$$

流体粒子に注目したS, p, ρ の変化を扱うと,

$$dS = \frac{\partial S}{\partial t}dt + \frac{\partial S}{\partial x}dx = \left(\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial x}\frac{dx}{dt}\right)dt = \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right)dt$$

同様に

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x}\right)dt$$

$$d\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + u\frac{\partial\rho}{\partial x}\right)dt$$

上式を式(c)に代入して

$$(\kappa - 1)\rho T\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) dt = \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x}\right) dt - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial x}\right) dt$$
$$= (\kappa - 1)\rho(q + uF) dt$$

両辺を $(\kappa - 1)\rho$ で割る.

$$T\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) = q + uF$$

整理すると

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{q + uF}{T} \qquad \cdot \cdot \bot \succ \Box \vDash^{\circ} - (7)$$

・特性方程式

音速の式より

$$a^{2} = \kappa \frac{p}{\rho} = \kappa RT \rightarrow 2ada = \kappa RdT, \quad 2\frac{da}{a} = \frac{dT}{T}$$

 $2d(\ln a) = d(\ln T)$

$$TdS = C_{\nu}dT + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad \to \quad dS = C_{\nu}d(\ln T) - Rd(\ln \rho)$$
$$TdS = C_{p}dT - \frac{1}{\rho}dp \quad \to \quad dS = C_{p}d(\ln T) - Rd(\ln p)$$

$$d(\ln p) = \frac{C_p}{R} d(\ln T) - \frac{dS}{R}$$
$$= \frac{2\kappa}{\kappa - 1} d(\ln a) - \frac{dS}{R} = \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{da}{a} - \frac{dS}{R} \qquad \cdot \cdot \cdot (8)$$

$$d(\ln \rho) = \frac{C_{\nu}}{R} d(\ln T) - \frac{dS}{R}$$
$$= \frac{2}{\kappa - 1} d(\ln a) - \frac{dS}{R} = \frac{2}{\kappa - 1} \frac{da}{a} - \frac{dS}{R} \qquad \cdot \cdot \cdot (9)$$

式(3)の連続の式を変形すると

$$\rho \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + u \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \right) = 0$$

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} + u \frac{\partial \ln A}{\partial x} = 0 \qquad \cdot \cdot \cdot (10)$$

式(8), 式(9)を式(10)に代入する

$$\frac{2}{\kappa - 1} \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + u \left(\frac{2}{\kappa - 1} \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{1}{R} \frac{\partial S}{\partial x} \right) + u \frac{\partial \ln A}{\partial x} = 0$$

整理すると

$$\frac{2}{\kappa - 1} \frac{1}{a} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) - \frac{1}{R} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \ln A}{\partial x} = 0$$
$$\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) - \frac{a}{R} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) + a \frac{\partial u}{\partial x} + a u \frac{\partial \ln A}{\partial x} = 0 \qquad \cdot \cdot \cdot (11)$$

式(11)が変形後の連続の式.

式(4)の運動方程式を変形すると

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{p}{\rho} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} + F = 0$$
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{\kappa} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} + F = 0$$
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{\kappa} \frac{\partial (\ln p)}{\partial x} + F = 0$$

式(8)を代入

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{\kappa} \left(\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{1}{R} \frac{\partial S}{\partial x} \right) + F = 0$$
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2a}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{a^2}{\kappa R} \frac{\partial S}{\partial x} + F = 0 \qquad (12)$$

式(12)が変化後の運動方程式.

式(7),式(11),式(12)を用いて特性方程式を導く.

式(11)+式(12)より

$$\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) - \frac{a}{R} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) + a \frac{\partial u}{\partial x} + au \frac{d \ln A}{dx} + \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2a}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{a^2}{\kappa R} \frac{\partial S}{\partial x} + F = 0$$

$$\frac{2}{\kappa - 1}\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{2}{\kappa - 1}\left(u + a\right)\frac{\partial a}{\partial x} + \left(u + a\right)\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a^2}{\kappa R}\frac{\partial S}{\partial x} - F$$

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial t} + \left(u+a\right)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial x} = \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a^2}{\kappa R}\frac{\partial S}{\partial x} - F$$

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial t} + (u+a)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial x}$$
$$= \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a^2}{\kappa R}\frac{\partial S}{\partial x} - F \quad \cdot \cdot \cdot (13)$$

無次元化のために右辺を整理すると,

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial t} + (u+a)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a+u\right)}{\partial x}$$

$$= \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R}\left\{\frac{\partial S}{\partial t} + (u+a)\frac{\partial S}{\partial x}\right\} - \frac{a}{\kappa R}\left\{\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right\} - F$$

$$= \frac{a}{\kappa R}\left(\kappa-1\right)\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R}\left\{\frac{\partial S}{\partial t} + (u+a)\frac{\partial S}{\partial x}\right\} - F$$

$$= \frac{a}{\kappa R}\left(\kappa-1\right)\frac{q-uF}{T} - au\frac{d\ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R}\left\{\frac{\partial S}{\partial t} + (u+a)\frac{\partial S}{\partial x}\right\} - F \cdot \cdot \cdot (13)^{2}$$

式(11) - 式(13) より

$$\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) - \frac{a}{R} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) + a \frac{\partial u}{\partial x} + au \frac{d \ln A}{dx}$$

$$- \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2a}{\kappa - 1} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{a^2}{\kappa R} \frac{\partial S}{\partial x} - F = 0$$

$$\frac{2}{\kappa-1}\frac{\partial a}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{2}{\kappa-1}\left(u-a\right)\frac{\partial a}{\partial x} + \left(a-u\right)\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} - \frac{a^2}{\kappa R}\frac{\partial S}{\partial x} + F$$

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a-u\right)}{\partial t} + (u-a)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a-u\right)}{\partial x}$$
$$= \frac{a}{R}\left(\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x}\right) - au\frac{d\ln A}{dx} - \frac{a^2}{\kappa R}\frac{\partial S}{\partial x} + F \cdot \cdot \cdot (14)$$

無次元化のために右辺を整理すると,

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a-u\right)}{\partial t} + (u-a)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a-u\right)}{\partial x}$$

$$= \frac{a}{R} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) - au \frac{d \ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial S}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial S}{\partial x} \right\} - \frac{a}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right\} + F$$
$$= \frac{a}{\kappa R} \left(\kappa - 1 \right) \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} \right) - au \frac{d \ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial S}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial S}{\partial x} \right\} + F$$
$$= \frac{a}{\kappa R} \left(\kappa - 1 \right) \frac{q + uF}{T} - au \frac{d \ln A}{dx} + \frac{a}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial S}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial S}{\partial x} \right\} + F \cdot \cdot \cdot (14)^{2}$$

特性曲線法を用いるに当たって便利になるよう,式(7),(13)',(14)'を無次元化するために 以下の式を導入する.

$$a' = \frac{a}{a_0}, \quad u' = \frac{u}{a_0}, \quad S' = \frac{S}{\kappa R}, \quad \xi = \frac{x}{L}, \quad \tau = \frac{a_0 t}{L}, \quad q' = q \frac{L}{a_0^3 t}, \quad F' = F \frac{L}{a_0^2} \quad \cdot \quad \cdot \quad (d)$$
$$P = \frac{2}{\kappa - 1} a' + u', \quad \mathbf{Q} = \frac{2}{\kappa - 1} a' - u'$$

リーマン不変量 $P \cdot Q$ は摩擦と放熱とエントロピーに変化が無ければ右辺は0となる.

式(d)を変形して式(7)に代入する.

$$\frac{\partial(\kappa RS')}{\partial\left(\frac{L}{a_0}\tau\right)} + a_0 u' \frac{\partial(\kappa RS')}{\partial(L\xi)} = \frac{\kappa R \left(\frac{a_0^{-3} tq'}{L} + a_0 u' \frac{a_0^{-2}}{L}F'\right)}{(a_0 a')^2}$$
$$\frac{\kappa Ra_0}{L} \frac{\partial S'}{\partial \tau} + \frac{\kappa Ra_0}{L} u' \frac{\partial S'}{\partial \xi} = \frac{\kappa Ra_0}{L} \frac{tq' + u'F'}{a'^2}$$
$$\frac{\partial S'}{\partial \tau} + u' \frac{\partial S'}{\partial \xi} = \frac{tq' + u'F'}{a'^2} \qquad \dots \dots (15)$$

式(13)'は

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a_{0}a'+a_{0}u'\right)}{\partial \left(\frac{L}{a_{0}}\tau\right)} + \left(a_{0}u'+a_{0}a'\right)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a_{0}a'+a_{0}u'\right)}{\partial \left(L\xi\right)}$$

$$= \frac{a_0 a'}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial (\kappa RS')}{\partial \left(\frac{L}{a_0} \tau\right)} + (a_0 a' + a_0 u') \frac{\partial (\kappa RS')}{\partial (L\xi)} \right\} - a_0 a' a_0 u' \frac{d \ln A}{d(L\xi)} + \frac{a_0 a'}{\kappa R} (\kappa - 1) \frac{\kappa R \left(\frac{a_0^{-3} t}{L} q' + a_0 u' \frac{a_0^{-2}}{L} F'\right)}{(a_0 a')^2} - \frac{a_0^{-2}}{L} F'$$

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a'+u'\right)}{\partial \tau} + (u'+a')\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a'+u'\right)}{\partial \xi}$$
$$= a' \left\{\frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u'+a')\frac{\partial S'}{\partial \xi}\right\} + a'(\kappa-1)\frac{tq'+u'F'}{a'^2} - a'u'\frac{d\ln A}{d\xi} - F'$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + (u' + a') \frac{\partial P}{\partial \xi} = a' \left\{ \frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u' + a') \frac{\partial S'}{\partial \xi} \right\} + (\kappa - 1) \frac{tq' + u'F'}{a'} - a'u' \frac{d\ln A}{d\xi} - F' \quad \cdot \quad \cdot \quad (16)$$

式(14)'は,

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a_{0}a'-a_{0}u'\right)}{\partial \left(\frac{L}{a_{0}}\tau\right)} + \left(a_{0}u'-a_{0}a'\right)\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a_{0}a'-a_{0}u'\right)}{\partial (L\xi)}$$

$$= \frac{a_{0}a'}{\kappa R} \left\{ \frac{\partial (\kappa RS')}{\partial \left(\frac{L}{a_{0}}\tau\right)} + \left(a_{0}u'-a_{0}a'\right)\frac{\partial (\kappa RS')}{\partial (L\xi)} \right\} - a_{0}a'a_{0}u'\frac{d\ln A}{d(L\xi)}$$

$$+ \frac{a_{0}a'}{\kappa R} \left(\kappa-1\right)\frac{\kappa R \left(\frac{a_{0}^{3}t}{L}q'+a_{0}u'\frac{a_{0}^{2}}{L}F'\right)}{\left(a_{0}a'\right)^{2}} + \frac{a_{0}^{2}}{L}F'$$

$$\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a'-u'\right)}{\partial \tau} + (u'-a')\frac{\partial \left(\frac{2}{\kappa-1}a'-u'\right)}{\partial \xi}$$
$$= a' \left\{\frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u'-a')\frac{\partial S'}{\partial \xi}\right\} + a'(\kappa-1)\frac{tq'+u'F'}{a'^2} - a'u'\frac{d\ln A}{d\xi} + F'$$
$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \tau} + (u'+a')\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \xi} = a' \left\{\frac{\partial S'}{\partial \tau} + (u'-a')\frac{\partial S'}{\partial \xi}\right\} + (\kappa-1)\frac{tq'+u'F'}{a'} - a'u'\frac{d\ln A}{d\xi} + F'$$
$$\cdot \cdot \cdot (17)$$

以上より導いた式(15),式(16),式(17)を特性方程式として用い計算を行う.
境界条件

この計算モデルを実行するに当たって、境界条件を以下に示す.

クレビス内の底面(1点目の格子点)

・クランクケース内への漏れを考慮しない場合

流速:u=0

・ブローバイガスの影響を考慮する場合

ピストンリングクレビスからシリンダ内へ流出するブローバイガスの影響を考慮したモデ ルを図2に示す.



Fig.2 ブローバイガスを考慮したクレビスモデル

ピストンリング合口隙間からの質量流量を*m*とし,気体のノズル内での断熱膨張を考える. 外部へする仕事が無く,位置エネルギーの変化を無視すると

$$\frac{1}{2}(u_2^2 - u_1^2) = h_1 - h_2$$

となり、運動エネルギーの変化が、等エントロピーの熱落差に等しくなる. クレビス内が静止流体であれば $u_1 = 0$ となり、流速は

$$u_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}$$

となる.流体が理想気体であれば,

$$h_1 - h_2 = C_p(T_1 - T_2)$$
$$C_p = \frac{k}{k - 1}R$$

および状態方程式より流速は次式となる.

$$u_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2)}$$

流れが、摩擦を伴わない理想的な可逆断熱変化を生ずるとすると流速は、

$$u_{2} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_{1}v_{1}\left[1 - \frac{p_{2}}{p_{1}u_{1}}\left(\frac{p_{1}v_{1}^{k}}{p_{2}}\right)^{\frac{1}{k}}\right]}$$
$$u_{2} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_{1}v_{1}\left[1 - \left(\frac{p_{2}}{p_{1}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

合口隙間からの質量流量は

$$m_{12} = A_{12} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

同様に

$$m_{23} = A_{23} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_2}{v_2}} \left[\left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]$$

(A:合口隙間面積, 添字 12:トップリング, 23:セカンドリング)

ただし臨界圧力の場合は以下の式を用いる. 圧力は

$$p_2 = \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_1$$

流速は

$$u_{2} = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_{1}v_{1}\left(1-\frac{2}{k+1}\right)}$$
$$= \sqrt{\frac{2k}{k+1}p_{1}v_{1}}$$

となり、したがって質量流量は

$$m_{12} = A_{12} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1}} \left[\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \right]$$

$$=A_{12}\sqrt{\frac{2k}{k+1}\left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}\frac{p_1}{v_1}}$$

また p_2 が臨界圧力より大きい場合の流速は

$$u_{1} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_{1}v_{1}\left[1 - \left(\frac{p_{1}}{p_{2}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

質量流量は

$$m_{12} = A_{12} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_2}{v_2} \left[\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^2 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

を用いる.

以上の式を用いピストンリングクレビスからクランクケース内へ流れるガスの計算を行う.

クレビス頂面側(n 点目の格子点)

n 点目の格子点は燃焼室と隣接しているため、この点での圧力*p*は、燃焼室内の圧力と等しいと考え、以下に示す条件を使用している.

・オットーサイクルの理論式を用いた場合

(1) 吸気行程(クランク角度:0~π [rad])
 p(圧力)= 大気圧 : T(温度)= 外気温度

(2) 圧縮行程(クランク角度: π~2π[rad])

$$\begin{array}{ccc} T_{180} \\ T_{360} = \begin{pmatrix} V_{360} \\ V_{180} \end{pmatrix}^{\kappa-1} & p_{180} \\ \vdots & p_{360} = \begin{pmatrix} V_{360} \\ V_{180} \end{pmatrix}^{\kappa} \end{array}$$

(3) 点火(クランク角度: 2π[rad])

$$Q = mC_v (T - T_{360})$$

(4) 膨張行程(クランク角度: 2π~3π [rad])

$$T_{360} / T_{540} = \left(\frac{V_{540}}{V_{360}} \right)^{\kappa - 1} \qquad \qquad p_{360} / p_{540} = \left(\frac{V_{540}}{V_{360}} \right)^{\kappa}$$

(5) 排気行程(クランク角度: 3 π~4 π [rad])

$$p() () = 大気圧 : T_{720} / T_{540} = p_{720} / p_{540}$$

また、 T_0 :初期温度、 p_0 :初期圧力として、 $u_{(n,j+1)}$ が逆流の場合のエントロピー $S_{(n,j+1)}$ は

$$S_{(n,j+1)} = C_p \ln \frac{T_{(n,j+1)}}{T_0} - R \ln \frac{p_{(n,j+1)}}{p_0}$$

によって計算した.

・火花点火機関における燃焼時の圧力経過予測

(1) 実用エンジンの燃焼質量割合 x

$$x = 1 - \exp(-ay^{m+1}) \implies \frac{dx}{dy} = \frac{a(m+1)}{\theta_b} \left(\frac{\theta}{\theta_b}\right)^m \exp(-ay^{m+1})$$

Or $\cdots (1)$
$$x = \frac{1}{2} \{1 - \cos(y\pi)\} \implies \frac{dx}{dy} = \frac{\pi}{2\theta_b} \sin(y\pi)$$
 $(y = \frac{\theta}{\theta_b}, \theta_b : 燃焼期間, m, a : 定数)$



Fig.3 燃焼期間

(2) 圧力経過の計算熱力学第一法則

$$M \frac{de}{d\theta} = \frac{dQ}{d\theta} - p \frac{dV}{d\theta} \qquad \qquad \cdot \cdot \cdot (2)$$

dQ:外界から系への流入熱量(エンジンの燃焼中は、シリンダ壁を通じて外界へ放出する熱に等しい.したがって負)

(*発熱量という概念が不要)

(i) 比内部エネルギー



レスポンスの速い温度計をトラバースするとx'によって T_b が異なる.

Fig.4 シリンダ内の燃焼過程

平均温度 :
$$T_b(x, x') \Rightarrow \overline{T_b} \equiv \frac{1}{x} \int_0^x T_b(x, x') dx$$

比内部エネルギーは

$$e = x\overline{e_b} + (1 - x)e_u \qquad \cdot \cdot \cdot (3)$$

添字 (
$$b$$
: burnt , u : unburnt , $-$: 平均)

各化学種のモル分率 y_i は平衡計算で求める. 燃焼ガスはMkg, Nmolとする.

まず燃焼ガスの比エンタルピー $h_b(T,p)$ は

$$h_{b}(T,p) = \frac{N(T,p)}{M} \sum_{i=1}^{11} \left[y_{i}(T,p) \left\{ \int_{T^{0}}^{T} C_{pi}(T') dT' + \Delta H_{fi}^{0} \right\} \right]$$

 $\Delta H^0_{_{fi}}$:標準生成熱(standard heat of formation)

 $C_{pi}(T')(J/mol \cdot K)$ は実験式が与えられている.

$$N(T, p) = \frac{M}{\sum_{i=1}^{11} [y_i(T, p) \cdot MW_i]}$$

104

の関係がある.

(ii) 内部エネルギー

$$e_{b}(T,p) = h_{b}(T,p) - pv_{b} = h_{b}(T,p) - \frac{N}{M}RT$$

R(=8.3143 J/mol·K): 一般ガス定数

$$e_b(T,p) = \frac{N(T,p)}{M} \left\langle \sum_{i=1}^{11} \left\{ y_i(T,p) \left[\int_{T^0}^T C_{pi}(T') dT' + \Delta H_{fi}^0 \right] \right\} - RT \right\rangle$$

未燃焼ガスの比内部エネルギーのグラフから直線近似すると

$$e_b = C_{vb}T + a_b$$

$$\overline{e_b} = \frac{1}{x} \int_0^x e_b dx = C_{vb}\overline{T_b} + a_b$$
• • • (4)

混合気の比内部エネルギー

燃料 y_f +乾燥空気 y_a +前サイクルの残留ガス y_r +水蒸気 y_w

$$e_{u}(T) = \frac{N_{u}}{M} \begin{bmatrix} y_{f} \left(\int_{T^{0}}^{T} C_{pf}(T') dT' + \Delta H_{ff}^{0} - RT \right) \\ + y_{a} \left(\int_{T^{0}}^{T} C_{pa}(T') dT' - RT \right) \\ + y_{w} \left(\int_{T^{0}}^{T} C_{pw}(T') dT' + \Delta H_{fw}^{0} - RT \right) \\ + y_{r} \left(\int_{T^{0}}^{T} C_{pr}(T') dT' + \Delta H_{fr}^{0} - RT \right) \end{bmatrix}$$

燃焼ガスの比内部エネルギーのグラフから直線近似すると

$$e_u = C_{vu}T + a_u \qquad \cdot \cdot \cdot (5)$$

式(2)から
$$\frac{dp}{d\theta}$$
を求める.
燃焼開始時の圧力を p_0 とし、 $\Delta \theta$ 後の圧力 $p = p_0 + \left(\frac{dp}{d\theta}\right) \Delta \theta$ の繰り返しによりシリンダ内の
圧力が求まる.

式(3)から

$$\frac{de}{d\theta} = x \frac{d\overline{e_b}}{d\theta} + (1-x) \frac{de_u}{d\theta} + (\overline{e_b} - e_u) \frac{dx}{d\theta}$$

これを式(2)に代入すると

$$M\left\{x\frac{d\overline{e_b}}{d\theta} + (1-x)\frac{de_u}{d\theta} + (\overline{e_b} - e_u)\frac{dx}{d\theta}\right\} = \frac{dQ}{d\theta} - p\frac{dV}{d\theta}$$

式(4), 式(5)を代入すると

$$M\left\{xC_{vb}\frac{d\overline{T_b}}{d\theta} + (1-x)C_{vu}\frac{dT_u}{d\theta} + (C_{vb}\overline{T_b} - C_{vu}T_u + a_b - a_u)\frac{dx}{d\theta}\right\} = \frac{dQ}{d\theta} - p\frac{dV}{d\theta} \quad \cdot \quad \cdot \quad (6)$$

以上の式より T_u , $\overline{T_b}$ を消していく.

未燃焼部分の変化は断熱変化とすると

$$T_{u}(\theta) = T_{u0} \left[\frac{p(\theta)}{p_0} \right]^{\frac{\kappa_u - 1}{\kappa_u}}$$
 (7)

$T_{\mu 0}$, p_0 : 燃焼開始時の温度と圧力

が成立する. これを微分すると

燃焼部分の体積 V_b ,ガス定数 R_b . 未燃焼部分の体積 V_u ,ガス定数 R_u とすると

$$V_h + V_\mu = V$$

状態方程式から

$$\frac{xMR_b\overline{T_b}}{p} + \frac{(1-x)MR_uT_u}{p} = V$$

106

$$\overline{T_b} = \frac{p}{xMR_b} \left\{ V - \frac{(1-x)MR_u T_u}{p} \right\}$$
$$= \frac{pV}{xMR_b} - \frac{1-x}{x} \frac{R_u}{R_b} T_u$$
$$= \frac{p\overline{V}}{xMC_{vb}(\kappa_b - 1)} - \frac{1-x}{x} \frac{C_{vu}}{C_{vb}} \frac{\kappa_u - 1}{\kappa_b - 1} T_u \quad \cdot \quad \cdot \quad (9)$$
$$\{R_b = C_{vb}(\kappa_b - 1), \quad R_u = C_{vu}(\kappa_u - 1)\}$$

微分すると

$$\frac{d\overline{T}_{b}}{d\theta} = \frac{p\overline{V}}{xMC_{vb}(\kappa_{b}-1)} \left(-\frac{1}{x}\frac{dx}{d\theta} + \frac{1}{p}\frac{dp}{d\theta} + \frac{1}{\overline{V}}\frac{dV}{d\theta} \right) + \frac{C_{vu}}{C_{vb}}\frac{\kappa_{u}-1}{\kappa_{b}-1} \left(\frac{1}{x^{2}}T_{u}\frac{dx}{d\theta} - \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} \right) + \frac{C_{vu}}{x}\frac{\kappa_{u}-1}{(1-x)} \left(\frac{1}{x^{2}}T_{u}\frac{dx}{d\theta} - \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} \right) + \frac{C_{vu}}{(1-x)}\frac{\kappa_{u}-1}{(1-x)} \left(\frac{1-x}{x}T_{u}\frac{dx}{d\theta} - \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} \right) + \frac{C_{vu}}{(1-x)}\frac{\kappa_{u}-1}{(1-x)}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} \right) + \frac{C_{vu}}{(1-x)}\frac{\kappa_{u}-1}{(1-x)}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} \right) + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x}{x}\frac{dT_{u}}{d\theta} + \frac{1-x$$

式(6)に式(7)~式(10)を代入し整理すると

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{1}{V + (1 - x)V_0 \frac{\kappa_b - \kappa_u}{\kappa_u} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{\kappa_u}}} \times \left[(\kappa_b - 1)\frac{dQ}{d\theta} - \kappa_b p \frac{dV}{d\theta} - M \frac{dx}{d\theta} \{ (\kappa_u - \kappa_b)C_{vu}T_u + (\kappa_b - 1)(a_b - a_u) \} \right] \cdot \cdot \cdot (11)$$

ここに、 V_0 は燃焼開始時の体積であり $p_0\overline{V_0} = MR_uT_{u0}$ の関係がある.

式(11)を用い燃焼後の圧力を計算する.燃焼開始まではオットーサイクルの理論式を用い計算する.

・ピストン変位量

シリンダ内の圧力を計算するのに用いたピストン変位量の計算式を以下に示す. 図 5 より r をクランクアーム長さ、Lを連接棒長さとし $\lambda = \frac{L}{r}$, S = 2rとすると

$$x = \overline{OA} + \overline{OP} = (r+L) - (r\cos\theta + L\cos\phi)$$
$$= r(1 - \cos\theta) + r\lambda(1 - \cos\phi)$$

107

一方, $L\sin\phi = r\sin\theta = \overline{CD}$ であるから

$$\sin \phi = \sin \frac{\theta}{\lambda}$$
$$\therefore \cos \theta = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}}$$

以上より

$$x = r(1 - \cos \theta) + r\lambda \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}}\right)$$

以上の式を用いてピストン変位量を計算する.



Fig.5 ピストンクランク機構の運動

ここでは,第3章のノックの燃焼実験に関係する内容を示す.定容燃焼容器またはクレビス部を冷却・加熱し,混合気の温度管理によりノックの抑制が可能かどうか検証した内容を以下に示す.

定容容器冷却によるノックの抑制

ノック現象はその要因となるエンドガスの温度に依存することが知られている.エンドガ ス温度が高いほどノックが発生しやすい.このことからクレビス部を加熱し,容器内よりク レビス内の混合気の温度を上げる.さらに容器本体は冷却することにより,容器内ではノッ クが起こらない状態を作りだす.この実験により得られた圧力波形にノックの高周波の波形 が確認できれば,それはクレビスで発生したノックということになる.この実験を行うにあ たって,まずはクレビスを装着せずに容器を冷却し、ノックの抑制実験を行った.

初めに容器内でノックが発生する条件の混合気を作製.放置時間の間に容器を外部から冷 却,容器壁面及び内部の混合気が冷却する.これにより容器内のノック抑制を行うというも のである.冷却には二つの方法を用いた.一つはドライアイスによる冷却である.扱いやす さに加え,一70℃と低温なため大きな度差を与えるのが狙いである.もう一つは冷蔵器によ る冷却である.冷蔵温度は5℃とドライアイスには劣るが長時間冷却が可能なため,容器内 部の混合気を完全に冷却することが可能と考えた.ドライアイスでは放置時間が10分経過し てからの10分間,冷蔵器では混合気作製から24時間の冷却を行った.実験は共に水素混合 率 α=0.7 で行った.図6に結果を示す.



Fig.6 冷却による圧力波形の変化

図6より,上記の方法で冷却した結果にもノックが確認できる.これは主燃焼の火炎による断熱圧縮によりエンドガスの温度が急上昇し,冷却能力を上回ってしまったためだと考えられる.しかしながら,二つの冷却実験の圧力波形は常温における結果より圧力の立ち上がりが遅れている.これは容器内の混合気が冷却され,主燃焼の火炎速度が遅くなったことが原因と考えられる.主燃焼に関しては冷却の効果が見られたが,ノック現象には影響が見られず抑制はできなかった.

加熱によるクレビス内でのノックの誘発

冷却実験において、容器内で発生するノックの抑制が出来なかったため、クレビス部の加 熱のみによるノックの誘発を試みた.加熱条件では混合気の初期温度が高まり、燃焼により 圧縮されるエンドガス温度も高くなる.そのため、クレビス内でノックが起きた際には、常 温に比べて発生時間が早くなると考える.加熱はヒーティングケーブルを巻いて行う.容器 は真鍮製のため伝熱量が大きく、加熱時間が長いと熱が容器側まで伝わってしまう.そのた め 20min の放置時間の後ヒーティングケーブルを 200℃に設定し高い温度差で急激に加熱す る.そして容器内とクレビス部の温度差がある状態で着火を行う.容器内部は常温とし、ク レビス内の混合気温度は 30,40,60℃に加熱した.加熱温度に達するまでの混合気の温度は、 クレビス内部に設置した熱電対を用いて計測した.作製した混合気は水素混合率 α =0.7 であ る.加熱無しの結果を図 7 に、加熱条件で得られた結果を図 8 に示す.



Fig.7 圧力とクレビス温度



(a) クレビス内混合気 30℃



(b) クレビス内混合気 40[℃]



(c) クレビス内混合気 60℃Fig. 8 加熱条件における圧力とクレビス温度

まず圧力の結果について述べる.加熱の影響で燃焼速度が増加し,圧力の上昇が早まり最 大圧力も増加している.常温に比べ加熱条件の圧力波形はノックによる高周波の振幅が大き くなっているが、ノックの発生時間に大きな変化は見られない.

次に温度波形について述べる. 図 8(a) ~(c) を見ると,点火時の温度から加熱の影響が 確認できる.常温,加熱条件共に見られる 0.01s 付近における温度の上昇は,クレビス内に 火炎が存在していることを意味しており,クレビスノックが発生している可能性がある.し かし,クレビスへ圧縮される混合気の質量を確保するためクレビス径を 5mm と大きくとっ たことから,主燃焼の火炎が熱電対まで到達している可能性も考えられる.

① 常温の状態に比べて加熱条件のノック発生時間に変化がない

主燃焼火炎の熱電対到達

以上のことから、本項の結果ではクレビス内でノックが発生していると断定するのは難しい. そこで熱電対までの火炎到達を防ぐ方法として、クレビス入口部にオリフィスを設置し本実験を行った.

またこれらの結果から、定容容器内部の混合気を外部から加熱、冷却するのは本実験装置 では困難なことが判明した.