

燃焼容器内における乱流火炎伝ば

IINUMA, Kazuo / YAMADA, Toshio / 山田, 敏生 / 飯沼, 一男

(出版者 / Publisher)

法政大学工学部

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

Bulletin of the Faculty of Engineering, Hosei University / 法政大学工学部
研究集報

(巻 / Volume)

11

(開始ページ / Start Page)

23

(終了ページ / End Page)

35

(発行年 / Year)

1975-03

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00004215>

燃焼容器内における乱流火炎伝ば

飯 沼 一 男*・山 田 敏 生**

Turbulent Flame Propagation in a Combustion Bomb

Kazuo IINUMA and Toshio YAMADA

Abstract

Turbulent flame propagation process in propane air mixtures contained in a cylindrical bomb was observed in detail by means of high speed schlieren motion pictures. Emphasis has been put on clarifying the effects of turbulence on burning velocity in connection with the structure of flame zone. Burning velocity was obtained based on a thermodynamic calculations assuming adiabatic flame temperature.

Although intensity of turbulence is limited to a smaller value in the present study, the following conclusions have been obtained. (1) Relative increase in the burning velocity caused by turbulence is more conspicuous with a mixture, equivalence ratio of which is far from stoichiometric. However, in the initial stage of flame propagation, the effect of turbulence can hardly be seen. (2) With the same flow velocity of mixture, turbulence is more intensified and consequently the increase of burning velocity is more pronounced in rich mixture flames. (3) The increase of burning velocity observed in this study can be interpreted qualitatively by the increase of flame surface area due to large scale turbulence.

§1. ま え が き

火花点火機関における燃焼をはじめ、実用的な予混合燃焼の多くは乱流火炎伝ばによって行なわれるが、燃焼速度を支配する乱れの効果については、多くの研究にもかかわらず統一的な見解を得るには至っていない。一つには、乱れの性質自体の正確な把握が困難なことにもよるが、乱れによる火炎構造の変化、すなわち乱流火炎モデルとその適用限界が明らかにされていないこと、およびそれぞれのモデルに基づいた燃焼速度の明確な測定値が不足していることにも原因があると思われる。

燃焼容器内における乱流火炎伝ばの研究は、主として火花点火機関における燃焼の基礎研究と

* 機械工学科教授

** 大学院機械工学専攻（現在はトヨタ自動車工業㈱に勤務）

して、これまでも多くの研究者^{1)~6)}によって行なわれており、混合気の流動や乱れ強さの増大とともに火炎速度が増加し、燃焼時間の短縮や圧力上昇速度の増大がみられることは、すでによく知られている。しかしそれらの研究においては、乱れが直接影響を与える燃焼速度に関する考察は行なわれておらず、現象の本質的な解明にはあまり役立たないように思われる。

一方、乱流燃焼速度の測定はほとんど定常的なバーナ火炎を用いて行なわれており、燃焼容器内における伝ば火炎について求めた例は極めて少ない。恐らく Sokolik らの研究⁶⁾が唯一のもので、1~10 m/s 程度の乱れ強さを持つ混合気中の乱流燃焼速度を求め、得られた結果を説明するために、乱流火炎伝ばに対する一つのモデルを提案している。かなり広い範囲の乱れ強さの影響を調べている点で有益なデータではあるが、燃焼速度の算出がかなり近似的な方法で行なわれており、また他に比較すべき測定例も見当たらないので、必ずしも十分な信頼性を持つとはいえない。

このような観点から筆者らは、乱れによる火炎構造の変化に注目しつつ、燃焼速度に対する乱れの影響を明らかにすることを目的に研究を開始した。本報告はその第一歩として、乱れ強さが小さく、火炎面が細かい凹凸を持った連続した層流火炎面とみられる領域において、現在までに得られた知見について述べる。

§ 2. 実験装置と方法

燃焼容器中で混合気に乱れを与える方法については種々の考案がなされているが、装置の簡単さの点から、本研究では容器内に小さなファンを設けて、混合気の流動によって乱れを発生する方法を採用した。流動速度があまり大きいと火炎形状に影響を与えるので、この方法は必然的に乱れ強さが小さい場合しか使用できない。強い乱れの場合を与えるためには、対称の位置に複数個のファンを配置して、流動速度成分を打消すなどの方策が必要であろう。

図1に燃焼容器の概要を示す。容器は内径120、長さ120 mmの円筒形で、約1,360 cm³の容積を持つ。シュリーレン撮影を行なうため、厚さ20 mmの光学ガラスを両側面に取付け、ガラス面からの洩れ止めにはテフロン製のOリングを使用した。ファンの駆動は容器の外部からプーリを介して電動機で行ない、回転軸からの洩れ止めもオイルシール用のOリングを用いて解決した。

測定はすべて市販のプロパン(99.1%)と空気の混合気を用いて行なったが、混合気はまず容積3×10⁴ cm³の混合容器内に所要の当量比と圧力になるようにプロパンと乾燥空気とを供給し、十分な攪拌を行なって均質化した後、真空にした燃焼容器中に充填した。混合気の初圧は3 kg/cm²とした。

火花電極には市販の点火プラグの中心電極を延長したもの2個を用い、直径方向に反対側から挿入して、容器の中心で点火した。火花の発生には自動車用機関の点火コイルを使用した。写真撮影と同期させる必要上、1次側はコンデンサに蓄えたエネルギーをトリガーインパルスで放

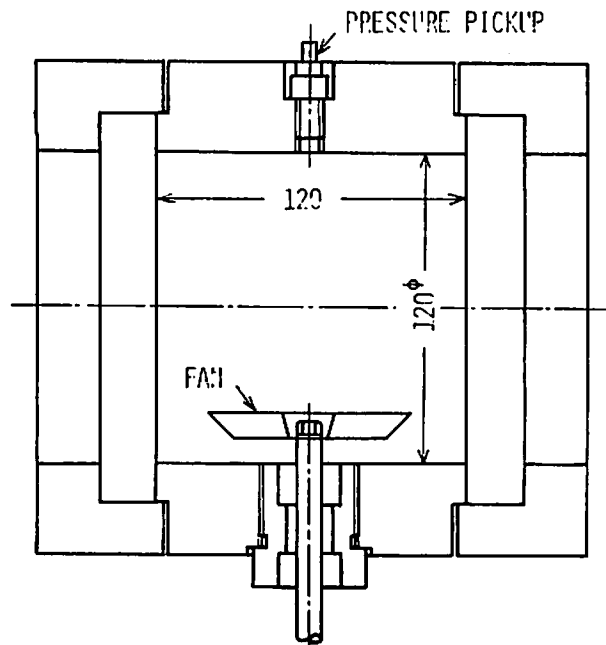


Fig. 1 Combustion bomb

電させる方法を用いた。

シュリーレン撮影には直径 400mm, 焦点距離 4 m の凹面鏡 2 個を用い, 光源には 1 kW の炭素アーク灯を使用した。火炎直径の時間的変化の測定には HYCAM 16mm 高速カメラで毎秒 3,000コマ程度の高速度撮影を行なったが, 現象の統計的性質からその再現性を確認するためと, 火炎面構造を推定する目的からより鮮明なシュリーレン像を得るために, 火花光源による瞬間シュリーレン撮影も併用し, 点火火花から光源用火花までの時間間隔は, デジタル式の遅延装置を用いて 1 ms おきに任意に選び得るようにした。

燃焼容器内の燃焼による圧力上昇の測定には KISTLER 601A ピエゾ式ピックアップを用い, メモリスコープで記録させた。

燃焼容器内に大気圧の空気を充填した場合について, 容器内の 64 個所で熱線風速計を用いて調べてみた結果, 予想されるように流速および乱れ強さとも均一ではなく, 部分的にかなりの相違があることがわかった。全体としてファンの周辺部から容器の円筒面に沿って上昇し, ファンの中心軸に沿って下降する流れが形成される。流速は中心部よりも周辺部で大きく, 乱れ強さは逆に中心部でやや大きな値を示すが, ファンの回転速度に対しては実験を行なった範囲ではどちらもほぼ直線的に変化する。乱れ強さの場所による変動は最高 40% の程度である。

最も懸念されたのは混合気流動による火炎形状の変化で, 実際火炎速度の遅い希薄および濃混合気の場合には, 火炎の変形が著しい場合も見られたが, 一般には流動速度に比べて火炎速度が十分に大きく, 流動の影響はそれほど大きくはなかった。

平均火炎半径の決定には, 拡大した写真で火花電極を中心とした 60° おきの 3 方向の直径を測定した平均値を用い, 燃焼ガス容積の推定には, 写真による火炎形状を楕円で近似し, その回転

体として求めたが、著しく変形している場合は撮影し直して、できるだけ正確を期した。奥行方向の寸法は全くわからないので、そのための誤差は免れないが、とくにその方向にだけ異なる理由は見当たらない。

火炎外形の撮影が可能な範囲は、燃焼ガス容積で全容積の約 $2/3$ 、燃焼質量では全混合気量の $1/5$ 程度であり、火炎半径が 20mm くらいに達するまでは、圧力上昇も未燃混合気の温度上昇も無視できる程度である。

火炎伝ば過程はいわば統計的現象であり、同一条件で測定を行なっても必ず多少の変動を伴うことは、よく知られているとおりである。本研究においても同一条件で少なくとも数回の測定を行ない、その平均値を採用した。ただし燃焼速度算出のためには、数回の連続撮影結果の中から代表的とみられる 1 回を選んで解析を行なった。

§ 3. 結果と考察

3.1 火炎構造

高速度シュリーレン撮影によって得られた静止および流動混合気の火炎写真を図 2 および図 3

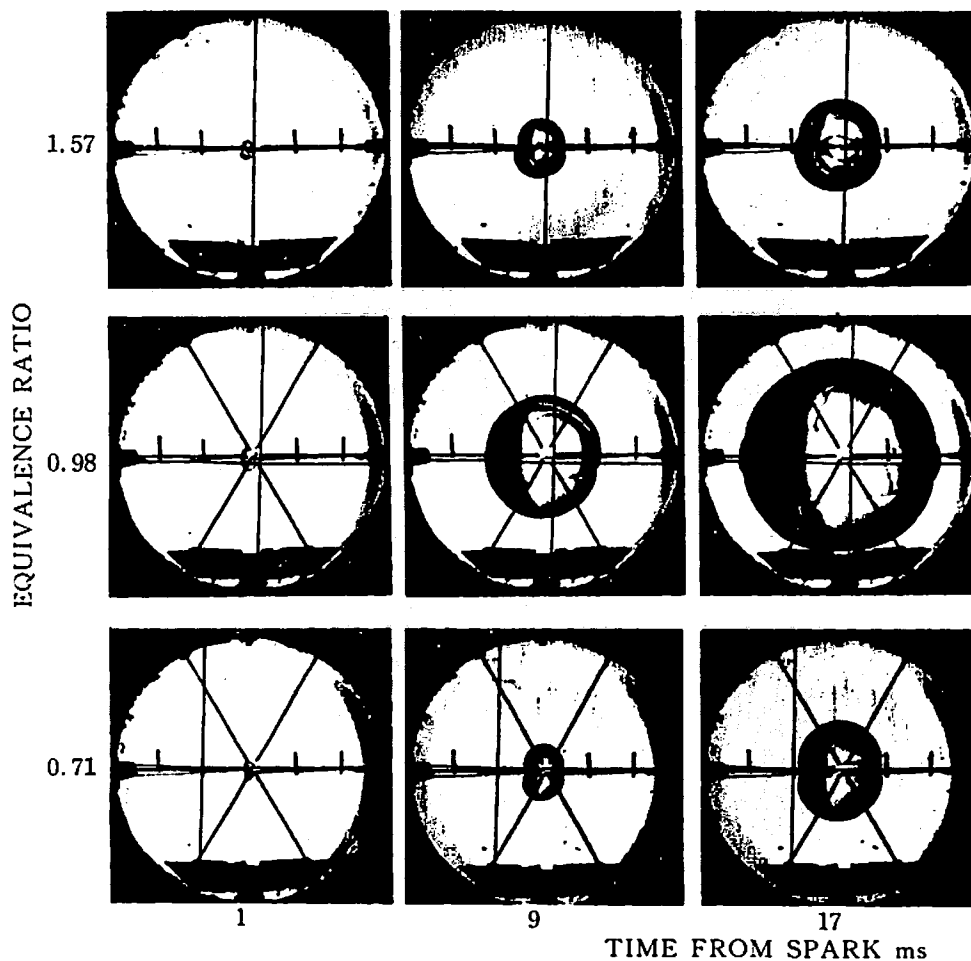


Fig. 2 Schlieren photographs of flames in quiescent mixture

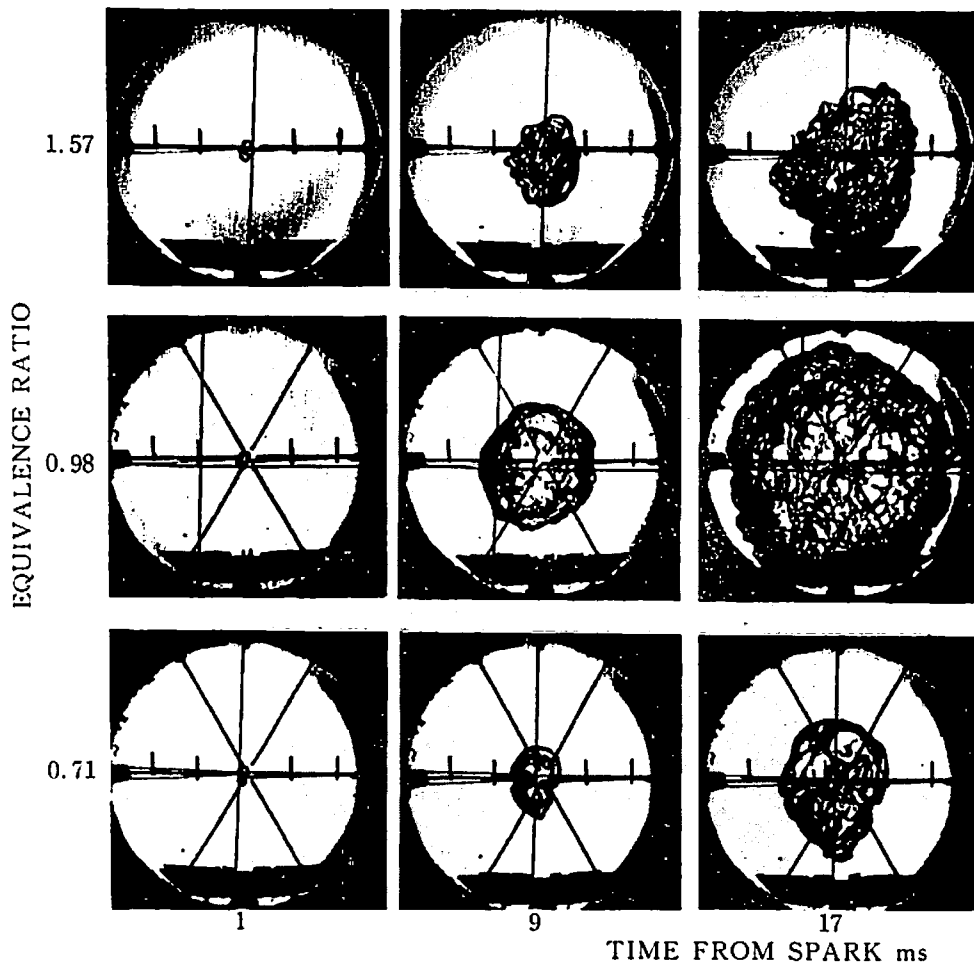


Fig. 3 Schlieren photographs of flames in turbulent mixture

に例示する。静止混合気の場合は、よく知られているように点火源を中心とした同心球状の火炎面からなり、滑らかな極めて薄い層流火炎構造を示す。ただ濃混合気では、火炎伝ばのかなり初期において火炎面に“しわ”の発生が見られ、火炎の成長に伴って大きくなってゆくが、それほど発達するわけではなく、火炎面積の変化もとくに目立つほどではない。濃混合気特有のこの“しわ”の発生の原因は明らかではないが、恐らくバーナ火炎で知られている火炎面の不安定現象と類似の現象で、火花電極その他によるなんらかの擾乱によって生じた火炎面の凹凸が、燃料と酸素分子の拡散速度の違いによって助長されるためと考えられる。

混合気に流動を与えた場合には、火炎面に多数の不規則な凹凸が現われ、明らかに火炎面の面積は増大する。凹凸の寸法はフェンの回転速度の増大とともに小さくなる傾向を示すが、その定量的対応は明確ではない。しかし火炎面の凹凸は火炎伝ばとともに不規則に変動し、混合気の局所的な速度変動に基づくことは明かである。またフェンの回転速度が同じならば、希薄混合気ほど火炎面の凹凸が少ない。この程度の乱れでは渦拡散の寄与は小さいと考えられるので、濃混合気の場合とは逆に、火炎面の凹凸が燃料と酸素の選択拡散によって平坦化されるためであろう。図4にフェンの回転速度、すなわち乱れ強さの変化に伴う火炎面状態の変化を示す。



Equivalence ratio: 0.83, 30 ms after ignition
Fan speed: (from left) 320, 480, and 640 rpm.

Fig. 4 Schlieren photographs of flames in turbulent mixture

これらの火炎写真を見るかぎりでは、火炎面が二重三重にたたみ込まれているようなことはなく、単純な凹凸を持った連続した薄い閉曲面、すなわちバーナ火炎で周知の“wrinkled laminar flame”構造をなすものと考えられる。このことはまた、燃焼容器内部に突き出した小さなイオン間隙を火炎面が通過する際に得られる電流波形からも確かめられる。

3.2 火炎半径の時間的变化

図5に点火後の時間に対する平均火炎半径の変化を示す。各当量比に対する2本の曲線は、それぞれ静止混合気およびファンの回転速度640 rpmの場合を表わす。火炎面の移動は、燃焼による未燃混合気中への進入と燃焼ガスの膨張による移動とを加えたもので、後者は火炎半径の増大とともに小さくなる。従って火炎伝ばの初期および末期を除いて、燃焼速度があまり変化しないと考えられる静止混合気中では、火炎半径の増大とともに火炎速度は小さくなる傾向を示す。図6および図7は、それぞれ静止混合気およびファンの回転速度640 rpmの場合の、火炎半径に対

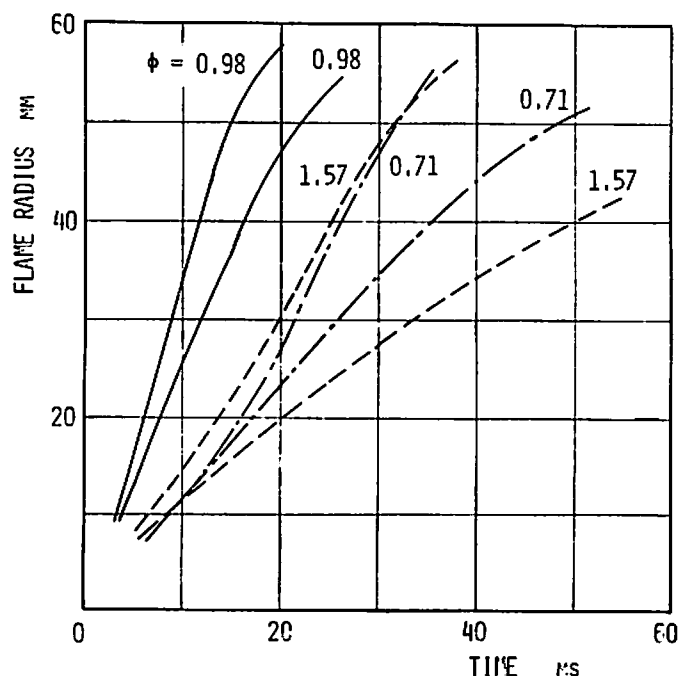


Fig. 5 Mean flame radius against time from spark ignition

する火炎速度の変化である。乱れがある場合の燃焼速度の増大は、これらの図の比較からも明らかである。

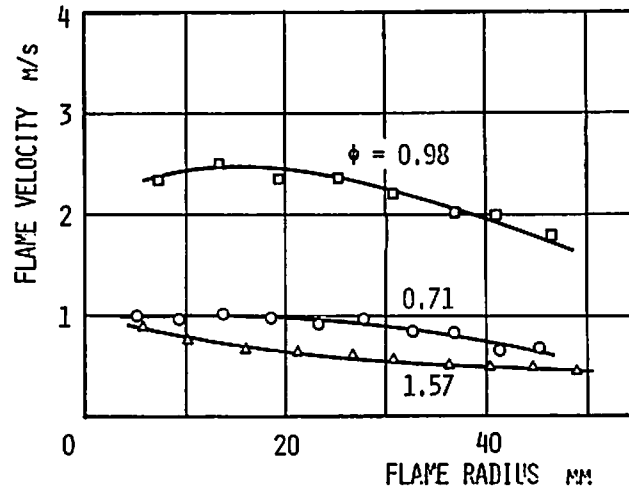


Fig. 6 Flame velocity versus flame radius in quiescent mixture

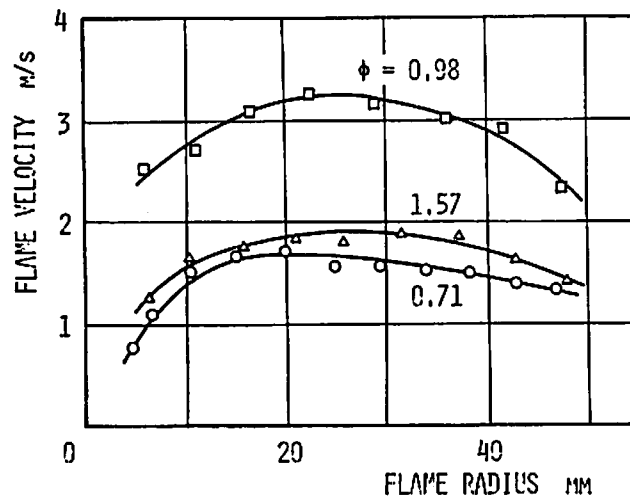


Fig. 7 Flame velocity versus flame radius in turbulent mixture

図5～7によると、混合気乱れがある場合には、火炎半径が5 mm くらいから20 mm くらいまでの間では、火炎半径の増大とともに火炎速度も増大し、火炎速度の当量比による違いは小さくなる傾向を示す。これは明らかに乱れが燃焼速度に与える効果であるが、火炎半径が5 mm 程度以下の伝ば初期においては、その効果はあまり現われない。すなわち点火後1 ms における火炎の大きさは乱れの有無にほとんど無関係であり、点火後5 ms でも、量論比に近い混合気を除けばやはり乱れ強さにほとんど関係しない。このことは電極による冷却作用⁷⁾と、火炎面の曲率に基づく未燃混合気への熱流束の減少効果による火炎伝ばの遅れが、この程度の乱れではあまり影響を受けないことを意味するものと考えられる。従って図5から明らかなように、量論比に近い混合気と比べた場合希薄および濃混合気では、乱れを与えても伝ば初期における火炎速度の遅さは回復されることなく最後まで残ることになる。火炎速度に対する乱れの効果は、ファンの回

転速度、従って乱れ強さが大きいほど大きい。

3.3 燃焼時間

前述のように写真撮影が可能な範囲は、混合気全体の燃焼のうちの一部にすぎないので、同時測定を行なった圧力記録から全燃焼時間を求め、乱れの影響を調べてみた。当然、火炎伝ばの後期には火炎面は球状ではなくなり、未燃混合気の周方向への流動を生ずるので、条件はかなり複雑となり、新たな乱れの発生なども考えられる。図8は、ファンの回転速度を変えた場合、従って乱れ強さが異なる場合について、各当量比に対する全燃焼時間の変化、図9はそれを静止混合気の場合の値に対する比で表わしたものである。乱れによる燃焼時間の短縮は、最大火炎速度を与える当量比 (1.1付近) から離れるほど著しく、その関係は火炎が球状を保つ間における関係とだいたい一致する。従ってこの場合は、火炎面の一部が壁面に到達した後の火炎伝ばにも、本質的な変化はないものと考えられる。これらの図からわかるように、比較的弱い乱れによっても全燃焼時間は非常に短縮され、とくに希薄および濃混合気ほどその効果は大きい。

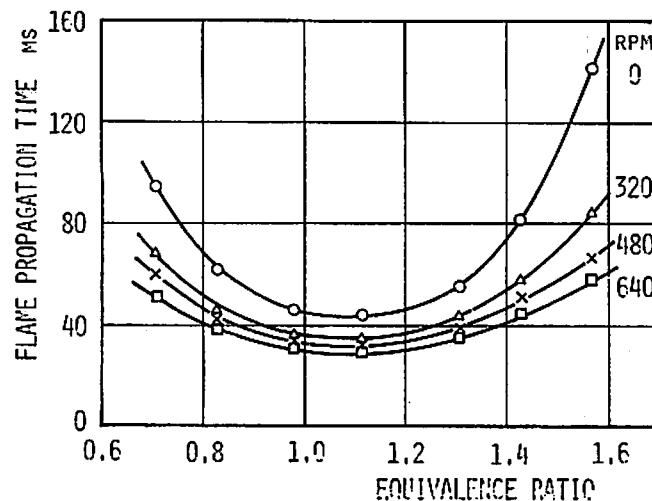


Fig. 8 Total flame propagation time against equivalence ratio

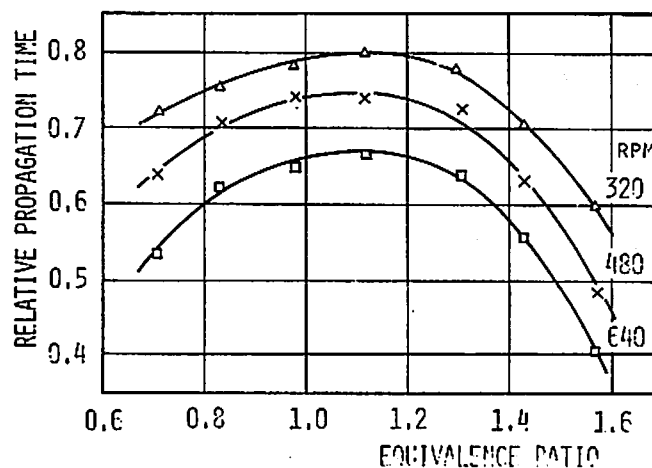


Fig. 9 Relative propagation time against equivalence ratio

燃焼による圧力上昇もまた、乱れの増加とともに大きくなるが、ほぼ燃焼時間の短縮に対応しており、熱損失の減少によるものと思われる。ただし当量比が違えば必ずしも燃焼時間には対応せず、過濃側に比べて希薄側では、同じ程度の燃焼時間でも圧力上昇は小さい。それは発熱量および燃焼ガスのモル数の違いによるものであろう。

3.4 燃焼速度

乱れが火炎伝ばに影響を与えるのは燃焼速度を通してであり、容器内の伝ば火炎において乱れがどのように燃焼速度に影響を与えるかを調べるのが本研究の主要な目的でもある。

容器内の層流球面状火炎伝ばの測定値に基づいた燃焼速度の算出は、種々の仮定のもとにいくつかの方法が行なわれており^{8),9)}、エネルギー保存式から近似的に導かれる質量燃焼割合が圧力上昇割合に等しいという関係を用いている例が多い。しかし本研究では、火炎半径の測定可能な範囲が質量燃焼割合で1/5程度までに限られるため、圧力の測定値に基づいた計算では大きな誤差を伴う恐れがある。従ってここでは平衡計算による断熱火炎温度を仮定した熱力学的計算により、燃焼部分の膨張を求める方法で燃焼速度を算出した。

図10において、時刻 t に火炎面が半径 $R(I)$ の位置にあるとき、微小時間 Δt 後には火炎面が $S_u \Delta t$ だけ未燃混合気中に進入し（ S_u は燃焼速度）、同時にその部分の燃焼ガスが膨張して、火炎面は $R(I+1)$ まで進み、一方この部分が燃焼する前の燃焼ガスは R' まで圧縮され、圧力 $P(I)$ は $P(I+1)$ に変わるものとする。分割した各微小エレメントは独立に等エントロピ圧縮または膨張を行ない、相互に拡散や混合は起こらないと仮定すれば、圧力の測定値を全く使わずに燃焼速度を求めることができる。前節までの考察によれば、乱流火炎伝ばの場合にも未燃混合気と燃焼ガスとは極めて薄い火炎面で境されているとみられるの

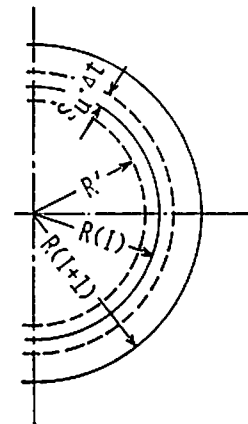


Fig. 10 Flame propagation model

で、凹凸をならした仮想的な平均火炎面を考えれば、このような考えで乱流燃焼速度を推定することは不合理ではない。ただ最大の問題は火炎面面積および燃焼ガス容積の推定に伴う誤差であり、その推定が正確にできないような状況のもとではこの方法は適用できない。

圧力の計算値と実測値の違いは最大10%程度で、比較的よい一致を示すことがわかった。しかし質量燃焼割合が圧力上昇割合に等しいという仮定のもとに燃焼速度を算出してみると、上述の方法で得られた値よりも5~10%大きな値となる。

図11および図12にそれぞれ、静止およびファンの回転速度640 rpmの場合の、燃焼速度の計算値と当量比との関係を示す。静止混合気における層流燃焼速度は、平均火炎半径の増大とともに僅かながら大きくなる傾向を示すが、半径10mmと20mmにおける違いは主として火炎曲率に基づくもので、20mmと30mmにおける違いは、むしろ未燃混合気の温度上昇の効果によるものと思われる。バーナ火炎による燃焼速度の測定値も、研究者によって多少相違するが、図11の最大

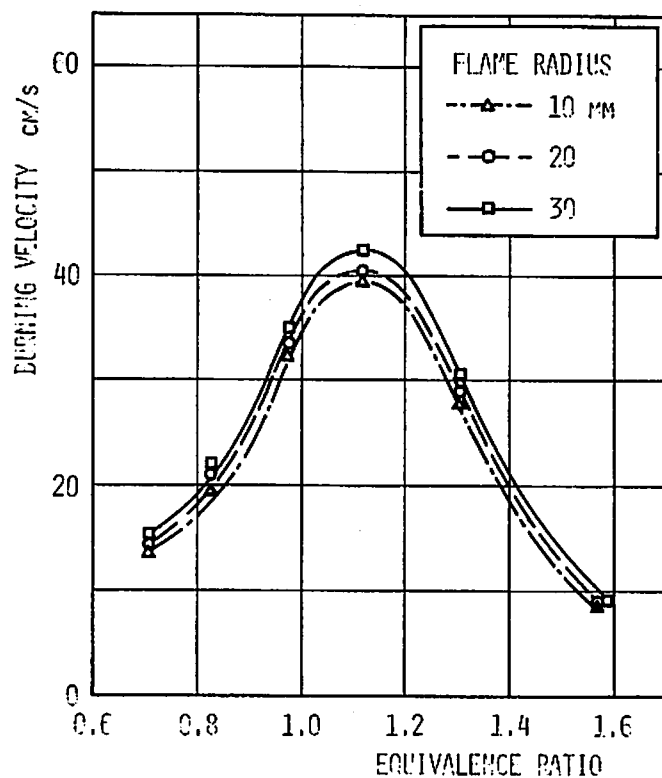


Fig. 11 Burning velocity against equivalence ratio in quiescent mixture

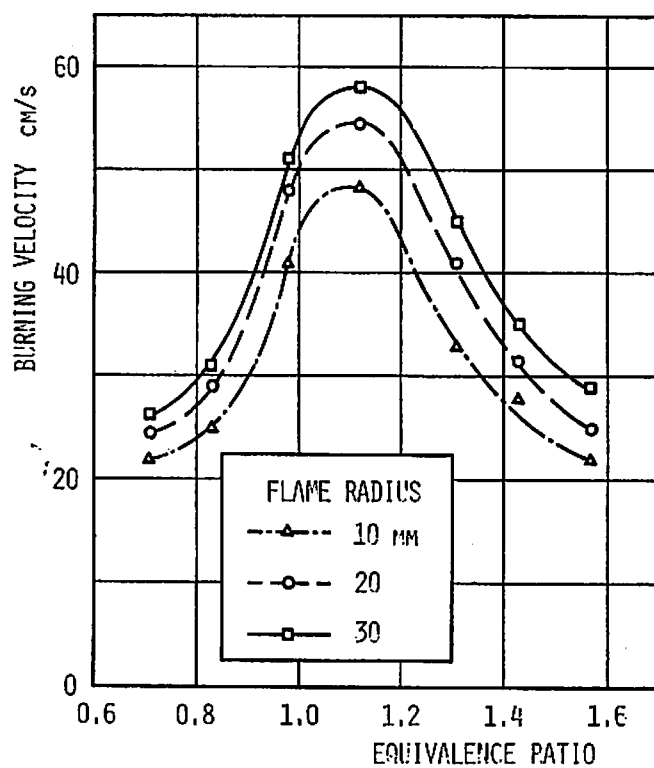


Fig. 12 Burning velocity against equivalence ratio in turbulent mixture

燃焼速度はそれらとほぼ一致する。しかしとくに希薄側の混合気ではバーナ火炎で得られている値よりもかなり小さい。また容器内の層流伝ば火炎による測定値には当量比を変えた報告は見当

たらないが、量論混合気についての測定値¹⁰⁾は図11の値にかなり近い。

図12を見ると、乱れがある場合には、火炎半径による燃焼速度の変化は、乱れがない場合よりもいっそう顕著になっている。温度などの条件は乱れの有無にはよらないので、この大きな相違はやはり乱れの性質の変化によるものであろう。しかし火炎写真を見る限りでは火炎半径の増大に伴う火炎構造の明確な変化は認められず、乱れの性質にどのような変化があるのかは明らかではない。

図11と図12とを比べると、燃焼速度の増加の割合は当量比によって異なるだけでなく、火炎半径によっても多少相違する。すなわち火炎半径の増大とともに、燃焼速度の増加割合も大きくなっている。火炎半径30mmくらいまでは火炎半径の増大とともに火炎速度も増加している領域なので、燃焼ガスの膨張による未燃混合気の流動がなんらかの関係を持つことも考えられる。

この場合の燃焼速度の増大は、定性的には凹凸による火炎面面積の増大によるとみられるが、火炎写真から定量的に面積の増加を推定することは困難である。火炎半径30mmにおける乱流燃焼速度と層流燃焼速度との比をとって当量比に対してプロットすると、図13の実線のようになる。すなわち混合気に乱れを与えることによる燃焼速度増大の割合は、最大燃焼速度を与える付近の当量比で最も小さく、それから離れた混合気ほど大きくなる。

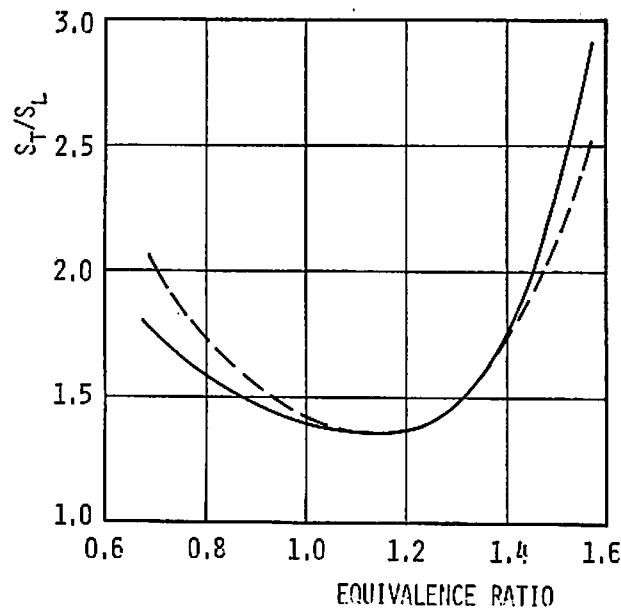


Fig. 13 Ratio of turbulent and laminar burning velocities

“wrinkled laminar flame” モデルによる、よく知られた Damköhler や Karlovitz のごく単純化した理論によると、火炎面面積の増大によって得られる乱流燃焼速度 S_T は、層流燃焼速度を S_L 、乱れ強さを u' とするとき、 $S_T = S_L + u'$ で与えられる。いま平均の乱れ強さとして $u' = 15 \text{ cm/s}$ を選び、火炎半径 30mm における図11の値を用いて S_T/S_L をプロットしてみると、図13の破線のようになり、大体において実線と一致した傾向を示す。火炎が存在する場合の未燃混

合気中の u' の値は測定していないので、定量的な比較はあまり意味を持たないが、希薄および過濃側での不一致は、希薄側から過濃側に移るにつれて凹凸が多少強められるという前述の観察結果から一応説明される。

結局、混合気の流動によって生ずる弱い乱れの場合には、定常バーナ火炎におけると同様、燃焼速度の増大は乱れによる火炎面面積増大の効果として十分理解できる。

§ 4. 結 び

燃焼容器内でファンを回転することにより混合気に乱れを与えた場合の火炎伝ばについて、シュリーレン高速撮影による火炎構造および伝ば過程の観察を行ない、さらに燃焼速度を算出して乱れが燃焼速度に与える影響を調べた。得られたおもな結論を列挙すると次のようになる。

(1) 火炎面に生ずる凹凸は火炎伝ばとともに不規則に変動し、混合気の流動速度の増大に伴って細かさを増す。しかし同じ流動速度では、混合気が希薄側から過濃側に移るにつれて凹凸が強められる傾向がある。

(2) 火炎伝ば速度は乱れがあると著しく増大するが、その割合は量論比付近では小さく、希薄または濃混合気ほど大きい。しかし火炎伝ばの初期には乱れによる火炎の加速は見られず、従って全燃焼時間はやはり量論比付近の混合気において最も短い。

(3) 乱流燃焼速度は火炎半径の増大とともに多少大きくなる傾向を示すが、層流燃焼速度に対する増加割合は、燃焼速度最大の混合気で最も小さく、希薄および過濃側に移るほど大きくなる。ただし希薄側よりは過濃側での増大が顕著である。

(4) 混合気の流動に伴って生ずる弱い乱れの場合の燃焼速度の増大は、乱れによって生ずる凹凸に基づく火炎面積の増加で十分説明される。

以上の結果は乱れ強さがかなり小さな場合の火炎伝ばに関するもので、シュリーレン写真から判断される火炎構造も明らかに凹凸を持った層流火炎面からなる場合である。一方、火花点火機関における火炎面の構造を調べる目的で行なったシュリーレン高速撮影の結果¹⁴⁾によると、だいぶ様相を異にしており、乱れ強さが大きくなれば燃焼速度に対する乱れの影響も当然違ってくるものと考えられる。

謝 辞

なお本研究にあたり、測定上の問題で多くの助力を願った伊庭由昌氏、燃焼速度の計算の一部を手伝っていただいた上野真氏に謝意を表する。また断熱火炎温度および燃焼速度の計算には、法政大学計算センターを利用した。

(昭和48年1月25日講演)

文 献

- 1) S.Kumagai and I. Kimura: Fourth Symposium on Combustion, (1953), 667, Williams and Wilkins.
- 2) J.A.Bolt and D.L. Harrington: SAE Trans. **76** (1968), 1677.
- 3) D.E. Cole and W. Mirsky: SAE Paper 680766 (1968).
- 4) 大東, 浜本, 貴島: 日本機械学会論文集, **36**-292 (1970), 2116.
- 5) 小野, 柘植, 久留須, 福江: 第8回燃焼シンポジウム前刷集, (1970), 83.
- 6) A.S. Sokolik, V.P. Karpov and E.S. Semenov: Fizika Goreniya i Vzryva, **3** (1967), 61.
- 7) 酒井: 機械の研究, **16** (1964), 1017; 1135.
- 8) G.H. Markstein (ed.): Non-steady Flame Propagation, (1964), Pergamon Press.
- 9) B. Lewis and G. von Elbe: Combustion, Flames and Explosions of Gases, (1961), Academic Press.
- 10) J.T. Agnew and L.B. Graiff: Combustion and Flame, **5** (1961), 209.
- 11) 飯沼, 伊庭: 日本自動車研究所研究速報, No.10 (1972), 59; No.15 (1973), 51.