

<講 座>

燃料液滴의 燃燒(Ⅲ)

Combustion Phenomena of Fuel Droplet (Ⅲ)

趙 慶 國*

Kyung-Kook Cho

7. 無重力場에서의懸垂液滴의燃燒

지금까지 말한 懸垂液滴의 燃燒實驗은 모두 重力場에서 行해지고 있으므로 自然對流의 影響을 받아 球狀燃燒은 되지 않는다. 그러나 實際의 噴霧燃燒을 생각해 보면 噴霧된 燃燒液滴은 極히 작기 때문에 自然對流 및 強制對流의 影響은 作用하지 않을 것이며 따라서 球狀燃燒가 實現되고 있으리라 생각된다. 이러한 球狀燃燒의 特性을 調査하기 위해서, 또 球狀燃燒模型에 對해서 解析한 理論과 比較하기 위해서도 自然對流의 影響이 없는 球狀燃燒를 實現시켜 實驗할 必要性을 느낀다.

自然對流가 없는 狀態를 얻는에는 두가지 方法이 있다. 그 하나는 아주 작은 液滴을 使用하는 것 이며, 이에 對한 實驗技術이 容易하지 않다는 點에 對해서는 前述한 바 있다. 또 하나의 方法은 普通의 實驗에서 使用되고있는 크기의 液滴을 無重力 또는 그에 가까운 狀態에서 燃燒시키는 것이다. 여기서는 第6回 國際燃燒심포지엄에서 發表하여 學術賞을 獲得한 熊谷등²²⁾의 實驗을 紹介한다. 그들은 無重力狀態(正確히는 無重量狀態)를 實現하는 簡單한 方法으로서, 그리고 1g 以下の 重力加速度狀態도 實現할 수 있는 것으로, 落下燃燒室을 使用하였다. Fig. 18은 實驗裝置의 全體圖를 表示하며 Fig. 19는 燃燒室의 詳細圖를 表示한다. 滑車를 利用하여 絹糸로 連結한 燃燒室 및 重錘의 質量을 各各 M 및 m 이라 하면, 燃燒室의 落下加速度는 空氣抵抗 및 摩擦을 無視하면 $g(M-m)/(M+m)$ 가 되며 落下燃燒室內에서 받는 加速度 α 는 $2gm/(M+m)$ 가 된다. 이 裝置에서 重錘의 質量을 變化시키거나 그를 除去함으로써 α 를 $0g$ 에서 $2g$ 가까이까지 變化시킬 수 있다. 石英線에 懸垂한 液滴을 燃燒室의 落下直前에 攝影해서 初期直徑을 測定한다. 電磁石을 利用하여 燃燒室을

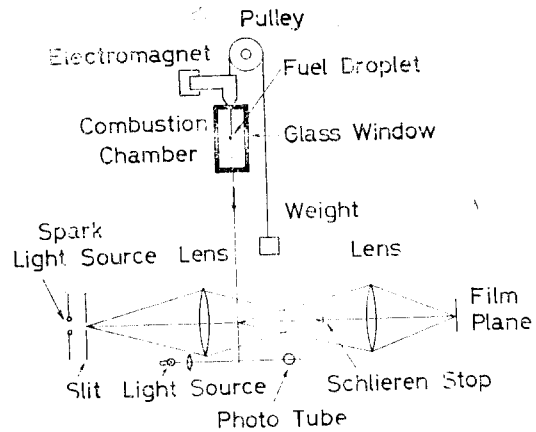


Fig. 18. 實驗裝置의 全體圖

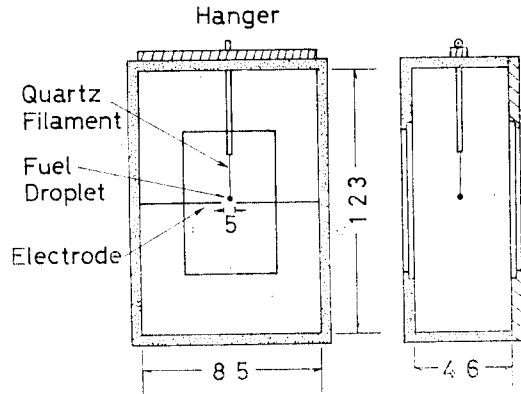


Fig. 19. 燃燒室의 詳細圖

所定의 높이에 固定시키며 必要에 따라 磁場을 解放함으로써 燃燒室을 落下시킨다. 그와 同時에 電氣 spark로 液滴에 點火한다. 燃燒室이 落下하여 Schlieren寫眞光學系의 光軸上에 液滴이 到達하였을 때 光源 spark가 發生하도록 光電 斷電回路를 調節하여 둔다. 그리하여 撮影된 寫眞上에서 液滴 및 周圍의 高溫가스帶의

* 正會員, 서울大·工大

크기를測定할 수 있다. 그러나 火炎의 撮影에는 直接 寫眞이 더 適合하므로 그에 對해서는 光電 斷電回路를 利用하여 電磁的으로 寫眞機의 셔터를 作動시킨다. 燃燒室을 固定시킨 높이를 變化시킴으로써 各種의 液滴 直徑이 되었을 때의 狀況을 알 수 있다. 撮影된 寫眞을 使用하여 各部의 寸수를 Fig. 9²³⁾와 같이 表示하여 이들의 寸수가 落下燃燒室內의 加速度에 의하여 變化하는 모양의 한 例를 Fig. 20에 表示한다. 이 그림에서 아주 興味있는 것은 $\alpha/g=0$ 는 自由落下 即 無重量 狀態의 경우인데 이때는 $a=b=h$, 即 火炎은 液滴을 中心으로 한 球狀을 나타내고 있으며 高溫가스帶도 물론 同心球가 되어있는 點이다. 그러나 아주 작은 (0.1g 以下) 加速度가 加해지면 高溫가스帶는 上昇氣流가 되어 火炎은 달걀形이된다. 또 α 가 0g로부터 增大함에 따라서 高溫가스帶는 좁아지며 그 溫度勾配가 增大되고 있음을 Fig. 21에서 알 수 있다. 蒸發係數 k 는 液

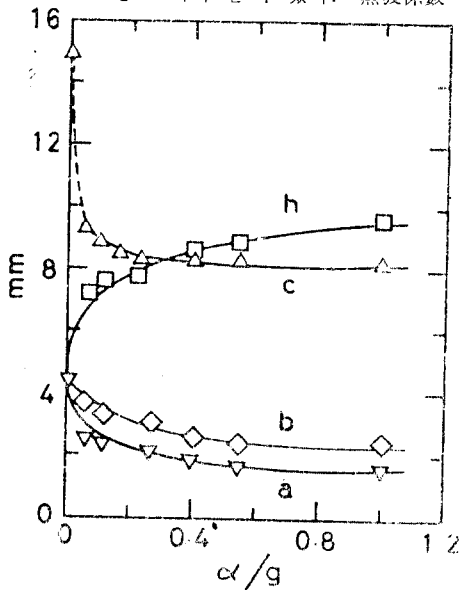


Fig. 20. 液滴燃燒에 미치는 重力加速度的 影響

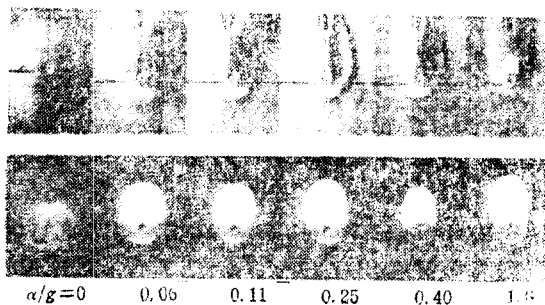


Fig. 21. *n*-Heptane 液滴의 燃燒에 미치는 重力加速度的 影響

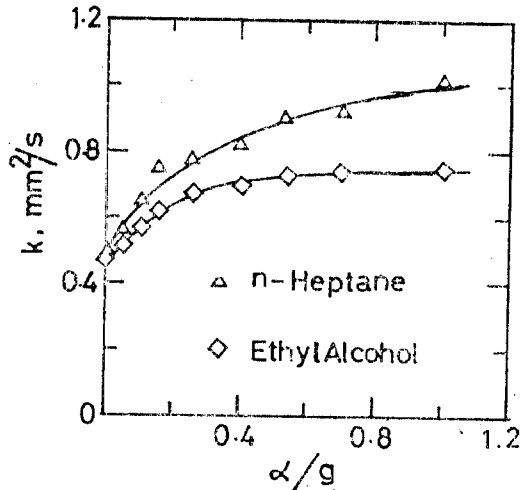


Fig. 22. 蒸發係數의 變化

滴의 初期直徑 D_0 와 時間 t 에서의 直徑 D 가 測定되어 있으므로 $D_0^2 - D^2 = kt$ 의 關係로부터 求해진다. Fig. 22는 normal heptane과 Ethyl alcohol를 使用하여 蒸發係數에 미치는 重力加速度的 影響을 調査한 結果이며 α 의 減少에 따라 k 도 減少하고 있음을 알 수 있고 normal heptane의 경우를 보면 $\alpha=0g$ 에서는 $\alpha=1g$ 에 比해서 半減하고 있다.

以上은 無重量狀態下에서 自然對流의 影響이 全히 없는 液滴의 球狀燃燒를 實現하여 그 燃燒特性을 調査하였으므로 通常으로 實驗이 이루어지고 있는 1g의 重力 加速度가 減少하여 0g의 無重力場으로 移向하는 過程에서 自然對流의 影響이 어떻게 低下되는가를 說明하였다. 그리하여 이 無重量狀態下에서 얻어진 球狀燃燒의 實驗值야 眞로 球狀燃燒의 理論值와 比較하여 그 驗證에 使用할 수 가 있을 것이다. 먼저 蒸發係數에 對한 理論과 實測의 比較를 表 5에 表示한다. 球狀燃燒理論으로부터의 計算値는 Goldsmith & Penner⁽²⁴⁾에 의한 것이며, 實測值 (I)은 磯田浩에 의한 것이며 實測值 (II)는 熊谷・岡島가 自由液滴에 의해 實測한 것으로서, 이 값이 가장 正確한 것으로 생각된다. 여기서 實測值는 計算值보다 작은 것을 알 수 있으며 더우기 計算值가 重力場의 自然對流의 影響下에서 求해진 表 5. 球狀燃燒液滴의 火焰液滴直徑比 및 蒸發係數

燃料의 種類	D_f/D 計算值	$k, \text{mm}^2/\text{s}$		
		計算值	實測值 (I)	實測值 (II)
<i>n</i> -Heptane	8.6	0.86	0.49	0.79
Ethyl Alcohol	5.3	0.79	0.46	0.65

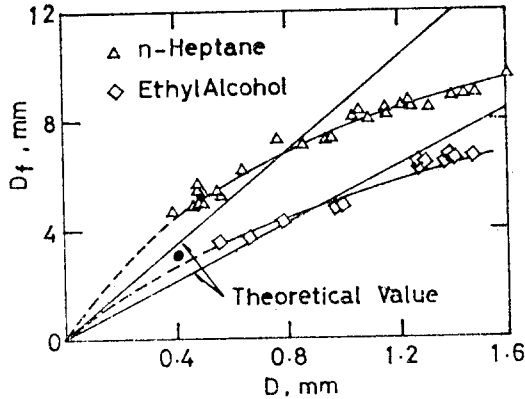


Fig. 23. 液滴直徑과 火焰直徑과의 關係

實測値에 오히려 近似하다는 點이 注目된다. 理論的 計算에는 各種의 物性值를 使用하여야 되나 이들은 溫度나 組成에 의해 變化하므로 어느 값을 取하느냐에 따라서 計算値에 相當한 差異를 가져온다.

火焰直徑의 液滴直徑에 對한 變化를 Fig. 23에 表示한다. 球狀燃燒理論에 의하면 燃燒期間을 通하여 火焰直徑 D_f 는 液滴直徑 D 에 正比例하여 變하도록 되어 있지만 實驗結果는 그를 否定하고 있는 것 같다. 이러한 事實으로써 球狀燃燒理論에서의 定常燃燒의 假定이 許容되지 않을 程度로 實際의 液滴燃燒는 非定常임을 알 수 있다. 그러나 이 實驗에도 弱點이 있다. 實驗은 熊谷·磯田에 의해서 行하여졌으며 液滴의 初期直徑이

0.7~1.6mm 사이에 있었으며 測定한 時刻은 모두 點火後 後 約 0.3sec로 固定시켰다. 따라서 작은 液滴에 對해서는 燃燒過程의 後期를 큰 液滴에 對해서는 燃燒過程의 前期를 測定한것이 되어 1個의 液滴의 燃燒過程을 나타내주고 있지는 않다. 이것은 이 實驗裝置의 制約에서 招來된 것이고 이 制限을 없애기 위해서는 燃燒室뿐만 아니라 寫眞攝影裝置도 같이 落下시킬 必要가 있다.

Fig. 24에 表示한 裝置는 燃燒室과 16mm 攝影機를 塔載한 流線形의 落下體이며 위에서 말한 바와 같은 目的에 使用된 것이다. 이 裝置를 使用한 熊谷·磯田는 東洋人으로서는 처음으로 國際燃燒學會의 論文賞을 授與받았다. 이 裝置에서는 無重量狀態下에서 自然對流의 影響이 全히 없는 한個의 液滴의 燃燒過程을 追跡할 수 있다. 前記의 實驗에서 若干 問題視된 火焰直徑은 Fig. 25에 表示한 바와 같이 點火後, 燃燒進行에 따라 처음에는 增大하며 다음에는 減少한다.

Fig. 26는 火焰과 液滴直徑比에 對한 時間的 變化를 調査한 것이다. 이 그림에서 보는 바와 같이 D_f/D 는 燃燒의 進行에 따라서 增大하고있으며 燃燒期間을 通하여 一定하지는 않다. 이리하여 球狀燃燒理論에서 定常燃燒의 假定이 許容되지 않는 것이란 事實이 이 實驗에 의해서 確定的으로 되었다. 또 蒸發係數에 對해서는 normal heptane의 경우 $0.60\text{mm}^2/\text{sec}$, ethylealcohol의 경우 $0.46\text{mm}^2/\text{sec}$ 이며 前記 表에서의 各

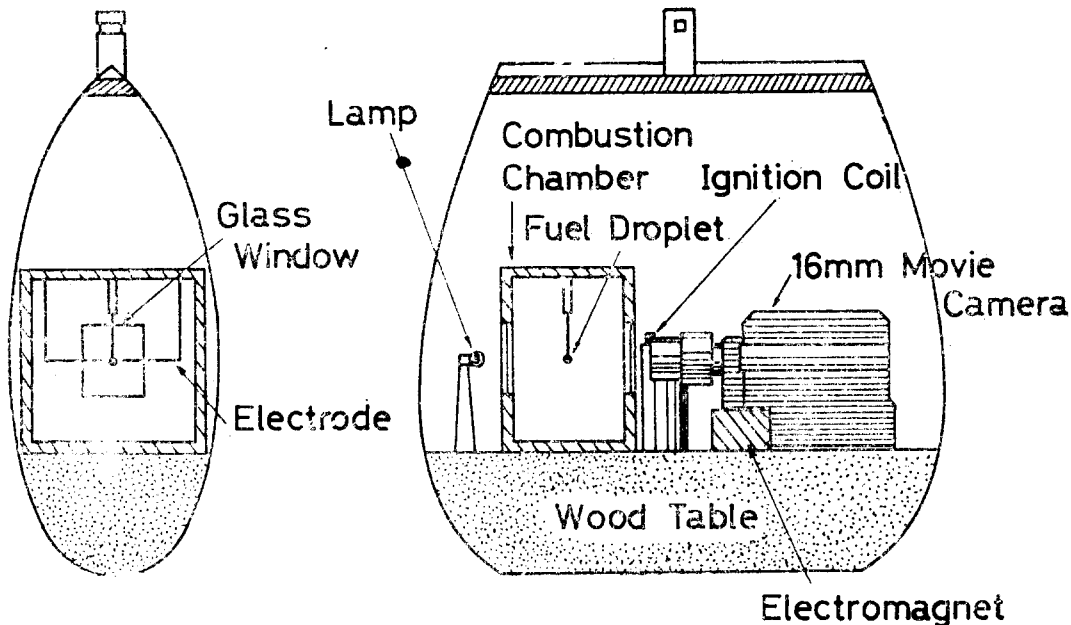


Fig. 24. 落下裝置

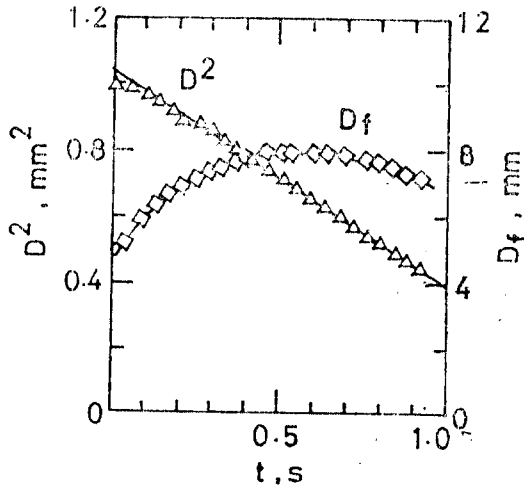


Fig. 25. 球狀燃燒의 경우 液滴直徑 및 火焰直徑의 時間的 變化

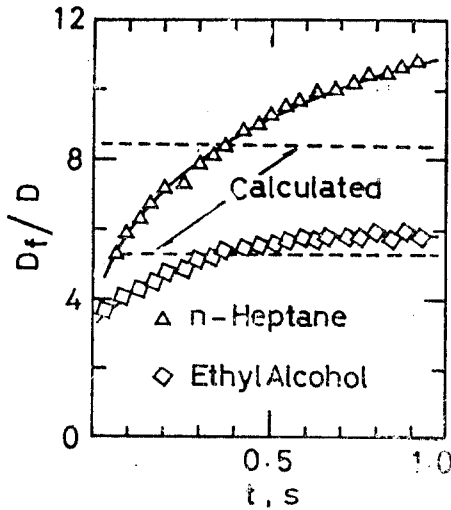


Fig. 26. 火焰-液滴直徑比의 時間的 變化

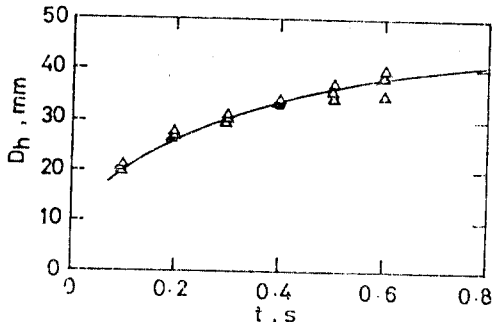


Fig. 27. 球狀燃燒의 경우 高溫가스 帶直徑의 時間的 變化

0.49mm²/sec, 0.46mm²/sec에 比해서 信賴度가 높다 하겠다. 단지 여기서 ethylealcohol에 對해서는 偶然히 같은 값이 되었다고 보겠다.

Fig. 27에 球狀燃燒에 있어서 高溫가스 帶直徑의 時間的 變化를 調査한 結果를 圖示한다. 燃料로서는 normal heptane를 使用하였다. 이 그림에서 보는 바와 같이 火炎外側의 高溫가스帶의 直徑 D_h 는 點火後 時間의 經過에 따라 增大하고 있음을 알 수 있다.

이와 같이 火炎의 直徑과 液滴의 直徑과의 比가 變化하는 것이다. 高溫가스帶가 膨脹하여 가는것은 從來의 定常理論으로는 說明할 수 없으며 火炎의 外側의 熱 및 物質의 傳達이 非定常狀態에 있음을 明確히 表示하고 있다. 火炎內側의 狀態도 嚴密히는 非定常狀態라고 생각되지만 그 容量이 작으므로 溫度分布가 急速히 定常狀態에 가가워지며 그 狀態는 定常으로 간주한 關係式으로 近似시킬 수 있다. 그러므로 火炎外側만을 非定常的 現象으로 取扱하기로 한다.

火炎의 外側에서의 熱 및 物質의 傳達은 다음의 熱 傳導 및 擴散方程式으로 表示된다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2\alpha}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - v \frac{\partial T}{\partial r} \dots\dots(42)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = K_d \frac{\partial^2 Y}{\partial r^2} + \frac{2K_d}{r} \frac{\partial Y}{\partial r} - v \frac{\partial Y}{\partial r} \dots\dots(43)$$

여기서 T 및 Y 는 各各 液滴中心에서 距離 r 인 場所의 時刻 t 에서의 溫度 및 酸素濃度, α 는 溫度傳導率, K_d 는 擴散係數, v 는 半徑方向流의 速度다.

境界條件은 $r = \frac{D_f}{2}$ (火炎境界)에서

$$T = T_f, \quad -\left(\frac{dT}{dr}\right)_{r=\frac{D_f}{2}} = \frac{(H-L)\dot{m}}{\pi D_f^2 \lambda}$$

$$Y = 0, \quad \left(\frac{dY}{dr}\right)_{r=\frac{D_f}{2}} = \frac{\dot{m}i}{\pi D_f^2 K_d \rho}$$

$r = \infty$ 에서

$$T = T_\infty$$

$$Y = Y_\infty$$

여기서 T_∞ 및 Y_∞ 는 各各 霧圍氣(空氣)의 溫度 및 酸素濃度, H 는 化學反應에 의한 發熱量, L 는 燃料의 蒸發潛熱, λ 및 ρ 는 各各 周圍가스의 熱傳導率 및 密度, i 는 理論混合氣에서의 酸素-燃料質量比다. \dot{m} 는 燃燒率로서 잘 알려진바와 같이

$$\dot{m} = \frac{\pi k \rho' D}{4}$$

또, 燃燒壽命을 t_1 이라하면

$$D = D_0(1-t/t_1)^{2\lambda} \dots\dots(44)$$

初期條件은 點火의 狀況에 따르지만 한 例로서

$$D_f = D_{f0} = D_0$$

$$T = T_f, Y = 0 \left(r = \frac{D_0}{2} \right)$$

$$T = T_\infty, Y = Y_\infty \left(r > \frac{D_2}{2} \right)$$

일 경우를 취하기로 한다.

v 는 噴出流의 速度이며 火炎의 外側에서는 相當히 작으며, $\frac{2\alpha}{r} \gg v, \frac{2K_d}{r} \gg v,$

따라서

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2\alpha}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \dots\dots\dots(45)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = K_d \frac{\partial^2 Y}{\partial r^2} + \frac{2K_d}{r} \frac{\partial Y}{\partial r} \dots\dots\dots(46)$$

α 와 K_d 는 넓은 溫度範圍에서는 거의 같다고 볼 수 있으므로 近似的으로 $\alpha = K_d$ 라 놓으면 兩式은 똑 같은 形態의 方程式이 된다 여기서

$$\xi = \frac{-1}{r}$$

로 置換하여 式(45) 및 (46)을 變換하고 이를 階差方程式의 形態로 變形하고 α, K_d, ρ 및 λ 에 適當한 平均值를 使用함으로써 數值的 또는 圖式的으로 解를 求할 수가 있다. (25) Fig. 28은 이와 같이 計算한 火炎直徑의 時間的 變化를 實線으로 表示하였으며 이는 實測值와 아주 잘 一致하고 있다. 그림에서 D_{f0} 는 初期火炎直徑, t_1 은 燃燒時間을 나타낸다.

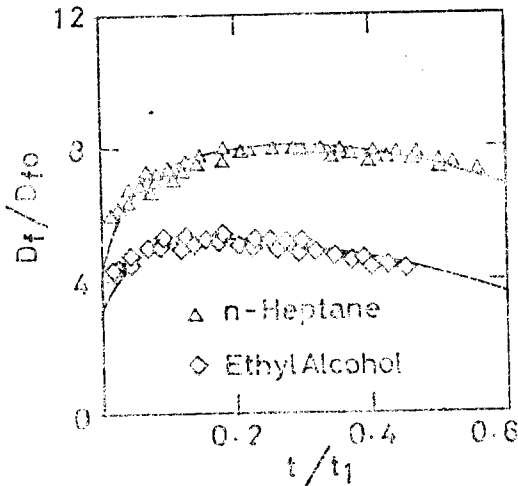


Fig. 28. 火焰直徑 D_f 와 時間 t 와의 關係

8. 無重力場에서의 自由液滴의 燃燒

無重量狀態下에서 燃料液滴의 球狀燃燒를 實現함으로써 液滴燃燒의 基本的 性質이 밝혀졌으며 그와 同時에 液滴燃燒의 實驗的 研究에 終止符가 찍혔다고 생각

한 傾向도 있었으나 여기에도 實驗의 弱點, 不完全性이 남아있었다. 그것은 實驗이 懸垂液滴에 對해서 이루어졌다는 것이며 이 경우 懸垂線의 影響을 免치 못할 것이라는 것이다. 懸垂線의 影響을 받지 않는 自由液滴의 球狀燃燒에 對한 實驗을 하여야만 最終的 結論이 내려지리라 생각되고 있었다.

熊谷等(26)은 技術的으로 困難한 自由液滴의 球狀燃燒를 實現하는데 成功하였다. 이 實驗은 自由落下 燃燒室內的 無重量狀態下에서 行하지만 問題는 塔載攝影機의 正面의 特定位置에서 液滴을 燃燒시키지 않으면 안된다는 것이다. 먼저 自由液滴을 만드는 方法은 다음과 같다. 液滴을 단 支持線을 急激한 加速으로 鉛直上方으로 끌어 올린다. 이르기 위해서는 Fig. 29에 表示한 電磁石과 스프링을 組合한 機構를 使用하였다. 여

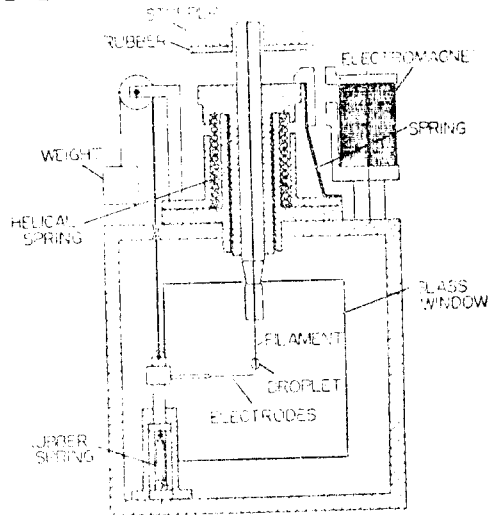


Fig. 29. 燃燒室詳細圖

기서 萬一 液滴에 作用하는 重力과 慣性力과의 힘이 支持線에 對한 附着力보다 크면 液滴은 支持線을 離脫하여 自由液滴이 된다. 이 自由液滴은 若干의 上向速度를 갖으므로 鉛直方向으로 上昇하여 軌道의 頂點에서 速度가 零이 된다. 이 瞬間에 燃燒室과 攝影機等을 포함한 Fig. 30과 같은 落下裝置를 自由落下시킨다. 이러한 方法으로 落下燃燒室內에서 自由液滴을 無重量狀態下에서 攝影機正面의 特定位置에 靜止시킬 수 있다. Fig. 31의 上段은 이와 같은 狀態에서 自由液滴의 時時刻刻의 寫直이며, 懸垂液滴의 경우와 달라 完全히 球型임을 알 수 있다.

여기까지는 比較的 容易한 作業이지만 여기서는 아직 燃燒液滴이 되어있지는 않다. 그러므로 이 自由液滴에 點火시킬 必要가 있다. 그러나 이 點火作業이 아

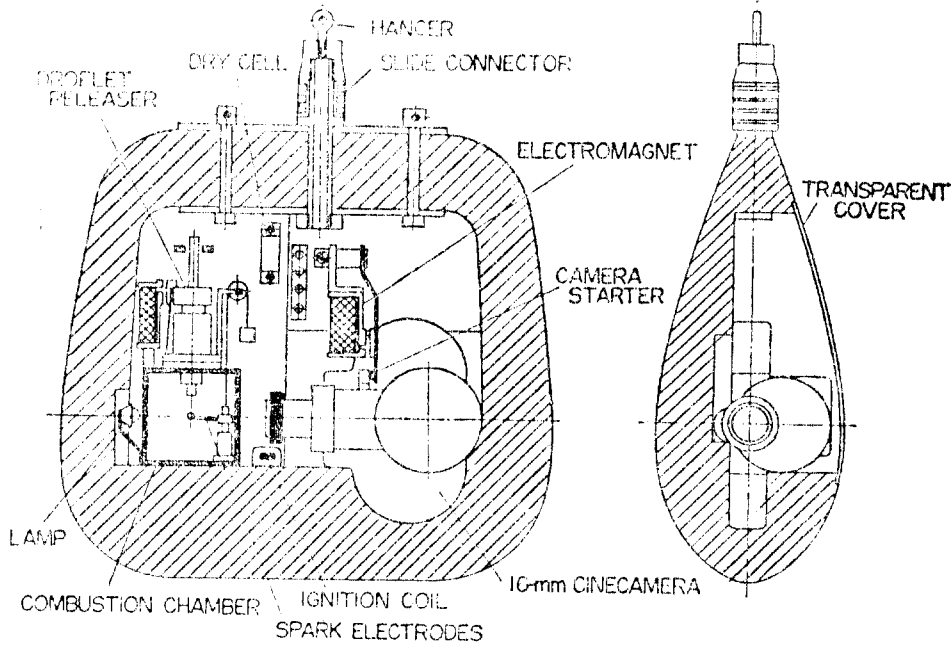


Fig. 30. 落下裝置

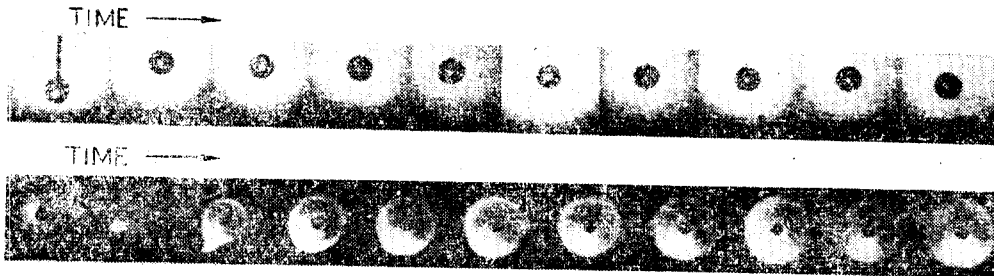


Fig. 31. 無重力下의 液滴

주어려운 作業이다. 時間調整의 觀點에서는 電氣點火가 가장 便利하겠지만 電氣點火를 비롯한 여러가지 點火方法을 試圖하였으나 아무리하여도 成功하지 못하였다. 그것은 點火에 의하여 自由液滴이 擾亂을 받기 때문에 點火가 되더라도 視野밖이나 焦點面밖으로 나가는 수가 많고 가장 成功한 경우라도 할지라도 焦點面內를 若干의 速度를 갖고 移動하여 가는 狀態였다. 結局 이와같은 方法으로는 目的達成이 어려웠다. 即 靜止液滴에 點火하여 靜止燃燒液滴을 만들려고 하는 것은 不當하다. 目的은 靜止燃燒液滴에 있는 것이지 點火하지 않는 靜止液滴에 있지는 않다. 기에서 支持線을 離脫한 自由液滴이 上昇하여 最高點에 達한 後 落下할때 下方에서 電氣點火를 行하면 上向의 擾亂을 주게되므로 液滴의 落下가 制動되어서 燃燒液滴의 狀態로 停止한다. 그 瞬間에 落下裝置를 自由落下시키기 시작한다

이렇게 함으로써 自由液滴을 攝影機正面의 特定位置에 靜止시킨대로 燃燒시킬 수 있다. 落下裝置를 自由落下시키는 方法은 매달린 실(絲)을 電磁的으로 作動하는 칼날로 切斷시킴으로써 이루어진다. 또, 點火後는 燃燒火炎의 障害가 되지 않도록 하기위해서 電極은 다른 位置로 移動시킬 수 있게 配慮되어 있다. Fig. 31의 下段은 이와같이 하여서 撮影한 自由燃燒液滴에 對한 時時刻刻의 寫眞을 表示하며 이는 無重量 狀態下이므로 完全한 球狀燃燒가 이루어지고 있음을 알 수 있다. 即 球形의 液滴을 同心의 球狀火炎이 둘러싸고 있다.

以上과 같은 一連의 寫眞解析에서 얻어진 燃燒特性, 다시말하면 滴燃直徑이나, 火炎直徑의 時間的變化는 懸垂液滴의 경우와 比較할때 별로 差異가 없다. 이와같이 數值的으로 大差가 없으며 定性的으로는 물론 다르지 않은 事實에 對해서, 無重力場에서 懸垂液滴의

實驗에 의해서 같은 結果를 얻었음에도 불구하고 그 어려운 自由液滴의 實驗을 할 必要가 있겠느냐고 생각 하는 사람도 있겠으나 實驗에 의해서 처음으로 確認되었다는 點은 아주 意義있는 일이라 하겠다.

또 自由液滴에 의한 實驗에서 처음으로 明確해진 事實도 있다. 懸垂線의 경우, 重力場에서는 물론 無重力場에서도 懸垂線과의 附着力때문에 液滴은 球形이 되지 않는다. 따라서 液滴直徑으로서 便宜上 여러 경우를 취하고 있다. 例를 들면 橫直徑, 45° 直徑 또는 橢圓體로 보고 그와 表面積이나 體積이 等價인 球의 直徑이 液滴直徑으로 使用되고 있다. 또 어떤 값을 直徑으로 취하느냐에 따라서 蒸發係數의 값은 相當히 달라진다. 無重力下에서 球狀燃焼하고 있는 自由液滴은 完全한 球形을 이루고 있으며 이로부터 求한 蒸發係數의 값은 懸垂液滴의 45° 直徑에 求한 값에 가장 가까운 값을 알았다.

懸垂液滴의 경우에는 위에서 記述한 바와 같은 事情으로 初期直徑의 값마저 正確히는 決定하지 못하였으며 가령 어떤 方式으로 液滴直徑值을 취하였다 할지라도 液滴의 燃焼過程에 初期直徑이 어떠한 影響을 미치는가에 對해서는 明確한 解明을 할 수 없었다. 그것은 앞서 말한 바와 같이 初期直徑의 影響과 懸垂線의 굵기의 影響이 關聯되어 있어 兩者를 分離할 수 없기 때문이다. 그러나 그 影響은 그리 顯著한 것은 아니고 初期直徑의 增大에 따라 蒸發係數는 若干 增大하는 傾向이 있다는 것은 熊谷等の 實驗으로 알려져 있었다(Fig. 18參照). 그러나 自由液滴의 實驗에 의해서 이 問題도 비로소 明確하여 졌다. Fig. 32는 熊谷等에 의한, 無重力下에서 球狀燃焼하고 있는 液滴의 蒸發係數와 初期直徑의 關係를 表示한 實驗結果이다. 燃料로서는 normal heptane을 使用하였으며 懸垂液滴의 경우 石英線直徑은 0.15mm다. 여기서 보는 바와 같이 初期直徑의 增大에 따라 蒸發係數는 若干이나마 增大하고 있다 여기서 興味있는 것은 球狀燃焼理論에 의하면 初期直徑의 影響은 없을 것이므로 이 實驗事實에 對한 說明은 今後 解明할 問題로 남아 있다고 하겠다.

Fig. 32에는 無重力下에서 球狀燃焼하고 있는 懸垂液滴의 蒸發係數도 表示되어 있는데 懸垂液滴과 自由液滴사이에는 數值的으로 相當한 差異가 나타나고 있다. 이것은 懸垂線의 影響이지만 그것은 다음 두가지로 나누어 생각할 수 있다. 그 하나는 懸垂線을 통하여 火炎으로부터 液滴으로 傳熱이 이루어짐으로써 蒸發係數를 增大시키고 있으며 이것은 懸垂線의 굵기 및 熱傳導率이 主要한 因子가 되고있다. 또 다른 하나는,

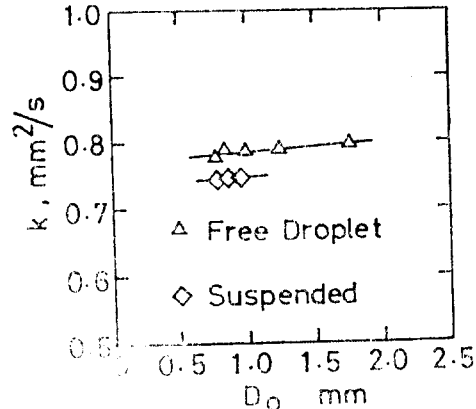


Fig. 32. 球狀燃焼(無動下)에서의 液滴의 蒸發係數와 初期直徑과의 關係

液滴表面附近에서 懸垂線의 吸熱作用에 의하여 蒸發係數를 低下시키는 것이며 이것은 懸垂線의 熱容量이 關係된다. 前者는 金屬線等과 같은 高傳導材料를 懸垂線으로 하였을 때 支配의이고, 後者는 石英線等과 같은 低傳導材料를 懸垂線으로 使用하였을 때 支配의이다. 自然對流下에서 液滴燃焼에 미치는 金屬懸垂線의 影響에 對해서는 앞서 말하였지만(Fig. 15 參照) 球狀燃焼의 경우도 懸垂液滴의 蒸發係數는 懸垂線材料의 熱傳導率이 增大함에 따라 增大한다.

無重力下에서 自由液滴의 球狀燃焼의 研究에 있어서 는 落下裝置에 Schlieren光學系를 搭載함으로써 火炎周圍의 高溫가스層에 對한 觀察도 可能할 것이며 또 抵抗遮斷裝置(drag shield)⁽²⁷⁾의 併用으로 燃焼室內의 狀態를 10⁻⁴g 以下로 約 1sec 維持할 수가 있어서 液滴의 燃焼過程全部를 觀察할 수 있다.⁽²⁸⁾ 落下裝置는 流線形으로 外裝되어 있지만 落下速度가 增大함에 따라서 空氣抵抗때문에 自由落下狀態를 維持하지 못하게 된다. 燃焼室內의 狀態가 10⁻²g程度로 되면 球狀燃焼는 하고 있지만 火炎의 上部가 밝아져서 自然對流의 影響이 나타나기 시작함을 알 수 있다. 自然對流의 影響이 전혀 나타나지 않는 것은 落下後 0.5sec程度며 이것으로서는 燃焼過程全部를 觀察하기에는 不充分하다. 이 空氣抵抗의 影響을 피하기 위해서는 減壓筒內를 落下시키는 것이 가장 좋다고 생각되나 반대한 設備가 必要하게 된다.

이러한 반대한 設備를 設置하지 않고 同等한 效果를 거두자는 것이 抵抗遮斷裝置이다. 그것은 Fig. 33에 圖示한 바와 같이 落下裝置를 外箱內에 收納한 것에 불과한 것이다. 落下前에는 外箱이 落下裝置 위에 놓여 있는 形態이며 兩者의 底部에는 약간의 距離가 있다.

그러나 落下하기 시작함에 따라 外箱은 空氣抵抗을 받기 때문에 自由落下보다 落下가 늦어지므로 兩者의 底部는 점점 接近하게 되어 着地할 때는 兩者가 接觸하게 되어 있다. 이와같이 하면 落下裝置의 對空速度는 아주 작으며 空氣抵抗에 의해서 自由落下가 되지 않는 程度를 아주 좁힐 수 있어서 實驗者가 願하는 條件을 쉽게 얻을 수 있다.

以上 3회에 걸쳐서 燃料液滴의 燃燒에 對해서 記述하였으나 未備한 點이 많다고 생각된다. 예를 들면 diesel機關, gas turbine, 工業燈과 같은 경우에서 볼수 있는 燃料液滴群의 燃燒(噴霧燃燒)에 對해서 言及하지 못하였으나 다음 機會가 있는대로 補充하기로 한다.

References

- 22) Kumagai, S. & Isoda, H.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 726, Reinhold, NY, 1957.
- 23) 熊谷清一郎, 磯田浩; 機械の研究 4, 337, 1952.
- 24) Goldsmith, M. & Penner, S.S.: J. ARS 24, 245, (1954).
- 25) 磯田浩: 機械の研究, 10, 227, 1958.
- 26) Kumagi, S. & Sakai, T. & Okajima, S.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 779, Combustion Institute, Pittsburgh, 1971.
- 27) Cochran, T.H. & Masica, W.J.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 821, Combustion Institute, Pittsburgh 1971.
- 28) Kumagai, S. & Okajima, S.: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, p. 401, Combustion Institute, Pittsburgh, 1975.