

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

SIエンジンのクレビスノックの容器実験による基礎研究
(クレビス内混合気の自己着火とノックの発生について)Fundamental Study on Crevice Knock of SI Engines by Using Combustion Vessel
(Knock Induced by Self-Ignition due to Flame Propagation into Crevice Channel)徳留 大樹¹・小茂田 尚輝¹・是松 孝治^{2*}TOKUDOME, Taiki¹, KOMODA, Naoki¹, and KOREMATSU, Koji^{2*}¹ 工学院大学大学院 〒192-0015 八王子市中野町 2665-1
Kogakuin University, 2665-1 Nakano-cho, Hachioji, Tokyo 192-0015, Japan² 工学院大学 〒192-0015 八王子市中野町 2665-1
Kogakuin University, 2665-1 Nakano-cho, Hachioji, Tokyo 192-0015, Japan

2013年12月12日受付; 2014年3月21日受理/Received 12 December, 2013; Accepted 21 March, 2014

Abstract : We studied the knock in the crevice of spark ignition engines experimentally by using a constant volume vessel. The vessel has an additional narrow channel which is simulated top land crevice. We find experimental fact that typical "crevice knock" is generated by the self-ignition of mixture in bottom of the channel when flame enters into the channel. We also find the amplitudes of measured of pressure waves in the crevice are stronger than these in the vessel. These experimental results are confirmed by mathematical knock model which is one-dimensional unsteady compressible flow with integration of Livengood-Wu.

Key Words : SI engine, Combustion analysis, Knock

1. 緒言

中国・インド・ASEAN 諸国の経済発展によるエネルギー消費の増加およびPM2.5による環境破壊の発生などの古くて新しい問題が起きている。そのため、自動車には環境性能と低燃費を兼ね備えたエンジンが求められていることも古くて新しい問題である。

このような観点から、理論熱効率の高い高圧縮比化 SI エンジンが注目される理由がここにある。この時、問題になるのがノックをいかに抑制するかである。SI エンジンのノックは、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起こる自己着火現象である。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。この時、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じる[1]。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

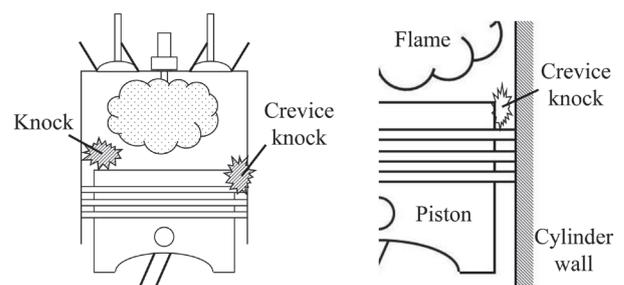


Fig.1 Knock in ring crevice.

が発生すると圧力波と壁面温度境界層の干渉で壁面への熱負荷が大きくなり、機関材料の損傷につながる。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[2]が行われておりノックは解決済みと思われるが、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1)。

クレビスノックの存在については肯定あるいは否定論が考えられる。つまり

* Corresponding author. E-mail: ko94034@outlook.com

- 1) ノックはピストンクラウン部の破損・溶解を起こすので、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[3]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 SV 値(= 表面積/体積)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。

クレビスノックの周辺は、このような状況であり情報が不足している。筆者らはこれまでにクレビスに圧入された未燃焼混合気が流出して、排気中に含まれる HC の原因となることを実験[4]と計算モデル[5]で明らかにする一連の研究を行ってきた。この経験から、火炎が狭いクレビス流れに進入することが起こることを突き止めた。火炎が進入すること自体は、W. W. Haskell ら[6]や Rolf D. Reltz ら[7]の実験も同じ結果を示している。

このクレビス内に進入する火炎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。

ここで報告するのは、基礎的な情報を得るために、クレビス流れ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とについてである。さらに、一連のノック現象を解明するため、筆者らが作成した Livengood-Wu 積分を組み込んだ 1 次元非常圧縮性の計算モデル[8]をここに適用できる改良をした。これにより、クレビスノックの実験結果が合理的に説明できることを例示した。

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。しかし、注目しているクレビス内の系がピストンの移動に伴って動くため容易ではない。しかし、ノックが起こるのは上死点付近であり時間(クランク角)に対して体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。本研究では、狭い通路における火炎進入に伴う未燃焼部分の昇温に起因する自己着火現象・ノックの発生を明らかにする目的に集中するため、あえて円形断面流れのクレビスを採用した。

2.1. 実験装置および方法

図 2 は実験に用いた定容燃焼容器である。この定容燃焼容器の燃焼室は内径 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、イオン素子を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。燃焼室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。

図 3 にクレビスを模擬した円形断面流れを示す。直径 3.0 mm(水力等価直径の概念から求めるとリングクレビスの幅 1.5 mm に相当する)、クレビス長さを 100.0 mm のものを主に用いた。

図 4 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 1 イオン素子、クレビス底部から 14.0 mm 離れた位置に設けたものを第 2 イオン素子と呼ぶ。

図 5 はイオン電流の測定回路を示す。電源(印加電圧 12

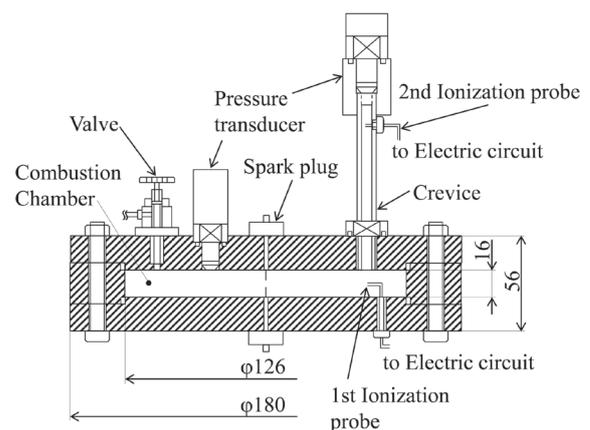


Fig.2 Combustion vessel.

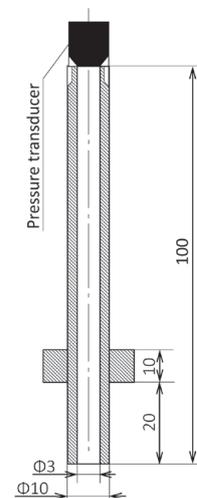
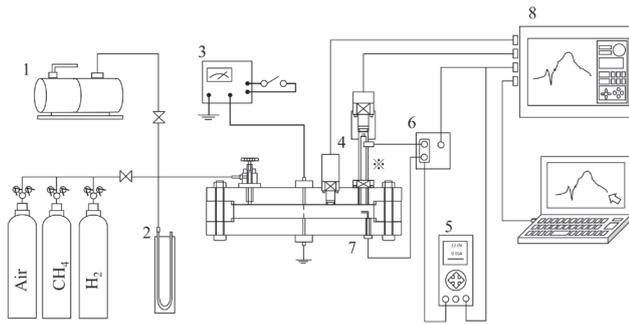


Fig.3 Crevice model.



①Vacuum pump ②Mercury manometer ③Ignition
④Pressure transducer ⑤Voltage stabilizer ⑥Electric circuit
⑦Ionization probe ⑧Memory recorder ※Crevice
Fig.4 Experimental equipment.

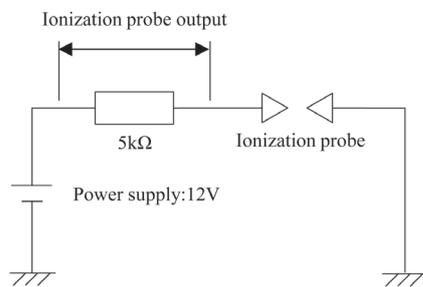


Fig.5 Measuring circuit of ion current.

V), 抵抗 (抵抗値 5 kΩ), 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.

定容燃焼容器には閉じると平面になりクレビスを生じないバルブが取り付けられており, 空気と燃料の各ボンベにつながっている. この接続管にマノメータが設置されており, 空気と燃料 (水素とメタン) の分圧を計測し所定の圧力まで注入する. 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). その後, 混合気の色速度変動を減衰させるために必要な時間をおいてから着火させる. なお, この時間は予備実験で着火からの圧力経過と最大圧力の値の再現性を調べることで確認している.

2.2. 実験結果

2.2.1. 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経過の分類は

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	←
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

時間経過	クレビス	燃焼室
燃焼室の混合気が先に自己着火	火炎伝播後にノックも可能	ノック
クレビス混合気が先に自己着火	クレビスノック	火炎伝播後にノックも可能

(B)クレビス内へ火炎進入しない場合

時間経過	クレビス	燃焼室
燃焼室の混合気が先に自己着火	未燃焼	ノック
クレビス混合気が先に自己着火	クレビスノック	火炎伝播

となる. 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.

図6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 5.5 ms 経過すると第1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, $t = 12.4$ ms になると第2イオン素子の出力が立ち上がる. この直前 (11.4 ms 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, これに引き続き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 (クレビス内で発生するノックは数サイクル後に一番振幅の大きな圧力波形が現れる) である. このように振幅が大きくなることは付録に示す計算モデルを使うと明らかになる. 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. この詳細は, 付録に記載の計算モデル (計算例) に詳しく述べている.

図7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1イオン素子の立ち上がり点は 2.3 ms 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2イオン素子の立ち上がり時間は 4.8 ms 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2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6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 0.6 MPa 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.

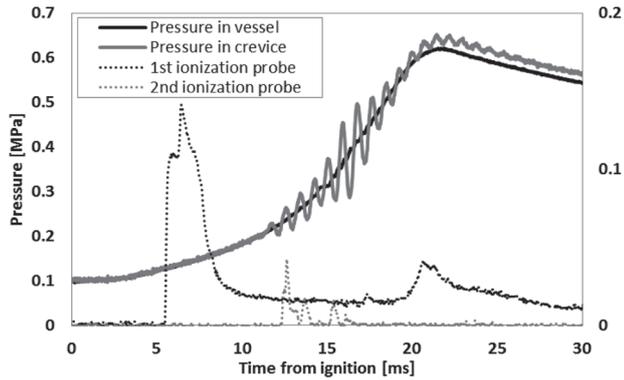


Fig.6 Measured pressures in vessel and crevice and output of 1st and 2nd ionization probe (molar fraction of hydrogen in fuel=0.5).

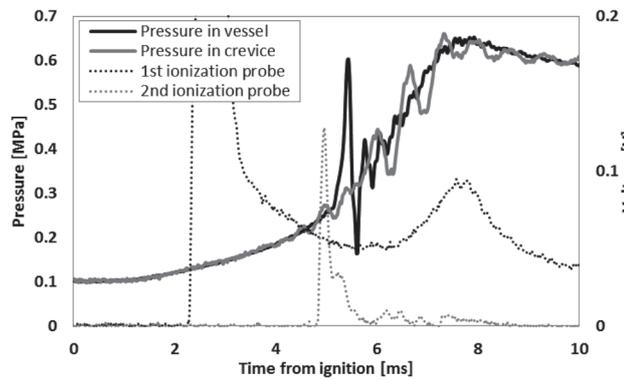


Fig.7 Measured pressures in vessel and crevice and output of 1st and 2nd ionization probe (molar fraction of hydrogen in fuel=0.9).

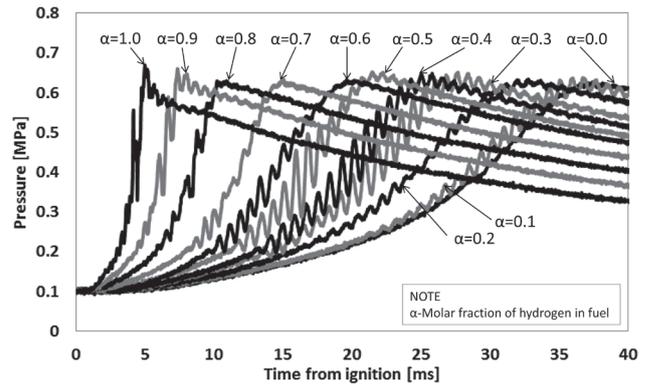


Fig.8 Measured pressure at bottom of the crevice.

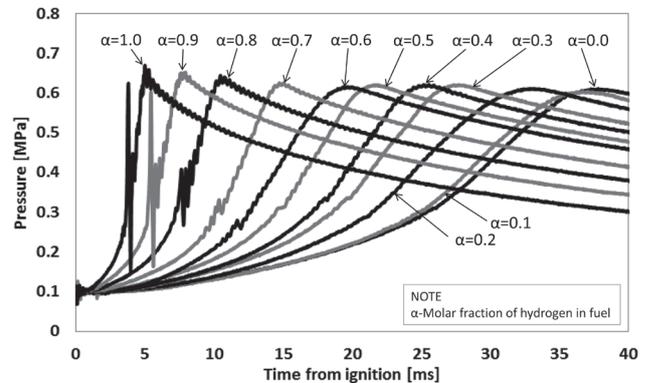


Fig.9 Measured pressure in vessel.

2.2.2. 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 8) と燃焼室内の圧力 (図 9) がどのようなようになるかを示す。図 8 および図 9 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 8 のクレビスノックの発生は、 $\alpha = 0$ で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 $\alpha = 0.1-1.0$ 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、ノックと判断した。

図 9 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 0.2-0.3 MPa 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 10 に示す。クレビスノックの発生時期は $\alpha = 0$ を除いて第 2 イオン素子の位置に火炎

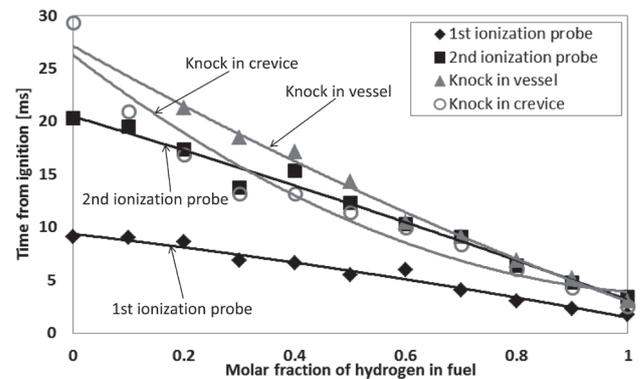


Fig.10 Time from ignition to detecting flame by two ionization probes and to starting self-ignition.

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 ($\alpha = 0.1-1.0$ の範囲) によらず、第 2 イオン素子の位置から流路底部までの 14 mm 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 往復間の最大圧力と最小圧力の差を図 11 に示してみる。また、図 11 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

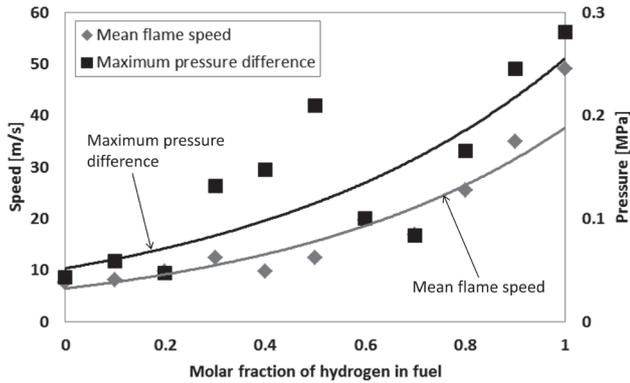


Fig.11 Mean flame speed and maximum pressure difference of wave due to knocking vs. molar fraction of hydrogen in fuel(=mixture of hydrogen and methane).

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、水素のモル分率 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およびその混合燃料の層流燃焼速度の測定値[9]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 2 イオン素子を通過後に、自己着火が起こるからである。

2.2.3. 当量比

図 12, 図 13 は、 $\alpha = 0.5$, 当量比 $\phi = 0.7-1.3$ の範囲における、燃焼室およびクレビスの測定圧力である。まず、 $\phi = 1.0$ よりも $\phi = 1.1$ 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 $\phi = 1.0$ ではなく $\phi = 1.1$ 近くにあることに対応する[10]。ノックの強さは、 $\phi = 1.0$ が最も強く、続いて $\phi = 1.1, 1.2$, となっている。混合気の初期温度が、常温であるので $\phi = 1.3$ を超えると着火が難しくなる。エンジン実験では $\phi = 1.5$ 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 13 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、 $\phi = 1.0$ 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[1]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。

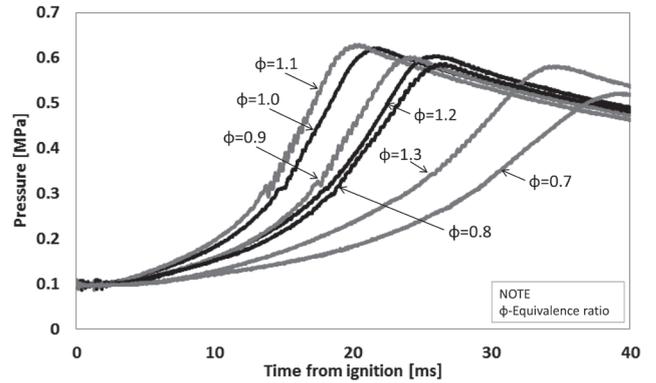


Fig.12 Measured pressures in vessel (molar fraction of hydrogen in fuel=0.5).

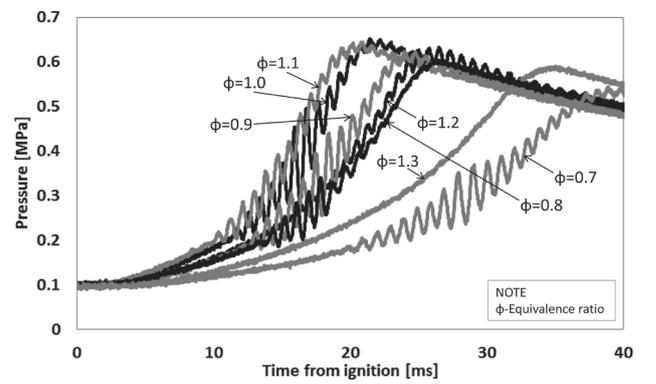


Fig.13 Measured pressures in crevice (molar fraction of hydrogen in fuel=0.5).

燃料中の水素のモル分率 α 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 1 イオン素子、第 2 イオン素子に到達する時間は $\phi = 1.1$ 付近で最短となる(図 14)。 $\phi = 1.1$ 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(図 15) [10]。

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、2.2.2. 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 $\phi = 0.59$, リッチ側では $\phi = 1.26$ 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。

3. 結言

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

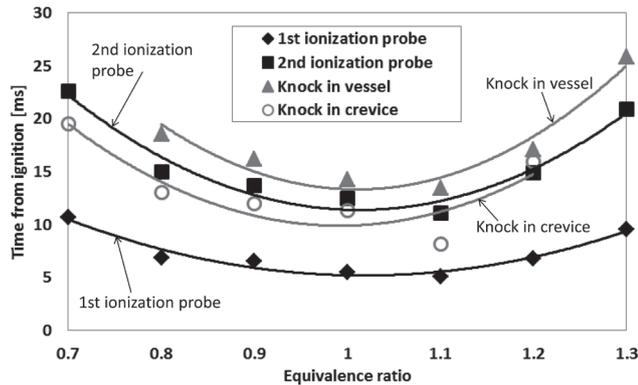


Fig.14 Output of 1st and 2nd ionization probe and time of knock vs. equivalence ratio (molar fraction of hydrogen in the fuel=0.5).

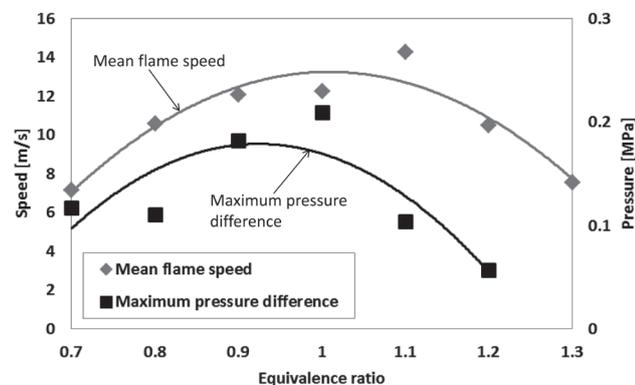


Fig.15 Mean flame speed and maximum pressure difference of pressure wave due to knock vs. equivalence ratio (molar fraction of hydrogen in the fuel=0.5).

招き自己着火から圧力波が発生する」ことが分かった。実験結果のデータのなものは、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なになる。

- 1) 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。
- 2) 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とらえる。さらに、クレビス流れを1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。

References

1. Heywood J. B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*: 451-463 (1988).
2. Colin R. Ferguson and Allan T. Kirkpatrick, *Internal Combustion Engines Applied Thermo-sciences Second Edition*: 253-261 (1988).
3. Saika T., Korematsu K., *Combust. Sci. and Tech.*, Vol.108: 279-295 (1995).
4. Saika T., Korematsu K., Gabe M., Takahashi S., *JSME Trans. B.* (in Japanese) 53: 2663-2641 (1987).
5. Tokudome T., Korematsu K., *JSAE Trans.* (in Japanese) 49: 69-74 (2012).
6. W. W. Haskell, C. E. Legate, *SAE Technical Paper* 720255 (1989).
7. Rolf D. Reltz, Tang-Wei Kuo, *SAE Trans.* 892085.
8. Tokudome T., Korematsu K., *Journal of LEMA* (in Japanese) 514: 18-24 (2014).
9. Roger A. Strehlow, *Combustion Fundamentals*: 185-188 (1984).
10. Bernad Lewis, Guenther von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions of Gases third Edition*: 268 (1987).
11. J. C. Livengood, P. C. Wu, *Proc. 5th Symp. (Int.) on Combustion*: 347-356 (1955).
12. Douaud A. M., Eyzat P., *SAE Technical Paper* 780080: (1989).
13. Warren H. Giedt, *Principles of Engineering Heat Transfer*: 134 (1977).

主要記号 (数値は本論文の使用する代表値)

A	: クレビス内断面積	m ²
A'	: 頻度因子	1/s
a	: 音速	m/s
Cv	: 定容比熱	J/(kg K)
D	: クレビス直径	3.0×10 ⁻³ m
E	: 活性化エネルギー	J/mol
F	: 管路の流体摩擦係数	N
Hu	: 発熱量	
k	: 熱伝導率	0.0343W/(m K)
L	: クレビス長さ	100.0×10 ⁻³ m
LW	: Livengood-Wu 積分	
Nu	: ヌッセルト数	
p	: クレビス内圧力	Pa
q	: 熱量	J/(kg s)
q _f	: クレビスへ進入火炎の発生熱量	J/(kg s)
q _h	: クレビス壁面の通過伝熱量	J/(kg s)
q _k	: 自己着火による燃焼熱	J/(kg s)
R ₀	: ガス定数	J/(kg K)
S _L	: 平均火炎速度	m/s

T	: 温度	K
T _{wall}	: 燃焼室の壁温度	K
t	: 時間	s
t _k	: ノック発生時間	s
u	: クレビス内流速	m/s
y _f	: 混合気中の燃料の質量分率	
κ	: 燃焼ガスの比熱比	
τ'	: 着火遅れ	s
ρ	: クレビス内密度	kg/m ³
λ	: 管摩擦損失係数	
α	: 燃料中の水素のモル分率	
φ	: 当量比	
添字		
cre, ves	: クレビス, 燃焼室	
n, 1~101	: 格子点の位置	

(付録 1) 計算モデル

筆者らは、クレビス内を1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[4]。さらに、自己着火を予測するLivengood-Wu積分[11]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モデルに発展させた[8]。ここでは、実験結果をどのように反映させるかを説明する。

A) 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

$$LW = \int_0^{t_k} \frac{1}{\tau'} dt \quad (1)$$

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

$$\frac{1}{\tau'} = A' \exp\left(-\frac{E}{R_0 T}\right) \quad (2)$$

と表される。

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[12]の提案である、 $E/R_0 = 3800$ Kを与え、A'の値は、ノック発生時間 t_k の値が実測値と合致するように与える。

B) 基礎方程式

クレビス内を1次元非定常圧縮性流れとし、燃焼波を発熱する波としてとらえる。以下の連続の式、運動方程式、エネルギー式が成立する。

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\rho u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

・運動方程式

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

・エネルギー式

$$\frac{\partial(C_v T)}{\partial t} + u \frac{\partial(C_v T)}{\partial x} + \frac{p}{\rho A} \frac{\partial(uA)}{\partial x} = q + uF \quad (5)$$

ここで、外界から加えられる熱量qの値は

$$q = q_f + q_h + q_k \quad (6)$$

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 q_f

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

$$q_f = \frac{(D - 2\delta)^2}{D^2} \frac{H_u S_L}{dx} \quad (7)$$

となる。ここで、平均火炎速度 S_L 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のヌッセルト数Nuを与える実験式[13]を適用すると

$$q_h = \frac{kNu}{L} (T_{wall} - T_{cre}) \pi D dx \quad (8)$$

と表示される。

③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 q_k は

$$q_k = H_u \rho y_f \left(\frac{\pi D^2}{4} \right) dx \quad (9)$$

となる。 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Livengood-Wu積分 > 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 $(X_{n+1} - X_n)(\pi D^2/4)$ である。この検査体積における温度上昇と圧力の振幅は、発熱速度に関係する。この値は、計算では(検査体積にある混合気が燃焼した質量×発熱量/完了するまでの時間)である。

C) 数値計算法

特性曲線法を用いる。

D) 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.

・流出条件 ($u < 0$)

$$p_1 = p_{ves} \tag{10}$$

・流入条件 ($u \geq 0$)

$$\frac{a_{cre}^2}{\kappa - 1} + \frac{u_{cre}^2}{2} = \frac{a_{ves}^2}{\kappa - 1} \tag{11}$$

クレビス底部の流速は無視できるので

$$u = 0 \tag{12}$$

の閉塞端境界条件を与えた.

(付録 2) 計算例

進入火炎誘導型「クレビスノック」は, クレビス内部に火炎が進入し, ノック発生にいたるまでの計算手順と計算例を示す.

I. 計算手順と現象

境界条件の式 (10), (11) には燃焼室の圧力の実験値と, これから計算される燃焼室内ガスの温度すなわち音速を与える. これらから, クレビス流路内の格子点上の温度, Livengood-Wu 積分値と圧力を計算する. 初期値は, 点火開始前の混合気の温度と圧力である.

この火炎進入によってクレビス内の未燃焼部分の温度が高くなり, Livengood-Wu 積分が 1 に達すると自己着火が起こる. ここで, 検査体積内の混合気は短時間に燃焼し圧力が上がる. この圧力上昇は, クレビス内に圧縮波となって伝播する. 燃焼室側で圧縮波は膨張波, 膨張波は圧縮波となって反射を繰り返す. クレビス底部では, 圧縮波は圧縮波, 膨張波は膨張波となって反射する. 自己着火以後の圧力の計算は, ピストンやシリンダ壁の温度境界層を破壊し材料の溶損を招くとされている視点から重要情報である.

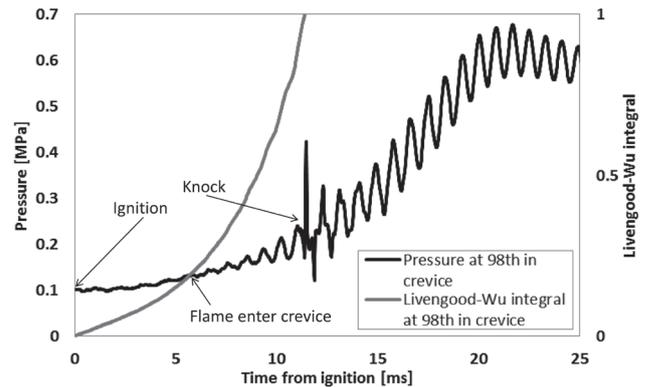


Fig.16 Calculated pressure in the bottom of the crevice(at 98th point of the channel).

II. 計算例

図 6 に示した実験条件における, 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.
- 2) 第 1 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入口に到達したとする. この時 $t = 5.5 \text{ ms}$ であり, ここからクレビス内に火炎進入による発熱 q_f が生ずる. このため, さらに圧力は上昇する.
- 3) $t = 11.4 \text{ ms}$ 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 $t = 15 \text{ ms}$ 付近までである. これ以降, 振幅が緩やかに減衰していく.