

# 乱流渦塊の燃焼の実験的研究

竹村 哲・大島 耕一

## 要 約

プロパンガスの可燃性予混合気体で、集合平均的な意味で非粘性の渦輪構造を持つ乱流渦塊を作り、完全に発達した後点火コイルを通過させて着火、燃焼させて、シュリーレン法などの光学的手法によって観測した。このような乱流中での燃焼波面の伝播速度は3 m/sec程度であること、全渦塊中への燃焼面の拡大は平均流による対流効果によること、燃焼は個々の乱流素子中でおこり、そのスケールが数mm程度であるこの実験の場合には、4 msec程度で完了することなどが結論された。

重要語 乱流燃焼, 乱流渦塊, 乱流素子, 燃焼実験, 燃焼流の可視化

## 1. ま え が き

この研究は、環境公害研究の一環として、可燃性の予混合気体が非定常的に燃焼、爆発をする際の流体力学的現象を取扱ったものである。このような燃焼、爆発は、LPGタンカーの衝突炎上、タンクローリーの可燃性ガスタンクの破裂火災、などの事故の際におこる現象の基本的な物理化学過程であるのみでなく、ジェット・エンジンなどの高負荷燃焼器の中で、定常的に見られる素過程でもあるので、その研究は、これら事故による被害の予測、防御、ジェット・エンジンなどの高効率化、および、それによる騒音被害の減少などにも役立つであろう。

さて、この研究は可燃性予混合気体の乱流を作り、その構造を解明し、次にその燃焼過程を研究し、最後にその結果としておこる発熱、衝撃波などのふるまいを定めるという順序で行われたが、この報告では、この2番目の燃焼過程の研究のうち、特に瞬間写真、高速度写真による光学的観測により求めた、非定常可燃性予混合乱流渦塊の燃焼機構について報告する。

一般に、剪断流中に発生、発達した乱流は、コヒーレントな構造をもつことが、乱流ジェットについてのCrow [1]らの研究、2次元剪断流についてのWinat [2]ら、Brown [3]らの研究によって知られるようになった。また、非定常な孤立した層流渦輪、およびその同一性を渦度によって保証されている乱流渦輪、については、Saffman [4]、Maxworthy [5]らの理論的・実験的研究が報告されている。この研究に用いた乱流渦塊についても、熱線風速計による広範な測定、その結果の統計的処理が行われ、その流体力学的構造については明確な知見が得られているが [6]、本報告の3.章で、その要旨を述べる。

乱流状態にある可燃性気体の燃焼過程については、多くの研究がなされ、また最近も行わ

れつつあり、その包括的な解説は辻 [7] によりなされているが、本研究に用いたような孤立した気塊について、その流体力学的特性を十分解明した上で点火、燃焼させる方法によったものは比較的少ない [8]. この研究では、このような方法によって乱流燃焼をおこさせたので、乱流定常燃焼実験と異なり、主流の攪乱に煩わされることなく、十分な物理的測定を行うことができた。

本測定においては、熱線風速計、半導体圧力計、光電分光光度計、スキャンニング・イメージ・センサーなどで同時測定を行い、測定データを、ミニコンピュータを主体としたリアルタイム制御システムで、条件つき集合平均手法を用いて統計処理を行った。これらの結果は、報告 [9] に述べられているが、本文はその補足的な意味のみだけでなく、流れ場の可視化法によって、乱流燃焼素過程について本質的な理解が得られたことを報告するものである。

## 2. 実験装置及び方法

### 2.1 乱流渦塊発生装置

有限体積の流体に一定量の運動量を与えて、細孔を通じて自由空間中に押し出す方法には、細孔を設けた密閉室の壁の一部を可動とし、これに錘或いはバネによって衝撃を与える方法や、或いはカム装置によって駆動する方法などがあるが、本実験においては空気中での渦輪の実験でよく用いられている低周波用スピーカーを利用する方法を用いた。この方法は装置の製作が簡単で、又電氣的に作動させるので、現象の周期的な繰返しに同期した測定が容易であるという利点がある。

図1にプロパンと空気の予混合乱流渦塊発生装置を示す。中央に細孔を穿った厚い合板に口径30 cmの低周波用スピーカーを取り付け、スピーカーコーンの内側には混合ガスの漏れ

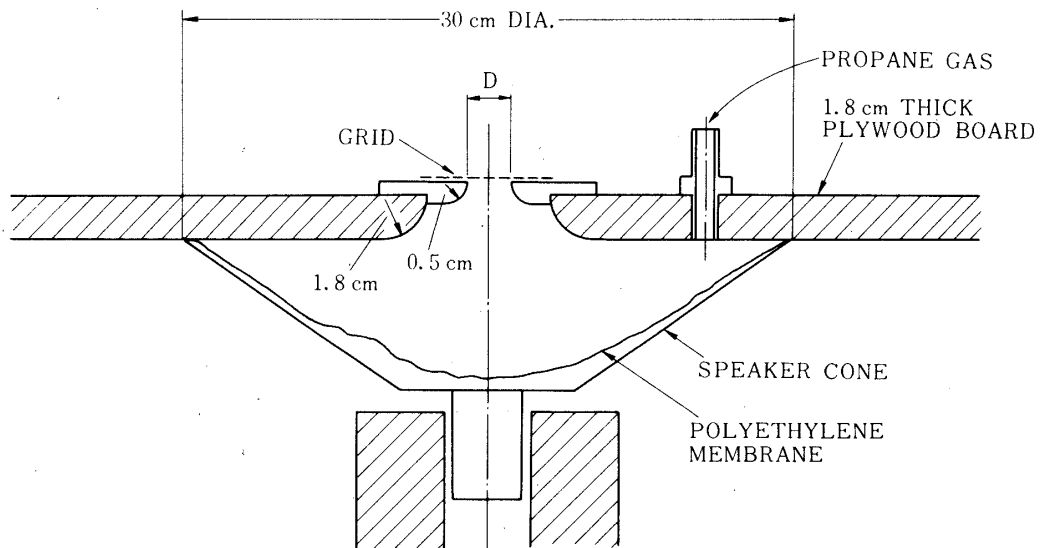


図1 乱流渦塊発生装置

表1 金網の特性

G	4	5	6
M	1.5	2.7	5.3
b	0.3	0.5	0.7
S	0.64	0.66	0.75

G; 網目の呼称  
M; メッシュ数  
b; 素線径 (mm)  
S; 有孔率

表2 プロパンガスの流量 (cm<sup>3</sup>)

D mm	G	4	5	6	0
12		2.3	2.7	2.9	2.9
14		2.7	2.9	3.2	3.2
16		2.9	3.2	3.4	3.4
20		3.8	4.3	4.4	4.4
25		4.4	4.8	5.0	5.0

るのを防ぐためにポリエチレン薄膜を張った。合板開口部には整形した円形細孔を有するアクリル樹脂板を取り付け、その口径を12, 14, 16, 20及び25 mmの5通りに変えた。細孔出口には各種の格子を置いて噴出気流に乱れを与えるようにした。用いた格子のメッシュ数、素線径 (mm) および有孔率を表1に示してある。格子の種類は3種類でそれぞれG4, G5, G6, と名付け、また、格子を用いない場合をG0としてあらわすことになる。なお、出口孔の中心軸は鉛直にして、乱流渦塊を鉛直上方に打ち出すようにした。

燃料には市販のプロパンを用い、テーパ管型流量計を通してスピーカーボックス表板に設けた孔から直接定常的に供給した。プロパン供給量は、細孔直径および格子によって決まるそれぞれの実験条件に対して最もよく燃焼現象が再現されるように定めた。表2に1周期当りのプロパン供給量 (cm<sup>3</sup>) を与えてある。

このプロパン-空気予混合乱流渦塊発生装置を駆動し、点火、燃焼させる為に用いた装置

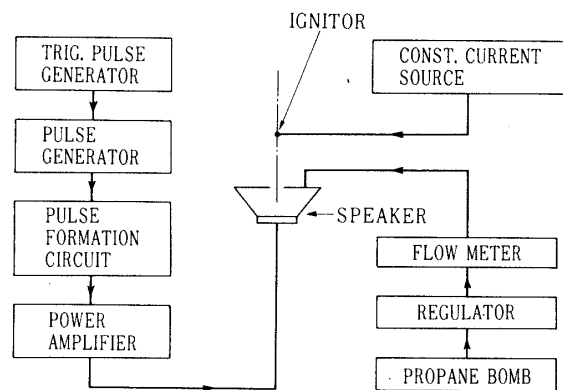


図2 実験系統図

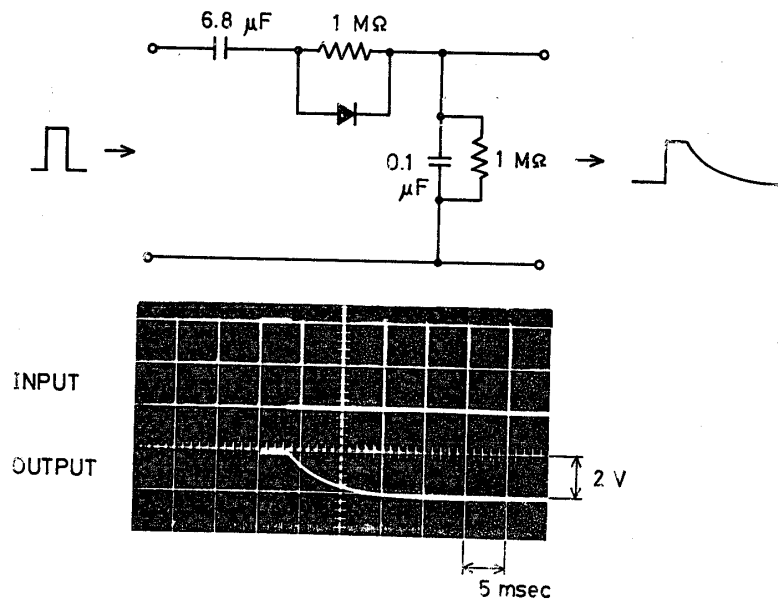


図3 スピーカー駆動パルス

の系統図を図2に示す。図3はパルス形成回路およびその入出力波形である。現象は、200 msec周期で発生するトリガーパルスを基準として繰り返し起動されるが、それに続く一連の信号のタイムシーケンスは図4に見る通りである。スピーカーコーン内圧力は、表板に取り付けた差圧トランスデューサーを用いて測定したが、その波形は出口径および格子の種類によってほとんど違いはなかった。図に示されたように、この乱流渦塊発生装置の出口孔内部の圧力は、最初、幅5 msec、最高値  $650 \text{ N/m}^2$  の負圧になり、外部空気を吸込んだ後に、最高値  $200 \text{ N/m}^2$  の正の圧力を比較的長い間保ちながら、吸込んだ空気と予混合されたプロパンガスを押し出すように作動する。

## 2.2. 点火方法

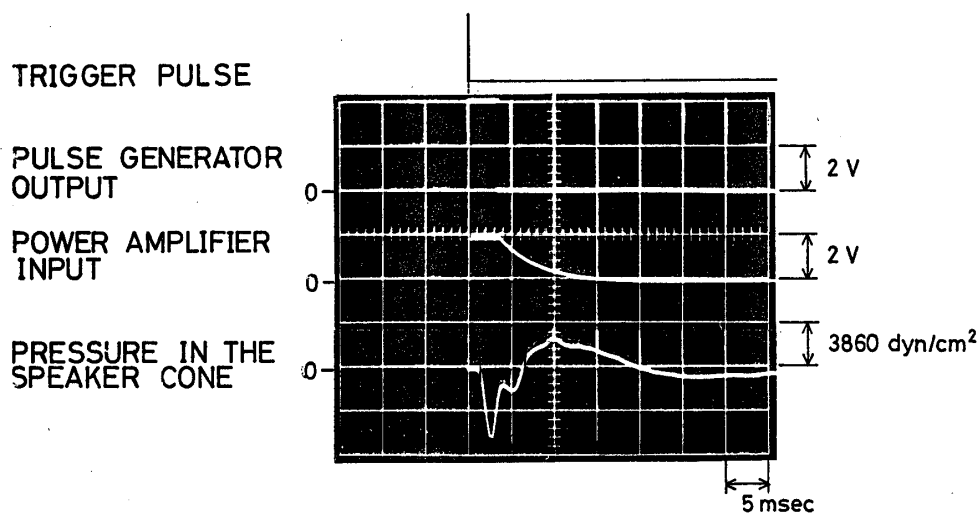


図4 発生装置内圧力波形

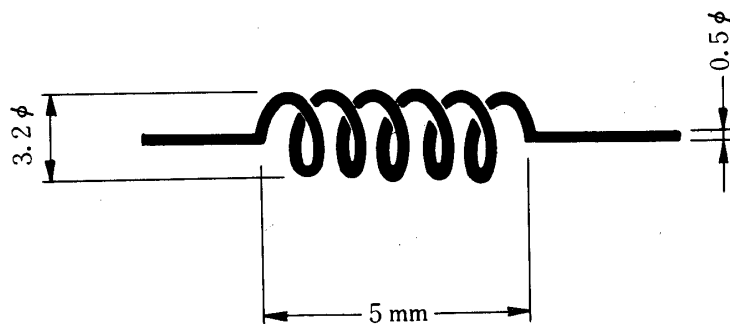


図5 点火コイル

乱流渦塊への点火は直径 0.5 mm のニクロム線を図5のように巻き、これに 7 A の定常電流を流して赤熱させたものを、出口孔の中心軸上、出口から 10 cm の位置において、上昇して来た乱流渦塊が点火コイルに到達すると着火し、渦塊内部に燃焼領域が広がって行くのを観測した。

### 2.3 シュリーレン写真撮影

図6に瞬間シュリーレン写真撮影に用いた光学系の配置図を示す。ナイフエッジはスリット像の直径の 22% まで水平上向きに切り込んである。光源として用いたクセノン閃光灯の発光時間は  $4 \mu \text{sec}$  以下で、その発光は各周期の最初に出るトリガーパルスより一定時間後に発生させたトリガーパルスにより起こる。この遅れ時間を 1 msec 間隔で変えた多数回の撮影を繰り返した。撮影操作は先ずカメラのシャッター2を開放して後、シャッター1を  $1/4$

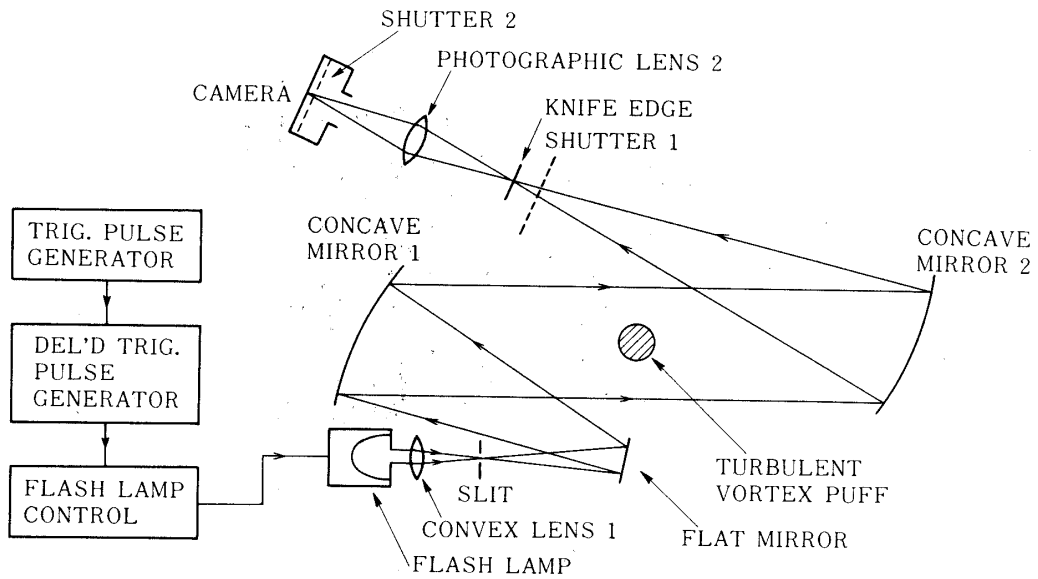


図6 光学系配置図

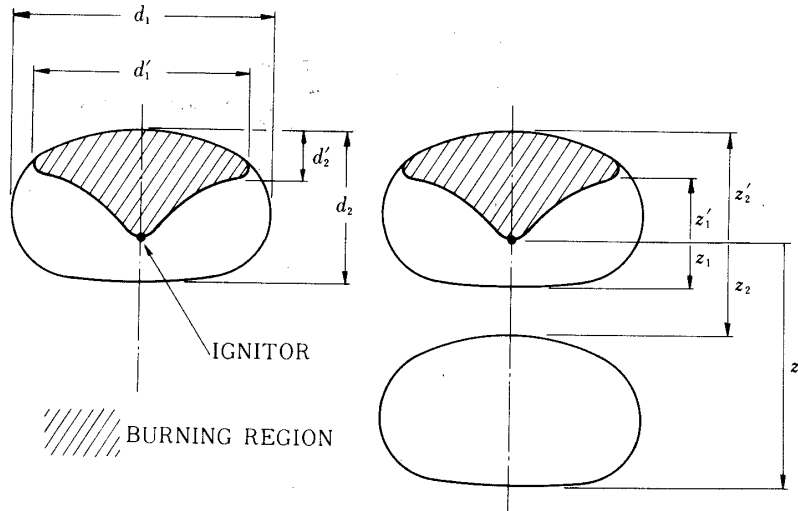


図7 全体構造の読取り説明図

sec の速度で切り、次いでシャッター2を閉じるという順序で行った。これによって時刻  $t$  における現象のシュリーレン像が少なくとも1回は露光・撮影される。渦塊の燃焼過程では 1 msec 間隔の各時刻において3回づつ撮影し、解析に当たってはそれらの平均値を用いた。この方法では別々の乱流渦塊の燃焼過程の或る時刻における像を得ることになり、1個の乱流渦塊の燃焼を連続的に撮影することはできない。

瞬間シュリーレン写真に加えて高速度シュリーレン映画撮影を D25G および D25G 0の

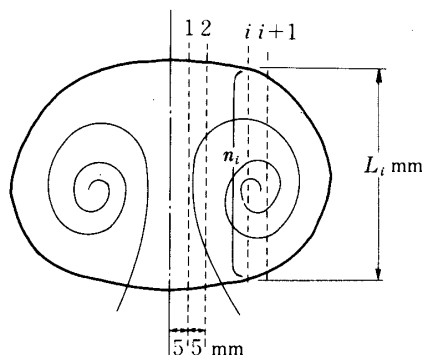


図8 微細構造の読取り説明図

条件について行った。この際、ナイフエッジは鉛直に置いた。駒送り速度の較正は50 Hzの交番電流によりネオン管を点滅して行った。駒送りの速さはD25G5の場合でおよそ10200駒/sec、D25G0場合で約8000駒/secであった。

#### 2.4 シュリーレン写真読み取り

シュリーレン写真の解析に当たってはF-4印画紙に現寸大に焼付け、それから図7によって乱流渦塊の位置、大きさおよび燃焼領域の広がり測定した。

また、渦塊内部での燃焼機構の尺度に対する指標の一つとして、シュリーレン写真上の微細な濃淡模様の大きさを図8により求めた。ここでは、シュリーレン光学系のナイフエッジに垂直な方向に、半径方向に5mm間隔で直線を引き、その直線上に認められる濃淡変化の個数を求め、これでその半径位置における渦塊の厚さを除してその半径位置での微細構造の尺度を得た。

高速度シュリーレン映画の解析はMotion Analyserを用いて行ったが、スクリーン上の像は必ずしも鮮明ではなく、読み取りに困難がため、第7図中の諸量の内、一部しか測定できなかった。

### 3. 乱流渦塊の構造

主として熱線風速計を用いて得た集合平均量から求めた渦塊の速度、体積、運動量、エネルギーなどの力学量を表3にまとめて示してある。このような測定から、渦塊は、内部では激しい乱流状態にあり、また、それぞれの渦塊は他の渦塊とは若干異なった形状、経路で飛来しているのであるが、多数回の集合平均量としては、単一の個性を持った渦輪として振舞っていることがわかった。この渦輪は、スロートから押し出された直後には、直径 $D$ 、長さ $L$ のほぼ円筒形で、速度 $W$ をもった流塊として進行するが、直ちに周囲の静止空気を巻き込みながら、出口孔下流8cmの所ではすでに完全に発達した渦輪の構造を持つようになる。その集合平均としての構造は、半径 $R$ の円環状の渦度の集中した核を持つ渦輪で、第3表に示したものは、出口下流10cmの場所での値であるが、以後、この渦輪は、周囲空気を取り込

表3 乱流渦塊の特性

	D16	D16	D16	D16	D25	D20	D14	D12
	G0	G6	G5	G4	G5	G5	G5	G5
有孔率	1.00	0.75	0.70	0.69	0.70	0.70	0.70	0.70
実効径	--	4.34	2.28	1.02	2.28	2.28	2.28	2.28
Re, eff. dia.	--	4600	2500	1000	2500	2500	2500	2500
Re, dia.	19600	17000	17500	15700	26700	21100	15700	13600
W m/s	18.42	15.93	16.44	14.68	16.04	15.84	16.79	16.97
M cm <sup>3</sup>	92.5	85.6	82.4	76.2	173.3	127.7	72.3	61.6
P (m/s) cm <sup>3</sup>	778	579	578	498	1112	870	526	330
E (m/s) <sup>2</sup> cm <sup>3</sup>	9024	6976	5344	4976	10144	7568	4832	3264
U m/s	8.70	7.84	7.14	6.67	7.55	7.67	6.67	6.74

Re ; レイノルズ数 (実効径基準, および孔径基準)

W ; 出口における体速

M ; 渦塊の全体積

P ; 渦塊の全流体運動量

E ; 渦塊の全流体エネルギー

U ; 10 cm の点での渦塊の移動速度

みながら伝播・減衰してゆく。この完全に発達した直後の状態は、非粘性理論によって取扱えるであろう。

一般に、この渦度の集中した核の半径を  $a$ 、全循環を  $\Gamma$  とすると、今の場合のように、 $a \ll R$  のときは、渦輪の移動速度  $U$  は次式で与えられる。

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} - \frac{1}{4} \right)$$

さて、全循環は、全過程を通じて保存され、初期に受けたものに等しい筈であるから、その生成の初期において直径  $D$ 、長さ  $L$ 、速度  $W$  で移動していた流体塊が、その側面の剪断流によって受けた渦度を積分したものに等しく

$$\Gamma = \frac{1}{2} WL$$

となる。

今の場合、 $D$  と出口金網のメッシュを変えて実験を行い、 $L$  は生成された渦輪が最も強くなるようにスピーカー駆動パルスの中を調整した。すなわち、 $L$  が短か過ぎると完全な渦



輪に成長せず、長過ぎると、断続した渦輪列となる。つまり少し長めのパルス巾で駆動すると、不要な部分を後方に取り残して、最適な形状の渦輪に自動的になる傾向があるので、パルス巾の調整には余り精度を求めなくても良かった。形成された渦輪の幾何学的形状は、すべての場合について相似で、 $D$  に比例しているので、 $R$  も  $a$  も  $D$  のみに比例し、 $L$  も、もちろん  $D$  に比例すると考えて良いであろう。また、今のようなスピーカーによる駆動方法によると、出口背後に一定圧力を一定時間加えることに近く、出口の流速  $W$  は、ほぼ一定の値を取り、出口金網の抵抗と、出口径  $D$  による抵抗係数の変化によって、僅かに変化するのみである。かくして、 $\Gamma$  は  $W \times D$  によるから  $U$  は装置の幾何学的特性にはよらず、 $W$  のみによることになる。  $W$  の変化範囲は上述のように、今の実験では広く取れなかったもので、動力学的な意味での実験条件の変化範囲は限定されたものであった。実験した範囲は、 $D$  については 12 mm から 25 mm、 $W$  については 16 m/sec から 18 m/sec であった。

次に、このようにして作られた個々の渦輪内部の乱流場について考えよう。この内部の流れ場は、スロート出口で金網によって作られた乱れ、出口を出てから渦輪を形成する際および形成後に周囲空気を取り込む際に作られた乱れの2種類の乱れが、渦輪内の平均流としての循環流に重畳して存在しているが、このうち前者は、出口直後で速やかに減衰し、8 cm の場所ではほとんど認められなくなる。後者は、それ以後支配的になるが、そのマイクロスケールは、出口を出た直後の縁における剪断流の構造によって決まるので、出口径  $D$  によらず、まして金網にもよらない。表4には、渦塊の中心部における速度相関より求めた乱れのマイクロスケールの測定値を示してあるが、出口より測った距離、 $Z = 10$  cm では、 $D$  によらず、ほぼ 11 mm の値を取ることが示されている。また、出口近傍では、金網の効果が支配的になり、それぞれのメッシュに直接に関連した値となっていることがわかる。全ての点火燃焼は、この  $Z = 10$  cm で行われたので、実験結果に影響した乱れの尺度は、渦輪形成の際に発生した乱れのものであって、それは、全ての場合についてはほぼ一定の 11 mm 程度の値であった。このことは、このようにして剪断流によって発生した乱れは、剪断流の構造、つまり今の場合  $W$  のみにより、幾何学的特性によらないという一般的法則の一例である。

#### 4. 乱流渦塊の燃焼

図9に撮影された一連のシュリーレン写真を示す。すべての実験条件についてはほぼ同様

表4 乱流のマイクロスケール (in mm)

	G-0	G-6	G-5	G-4
at $Z = 1$ cm	12.8	4.5	4.5	4.5
at $Z = 2$ cm	12.5	5.0	5.1	6.3
at $Z = 4$ cm	38.4	7.5	10.3	27.7
at $Z = 10$ cm	12.0	11.2	10.3	14.5

G-6 Reverse

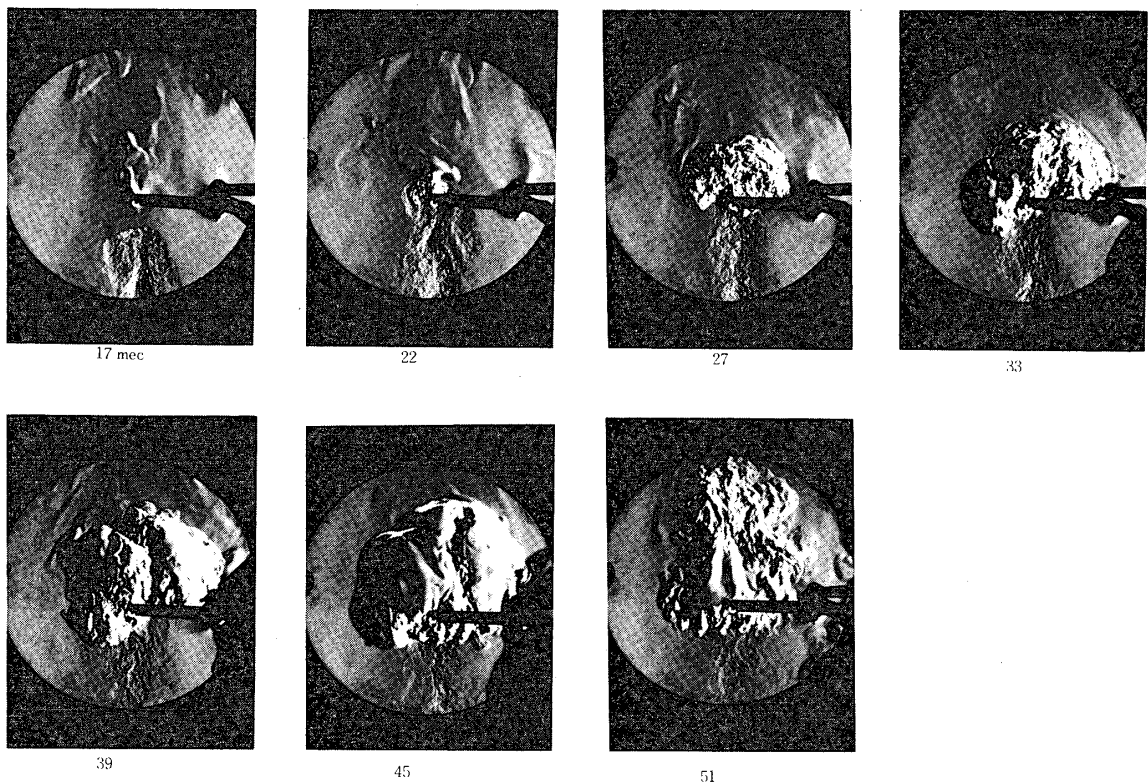
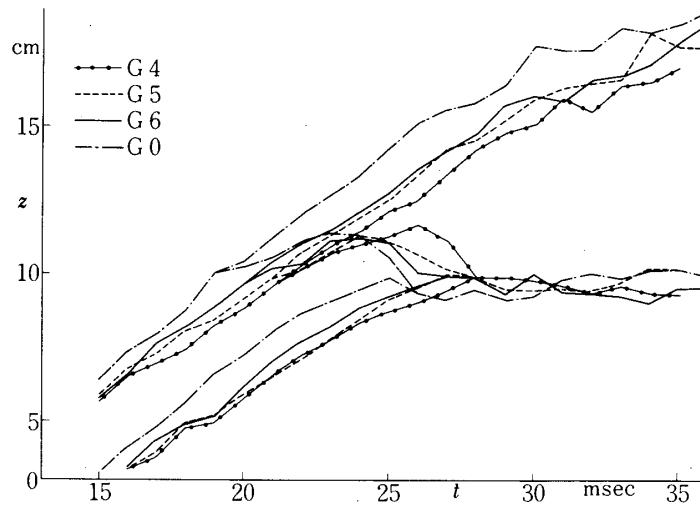


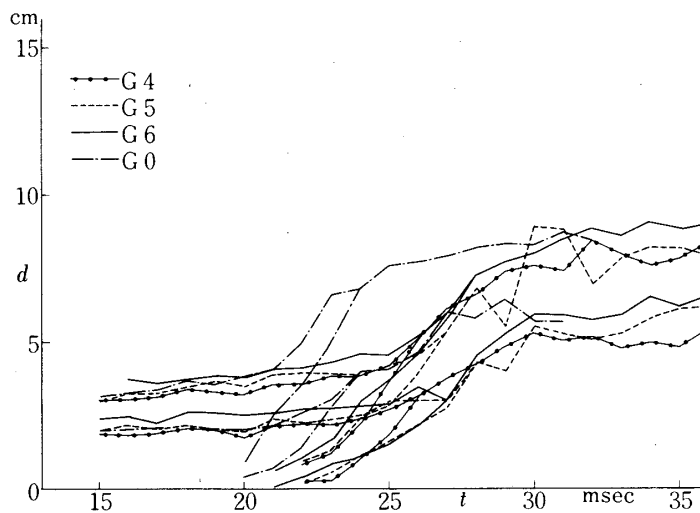
図9 シュリーレン写真

な系列の写真が得られているが、下方から現れて来る完全に発達した未燃焼の乱流渦輪、点火コイルに到達して接触、点火され、燃焼領域が全渦輪に拡大してゆく状態、燃焼が全渦塊中で進行する状態、などの過程が観測されている。

これらの写真から図7の方法で読み取った  $z_1, z_2, z'_2, z'_1$  を図10に、同じく  $d_1, d_2, d'_1, d'_2$  を図11に示してある。図10で、上側の折線が  $z_2$ 、下側の折線が  $z_1$  で、上側の折線から分岐して下側の折線へ移る分岐線が  $z'_1$  で、上側の線はこの分岐後は  $z'_2$  に、下側の線はこの合流後  $z'_1$  となる。すなわち、この時刻以後は全渦塊中に燃焼領域が広がったことを示している。図11においても、同様に、上側の折線が  $d_1$ 、下側の折線が  $d_2$  で、燃焼の開始と



(a) G 12

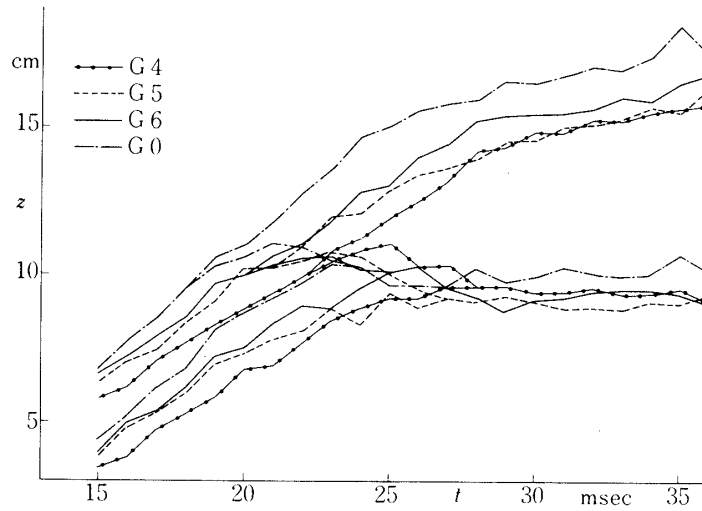


(b) G 14

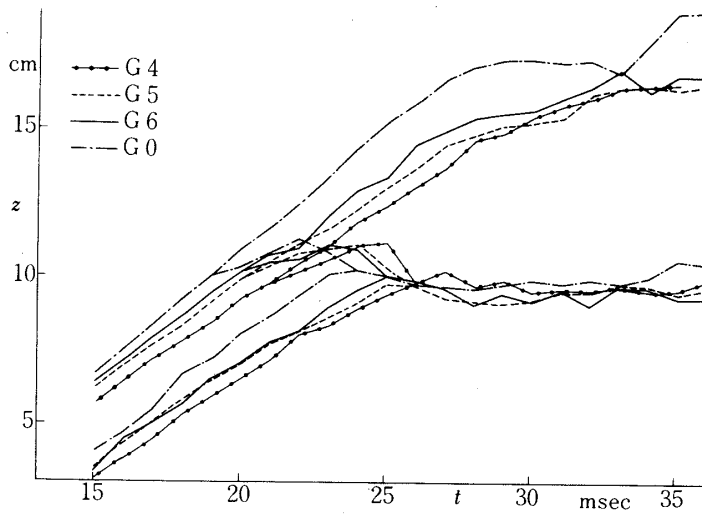
図10 燃焼渦塊の位置

共に発生した  $d'_1$ ,  $d'_2$  が急速に増大, それぞれ  $d_1$ ,  $d_2$  と合体し, 以後  $d'_1$ ,  $d'_2$  として膨張を続けることがすべての場合に認められた.

さて, 渦塊先端が点火コイルに触れて後, 1 msec 程度の時間内では, 点火コイル位置を頂点とする逆円錐形の燃焼領域が認められる写真がある. 渦塊のこの部分は, 水平方向の平均速度成分を持たないので, この円錐の頂点と, 渦塊の垂直方向速度から, 水平方向の燃焼波面の伝播速度  $S$  を求めることができる. この値は表5にまとめてあるが, ほぼ 3m/sec 程度であって, 渦塊を構成する予混合乱流気体内の燃焼波面の伝播速度と考えても良いであろう.



(c) G 16

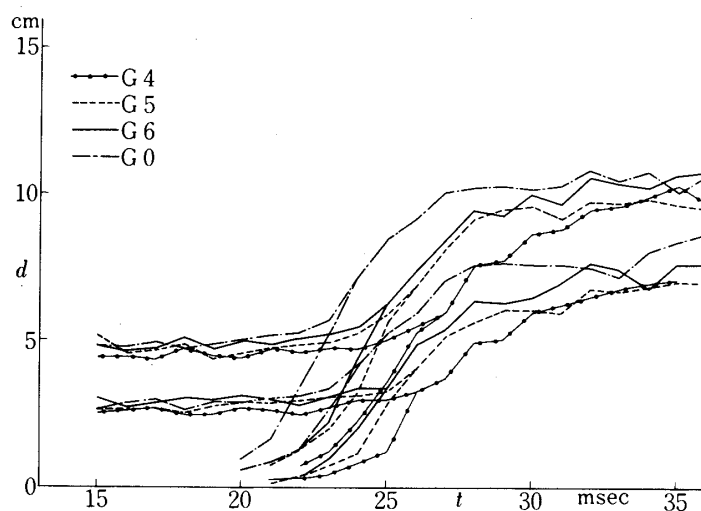


(d) G 20

図 10 燃焼渦塊の位置

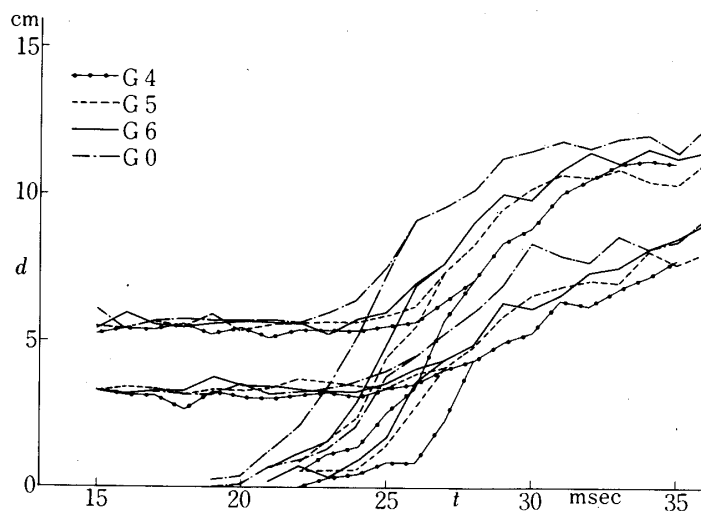
う。

次に、この短い時間が過ぎると、燃焼領域は、強い渦塊内の平均流に流されて速やかに全渦塊内に拡大する。熱線流速計による側定によれば、この平均流は 15 m/sec 程度にも達し、燃焼しつつある領域を全渦塊中に拡大するに支配的な役割を果していると思われる。この燃焼領域が全渦塊を占めた時刻を  $T_1$  としよう。これは図 10, 11 で、燃焼面を示す分岐が、下端又は外側の分岐と合体する時刻でもある。この時刻では、まだ燃焼自体は完了しておらず、むしろ体積膨張がほとんど認められないこと、などから推測すると、化学反応そのものはま



(e) G 25

図10 燃焼渦塊の位置

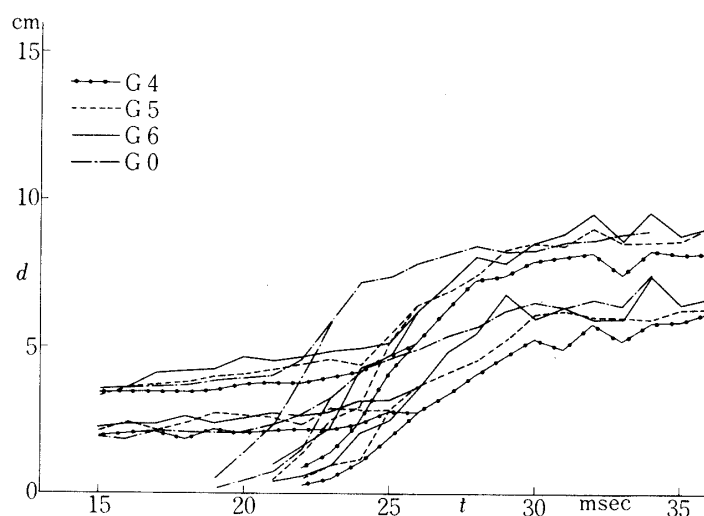


(a) G12

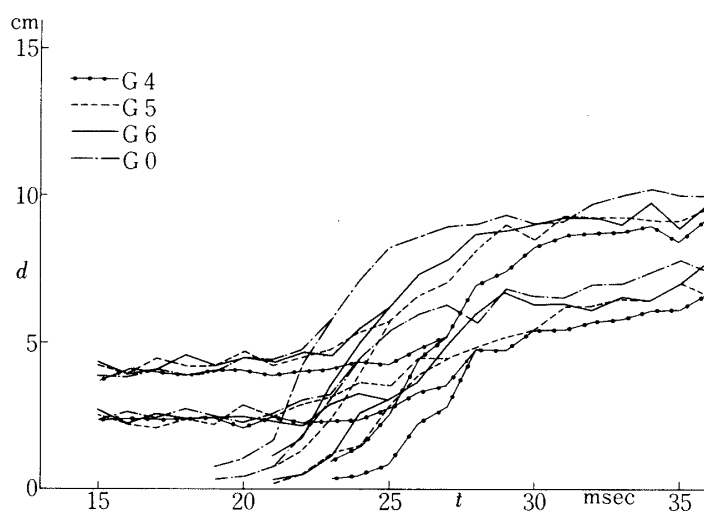
図11 燃焼渦塊の大きさ

だ進行していないと考えられる。渦塊の先端が点火コイルに到達してから  $T_1$  までの時間は渦塊の大きさには余り依存しないで、3~5 msec 程度である。

この時刻  $T_1$  の後は、渦塊は燃焼に伴う急激な体積膨張を示すことは、図10、11に認められる通りであるが、その形状はほぼ相似に保たれる。これを示すために、図12に渦塊の両直径の比を示したが、すべての時刻において、ほぼ一定の0.6の値を取ることがわかる。他の条件の場合でも同様に0.6の値を取ることが分かったから、燃焼は、渦塊内で、同時に、



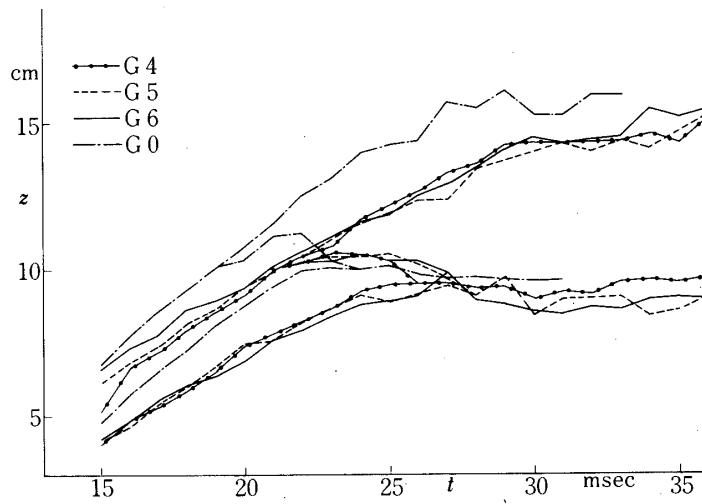
(b) G14



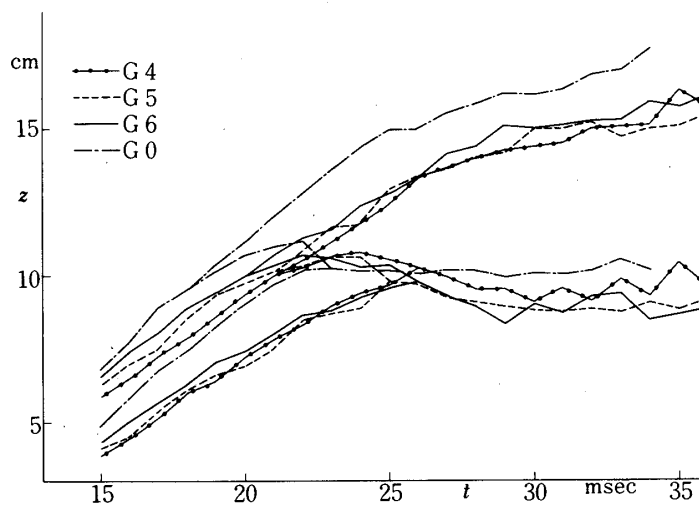
(c) G16

図11 燃焼渦塊の大きさ

一様に進行していると考えられる。図13には、このような写真上の形状から求めた渦塊体積の、燃焼前のそれに対する比を示してある。時刻  $T_1$  後につづく急激な体積増加は、やがて終り、穏やかな増加へと変化する。これは、激しい燃焼反応が終ったことに対応すると思われるが、この時刻を  $T_2$  とすると、この時刻は、図11などで渦塊の大きさの増大率の変化する点であるから、それぞれの領域の近似曲線の交点として求められる。表5にはこれらの差 ( $T_2 - T_1$ ) が示してあるが、ほぼ 4 msec 程度の値を示した。この値は、実験条件に依存せず、前節に述べた、渦塊の乱流のマイクロスケールが 11 mm 程度で、やはり実験条件に依存しな



(d) G20



(e) G25

図11 燃焼渦塊の大きさ

かったことと合わせ考えると、渦塊を構成する乱流の単位—乱子—内で化学反応が完了する時間に相当すると考えて良いであろう。

なお、渦塊は膨張によって、全循環  $\Gamma$  は失なわれないが、大きさ  $R$  は増加するので、移動速度  $U$  は減少する。図14には測定した  $U$  の変化を示してあるが、このような速度の減少につながり、ついには乱流は層流へと移行する。写真で見られる燃焼完了後の滑らかな層流状の流場はこのことに対応するものであろう。

渦塊には、燃焼前後を通じて、写真上で認められるような、細かい濃淡の模様がある。こ

表5 乱流渦塊の燃焼特性

D	G	S	cm/s	$l_0$	cm	$T_2 - T_1$	msec
12	4		320	0.18		3.9	
	4		320	0.17		3.7	
20	5		280	0.19		2.9	
	6		250	0.18		4.3	
	0		330	0.18		3.6	
25	4		240	0.21		3.9	
	5		290	0.20		3.3	
	6		280	0.19		3.9	
	0		270	0.22		4.3	

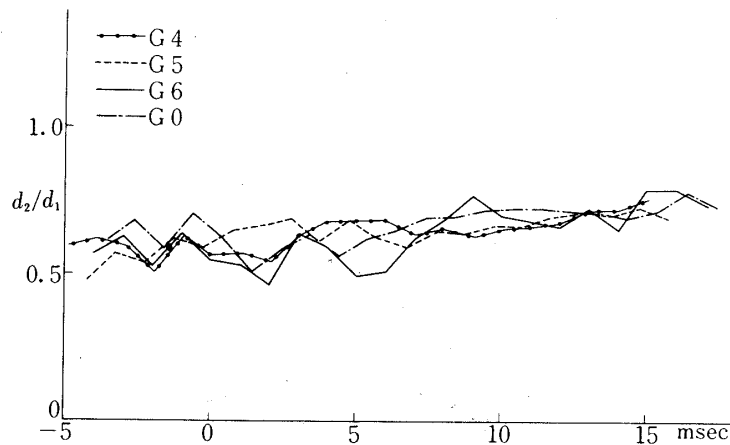


図12 燃焼渦塊の形状変化(D16)

の濃淡の寸法を、図8に示したような方法で読み取った。このうち、時刻  $T_1$  における値  $l_0$  を、表5に示してある。ふたたび、実験条件によらず、ほぼ一定の値2mmが得られた。シュリーレン写真が3次元的な領域の透視像であること、密度の勾配に比例して濃淡を生ずるものであることなどを考慮すると、この値は、乱流渦塊の素子-乱子-の大きさを示す量と関係があると考えられる。熱線流速計による乱れマイクロスケールの測定値とも同程度の値である。このような濃淡の様子が、ほぼ全渦塊内に様に分布していることから、この乱流渦塊は、ほぼ一様で、同一の大きさの乱子より成ると考えてよいであろう。図15には、このようにして求めた濃淡の尺度  $l$  の時間的変化を示してある。燃焼の進行に伴って増大する以上に激しい上昇が認められるのは、燃焼に伴う拡散効果によって平均化が進み、微細構造を失なうためであろうが、前述のレイノルズ数の低下による層流への転移が寄与しているのか



もしれない。

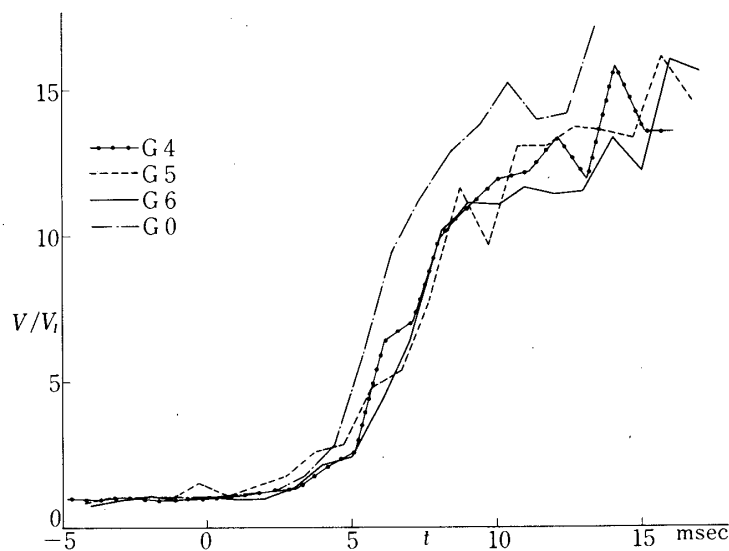


図13 燃焼渦塊の体積変化(D16)

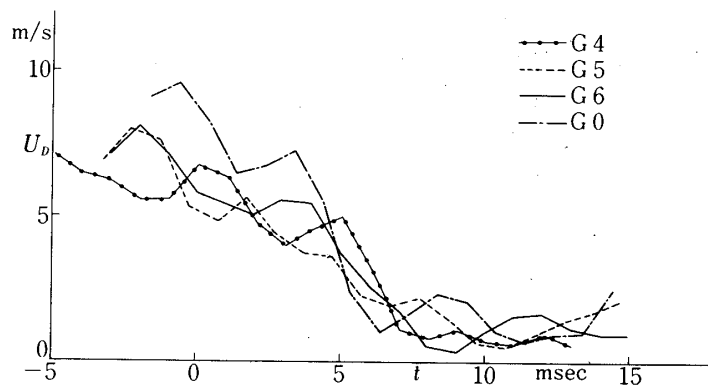


図14 燃焼渦塊の移動速度(D16)

## 5. 結 論

プロパンガスの可燃性予混合乱流気塊を繰返し発生させ、完全に発達した乱流渦輪となった後に、定常的に加熱してある点火コイルを通過させて、着火、燃焼させる実験を行い、シュリーレン瞬間写真、高速度ムービーカメラなどで光学的観測を行った。別に報告されている熱線流速計などによる測定結果と併せて、

1. 乱流渦塊は、集合平均量としては、非粘性の渦輪と同様の構造をもつ。

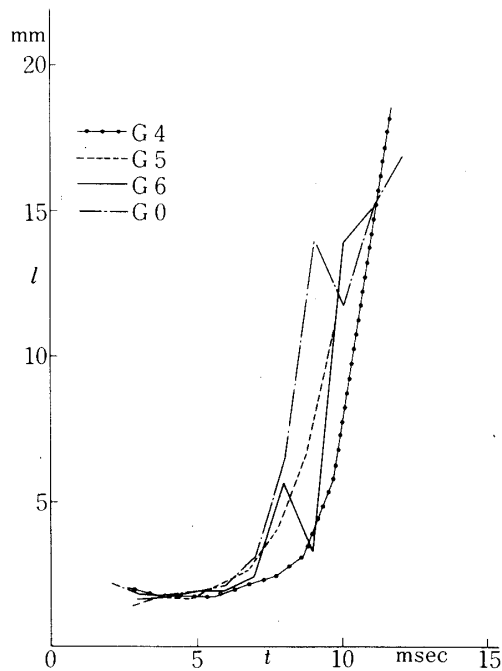


図15 濃淡模様の尺度(D16)

2. 渦塊を構成する流体は、一様な、数mm程度の大きさの乱流素子より成る。ことが分かった。この状態で点火されると、
  1. 一様流で運ばれない領域での燃焼面の伝播速度は 3 m/sec 程度である。
  2. 渦塊全域に燃焼面が拡大するには、平均流としての循環流の効果が支配的で 2 msec 程度で全域に燃焼領域が広がる。
  3. 燃焼反応は、その後全渦塊内で一様に進行し、急激な体積膨張を伴うが、約 4 msec 程度で終了する。
  4. 燃焼終了後は、渦塊はその乱流構造を失ない層流化する。ことなどが分かった。

本研究は、L. S. G. Kovaszny 教授（ヒューストン大学）および、大島裕子博士（お茶の水女子大学理学部）との協同研究の一部として行われたものである。

1979年1月17日 航空力学部

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] S.C. Crow et al.; Orderly Structure in Jet Turbulence, J. Fluid Mech., **48**, p. 547 (1971).
- [ 2 ] C.D. Winat et al.; Vortex Pairing; The Mechanism of Turbulent Mixing Layer Growth at Moderate Reynolds Number, J. Fluid Mech, **63**, p. 237 (1974).

- [ 3 ] G.L. Brown et al.; On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.* **64**, p. 775 (1974).
- [ 4 ] P.G. Saffman; The Number of Waves on Unstable Vortex Rings, *J. Fluid Mech.* **84**, p. 625 (1978).
- [ 5 ] T. Maxworthy; Some Experimental Studies of Vortex Rings, *J. Fluid Mech.* **81**, p. 465 (1977).
- [ 6 ] K. Oshima, L.S.G. Kovasznay and Y. Oshima; Sound Emission from Burning Puff, "Structure and Mechanisms of Turbulence II" ed H. Fiedler, Springer 1978 p. 219~230.
- [ 7 ] 辻 廣; 燃焼現象論(10), (11), (12), (13), (14), *機械の研究*, **29**, 2, 3, 4, 6, 7号, 養賢堂 (1977)
- [ 8 ] MacCormac, P.D.; Combustible Vortex Rings, *Proc. Royal Irish Acad.* **71A** p. 73 (1971).
- [ 9 ] Y. Oshima, T. Takemura, H. Phung, K. Oshima and L.S.G. Kovasznay; Unsteady Mixing of Turbulent Vortex Puffs with Surrounding Atmosphere, ISAS RN 67 Univ. Tokyo (1978).