法政大学学術機関リポジトリ
HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

PDF issue: 2025-06-01

自然対流を除いた一様空気流中での燃料液滴の燃焼

島田, 光男 / SHIMADA, Mitsuo / YAMAGUCHI, Shuji / ABE, Kazutoshi / NAGAO, Yoshiaki / OKAJIMA, Satoshi / 岡島, 敏 / 永尾, 慶昭 / 阿部, 和利 / 山口, 修次

(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)
14
(開始ページ / Start Page)
1
(終了ページ / End Page)
11
(発行年 / Year)
1978-03
(URL)
https://doi.org/10.15002/00004183

自然対流を除いた一様空気流中での燃料液滴の燃焼

岡島　敏*・永尾慶昭**・阿部和利*・
山口修次*・島田光男*

Combustion of Fuel Droplets in a Uniform Flow of Air Under a Zero-Gravity Condition

Satoshi OKAJIMA, Yoshiaki NAGAO, Kazutoshi ABE,
Shuji YAMAGUCHI and Mitsuo SHIMADA

Abstract

The authors conducted experiments to study the combustion of stationary droplets of n-heptane and benzene in a uniform flow of air under a zero-gravity condition, which was realized in a freely falling chamber, and the effect of the relative velocity of the fuel droplets with respect to the surrounding gas on their combustion, not disturbed by natural convection, has been examined for the first time.

The evaporation constant increases with increasing the air velocity and is proportional to the one-second power of the Reynolds number. The time-variation of the flame is similar to that of the spherical combustion when the air velocity is lower than about 10 cm/sec, but at the air velocity of about 30 cm/sec the changes of the flame dimensions during combustion differ greatly from those of spherical combustion and rather resemble the behavior of the stationary droplets burning under a normal-gravity condition. The upper part of the flame of fuel droplet in a uniform flow of air under a zero-gravity condition can be easily explained by Burke-Schumann's model, using the reasonable diffusion coefficient.

§1. 緒　　言

実際の燃料噴霧の燃焼において，その噴霧を構成する液滴の直径は，燃料の種類とか霧化の方法によって異なるけれども，一般には 10～500 μm 程度の間に分布しており，その中で比較的ちいさなものはまわりのガス流れに対して相対速度をもたずに，しかも自然対流の影響を受けずに球状燃焼しているものと考えられる。しかし，このような微小液滴の燃焼を実現しようとすれば実験技術的に非常に困難がともない，また比較的おおきな液滴（直径 1 mm程度）で観察しようとすれば当然自然対流の影響はまぬがれない。このような理由から，以前に熊谷らは，自然対流

* 機械工学科
** 大学院機械工学専攻

の影響を受けない自由落下する燃焼容器中の無重力状態のもとで，懸垂燃料液滴の球状燃焼を実現し，その基本的性質を解明した[1]。さらに最近，著者らは，自由燃料液滴の球状燃焼を実現する実験技術を開発し，燃料液滴の球状燃焼に関する正確な知識を把握した[2,3]。一方，それらの液滴の中でも比較的おおきなものは，やはり自然対流の影響をほとんど受けないが，まわりのガス流れに対しては若干の相対速度をもちながら燃焼していると考えられる。そこで，これらの燃焼液滴の挙動の最も基本的な性質，すなわち蒸発率，火炎形状およびそれらにおよぼす相対速度の影響などを，実験室スケールの比較的おおきな液滴で正確に理解するためには，自然対流の影響を受けない状態のもとで，まわりのガス流れに対してある一定の相対速度をもって燃焼している燃料液滴の挙動を調べる必要がある。

この観点に立って，本研究では，燃焼液滴におよぼす相対速度の効果を広い範囲にわたって詳細に把握するために，自然対流の影響を受けない無重力状態のもとで燃焼している燃料液滴に毎秒数 10cm 程度の一様な気流をあてる実験を行ない，液滴燃焼におよぼす強制対流の影響を自然対流の影響を受けずに調べた。

§2. 実験装置および方法

無重力状態のもとで燃料液滴の燃焼を観察するために，本実験では自由落下法が用いられた。

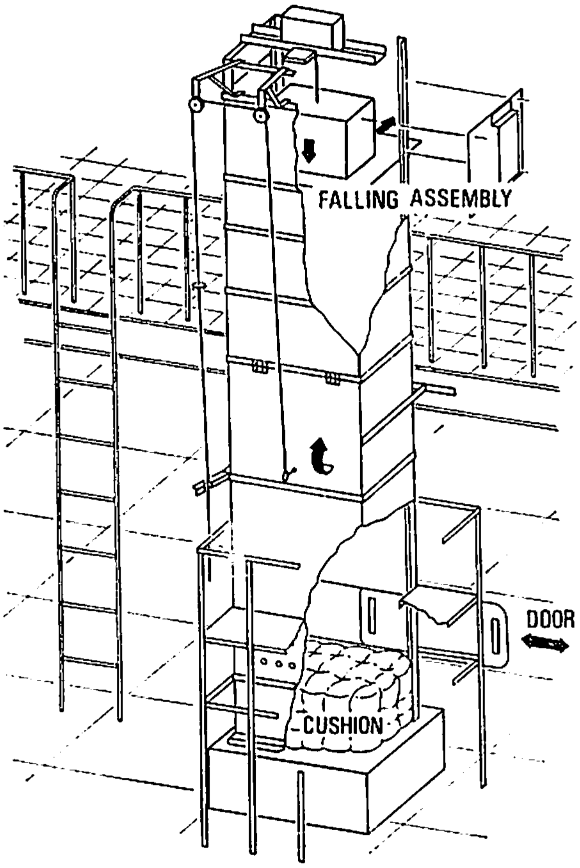

Fig. 1 Falling tower.

図1に落下塔の概要を示す。この塔内での実験装置本体の落下距離は約4mあるので，落下速度は最大約9m/secに達し，実験装置本体が流線形の場合でも空気抵抗による落下加速度の減少が許しがたいものになる。この影響を除くため，図2に示すように実験装置本体を抵抗遮断装置の中に入れ，それらが落下中に互いに接触しない距離をたもって落下するようにする。このようにすると，実験装置本体が抵抗遮断装置の中で動くことによって受ける空気抵抗による落下加速度の減少は最大でも$10^{-5}\times g$程度に押えることができる。

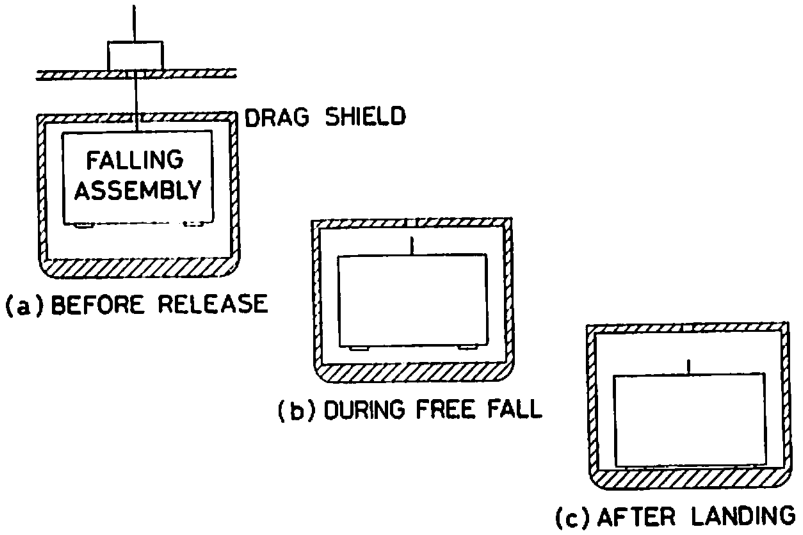

Fig. 2 Motion of falling assembly and drag shield.

実験装置本体は図3に示すような240×370×400mmの直方体の鋼製箱で，その中には，燃焼

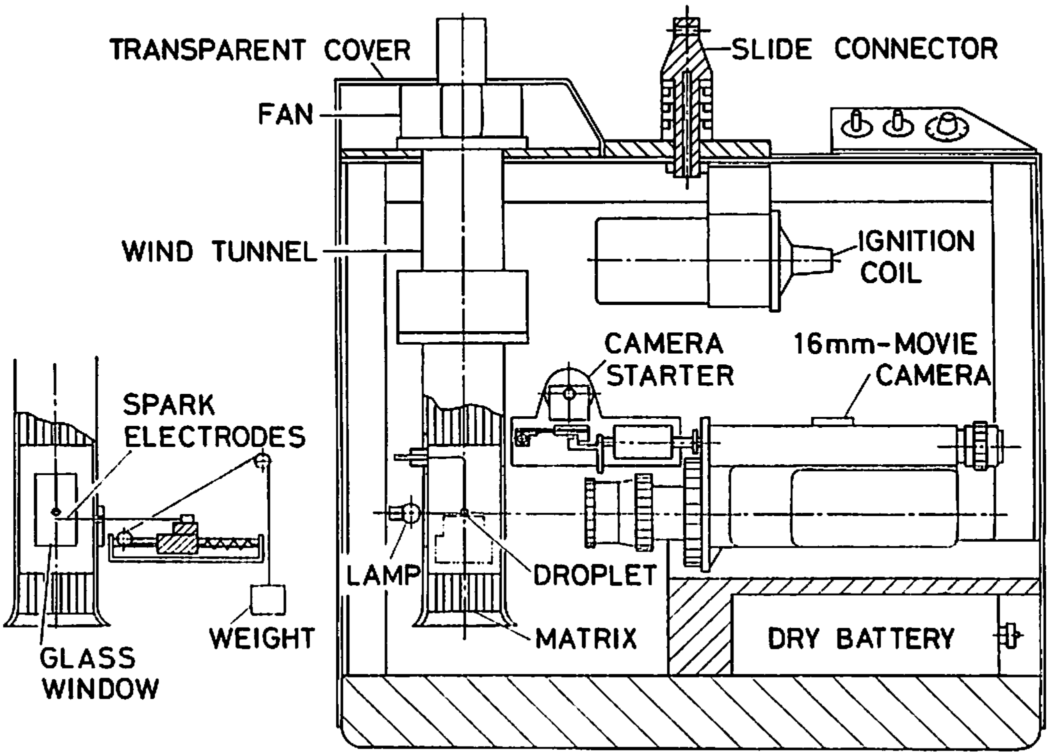

Fig. 3 Falling assembly.

液滴に気流をあてるための小型風洞，点火装置および16mm映画用撮影機などが装備されていて，その装備重量は約20kgである。本実験の場合，無重力状態の系内の空気中において一様空気流を得る必要があるので，実験装置本体はその全体が透明なプラスチック板で覆われており，外部と遮断されている。

小型風洞は，内直径50mmのアクリル管の上端にシロッコファンを配してその吸込を利用しており，さらに一様空気流を得るためのベルマウスおよび整流格子を備えている。アクリル管の中心軸上には液滴を懸垂するためのシリカ線（直径0.2mm，長さ40mm）が鉛直方向に取り付けられており，また，燃焼液滴とその火炎の観察用ガラス窓（20×40mm）がその壁に設けてある。撮影は毎秒26.5齣の速さで行なわれ，倍率は0.69である。

点火には，約3mmの火花間隙を作るように配置された端針の電気火花電極（直径約0.3mm）が使用され，それはスライド式の台に固定されている。台は，火花間隙が液滴の直下に位置するようにコイルバネに抗して糸を介した重錘により引張られており，電気火花電極が燃焼過程中に火炎および高温ガス層等に干渉しないように，点火後の無重力状態のもとでコイルばねの作用によって約15mm側方へ移動するようになっている。

ファンの回転数に対する管内の流速およびその状態は，MgOを用いた微粒軌跡法によって火炎のない標準重力状態下で調べられた。図4にその光学系を示す。この方法でも，無重力状態のもとでは火炎の存在によってガス流れは誘起されないので，燃焼中の管内の流速分布を正確に把握することができる。図5には，一例としてファンが毎分530回転の場合の管内の流速分布を示す。この写真からわかるように，管内の流速分布はほぼ一様とみなすことができる。なお流速は写真上の粒子の軌跡と露出時間とから決定される。

図6は本実験に用いた制御系である。実験に際して，実験装置本体および抵抗遮断装置は，そ

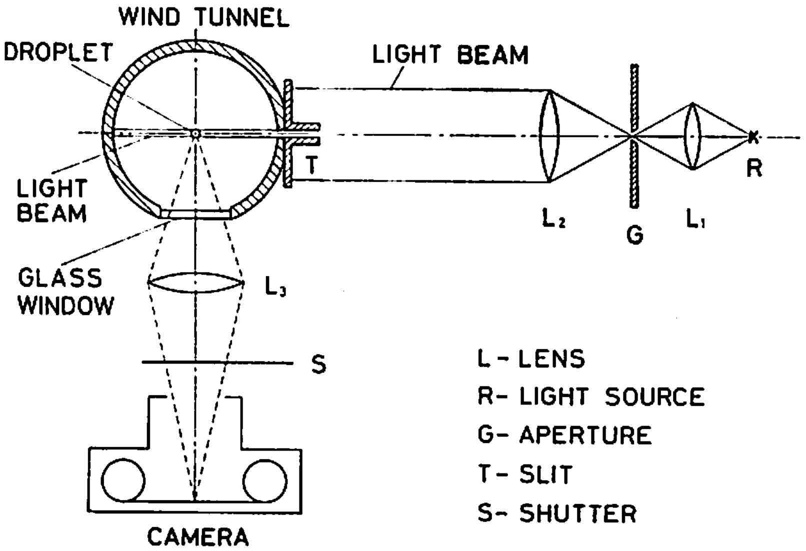

Fig. 4 Experimental setup for observation of air velocity and its profile.

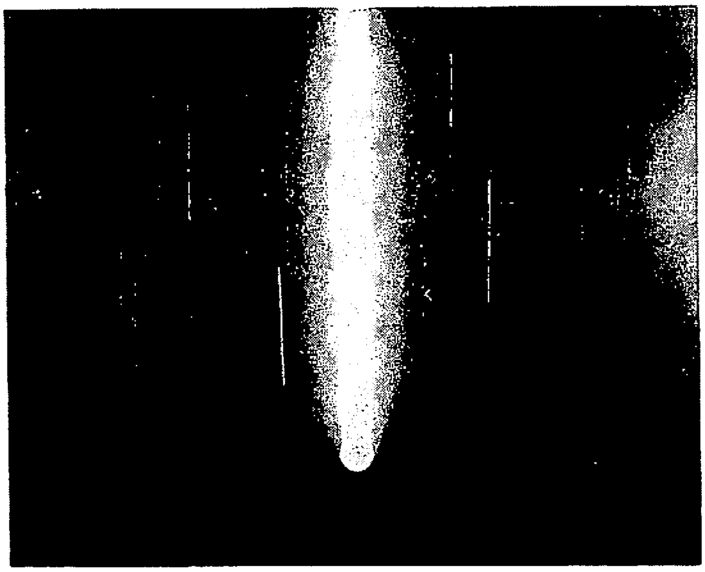

Fig. 5　Particle tracks images.

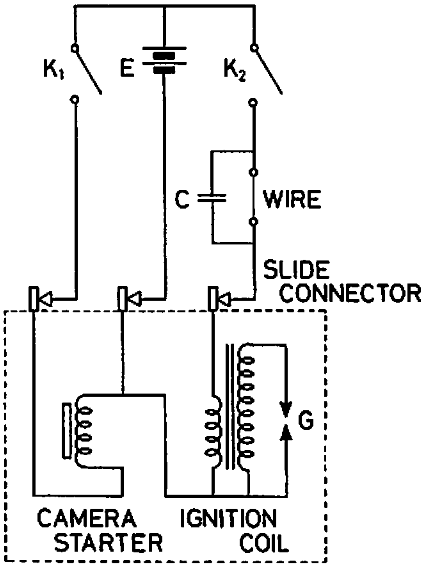

Fig. 6　Diagram of control system.

れぞれ切断機を介したポリプロピレンリボンによって落下塔の上端に吊り下げられる。この時，点火コイルに一次電流を導くための銅線（直径0.25mm）も一緒に切断機を介しておく。シリカ

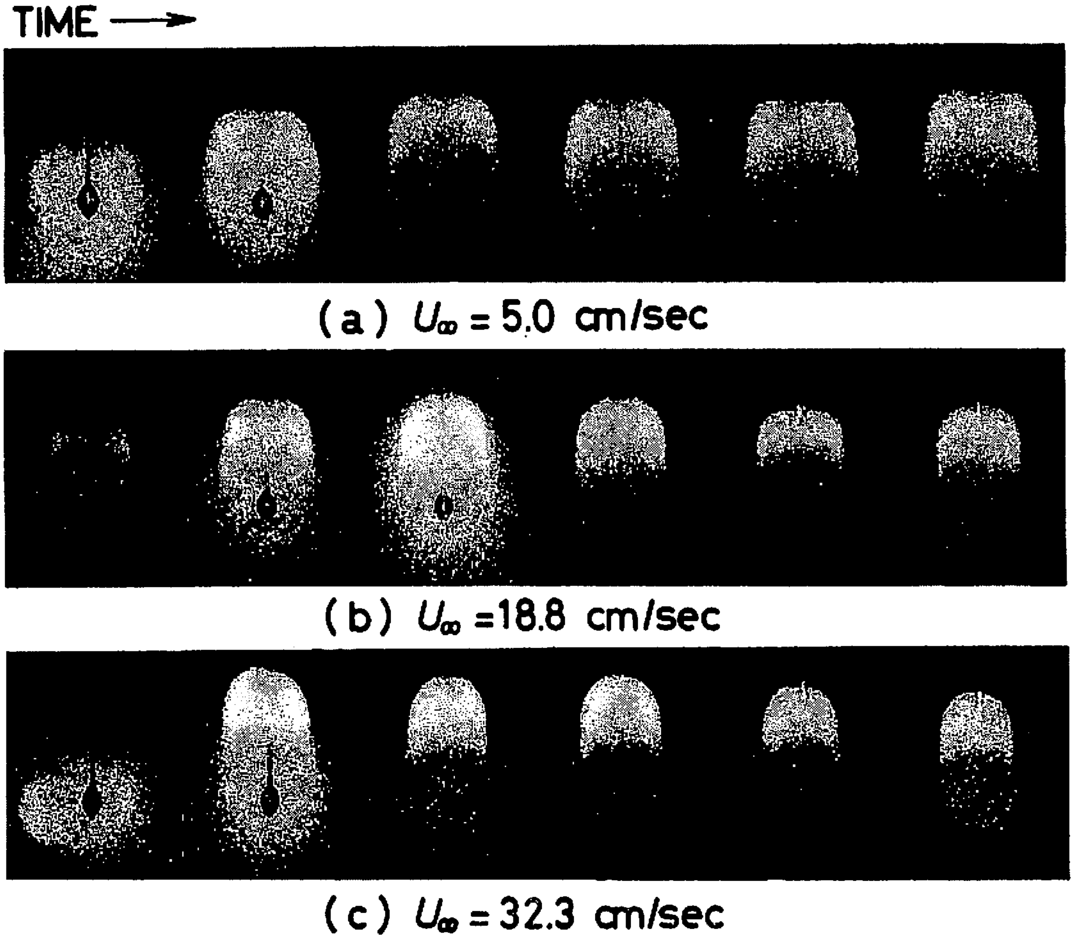

Fig. 7　Direct photographs of n-heptane burning droplets at various air velocities under a zero-gravity condition.

線に液滴を懸垂し，実験装置本体および抵抗遮断装置が完全に静止した後に，実験は次の手順で行なわれる。まず，スイッチ K_1 を閉じてカメラを起動させ，続いてスイッチ K_2 を閉じて点火コイルに通電し，さらに切断機によってポリプロピレンリボンおよび銅線を同時に切断する。この時火花点火が起こり，実験装置本体は落下する。落下の際の衝撃は高さ約0.5 m のクッションで吸収する。

図7および図8にそれぞれ，無重力状態下の一様空気流中で燃焼している正ヘプタンおよびベンゼン液滴の直接写真を示す。各写真の第一齣目は点火直後の状態であり，写真間隔は0.11秒である。

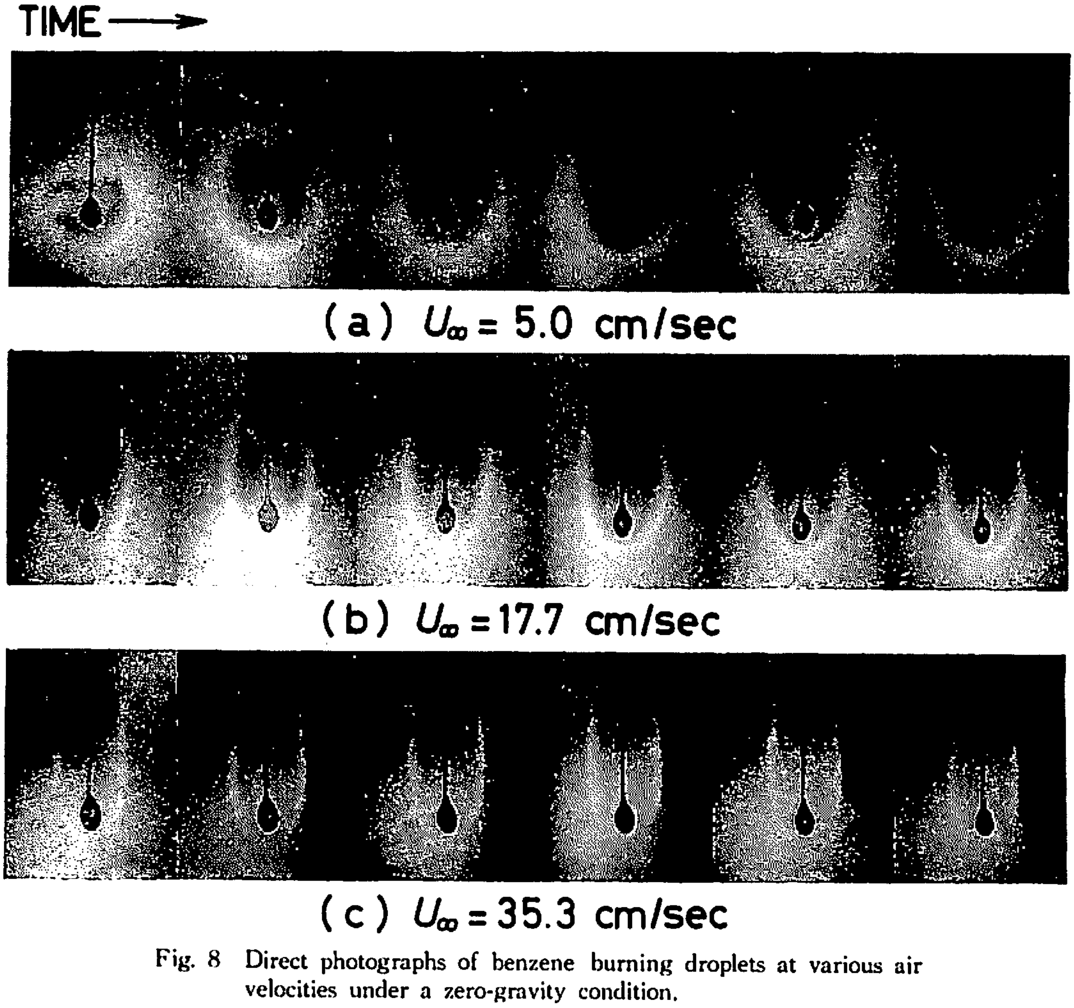

Fig. 8 Direct photographs of benzene burning droplets at various air velocities under a zero-gravity condition.

§3. 実験結果および考察

実験は，室温，大気圧の状態下で行なわれ，使用燃料は正ヘプタンおよびベンゼンである。液滴初期直径 D_0 は1.2±0.15mmであり，空気流速の範囲は0～50 cm/sec 程度である。図9および図10は，それぞれ正ヘプタンおよびベンゼン液滴が自然対流の影響を受けない無重力状態下で一様な空気流を受けて燃焼している場合の液滴直径および火炎形状の時間に対する変化を示す

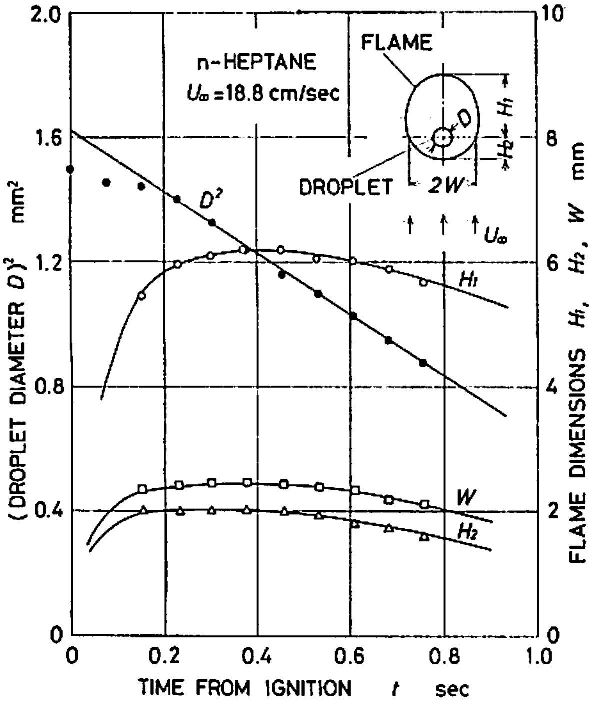

Fig. 9　Flame dimensions and (droplet diameter)^2 vs. time from ignition of n-heptane droplet burning in a uniform flow of air under a zero-gravity condition.

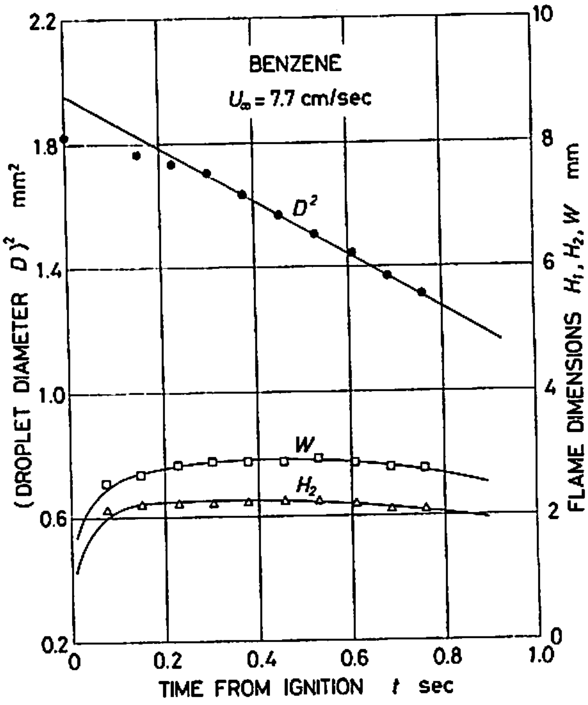

Fig. 10　Flame dimensions and (droplet diameter)^2 vs. time from ignition of benzene droplet burning in a uniform flow of air under a zero-gravity condition.

代表例である。燃料液滴は懸垂線に支持されているので，時刻 t における液滴直径Dは，自由液滴のそれに最も近い値を示す 45° 直径を採用した[3]。すなわち，

$$D=2\sqrt{2}\ ab/(a^2+b^2)^{1/2}$$

ここに，a, b はそれぞれ鉛直方向および水平方向の液滴幅の半分である。また，火炎寸法は，図 9 に示すように液滴の中心を通る水平面で火炎を二分したとき，その上半部を H_1，下半部を H_2，分割面における火炎幅を $2W$ とした。これらの図から，両燃料とも $-dD^2/dt$=const. の関係がよく成立しており，蒸発係数Kの値を決定することができる。

ベンゼン液滴については，図 8 の写真から観察されるように，その燃焼過程中に芳香族炭化水素の燃料蒸気の熱分解の結果として，液滴表面と火炎との間に多量の炭素粒子が発生しており，また，空気流速が増大するにつれて，その炭素粒子の生成位置は火炎に近づいていくことがわかる。また，この炭素粒子の影響のために火炎上半部の測定が不可能である。

3.1　蒸発係数

図11は正ヘプタンおよびベンゼン燃焼液滴について空気流速 U_∞ が蒸発係数 K におよぼす影響を示したものである。この図から蒸発係数，すなわち燃焼率は，空気流速がおおきくなるに従って増大し，U_∞=40 cm/sec における蒸発係数は，球状燃焼（U_∞=0）の場合のそれよりも約50 %位おおきくなることがわかる。また空気流速が45 cm/sec 位になると，この程度のおおきさの液滴では火炎はウェイク火炎に遷移し，さらに流速を増すと火炎は吹き消されてしまうので，蒸

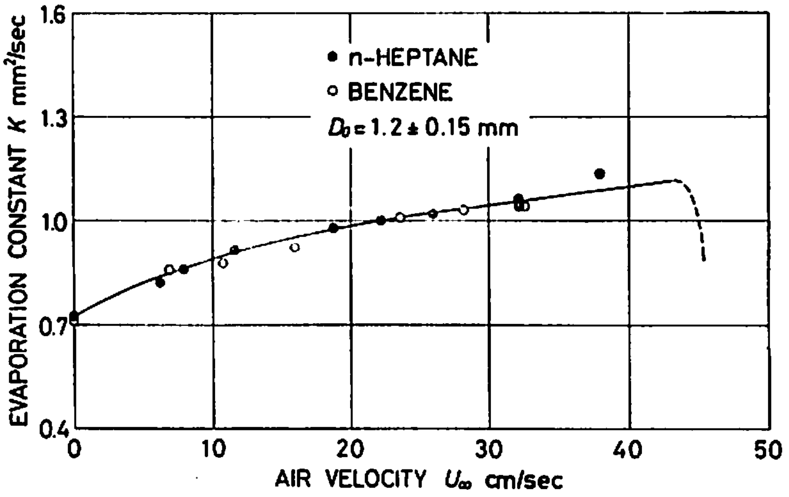

Fig. 11 Effect of air velocity on evaporation constant of stationary droplets burning in a uniform flow of air under a zero-gravity condition.

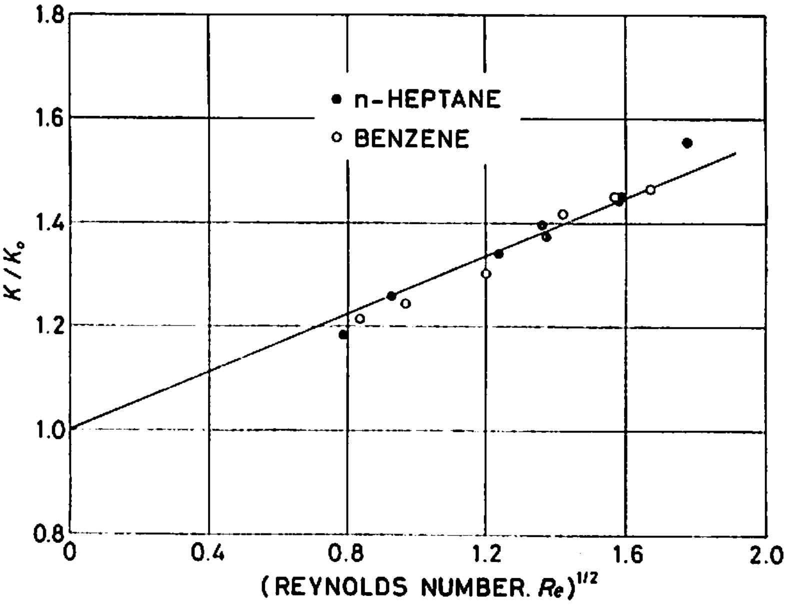

Fig. 12 Correlation of K/K_0 with $Re^{1/2}$.

発係数は燃焼していない場合のそれに急激に近づく。図12は液滴初期直径を代表長としたレイノルズ数 Re の½乗に対する蒸発係数の変化を示したものである。この実験範囲，すなわち，$0<Re<3.6$ で，蒸発係数はレイノルズ数の½乗に正比例して増大している。これはアゴストンらが誘導した比較的レイノルズ数のおおきい領域における多孔質球での下記の実験式と一致する[4]。

$$K=K_0(1+CRe^{1/2})$$

ここで，K_0 は球状燃焼における蒸発係数，Re は代表長を液滴初期直径とし，動粘性係数 ν は断熱火炎温度と室温との算術平均における空気の値であり，C は実験的に決定される定数である。蒸発係数がこのように空気流速の増大とともに増加するのは，火炎が押し流されて液滴に接近し火炎から液滴への伝熱が増加することと，火炎近傍の燃焼生成物がやはり空気流速の増大に

ともなって掃気されるために，酸素の流入が増加することに起因するものと考えられる。

3.2　火炎形状

図13は，燃料液滴が無重力状態のもとで一様空気流を受けて燃焼する場合の火炎形状（H_1, H_2, W）と，$U_\infty=0$ すなわち球状燃焼する場合の火炎直径 D_f とのおおきさの比較を液滴直径に対して示したものである。空気流速が増大するにつれて火炎はもちろん液滴を中心とした球状からは変形し，円筒状の形状を呈する。しかし，その様相は，比較的強い自然対流下で観察される燃焼液滴の卵形の火炎形状とは若干相違している。火炎寸法 H_1, H_2 および W の時間的変化は，空気流速におおきく依存し，空気流速が10 cm/sec 程度以下では燃焼の進行とともに徐々に増大しついで減少する傾向をたどる。この挙動は，球状燃焼の場合のそれに近いものである。さらに空気流速が増大して30 cm/sec 程度以上になると，火炎形状は点火とともに急速に成長し，その後，H_1 はDに，H_2 および W は $\sqrt{D}$ にそれぞれ正比例して減少する。この後者の実験的事実は熊谷らの理論的帰結と合致する[5]。

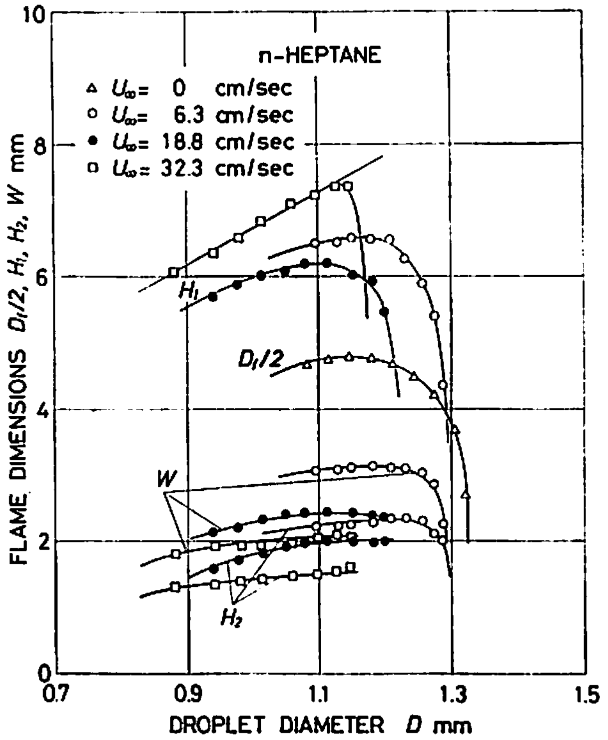

Fig. 13　Flame dimensions vs. droplet diameter at various air velocities under a zero-gravity condition.

いま，液滴表面から蒸発した燃料蒸気は周囲空気流と接触面を形成し，この接触面をとおして相互に拡散が行なわれ理論混合気のできる位置を火炎面とすると，近似的ではあるが火炎下半部の実測値を用いれば，火炎上半部の形状はブルケ・シューマンのモデルに従って検討することができる[6]。すなわち，下記の式を満足する x と y の値から火炎上半部の形状が決定される。

$$\Sigma\frac{1}{\mu}\frac{J_1(\mu L)J_0(\mu x)}{(J_0(\mu R))^2}e^{-k\mu^2 y/U_\infty}=\frac{R^2C_2}{2LiC_0}-\frac{L}{2}$$

ここで，μは $J_1(\mu R)=0$ の正の根，J_0, J_1 は零階および一階のベッセル関数，R は風洞の内半径，Lは火炎幅 $2W$, k は拡散係数，U_∞ は空気流速，i は量論比，そして $C_0=C_1+C_2/i$ で C_1 は燃料濃度，C_2 は酸素濃度である。図14には，$D_0=1.22$mm，$U_\infty=18.8$cm/sec のときの正ヘプタン液滴が点火されてからのある時刻における火炎上半部の計算結果と測定結果との比較の一例を示す。この図から，火炎上半部の形状は妥当と思われる拡散係数を採用すれば，このモデルでも一応説明できることがわかる。

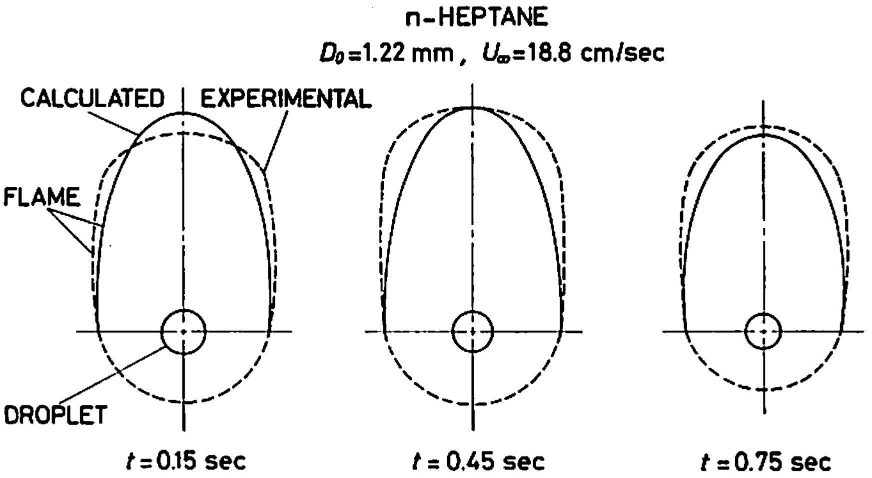

Fig. 14 Experimental and calculated profiles of flame of stationary droplet burning in a uniform flow of air under a zero-gravity condition.

§4. 結　　言

自然対流の影響を受けない自由落下する燃焼容器中の無重力状態のもとで，静止燃焼液滴に一様な気流をあてる実験を行ない，液滴燃焼におよぼす強制対流の影響を調べた。本実験の範囲における結果は以下のとおりである。

(1) 本実験の状態下でも，球状燃焼および自然対流下での燃焼の場合同様，$D_0^2-D^2=Kt$ が成立し，蒸発係数の値を求めることができる。

(2) 空気流速が増大するに従って，蒸発係数はレイノルズ数の½乗に正比例して増加し，アゴストンらが多孔質球での実験から誘導した実験式と一致する。

(3) 火炎形状の時間的変化は，空気流速が10 cm/sec 程度以下の場合には球状燃焼している火炎に近い挙動を示し，空気流速が増大して，30 cm/sec 程度以上になると，標準重力場における挙動に似てくる。火炎上半部の形状は，ブルケ・シューマンモデルによって妥当と思われる拡散係数を採用すれば説明することができる。

文　　献

1) H. Isoda and S. Kumagai, Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 523, Butterworths, 1959.
2) S. Okajima and S. Kumagai, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, p. 401, Com-

bustion Institute, 1974.
3) S. Kumagai, T. Sakai, and S. Okajima, Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 779, Combustion Institute, 1971.
4) G.A. Agoston, H. Wise, and W.A. Rosser, Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 708, Reinhold, 1957.
5) S. Kumagai and H. Isoda, Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 726, Reinhold, 1957.
6) S.P. Burke and T.E.W. Schumann, *Ind. Eng. Chem.*, 20, 998 (1928).