

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

負拉伸火焰在正拉伸流場的研究

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC93-2212-E-168-006-

執行期間：93年08月01日至94年07月31日

執行單位：崑山科技大學機械工程系

計畫主持人：侯順雄

共同主持人：林大惠

計畫參與人員：張正昀、陳正文

報告類型：精簡報告

報告附件：出席國際會議研究心得報告及發表論文

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 94 年 10 月 27 日

行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告

負拉伸火焰在正拉伸流場的研究

A Negatively-Stretched Flame in a Positively-Stretched Flow

計畫編號：NSC 93-2212-E-168-006

執行時間：93年08月1日至94年07月31日

計畫主持人：侯順雄教授 崑山科技大學機械系

共同主持人：林大惠教授 國立成功大學機械系

中文摘要

火焰拉伸(flame stretch)會強烈影響火焰的結構、燃燒強度、熄滅、穩定性及傳播速度等燃燒特性。因此，火焰拉伸為影響燃燒現象之眾多參數中非常重要的一項效應。當混合氣之Le數不等於1(即存在優先擴散(preferential diffusion)時)，火焰拉伸效應將益形凸顯，變得格外重要。過去有關火焰拉伸效應對火焰燃燒特性影響的研究，大都侷限於以停滯面流或對沖流來探討流場的正拉伸(positive stretch)效應，或是以本生燈火焰來分析火焰面曲率引起的負拉伸(negative stretch)效應。截至目前為止有關探討預混火焰同時承受負拉伸和正拉伸交互作用的文獻則尚付之闕如。由於曲面火焰在停滯面流場中顯然地會同時受到負拉伸和正拉伸耦合效應的強烈影響，為了進一步了解並釐清火焰曲率負拉伸、流場正拉伸和優先擴散三者強烈耦合效應下對火焰燃燒特性的重大影響，本計畫將以實驗研究、數值方法和理論分析三大部分深入探討負拉伸火焰(曲面火焰)在正拉伸流場(停滯面流場)中的燃燒特性。故本計畫具有高度原創性和重要性。

本研究計畫內容主要分成三大部分，第一部分為利用單管噴流燃燒器與停滯面板組而成的停滯面流場進行實驗研究，實驗中將變化噴流出口速度、停滯面高度、噴流出口燃料濃度、停滯面板型式(石英玻璃或不鏽鋼水冷式停滯面板)，藉以分析火焰型態、火焰面位置、火焰面溫度(燃燒強度)和火焰拉伸的大小。其中選定貧油甲烷火焰之Le數小於1，而富油甲烷火焰之Le數大於1。第二部分則是利用停滯面流場的數值解分析和火焰面預測模式，預測火焰型態及火焰面位置和火焰拉伸大小。最後並將火焰面預測結果及沿火焰面的火焰拉伸大小與實驗結果相互做比對驗證。第三部分係採用高活化能近似微擾分析法，分析一建立於停滯面流場中的曲面火焰，以探討負拉伸火焰在受到正拉伸流場的作用下之火焰燃燒特性，主要探討參數包含流場正拉伸、火焰面曲率、優先擴散和下游熱損失的耦合效應。

關鍵詞：火焰拉伸，停滯面流場，火焰曲率，優先擴散，Le 數

ABSTRACT

Traditionally, combustion researches on flame stretch deal with positive stretch in the stagnation flow and negative stretch along the Bunsen flame. Only a very limited amount of research has been devoted to studying the behavior of a conical Bunsen flame established in a stagnation flow, which is significantly affected by the combined effects of the curvature stretch and the aerodynamic straining. This investigation is aimed at studying the characteristics of laminar conical premixed flames in an impinging jet flow experimentally, numerically and theoretically.

Firstly, the flame appearance, flame structure, and flame stability are experimentally observed using image processing techniques. Then, the temperature distribution measurements

along the flame front are obtained by using a thin silica-coated R-type thermocouple. Secondly, we analyze the transport processes of a nonreactive impinging jet flow numerically. The predicted flame shapes using a simple model incorporated with the numerical results will be compared with the experimental observations. The calculation of stretch and measurement of flame temperature for the conical flame established in a stagnation flow will help us to understand how the combined effects of positive aerodynamic straining, negative curvature stretch and preferential diffusion dominate the combustion characteristics. Thirdly, we analyze the structure of Bunsen flame tip under the influence of aerodynamic stretch, flame curvature stretch, preferential diffusion and downstream heat loss by using large activation energy asymptotics.

Keywords : Flame stretch; Stagnation-point flow; Flame curvature; Preferential diffusion; Lewis Number

一、計畫緣由與目的

1.1 研究背景

火焰拉伸(flame stretch)為影響燃燒現象之眾多參數中非常重要的一項效應。因為它會強烈影響火焰的結構、強度、熄滅、穩定性及傳播等燃燒特性。火焰拉伸是由流動非均勻(flow non-uniformity)、火焰面曲率(flame curvature)和火焰面運動(flame motion)所引起。通常火焰依其流場特徵和火焰結構而可能承受正拉伸(positive stretch)或負拉伸(negative stretch)作用。其中負拉伸又可稱為壓縮效應(compression effect)。舉例而言，火焰在停滯面流場(stagnation-point flow)中會承受正拉伸效應，此時拉伸效應是屬於流動非均勻所引起的流場拉伸(flow stretch or aerodynamic straining)；而沿本生燈火焰(Bunsen flame)則將因曲面火焰的曲率變化使火焰承受負拉伸效應。

長期以來，廣泛的理論分析和實驗研究[1-35]一直不遺餘力的致力於探討拉伸效應對火焰燃燒特性的影響。其一般結論已證實：當混合氣之 Le 數(Lewis number)不等於 1，亦即存在優先擴散(preferential diffusion)時，拉伸效應將益形凸顯，變得格外重要。此處所謂之 Le 數，其定義為熱量擴散(thermal diffusion)與質量擴散(mass diffusion)之比值。對於在停滯面流場中承受正拉伸作用的 $Le > 1$ 平面火焰，由於火焰向上游的熱擴散能力大於上游未燃氣之質量擴散，此時火焰在次絕熱狀況(subadiabatic)，增加流場拉伸會減弱 $Le > 1$ 火焰的燃燒強度，進而導致火焰熄滅；反之，對於 $Le < 1$ 火焰，火焰向上游的熱擴散能力小於上游未燃氣之質量擴散，此時火焰在超絕熱狀況(superadiabatic)，增加流場拉伸則會增強其火焰燃燒強度[1-4]。而對於承受負拉伸作用之本生燈火焰尖端(Bunsen flame tip)則有相反的結果[5-10]。

在停滯面流場中所建立的火焰以平面火焰為主，平面火焰的曲率變化小，所以火焰面主要是受到停滯面流場所產生的流場正拉伸作用，而使得平面火焰所承受到的整體火焰拉伸為正拉伸。於自由噴流中所建立的火焰則是以本生燈火焰形態為主，由於自由噴流中本生燈火焰位於勢流錐之內，因此流場拉伸效應不明顯，主要是承受火焰面曲率變化所產生的負拉伸效應，使得本生燈火焰所承受之整體火焰拉伸為負拉伸。當停滯面流場中的停滯

面至噴口距離增加，或者於自由噴流下游處加上一停滯面板，此時流場結構便不只是單純的停滯面流場形態或者單純的噴流流場形態，而是一種噴流流場與停滯面流場形態複合而成的沖擊噴流流場，於沖擊噴流流場中所建立的本生燈曲面火焰，除了會承受到火焰面曲率變化造成的負拉伸效應外，也可能會承受到停滯面流場所產生的流場正拉伸效應。文獻上對於沖擊噴流火焰的探討大多侷限在火焰與加熱面的熱傳特性或者是火焰形態、加熱效率等，對於火焰所承受的拉伸變化之相關文獻則付之闕如。吾人深知在停滯面流或對沖流場中，除了可以產生典型的停滯面平面火焰之外，還有其他可能的火焰形態存在[14-20]。尤其是存在於停滯面流場中的曲面火焰，不僅承受流場的正拉伸效應，同時亦會承受火焰面曲率所引起的負拉伸效應，此兩效應交互作用之下的整體效應將會對火焰的燃燒特性有重大的影響。然而相關的研究仍極為匱乏，且大都只將焦點侷限於火焰形態的分析。

曲面火焰尖端一般均認為係承受火焰曲率負拉伸的作用[5-10, 25, 26]。然而最近 Bradley 等人[34]在矩形燃燒器的層流甲烷預混火焰的研究中則指出低速的貧油火焰之尖端會承受正拉伸作用，而高速的貧油火焰之尖端才承受負拉伸作用。此一發現不同於以往文獻，其原因為低速時朝火焰尖端的外張流場(divergent flow)作用使得整體火焰拉伸率為正值。由此可見，即使在無停滯面的噴流流場中，由於流場結構的影響亦可使曲面火焰承受整體火焰拉伸效應為正拉伸的作用。因此，對於建立於外張的沖擊噴流流場或稱停滯面流場中的曲面火焰，承受流場正拉伸作用的特性無疑地將更明顯且更重要。一般的自由噴流流場其勢流錐(potential cone)為典型的錐形，在勢流錐內其速度為均勻(uniform)，因此存在於其中的錐形火焰主要承受來至於火焰曲率的負拉伸作用；而沖擊噴流流場中的平面火焰則主要承受來至於流場的正拉伸。沖擊噴流流場隨著噴流出口與停滯面的距離之改變，其勢流錐會受到重大影響而不再是典型的錐形。逐漸降低停滯面高度，勢流錐會逐漸變平緩，甚至凸向燃燒器出口。因此，在 Le 數不等於一(存在優先擴散)時，流場拉伸產生的正拉伸與火焰面曲率導致的負拉伸之相互作用將會對曲面火焰的燃燒特性產生重大影響。

1.2 研究目的

上述有關火焰拉伸效應對火焰燃燒特性影響的研究，都是侷限於以停滯面流或對沖流來探討流場的正拉伸效應，或以本生燈火焰來分析火焰面曲率引起的負拉伸效應。截至目前為止有關探討預混火焰同時承受負拉伸和正拉伸交互作用的文獻則尚付之闕如。由於曲面火焰(負拉伸火焰)在停滯面流場(正拉伸流場)中顯然地會同時受到負拉伸和正拉伸耦合效應的強烈影響，為了進一步了解負拉伸和正拉伸的耦合效應及釐清在 Le 數不等於 1 的情況下對預混火焰的重大影響。因此，本計畫之研究目的即在於以實驗研究、數值方法和理論分析三大部分深入探討負拉伸火焰(曲面火焰)在正拉伸流場(停滯面流場)中的燃燒特性。

二、研究方法及進行步驟

本研究計畫主要分成三部分，第一部分為利用單管噴流燃燒器與停滯面板組合而成的停滯面流場進行實驗研究，實驗中將變化噴流出口速度、停滯面高度、噴流出口燃料濃度、停滯面板型式(石英玻璃或不鏽鋼水冷式停滯面板)，藉以分析甲烷與丙烷火焰的火焰形態、

火焰面位置、火焰面溫度和火焰拉伸大小。第二部分則是利用停滯面流場的數值解分析和火焰面預測模式，預測火焰形態及火焰面位置和火焰拉伸大小。最後並將火焰面預測結果及沿火焰面的火焰拉伸大小與實驗結果相互做比對驗證。第三部分係採用高活化能近似微擾分析法，分析一建立於停滯面流場中的曲面火焰，以探討負拉伸火焰在受到正拉伸流場的作用下之火焰燃燒特性，主要探討參數包含流場正拉伸、火焰面曲率、優先擴散(Le 數不等於 1)以及下游熱損失的耦合效應。研究方法和進行步驟詳述如下：

2.1 實驗設備及量測儀器

實驗研究上所需使用到的實驗系統主要分成四大部分：燃燒器系統、停滯面系統、溫度量測系統以及影像處理系統。燃燒器系統由系統承座、混合腔以及具有冷卻及排氣功能的漸縮噴嘴所組成，如圖 1 所示。整個實驗系統利用一連接座固定於由銑床拼裝而成的三維移動架上，混合腔底部放置許多大小不一的玻璃珠，用以作為初步的整流作用，且玻璃珠彼此緊密堆放，其間距相當小，可使回火的火焰於此熄滅，用以增加系統安全性。燃燒器漸縮噴嘴之出口直徑為 10 mm 係由一 7 階多項式(僅存在奇數階的待定係數)的漸縮曲線來決定，此設計可使流場在經過噴嘴之後呈現一均勻的速度分佈。在漸縮噴嘴出口處有設置一冷卻循環水套，水流量約 22 cc/s，用以冷卻漸縮噴嘴。停滯面系統可固定於噴嘴出口上方的固定座，此固定座係由四根長螺桿支撐，且具垂直升降調整功能，可用以調整停滯面與縮口噴嘴間的距離。

研究中所使用的停滯面主要分成兩大類，一為石英玻璃停滯面板，其詳細規格如圖 2 所示，由於石英玻璃透光性高且蓄熱性佳，因此可用以作為垂直流場觀測以及模擬絕熱面；另一種停滯面板為不鏽鋼水冷式停滯面板，如圖 3 所示，水冷式停滯面板中可通入水流，並由恆溫水槽控制進出水冷式停滯面板的水溫，可將停滯面板之溫度維持在一設定的溫度，用以模擬不同的下游熱損失對於火焰形態的影響。

本研究所使用的溫度量測系統，包括高溫熱電偶和數位式多功能溫度量測器(digital multi-thermometer)。實驗所使用的熱電偶為 R 型熱電偶，其接點係由氫氧焰高溫熔接而成。多功能溫度量測器為日本 Yokogawa 公司(型號 HR-1300)產品，可利用 RS-232 將訊號外接至電腦上，藉由 Hrsoft 軟體可同時擷取 20 組數據，數據擷取頻路最快可達 1/2 秒，除擷取數據外，本軟體可同時將量測到之溫度變化以圖形方式顯示在螢幕上，以方便判讀。

影像處理系統包含影像擷取以及後處理軟體兩部分。影像擷取的部分，是由 D8(SONY DCR-TRV840, Digital V8)來錄影紀錄火焰的變化情況，此 D8 所紀錄的訊號解析度可到 720x480 pixel，最高更新頻率為 1/30 秒，經由 D8 錄影下來之動態畫面，交由影像擷取裝置，將 D8 上的影像資料擷取至電腦上，擷取後之影像，再使用後處理軟體(UTHSCSA Image Tool Version 3.0)作分析，此軟體可以對影像作多種數位轉換，用以加強擷取影像的可用性，並可用作火焰高度和火焰形態量測的工具，除了量測長度外，尚可量測角度、面積以及數點等多重功能。

2.2 數值分析方法

在不同的燃燒流場條件(流場流速、混合氣濃度、水冷式停滯面板溫度、停滯面至噴嘴

出口距離)下，會存在著截然不同的火焰形態。因此，利用數值分析求解出停滯面流場之速度場和濃度場，配合火焰面預測之理論模式，求解出停滯面流中火焰出現的位置和火焰形狀。然後將數值分析配合火焰面預測理論模式所預測出之火焰面位置與實驗結果互相比對，以找出不同火焰結構的成因和機制，並計算沿火焰面的火焰拉伸率。數值分析的計算區域如圖 4 所示。無因次化統御方程式的一般式如下：

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = S_{\phi} \quad (1)$$

其中 ϕ 為物理變數。 Γ_{ϕ} 為有效交換係數(effective exchange coefficient)。 S_{ϕ} 為源項。而 ϕ 、 Γ_{ϕ} 和 S_{ϕ} 在各方程式中所代表的意義，詳列於下表：

表 1 統御方程式之通式

ϕ	Γ_{ϕ}	S_{ϕ}
1	0	0
u	$\frac{\mu}{\text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu r}{\text{Re}} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right] + \frac{\rho - \rho_{\infty}}{Fr}$
v	$\frac{\mu}{\text{Re}}$	$-\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{2}{\text{Re}} \frac{uv}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu r}{\text{Re}} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial r} \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right]$
Y_j	$\frac{\rho}{\text{Re Sc}}$	0

$$\text{Re} = \frac{\rho_a^* U_o^* h^*}{\mu_a^*}, \quad \text{Sc} = \frac{\mu_a^*}{\rho_a^* D_{A-B}^*}$$

至於求解方法則是採用有限體積法(finite volume method)，利用 SIMPLER 法配合 Power-Law Scheme [35] 來求解壓力-速度耦合的質量與動量傳輸方程式。在疊代過程中，用連續低鬆弛方法(successive underrelaxation method)來避免因為變數突然變化而產生的發散現象。疊代法所使用的收斂標準，若使用計算結果差值(即 ϕ^{n+1} 與 ϕ^n 的差值)來當作收斂標準，可能會因為低鬆弛係數而造成錯誤的判斷，或由於某些區域的變數值很小而造成不易收斂的情況，因此本研究的收斂準則是採用任何變數在整個計算區域的無因次化殘留值的總合(Summation of Normalized Residual)，簡稱 RES 小於 1.0×10^{-5} 當作收斂標準。

2.3 火焰面形狀預測之數學模式

火焰面位置假設

吾人假設火焰面位置的方程式為

$$F(r, z, t) = 0 \quad (2)$$

則火焰面的單位法向量為 $\vec{n} = -\nabla F / |\nabla F|$ 。若以 $\vec{Z} = \vec{Z}(r, z, t)$ 代表火焰面前緣之位置向量，則 $\frac{d\vec{Z}}{dt}$ 即代表火焰面前緣之速度。

火焰燃燒速度之定義

由於理論的預測上主要是利用流場速度與燃燒速度平衡的位置當成是火焰面位置，因此火焰的燃燒速度便需要予以定義，吾人定義未燃氣在火焰前緣的正向速度和火焰面的傳播速度，兩者之相對速度為火焰的燃燒速度：

$$\left(\vec{V} \cdot \vec{n} - \frac{d\vec{Z}}{dt} \cdot \vec{n} \right) = \left(\vec{V} \cdot \vec{n} - \frac{F_t}{|\nabla F|} \right) = -S_L^o \quad (3)$$

其中 \vec{V} 代表速度場， S_L^o 代表層流絕熱火焰之燃燒速度。

火焰面方程式之處理

由於隱函數(implicit function)較不易處理，因此假設兩種不同函數的關係式來代表 $F(r, z, t)$ ，如下所示：

$$F(r, z, t) = z - \phi(r, t) \quad (4)$$

$$F(r, z, t) = r - \psi(z, t) \quad (5)$$

經過推導整理後，可得無因次化後的關係式如下：

$$\phi_r = \frac{uv - Q\sqrt{u^2 + v^2 - S_L^{o2}}}{v^2 - Q^2} \quad (6)$$

及

$$\psi_z = \frac{uv - Q\sqrt{u^2 + v^2 - S_L^{o2}}}{u^2 - Q^2} \quad (7)$$

由(6)和(7)式可得 $\phi(r)$ 以及 $\psi(z)$ ，然而火焰面位置方程式為 $F(r, z) = 0$ ，經由(4)和(5)可知， $F(r, z) = z - \phi(r) = 0$ 以及 $F(r, z) = r - \psi(z) = 0$ 可用來決定火焰面之位置。

利用數值分析之統御方程式以及邊界條件的設定，再藉由 SIMPLER 的解法，則流場之軸向以及徑向速度(u, v)、可燃氣濃度 Y_F 以及空氣濃度 Y_a 均可求出。為了找出不同混合

比下的火焰燃燒速度以供火焰面預測之用，吾人參考 Zhu 等人[36]對甲烷空氣預混氣在不同 Φ (當量比，甲烷之 $\Phi = 17.12 \cdot Y_F / Y_a$) 值下之 S_L^o 實驗值，利用 9 階及 8 階的多項式來代表 S_L^o 和 Φ 之函數關係，其圖形如圖 5 所示。因此只要流場中的 Y_F 以及 Y_a 已知，則流場中每一位置相對應的 S_L^o 值即可求得，得到 S_L^o 即可求出無因次燃燒速度 Q 。將所得到的流場速度 u 、 v 以及 Q 值代入(5)和(6)式，利用前項差分(forward difference)之觀念求解 $\phi(r)$ 及 $\psi(z)$ ，經由不同的初始猜值，可得到不同的解，這些解都是火焰面可能存在的位置。吾人即根據此結果與實驗結果比對。

2.4 火焰拉伸效應之預測模式

於本研究中的火焰拉伸(flame stretch)的預測數學模式乃基於 Matalon [31]所提出之通式：

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = - \left\{ \nabla \times (\vec{V} \times \vec{n}) \cdot \vec{n}_{F=0} + \frac{F_t}{|\nabla F|} \nabla \cdot \vec{n} \right\}_{F=0}, \quad (8)$$

經由推導，吾人可得火焰拉伸率如下所示：

$$\begin{aligned} \kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = & \sin^2 \alpha \frac{\partial u}{\partial z} - \sin \alpha \cos \alpha \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \cos^2 \alpha \frac{\partial v}{\partial r} \\ & + u \cos \alpha \left(\sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \cos \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) + v \sin \alpha \left(\sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \cos \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \\ & + \frac{1}{r} \cos \alpha (u \sin \alpha - v \cos \alpha) \end{aligned} \quad (9)$$

其中 dA/dt 代表火焰面積隨時間變化率， α 為火焰面與水平軸(r 軸)的夾角(如圖 1 所示)， u 以及 v 均由停滯面數值模擬的結果得來。等號右方的前三項是由流場所造成的火焰拉伸，剩餘的後三項，則是由火焰曲率變化所造成的火焰拉伸值變化。本研究中的火焰拉伸值的預測可沿著任一曲面作計算。為了解曲面火焰(負拉伸火焰)於停滯面流場(正拉伸流場)中所承受的拉伸值，於本研究中主要針對理論預測出之火焰面以及實驗得到的火焰面作火焰拉伸值的計算，然後與火焰面溫度量測結果作比較與分析。

2.5 近似理論分析(Asymptotic Theory)模式

本計畫第三部分係採用高活化能近似微擾分析法，分析一建立於停滯面流場中的本生燈火焰，以探討負拉伸火焰在受到正拉伸流場的作用下之火焰燃燒特性，主要探討參數包含流場拉伸、火焰面曲率、優先擴散(Le 數不等於 1)以及下游熱損失效應。利用近似微擾展開法之最大優點為能將原本為非線性的原始統御方程式經微擾展開後轉換為線性的微擾統御方程式，再配合邊界條件、跳接條件、能量守恆及契合條件即可求解，不僅便於求解

且能探討諸多物理特性(如火焰拉伸、Le 數、熄滅極限及熱損失等等)。藉由此理論分析模式，吾人得以了解一本生燈火焰(負拉伸火焰)在受到停滯面流場(正拉伸流場)作用下於火焰尖端附近的燃燒特性。

幾何描述和基本假設

吾人考慮於停滯面流場中建立之二維軸對稱本生燈火焰，如圖 6 所示。由無窮遠處來之噴流流速在徑向方向上為均勻分佈，且在火焰面前之上游處其流線不受火焰面影響而曲折。無因次化之特徵長度為停滯面板到噴嘴出口距離 H^* 。基於高活化能近似微擾分析法，吾人定義一微小量 $\delta = l_D^* / H^* \ll 1$ 。其中 $l_D^* = \lambda' / (\rho_G^* C_{PG}^* S_L^0)$ 則代表擴散區(diffusion zone)或稱預熱區(preheating zone)的厚度。此處 λ' 為熱傳導係數， C_{PG}^* 為定壓比熱， ρ_G^* 為上游無窮遠處新鮮混合氣的密度，而 S_L^0 為預混火焰之一維絕熱層流火焰速度。依據快速化學反應，假設可燃流場的預混火焰通常位於一厚度薄的擴散區上，因此於本文中將有一更薄的反應區(如圖 6)。

化學反應機構假設為單一步驟且為不可逆過程。氣體流動為穩態、層流、等壓且遵守理想氣體定律。此外，氣體擴散輸送遵守 Fick 定律。

統御方程式(Governing Equations)

依循吾人最近的研究[27, 28]，首先採用圓柱座標系(R, x)，並將控制方程式予以無因次化。而為了便於求解本問題，再將無因次化後之控制方程式由圓柱座標系(R, x)轉換為相對於火焰前緣表面(flame front)的座標系(R, y)，

$$y = x - \Phi(R) \quad (10)$$

其中 $x = \Phi(R)$ 為火焰前緣表面方程式。此外，由於停滯面板直徑(D^*)相對於停滯面板至噴嘴出口距離(H^*)來得大，亦即 $D^* \gg H^*$ ，因此停滯面板以及其流場的特性在經過座標轉換之後並不會有所改變。

基於此，吾人可得連續方程式、燃料、氧化物及能量守恆方程式分別為：

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho u) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \rho v) - G \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y}(\rho u Y_F) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \rho v Y_F) - G \frac{\partial}{\partial y}(\rho v Y_F) \\ & - \delta Le_F^{-1} \left\{ \frac{\partial^2 Y_F}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \left(\frac{\partial Y_F}{\partial R} - G \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Y_F}{\partial R} - G \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right) \right\} = \delta^{-1} W, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho u Y_o) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \rho v Y_o) - G \frac{\partial}{\partial y}(\rho v Y_o)$$

$$-\delta Le_o^{-1} \left\{ \frac{\partial^2 Y_o}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \left(\frac{\partial Y_o}{\partial R} - G \frac{\partial Y_o}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Y_o}{\partial R} - G \frac{\partial Y_o}{\partial y} \right) \right\} = \delta^{-1} W, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} (\rho u T) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v T) - G \frac{\partial}{\partial y} (\rho v T) \\ & - \delta \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \left(\frac{\partial T}{\partial R} - G \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial R} - G \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right\} = -\delta^{-1} W Q - Q_d, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $G = d\Phi / dR$,

$$W = -(B^* \sigma / \tilde{M}_o^*) (p^* \tilde{M}^* / \tilde{R})^2 \left\{ \lambda^* / [C_{PG}^* (\rho_{Gi}^* S_L^0)^2] \right\} Y_o Y_F \exp(-T_a / T), \quad (15)$$

而 $Q = Q^* / (C_{PG}^* T_i^*)$ 為每單位氣體燃料質量的燃燒熱， Q_d 則為下游熱損失項。

求解方法及最後解

本問題分為擴散區和反應區兩個區域來分析。基於微小展開參數 δ 和 ε 為相同的量級之假設，在擴散區和反應區內分別引入拉伸變數 $\xi = y/\delta$ 和 $\eta = \xi/\varepsilon$ 。並利用在 $\eta \rightarrow \pm\infty$ 的契合條件[11-13]，吾人可得：

$$T_1(0^+) = -2T_f \ln \left\{ [(1 + G_0^2)^{1/2} / \dot{m}_0] [T_f / (QY_{k,i})] [\Lambda(T_f / T_a) Y_{wd} Le_k]^{1/2} \right\} \quad (16)$$

其中 $T = T_f + \varepsilon T_f \theta + O(\varepsilon^2)$ 為靠近火焰之壹階下游溫度。

將方程式(12)或(13)與方程式(14)相加(耦合)，並從 $\xi = -\infty$ 積分到 $\xi = 0^+$ ，可得：

$$T_1(0^+) = -\frac{\rho_0 T_0}{\dot{m}_0} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_0) \left(\frac{1 + G_0^2}{\dot{m}_0} \Theta \right) - \frac{1}{\dot{m}_0} \left(\frac{dG_0}{dR} + \frac{G_0}{R} \right) \frac{(T_f - 1)(Le_k - 1)}{Le_k} - \frac{(1 + G_0^2) Q_d}{\dot{m}_0^2} \quad (17)$$

其中 $\Theta = QY_{k,i} \int_0^1 [1 - S^{(Le_k - 1)}] / (1 + SQY_{k,i}) dS$ 。

將方程式(16)和(17)結合以消去 $T_1(0^+)$ ，同時引入新的變數

$$\psi = G_0, \quad (18)$$

和

$$\tau = \left\{ 2Le_k \dot{m}_0 / (T_f - 1)(Le_k - 1) \right\} R \quad (19)$$

則吾人可得最後解為：

$$\left(\frac{d\psi}{d\tau} + \frac{\psi}{\tau}\right) = T_f \ln \left[\frac{\sqrt{1+\psi^2}}{\dot{m}_0} \frac{T_f}{(QY_{k,i})} \sqrt{\Lambda \left(\frac{T_f}{T_a}\right) Y_{wd} Le_k} \right] - \frac{(\rho_0 T_0)}{2} \bar{K} \left(\frac{1+\psi^2}{\dot{m}_0} \Theta\right) - \frac{(1+\psi^2) Q_d}{2\dot{m}_0} \quad (20)$$

其中 $\bar{K} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (Rv_0)$ 代表停滯面流場所產生的流場拉伸項。

方程式(20)中 ψ 代表火焰面前緣(flame front surface)之斜率， τ 表示徑向位置之參數。右邊第一項表示曲率拉伸(curvature stretch)與 Lewis 數耦合的效應；右邊第二項為停滯面流場拉伸造成的效應；右邊第三項則為考慮下游熱損失(Q_d)的效應。

三、結果與討論

3.1 沖擊噴流流場下的火焰形態

圖 7 為流速 1.6 m/s，不同的甲烷濃度變化路徑下(逐漸調高甲烷濃度 \Uparrow 、逐漸降低甲烷濃度 \Downarrow)的火焰照片圖。左側照片為逐漸調低噴嘴出口甲烷濃度，待系統穩定後所擷取的照片，右側則是逐漸調高噴嘴出口甲烷濃度時所記錄的結果。由左側的圖形變化可知，於富油(>9.5% 甲烷濃度)燃燒時，在內層預混火焰外圍會有一擴散火焰存在，當出口甲烷濃度逐漸降低時，原有的外圍擴散火焰會因為燃燒條件靠近當量比，而逐漸減弱，此時內部的預混火焰面也會因燃燒強度增強而逐漸降低；當甲烷濃度降至 9% 以下時，外層的擴散火焰會消失，再加上貧油的火焰燃燒強度逐漸減弱，火焰高度逐漸增高，最後因為火焰強度太弱無法穩定於噴嘴出口，而由錐形火焰飄高轉變成平面火焰的形態，此時甲烷濃度約為 8.9% 稱為低臨界甲烷濃度。

由右側的圖形，吾人可得知，由低甲烷濃度點燃後再逐步調高甲烷濃度的變化過程中，在低甲烷濃度下(8.2%~10.5% 甲烷濃度)，火焰呈現平面火焰的形態，隨甲烷濃度逐漸增加，在無外部機械干擾下，火焰面會維持平面火焰的形態，且會因燃燒強度增強而使得平面火焰的亮度變亮並且逐漸往上游移動，此時若給予外在機械性的干擾，則甲烷火焰可在錐形火焰和平面火焰兩者之間來回變化。當甲烷濃度增加至高臨界甲烷濃度(10.5%)時，平面火焰會自發性地轉變成錐形火焰並穩定存在，且轉變後的錐形火焰就算有外加機械性干擾也無法再轉變回平面火焰，此時的錐形火焰是處於一種穩定的狀態，此時之甲烷濃度稱為高臨界甲烷濃度。隨著出口甲烷濃度的增加，錐形火焰的火焰高度會因燃燒強度的減弱而逐漸增加，因為屬於富油燃燒，故外圍的擴散火焰亮區也會變得比較明顯。

由以上火焰形態討論可知，沖擊噴流火焰於某特定甲烷濃度區間內，火焰可在同樣的流場設定下存在兩種不同的形態，即存在一火焰多重性濃度區間。為了進一步了解火焰多重性濃度區間與停滯面板種類、停滯面板高度的關係，吾人將實驗資料加以整理繪製成圖 8 和圖 9。圖 8 為不同停滯面作用(石英玻璃、水冷式停滯面板 $T_w=50^\circ\text{C}$ 、水冷式停滯面板 $T_w=70^\circ\text{C}$)和不同出口流速下，火焰形態與出口濃度的關係圖。圖中不同的線形代表不同的停滯面作用， $(CF)_i$ 代表錐形火焰尖端產生破口時的濃度， $FF \rightarrow CF$ 代表平面火焰轉變成錐形火焰的高臨界甲烷濃度， $CF \rightarrow FF$ 代表錐形火焰轉變成平面火焰的低臨界甲烷濃度， $(FF)_i$

代表平面火焰可以點燃的最低濃度點，在不同濃度區間下可能存在的火焰形態分別如 A、B、C 所示。由圖 8 可看出，隨著出口流速的增加，流場的拉伸強度也隨之增強，使得錐形火焰比較容易由管口被吹離，因此低臨界甲烷濃度(■ $CF \rightarrow FF$)會隨出口流速增加而增高。較高的流速也會使得平面火焰需要更強的燃燒強度(更高的甲烷濃度)才能轉變成錐形火焰並穩定於管口，因此高臨界甲烷濃度(Δ $FF \rightarrow CF$)也會隨出口流速的增加而上升。由圖中也可觀察出，火焰破口時的甲烷濃度(CF_i)會隨著出口流速增加而降低，原因是出口流速的增加會使得同樣濃度下的甲烷火焰往下游處移動，火焰尖端會提早受到停滯面作用而開口。圖中火焰形態多重性的區域(■與 Δ 之間區域)隨著流速的增加而略為增加，但是幅度不大。因此可推論下游停滯面種類對於火焰形態與多重性濃度區間的影響並不大。火焰的燃燒條件若是在此火焰多重性濃度區間內(Δ ，■之間)，若有施予外在機械性干擾，則火焰形態可在平面火焰與錐形火焰間來回變換，即火焰是處於一個相對不穩定的狀態。

圖 9 則為不同停滯面高度(H/d)，不同出口流速下，火焰形態與濃度變化的關係圖。由圖 9 可知， $U_{in}=1.6$ m/s 且 $H/d=1.5$ 的條件下，並無法產生錐形火焰(ⓑ)，僅有破口火焰(Ⓐ)產生。而在 $U_{in}=0.8$ m/s， $H/d=2.5$ 條件下，錐形火焰於低濃度下並不會轉變成穩定存在於停滯面前的平面火焰，而是飄離管口後便熄滅。觀察火焰多重性濃度區間(■與 Δ 之間區域)，發現其會隨著停滯面高度的增加而增加，火焰於此濃度區間內若有外在機械性干擾，則火焰形態可在錐形火焰(ⓑ)與平面火焰(ⓒ)之間變換。停滯面高度變化對於低臨界甲烷濃度(■)的影響並不明顯，顯示火焰飄高機制主要與噴嘴出口處條件有關。而高臨界甲烷濃度(Δ)則會明顯隨 H/d 增加而增高，因為停滯面板高度升高時，平面火焰需要更強的燃燒強度，即更靠近當量比($\Phi_{in}=1$)，才能使平面火焰有足夠燃燒速度移動至靠近管口位置並轉變成穩定於管口的錐形火焰。

在火焰多重性濃度區間之外，視其操作條件的不同，火焰形態僅能以(Ⓐ)、(ⓑ)或(ⓒ)其中一種火焰形態存在，並不會受外在干擾而改變其火焰形態，此時火焰屬於穩定的狀態。反之，在火焰多重性濃度區間內，火焰則是屬於不穩定的狀態。由以上討論可知，增加停滯面板的高度或增加出口流速會使得火焰多重性濃度區間增加，即火焰不穩定性區間的增加，此點在設計沖擊噴流燃燒器上應該特別注意。

以上所討論的火焰多重性現象乃是一種與濃度調整路徑有關的多重性現象(historical-dependent solution)。在由高甲烷濃度逐漸調低甲烷濃度的過程中，火焰以錐形火焰形態存在，此時噴流管口會被持續加熱，因此在無外在機械干擾的情況下，火焰會傾向於停駐在噴嘴出口處，直到甲烷濃度到達低臨界甲烷濃度時，火焰會因為燃燒強度太弱，無法停駐於噴嘴出口而飄高，最後在停滯面前形成平面火焰。若是由低臨界甲烷濃度下點燃時，火焰是以平面火焰形態存在，由於火焰面距離噴嘴出口有一段距離，對於噴嘴出口的加熱效應並不明顯，加上燃料濃度較低，火焰燃燒強度較低，因此在增加甲烷濃度的過程中，若無外在機械干擾，則火焰會持續以平面火焰形態存在，直到高臨界甲烷濃度時，火焰有足夠的燃燒強度使其往噴嘴出口移動，並且穩定於噴嘴出口。

3.2 冷流場數值分析

圖 10 為不同停滯面高度(H/d)作用下，勢流錐($U/U_{in}=1$)的變化情形。圖中 r/d 代表無因

次徑向位置， z/d 代表無因次的軸向位置， U_{in} 代表噴嘴出口的流速， U/U_{in} 則代表無因次化速度值。由圖 10 中可得知，若無停滯面作用下，即自由噴流流場(圖中 Free Jet)，其軸向速度分佈(U)為一典型的勢流錐形態。當停滯面與噴嘴距離較遠時($H/d=18$)，流場的軸向速度還是維持勢流錐的形態且與自由噴流的勢流錐接近。隨著停滯面板與噴嘴出口之間的距離降低，勢流錐的尖端會受到停滯面擠壓而降低。若停滯面高度持續降低，則勢流錐尖端受到停滯面擠壓的程度將更明顯，使得勢流錐的尖端漸漸變鈍；當停滯面高度降低至 $H/d=4.5$ 時，勢流錐的尖端已經被擠壓成一平台形。若再進一步降低停滯面高度，則勢流錐的尖端會受到停滯面壓抑而產生凹陷現象。因為中心線上流體受到停滯面直接作用而減速，中心線外的流體則可沿流線往外流出，但仍舊會受到更外圍的流體所約束。越外圍的流體越不受周圍流體的約束，故外圍的速度會高於中心線附近速度，因此產生勢流錐凹陷的現象。在 $H/d=2$ 條件下，勢流錐凹陷的現象更明顯。凹陷的勢流錐代表原本的噴流流場在較靠近出口處就開始減速。換句話說，停滯面流場的減速以及流場的正拉伸作用可以在較低的位置就顯現出來。後續的數值模擬將設定 $H/d=2$ ，因為實驗上當 $H/d<2$ 時建立錐形火焰上有困難，而且在 $H/d=2$ 的流場中，可產生有噴流流場形態(噴嘴出口附近)以及停滯面流場形態(靠近停滯面區域)的複合流場。

圖 11 所示為 1.6 m/s 的速度和濃度分佈圖。圖中左側實線部份代表流場軸向速度(U)的等速度線(contour)，虛線則代表等濃度線，右側的實線代表徑向速度(V)的等速度線；圖中所出現的符號(\square 、 \circ 和 \diamond)代表在對應實驗條件下的實驗火焰面，其中方形(\square)代表實驗所得到的預混火焰面位置及外型，圓形(\circ)為擴散火焰面，菱形(\diamond)則為平面火焰。由圖 11 中不同 $(\Omega_{CH_4})_{in}$ 的濃度分佈可知，同樣出口流速下，停滯面附近濃度分佈情況相似，差別僅在濃度值的不同。比較 U 、 V 的等速度線也可知，不同出口甲烷濃度設定對於流場形態的影響並不大。由於停滯面的作用，軸向速度在靠近停滯面處逐漸減速而形成如典型停滯面流場的速度分佈形式，徑向速度則是在靠近停滯面處才會沿著徑向位置的增加而有明顯的增加。如圖 11 所示，勢流錐受到停滯面擠壓而凹陷的現象相當明顯，而且濃度擴散的情形也因較高的流場動量而被侷限在靠近停滯面附近。觀察對應條件下經由實驗所得到的火焰面(\square)，發現在流速 1.6 m/s 的條件下，除了火焰根部位於勢流錐內之外，其餘的部份均進入受停滯面作用而減速的區域，火焰尖端更進入到停滯面作用更明顯的區域。 $(\Omega_{CH_4})_{in} = 8\%$ 時所產生的平面火焰(\diamond)則明顯位於靠近停滯面的停滯面流場形態中。此處曲面火焰所受到的流場正拉伸作用對於整體火焰承受拉伸率的影響，值得進一步探討。此冷流場數值分析的結果除了給予吾人對於沖擊噴流流場的流場形態外，更重要的是提供吾人有關於沖擊噴流流場的速度場和濃度場分佈，以便進行火焰面理論預測以及火焰面拉伸率估算之用。

3.3 火焰面預測

利用冷流場數值分析的結果配合火焰面理論預測模式，吾人可預測出在停滯面高度 $H/d=2$ ，出口流速 0.8 m/s 和 1.6 m/s ，不同出口甲烷濃度(8%、10%以及 12%)下，火焰面可能存在的位置。吾人使用冷流場數值分析而不考慮具化學反應的熱流場，主要是因為在火焰面前的流場由於還沒受到火焰面熱膨脹加速作用，因此經由冷流場數值分析的結果就可以準確地提供火焰面前的流場狀態。圖中方形的符號(\square)代表對應條件下經由實驗所得到的

火焰面，虛線與實線代表經由火焰面預測模式所預測出火焰面可能存在的位置，畫斜線的區域則是因該處流場速度過低，致使火焰面不可能存在於該處。

圖 12 為出口流速 1.6 m/s，不同出口甲烷濃度下火焰面預測結果。由圖中出口甲烷濃度 10% 的火焰面預測結果可看出，在火焰面預測上有相當好的準確性，平面與外開火焰的外型同樣可經由火焰面預測模式預測出來。數值預測火焰面與實驗結果上的差異可能來自於停滯面板熱損失與流場拉伸導致火焰速度改變。貧油狀況下(8%)，平面甲烷火焰($Le < 1$)在承受流場正拉伸作用下，火焰強度會增強，使得實驗所得火焰面位置較理論預測結果來得低。10% 濃度下的平面火焰同樣可預測出來，但因其燃燒強度最強，火焰下游的熱膨脹程度以及流場的改變於火焰面預測模式中並未考慮到，因此造成預測結果和實驗結果上的差異，然而錐形火焰面的預測除火焰尖端外，則是相當準確。12% 的外開火焰由於太貼近停滯面，停滯面的熱損失會降低火焰燃燒強度，致使火焰外開的部份往更外圍移動，因此理論預測出的火焰面與實驗結果於開口處有些許差異，其餘火焰側緣及根部則可準確預測出。由以上討論可知，火焰面理論預測結果可提供沖擊噴流流場中火焰面可能存在的位置，在定性上有良好的一致性。但由於沒有考慮到停滯面板的熱損失、受到火焰面加熱後所產生的熱膨脹效應以及火焰受到拉伸作用下燃燒速度的改變，因此，由火焰面理論預測所預測出的平面火焰位置和錐形火焰尖端位置，與實驗所得的結果稍有差距。

3.4 火焰面拉伸率估算

為了了解曲面火焰在受到火焰面曲率造成的負拉伸作用以及沖擊流場的流場正拉伸作用下，其所承受到的整體火焰拉伸值變化，吾人沿實驗所得到的火焰面以及理論預測出的火焰面作火焰面拉伸率的估算。圖 13 為出口流速 1.6 m/s，不同出口甲烷濃度(8%、10% 以及 12%)的條件下，對實驗所得到的火焰面(E 、 E_{flat})以及數值預測出最靠近實驗所得到的火焰面(1、2、3)所預測出的整體火焰拉伸值，而其相對應之火焰面位置均標示於圖 12 的火焰面預測結果中。由圖 13 拉伸率計算結果可知，形成於沖擊噴流流場中的平面火焰(E_{flat})，由於曲率變化的影響甚小，因此其所承受的整體火焰拉伸率為一正值。此結果顯示建立於沖擊噴流流場中的平面火焰受到的是正拉伸效應，與傳統停滯面流場中的平面火焰相同。觀察出口甲烷濃度為 10% 的火焰面拉伸率估算結果可發現，雖然錐形火焰尖端形成於平面火焰之後，預期應會受到強烈的流場正拉伸作用，但是所計算出火焰面所承受的整體火焰拉伸率仍為一負值，顯示火焰面曲率變化的負拉伸作用仍大於靠近停滯面處的流場所產生的流場正拉伸作用。比較圖 12 中沿著火焰面“1”和“2”所計算出的拉伸值結果發現，當火焰面越靠近停滯面時，由於受到流場正拉伸作用較明顯，因此“2”所受到的負拉伸效應會低於“1”所承受之負拉伸效應。沿實驗所得火焰面估算出的整體火焰拉伸率顯示，實驗所得火焰面所承受的整體負拉伸效應較“1”和“2”來得大，顯示火焰面曲率變化仍舊是主導著火焰整體承受負拉伸的主因。由出口濃度 12% 的拉伸率計算結果可知，錐形火焰的火焰拉伸仍為負拉伸，顯示在靠近停滯面時，流場的正拉伸效應並無法使得處於沖擊流場中的錐形火焰承受正拉伸，即沖擊流場中錐形火焰的火焰拉伸還是以火焰面曲率造成的負拉伸效應為主。與出口濃度 10% 中火焰面“2”所計算出的火焰拉伸率比較發現，火焰越靠近停滯面時，會因為流場正拉伸作用而使得沖擊噴流流場中的錐形火焰面所承受的負拉伸作用降低。當火焰

出現開口狀時(12%中的“2”、“3”和“E”)，此時計算得到的整體火焰拉伸率在火焰根部(標示★處)是屬於正拉伸，隨著徑向位置減少(軸向位置增加)，火焰會承受負拉伸，直到火焰面往外開口的轉折處，火焰面所承受整體火焰拉伸率會由負拉伸逐漸增加至零拉伸。當火焰面靠近停滯面而開口時，火焰面所承受的火焰拉伸值則會轉變為正拉伸。綜合以上拉伸率計算結果，吾人可歸納出，當火焰形態為錐形火焰形態時，火焰面所受到的整體火焰拉伸值主要仍以火焰面曲率所造成的負拉伸為主；但是當火焰面越靠近停滯面時，火焰承受負拉伸的程度會因受到流場的正拉伸作用而使得火焰整體承受的負拉伸降低，但火焰面整體仍舊承受負拉伸效應為主。當火焰於停滯面處產生開口狀火焰或者是形成平面火焰時，火焰面才會承受整體為正拉伸作用。

3.5 火焰面溫度變化

火焰溫度變化與火焰燃燒強度有直接的關連性，為了解不同停滯面作用與流場拉伸對於沖擊噴流流場中的錐形火焰燃燒強度的影響，吾人沿不同燃燒條件組合(流速、濃度、停滯面種類)下的錐形火焰面，進行火焰面溫度量測，量測出各個徑向位置($r = 0, 1, 2$ 以及 3 mm)下火焰面最高溫度，並將結果記錄於圖 14。於圖 14 中，中心線代表 $r/d=0$ 處(錐形火焰尖端)，中心線所對應的甲烷濃度為出口甲烷濃度，位於中心線左側為自由噴流火焰面溫度沿軸向位置變化情形(▲)，右側分別為 70°C 水冷式停滯面板(Δ)以及石英玻璃停滯面板(\blacklozenge)的火焰面溫度沿軸向位置變化情形。首先由整體的溫度變化來看，火焰溫度在靠近當量比時(9.5% 甲烷濃度)，火焰溫度可達最高，此現象在不同流速下均有相同的結果。觀察圖 14 中本生燈火焰面溫度分佈，吾人可發現在貧油狀態下(甲烷濃度 $< 9.5\%$ ， $Le < 1$)，錐形火焰尖端的溫度比火焰側緣的溫度來得低；當處於富油狀態下(甲烷濃度 $> 9.5\%$ ， $Le > 1$)，錐形火焰尖端的溫度均為整個本生燈火焰的最高溫。這些現象與 Law 等人的研究[8-10]吻合，此種溫度分佈情形主要是因為優先擴散(preferential diffusion)的效應所導致。本生燈火焰沿火焰面之溫度分佈情形在不同出口流速下均相似，即富油燃燒時的火焰尖端溫度較高，貧油燃燒時火焰尖端溫度則較低。

觀察圖 14 中停滯面作用下的火焰面溫度，由於在流速 1.6 m/s 下，火焰尖端均十分貼近停滯面(約距離 $2\sim 3 \text{ mm}$)，此時火焰面尖端在受到停滯面流場正拉伸與停滯面熱損失的雙重作用下，使得其火焰面溫度分佈與自由噴流本生燈火焰面溫度分佈呈現相反的趨勢。亦即火焰面尖端溫度在富油條件下不但沒有升高，反而有明顯降低的現象。負拉伸對於富油的本生燈甲烷火焰($Le > 1$)而言為一正效應，因此，富油的自由噴流本生燈甲烷火焰尖端會因為負拉伸而增強，使得火焰面尖端的溫度最高；相反的，流場的正拉伸作用對於富油本生燈甲烷火焰而言則是屬於一種負面的效應，使得石英玻璃停滯面板作用下的錐形火焰面尖端溫度會較火焰側緣溫度來得低。水冷式停滯面板作用下的溫度又比石英玻璃停滯面板作用下的火焰溫度來得低，主要是因為水冷式停滯面板對火焰造成的下游熱損失所導致。

由以上火焰面溫度量測結果可歸納出，對於存在於沖擊噴流流場中的本生燈(錐形)火焰而言，於低出口流速下，由於火焰高度較低，停滯面影響並不明顯，因此火焰溫度分佈與自由噴流本生燈火焰相似。但在高出口流速下，火焰尖端會貼近停滯面，在受到流場正拉伸與下游熱損失雙重作用下，火焰面溫度分佈與自由噴流本生燈火焰的結果相反。

3.6 正拉伸流場中負拉伸火焰分析

實驗研究及數值分析顯示，建立於沖擊噴流流場中的錐形曲面火焰尖端可能同時受到靠近停滯面處的流場所產生的流場正拉伸作用和停滯面所產生的下游熱損失影響。因此，吾人嘗試利用高活化能近似微擾法，針對一建立於正拉伸流場中的曲面火焰進行理論分析，以了解一具有火焰面曲率負拉伸的曲面火焰在承受流場正拉伸(\bar{K})以及下游熱損失(Q_d)作用下，火焰面斜率(ψ)(即火焰燃燒強度)的改變情況，其中流場正拉伸項 \bar{K} 的定義為 $(1/R)\partial/\partial R(Rv)$ ，及流場所產生的正拉伸項， Q_d 則是下游熱損失項，為一 $O(\epsilon)$ 項。圖 15 為一貧油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同流場正拉伸值(\bar{K})作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形。圖中 m_0 代表入口的無因次質量流率， ϕ_G 為甲烷-空氣之燃空當量比，縱軸 ψ 為火焰面前緣表面(flame front surface)之斜率，橫軸 τ 為徑向位置之參數(參照 19 式)。由(19)式可知，當 $Le > 1$ 時， $\tau > 0$ ；反之， $Le < 1$ 時，則 $\tau < 0$ 。觀察同一流場拉伸作用下，在遠離中心軸的火焰面斜率變化並不大，直到靠近中心軸時，火焰斜率(ψ)急遽變小，而趨近於 $-\infty$ ，顯示此為一開口之本生燈火焰形態(open-tip Bunsen flame)，由圖 15 中可看出，隨著流場的正拉伸值增加，火焰斜率(ψ)會逐漸變大，顯示火焰尖端會往上游移動，即流場的正拉伸會使得貧油錐形火焰的燃燒強度增強。對貧油燃燒的甲烷曲面火焰($Le < 1$)而言，負拉伸作用會減弱燃燒強度，但流場正拉伸作用則可增強火焰燃燒強度。因此，在承受較大流場正拉伸時，火焰面斜率會因燃燒強度增大而變大，亦即火焰尖端開口會減小。

圖 16 為富油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同流場正拉伸值(\bar{K})作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形。觀察同一流場拉伸作用下的火焰面斜率變化可知，富油狀況下，火焰為一閉口本生燈火焰形態(closed-tip Bunsen flame)。由圖 32 中可知，火焰面斜率會隨著流場的正拉伸值增加而減小，顯示在受到流場正拉伸作用下火焰會往下游移動。亦即流場的正拉伸作用會減弱沖擊流場中錐形火焰的燃燒強度，此現象與貧油燃燒的情況恰巧相反。

接著觀察下游熱損失對正拉伸流場中的負拉伸火焰之火焰面斜率變化的影響。圖 17 為貧油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同下游熱損失(Q_d)作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形。由圖 17 可知，在有下游熱損失的作用下，火焰的燃燒強度會降低，因此火焰面斜率(ψ)會隨下游熱損失的增加而減小。此外，貧油火焰的開口大小也會因為下游熱損失增加而增大。因此可知，下游熱損失對於沖擊流場中貧油錐形火焰燃燒強度是一種負面的效應。

圖 18 為富油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同下游熱損失(Q_d)作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形。由圖 34 得知，火焰的燃燒強度同樣會受到下游熱損失的增加而降低，致使火焰面斜率因此減小，因此可知，下游熱損失對於沖擊流場中富油錐形火焰燃燒強度仍舊是一種負面的效應。

由以上理論結果可歸納出，流場正拉伸(\bar{K})對於正拉伸流場中負拉伸曲面甲烷火焰($Le < 1$)燃燒強度而言是一種正效應，增加流場正拉伸可以使貧油曲面甲烷火焰燃燒強度增加；反之，流場正拉伸對於沖擊噴流流場中富油曲面甲烷($Le > 1$)火焰則是屬於負效應，會使燃燒強度減弱。下游熱損失(Q_d)不論是對富油火焰或貧油火焰均為負效應，因此在有下游熱損失作用下，火焰燃燒強度均會減弱。

當一具有火焰面曲率負拉伸作用之曲面火焰存在於一具有流場正拉伸作用的沖擊流場中，若同時受到流場正拉伸以及下游熱損失的作用時，對於貧油甲烷火焰而言，由於流場正拉伸(正效應)與下游熱損失(負效應)對火焰燃燒強度而言為相反的效應，因此火焰燃燒形態將與本生燈噴流火焰的差別並不大。但值得注意的是，下游熱損失所造成的負效應比流場正拉伸所造成正效應來得明顯。對於富油甲烷火焰而言，下游熱損失與流場正拉伸都屬於負效應，因此，會使得沖擊流場中的富油甲烷曲面火焰強度減弱，尤其在火焰尖端處，此效應更加明顯。理論分析結果可與 3.5 節中所討論的火焰面溫度分佈相互印證。當曲面火焰存在於低流速下(0.8 m/s)，此時火焰高度較低，流場正拉伸和下游停滯面熱損失效應較不明顯。因此，於低流速下，沖擊噴流流場中錐形火焰與自由噴流本生燈火焰具有相似的火焰面溫度分佈趨勢。而在中、高流速下(1.2、1.6 m/s)，火焰高度較高，此時火焰面尖端受到較大的流場正拉伸效應，使得在富油的條件下，以石英玻璃為停滯面的沖擊噴流曲面火焰溫度分佈與自由噴流火焰的結果呈現相反的趨勢，亦即火焰面溫度在尖端處會降低而非增加。而當停滯面板為水冷式停滯面板時，火焰面尖端同時有流場正拉伸和下游熱損失雙重負效應，因此富油曲面火焰面溫度(強度)將會更為降低，此點與理論預測結果相同。

四、結論

- (1) 火焰多重性濃度區間明顯地會受到流速以及停滯面板到噴嘴出口距離的影響，與停滯面種類則較無關聯性。在較低流速或較低停滯面與噴嘴出口距離(H/d)下，火焰多重性濃度區間會減小。火焰重複區間的不穩定性會影響到火焰形態，因此在設計沖擊噴流燃燒器上須予以考慮，特別是貧油燃燒的狀況。
- (2) 由火焰面拉伸率計算結果顯示，一存在於沖擊噴流流場中的本生燈火焰(錐形火焰)所承受的整體火焰拉伸仍以火焰面曲率變化所造成的負拉伸所主導。火焰尖端靠近停滯面時會受到流場正拉伸作用，使得火焰所承受之整體負拉伸變小。僅在形成平面火焰或開口火焰形態時，才會變成整體火焰拉伸為正拉伸的火焰。
- (3) 火焰面理論預測模式所預測出的火焰面位置在定性上能成功地描述實驗所觀察到的火焰面形態。至於定量上的比較，以冷流場數值分析結果來作為火焰面理論預測之基礎，在錐形火焰尖端處或者是靠近停滯面的開口火焰預測上出現有稍大的誤差，其原因則可能是數值分析和火焰面理論預測模式中沒有考慮停滯面板的熱損失、受到火焰面加熱後所產生的熱膨脹效應以及火焰受到拉伸作用下燃燒速度的改變，未來可考量這些因素作進一步的研究。
- (4) 火焰面溫度實驗量測結果顯示，於低出口流速下($U_{in}=0.8$ m/s)，火焰受停滯面影響不大；於高出口流速時($U_{in}=1.2、1.6$ m/s)，火焰面較高且較貼近停滯面，火焰在受到流場正拉伸與停滯面熱損失的耦合效應下，會使得沖擊噴流中火焰面溫度分佈與自由噴流本生燈火焰溫度分佈有所不同，即錐形火焰面尖端溫度，於富油條件下，會較火焰面側緣溫度來得低。
- (5) 正拉伸流場中負拉伸曲面火焰理論分析的結果顯示，對於一沖擊噴流流場中的富油曲面甲烷火焰($Le>1$)而言，流場正拉伸與停滯面下游熱損失對火焰燃燒強度均為負效應，會

使得火焰燃燒強度減弱；對於沖擊噴流流場中的貧油曲面甲烷火焰($Le < 1$)而言，下游熱損失仍為負效應，但是流場正拉伸對火焰燃燒強度則是正效應，此兩種效應的耦合作用對於火焰燃燒特性的影響，則端看何者比較重要。理論分析的結論可以合理解釋火焰面溫度量測的結果。

五、計畫成果自評

- (1) 本研究計畫成果已整理準備投稿國際著名期刊 *Combustion and Flame* 和 *International Journal of Heat and Mass Transfer*，以及國內外研討會(如 ISTP-17 和燃燒應用科技研討會等)，成果卓著。
- (2) 有關火焰拉伸效應對火焰燃燒特性影響的研究，都是侷限於以停滯面流或對沖流來探討流場的正拉伸效應，或是以本生燈火焰來分析火焰面曲率引起的負拉伸效應。截至目前為止有關探討預混火焰同時承受負拉伸和正拉伸交互作用的文獻則尚付之闕如。本計畫提出之負拉伸火焰在正拉伸流場的實驗研究、數值分析及理論分析三大研究主題不但具有高度原創性而且可以完整而明確地釐清火焰曲率負拉伸、流場正拉伸和優先擴散三者強烈耦合效應下對火焰燃燒特性。本研究計畫內容與原計畫內容完全相符，而且百分之百達成預期目標。
- (3) 曲面火焰(highly curved flame)廣泛存在於擾流燃燒場中，除了承受曲率負拉伸效應外，亦可能承受流場正拉伸。在學術研究上本計畫提出之負拉伸火焰在正拉伸流場的重要概念，正可以成功模擬擾流燃燒場中，負拉伸曲面火焰受到流場正拉伸作用、以及優先擴散(preferential diffusion)和 Le 數耦合效應的影響，並提供燃燒在數值模擬之複雜現象中的重要模型(model)。
- (4) 由於火焰拉伸效應不僅對燃燒特性影響顯著，且對於 NO_x 排放亦有重要影響。因此本計畫之研究成果，除了在學術探討方面可促進吾人對曲面火焰的深入了解與認識外，在實際應用方面亦可作為家用燃燒器或工業爐燃燒器噴嘴設計與燃燒室設計之重要參考依據，藉以尋求高效率、省能源、低污染、以及易製造與操作之終極目標。
- (5) 本研究計畫著重於實驗研究、數值分析及理論模式三大主軸。參與本計畫之研究人員可從實驗系統之建立、火焰形態觀測技術及溫度之量測分析、數值分析之技巧、火焰面預測及火焰拉伸計算以及近似理論的推導、程式之設計和測試、參數分析(結果研判)一直到撰寫總結報告的技巧得到一完整訓練和實際學習。

參考文獻

1. Y.D. Kim, M. Matalon, *Combust. Flame* 73 (1988) 303.
2. I. Ishizuka, C.K. Law, *Proc. Comb. Inst.* 19 (1982) 327.
3. J. Sato, *Proc. Comb. Inst.* 19 (1982) 1541.
4. H. Tsuji, I. Yamaoka, *Proc. Comb. Inst.* 19 (1982) 1533.
5. G.I. Sivashinsky, *Journal of Heat Transfer* 96 (1974) 530.
6. G.I. Sivashinsky, *The Journal of Chemical Physics* 62 (1975) 638.
7. J. Buckmaster, *Combust. Sci. Tech.* 20 (1979) 33.
8. C.J. Sung, K.M. Yu, C.K. Law, *Combust. Sci. Tech.* 100 (1994) 245.
9. C.K. Law, S. Ishizuka, P. Cho, *Combust. Sci. Tech.* 28 (1982) 89.

10. M. Mizomoto, Y. Asaka, S. Ikai, C.K. Law, Proc. Comb. Inst. 20 (1984) 1933.
11. C.J. Sung, J.B. Liu, C.K. Law, Combust. Flame 106 (1996) 168.
12. G. Dixon-Lewis, M. Missaghi, Proc. Comb. Inst. 22 (1988) 1461.
13. F.N. Egolfopoulos, H. Zhang, Z. Zhang, Combust. Flame 109 (1997) 237.
14. M. Kitano, Y. Otsuka, Combust. Flame 48 (1986) 257.
15. C.M. Vagelopoulos, F.N. Egolfopoulos, Proc. Comb. Inst. 27 (1998) 513.
16. W.J. Sheu, G.I. Sivashinsky, Combust. Flame 84 (1991) 221.
17. C.J. Sung, Y.Y.D. Trujillo, C.K. Law, Combust. Flame 103 (1995) 247.
18. S.S. Hou, S.S. Yang, S.J. Chen, T.H. Lin, Combust. Flame 132 (2003) 58.
19. S.S. Hou, S.S. Yang, T.H. Lin, Int. J. Heat Mass Transfer 47 (2004) 947.
20. J.A. Eng, D.L. Zhu, C.K. Law, Combust. Flame 100 (1995) 645.
21. S. Ishizuka, Proc. Comb. Inst. 19 (1982) 327.
22. J.F. Byrne, Proc. Comb. Inst. 4 (1953) 345.
23. I. Kimura, H. Ukawa, Proc. Comb. Inst. 8 (1956) 521.
24. T.C. Wagner, C.R. Ferguson, Combust. Flame 59 (1985) 267.
25. M. Mizomoto, H. Yoshida, Combust. Flame 70 (1985) 47-60.
26. C.K. Law, P. Cho, H. Yoshida, M. Mizomoto, Proc. Comb. Inst. 21 (1986) 1803-1809.
27. S.S. Hou, J.C. Lin, Int. J. Heat Mass Transfer 46 (26) (2003) 5073.
28. J.C. Lin, S.S. Hou, T.H. Lin, Int. J. Heat Mass Transfer 46 (6) (2003) 963.
29. F.A. Williams, Combustion Theory, Menjamin-Cummins, Palo Alto, CA, 1985.
30. J.D. Buckmaster, Acta Astronaut. 6 (1979) 741.
31. M. Matalon, Combust. Sci. Technol. 31 (1983) 169.
32. S.H. Chung, C.K. Law, Combust. Flame 55 (1984) 123.
33. D. Bradley, A.K.C. Lau, M. Lawes, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A338 (1992) 359.
34. D. Bradley, P.H. Gaskell, K.C. Kwan, M.J. Scott, Proc. Comb. Inst. 26 (1996) 915-921.
35. S.V. Partankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Pub., 1980.
36. D.L. Zhu, F.N. Egolfopulos, C.K. Law, Proc. Comb. Inst. 22 (1988) 1537.

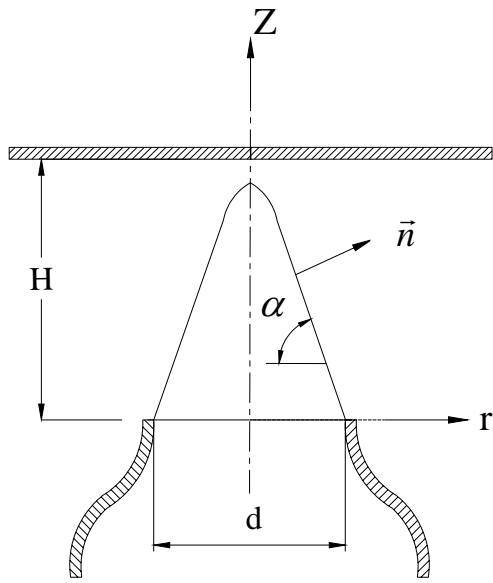


圖 1 停滯面噴霧燃燒實驗設備圖

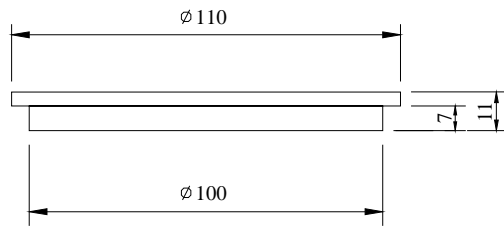


圖 2 石英玻璃停滯面板

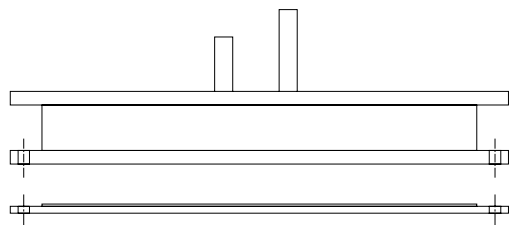


圖 3 水冷式停滯面板(水循環上座和分離型下覆蓋)

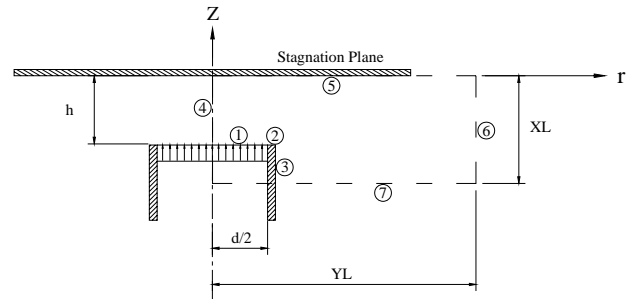


圖 4 數值分析的計算區域示意圖

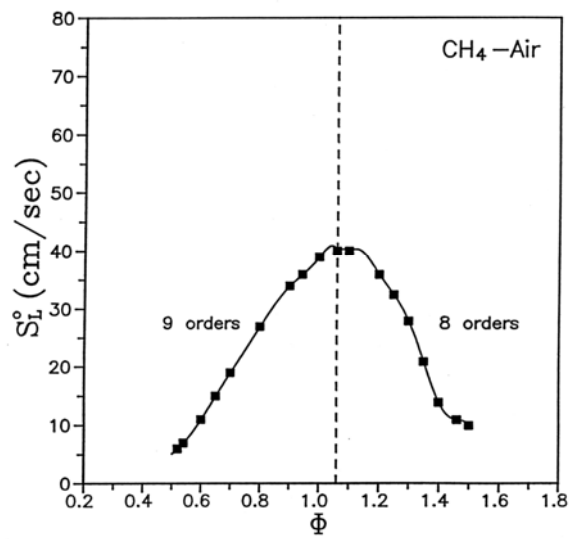


圖 5 甲烷火焰在不同當量比下的燃燒速度實驗值[15]

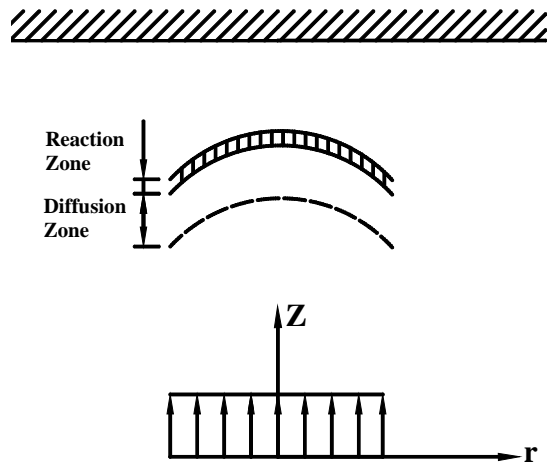


圖 6 停滯面流中曲面火焰之理論分析示意圖

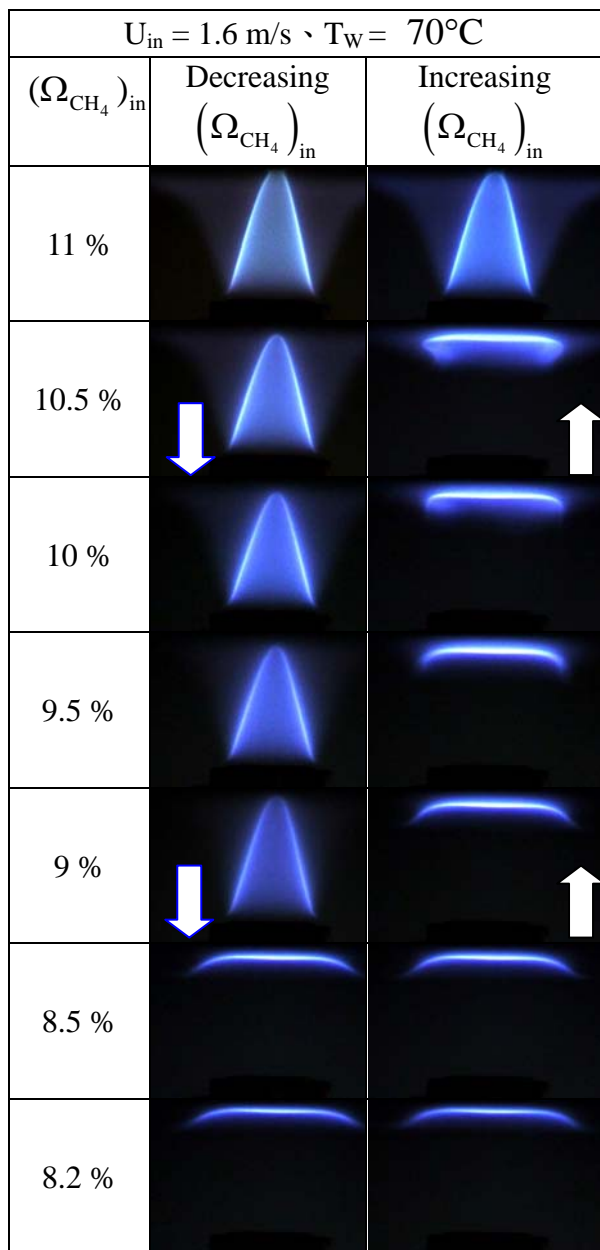


圖 7 $U_{in}=1.6 \text{ m/sec}$, $T_w=70^\circ\text{C}$ 時，不同調整甲烷濃度路徑(增加、減少)時之對應火焰形態圖

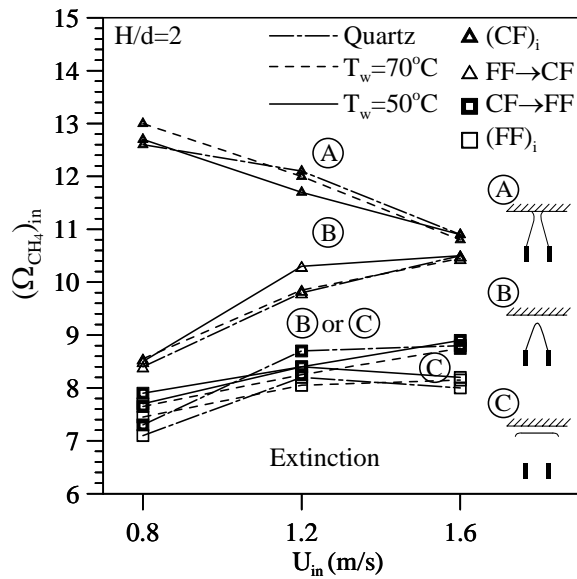


圖 8 不同種類停滯面作用下(石英玻璃、水冷 50°C 、水冷 70°C)，火焰型態與出口流速、濃度的關係圖

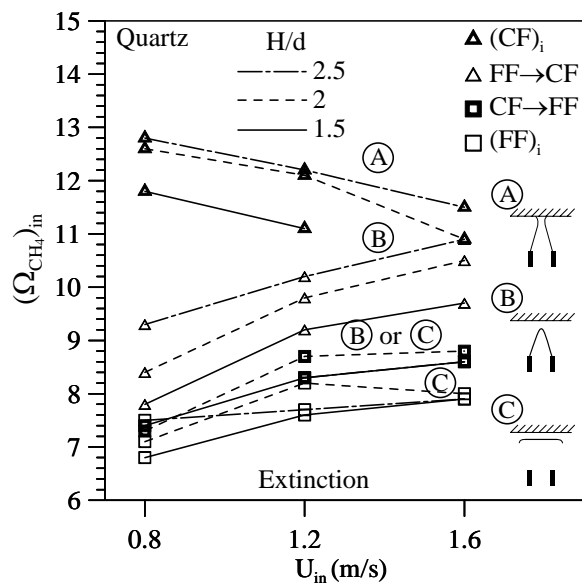


圖 9 不同停滯面高度(H/d)，火焰型態與出口流速、濃度的關係圖

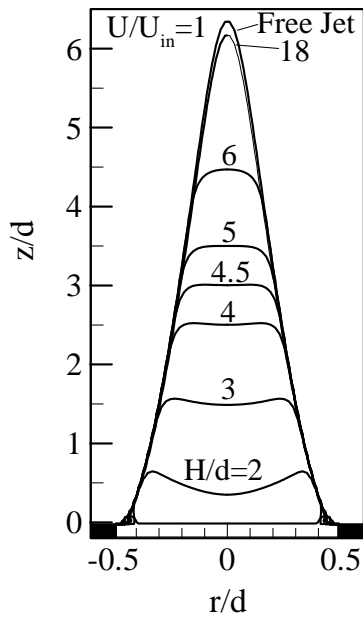


圖 10 不同停滯面高度(H/d)作用下，勢流錐(U/U_{in}=1)的變化情形

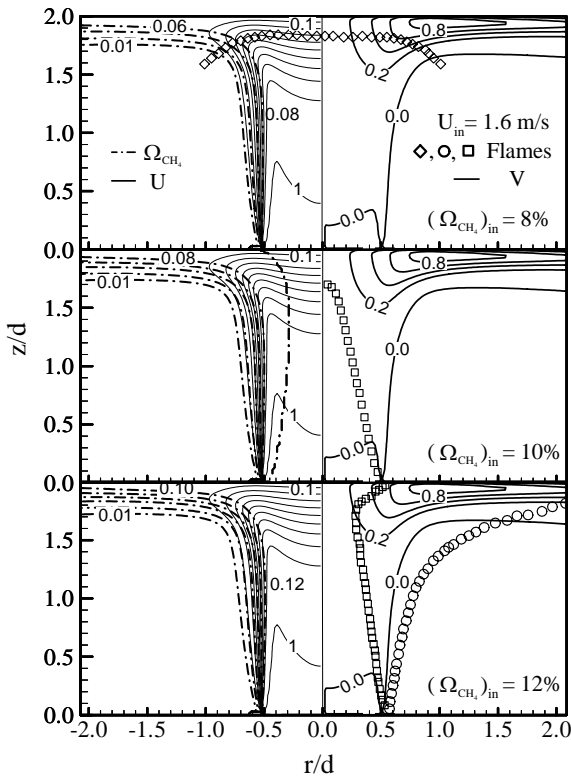


圖 11 $U=1.6$ m/s, $H/d=2$, 在不同出口甲烷濃度下，沖擊流場的速度、濃度分佈圖

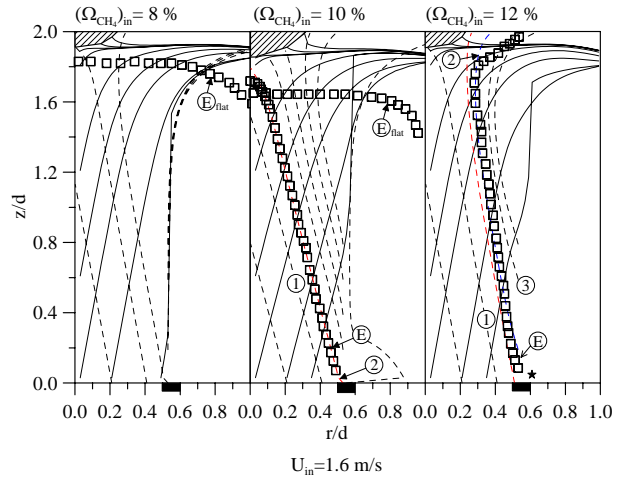


圖 12 $U=1.6$ m/s 之火焰面預測結果

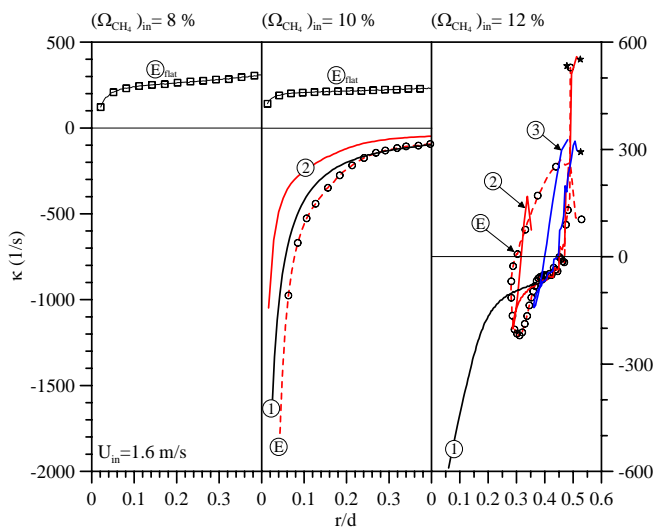


圖 13 $U=1.6$ m/s, 不同甲烷濃度下，對實驗所得火焰面(E、E_{flat})及數值預測出最靠近實驗所得火焰面(1、2、3)所預測出的火焰拉伸值

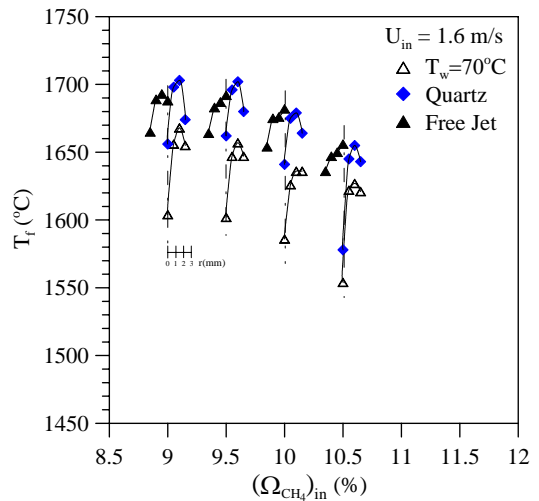


圖 14 $U=1.6$ m/s, 在不同種類停滯面作用下沿火焰面的溫度分佈

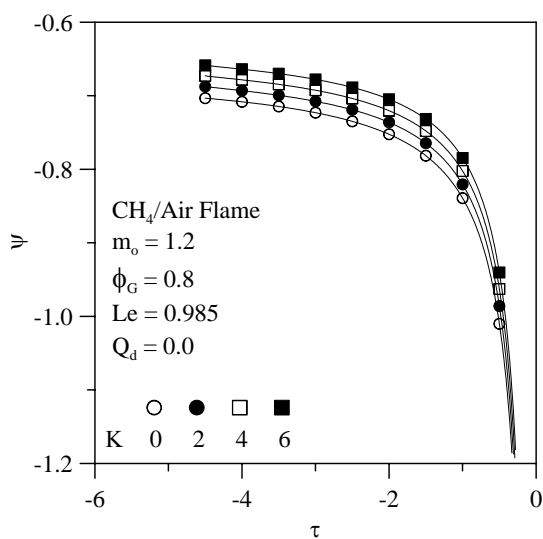


圖 15 貧油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場受到不同流場正拉伸值(\bar{K})作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形

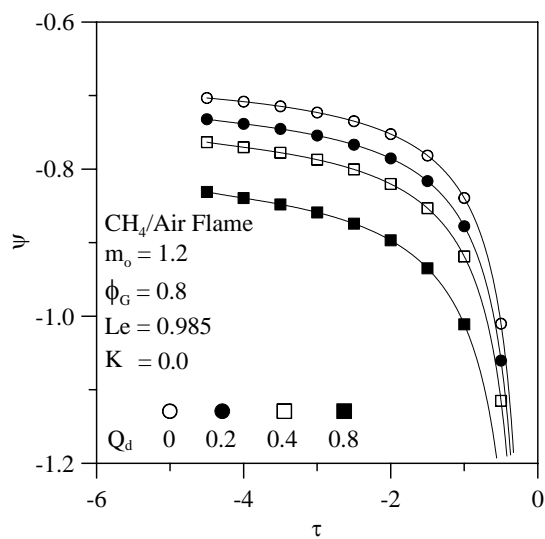


圖 17 貧油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同下游熱損失(Q_d)作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形

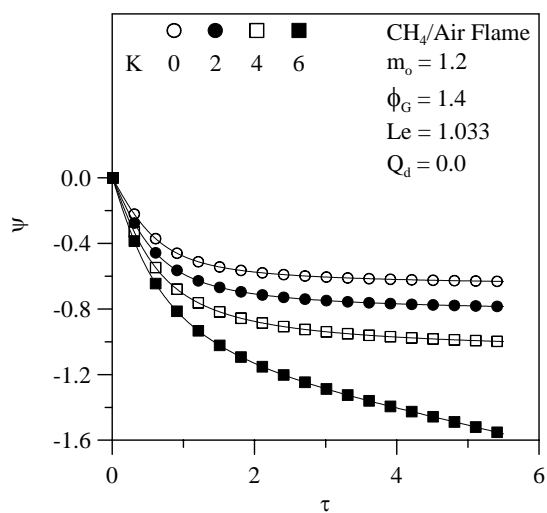


圖 16 富油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場受到不同流場正拉伸值(\bar{K})作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形

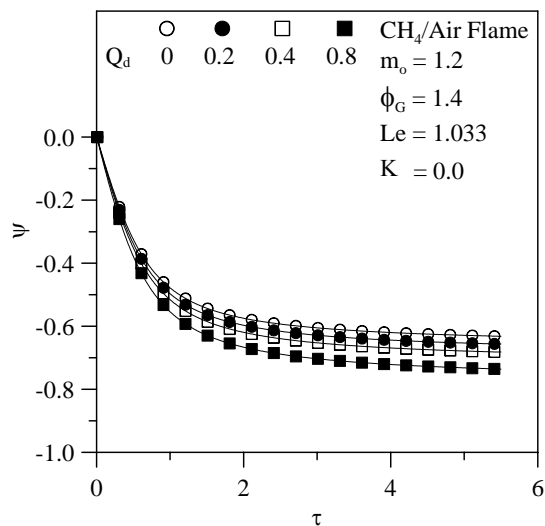


圖 18 富油甲烷-空氣曲面火焰於沖擊噴流流場中受到不同下游熱損失(Q_d)作用下，火焰面斜率(ψ)變化情形