

行政院原子能委員會  
委託研究計畫期末報告

電漿火炬內流場模擬與解析

計畫編號：942001 INER 010

受委託機關（構）：中原大學機械工程學系

計畫主持人：趙修武

核研所共同主持人：林登連 陳中生

報告日期：94 年 11 月

## 摘要

直流電漿火炬是熱電漿技術中重要的一環，該技術可應用於許多重要的工業用途。由於在電漿火炬內氣體流場的物理與化學反應相當複雜，為了能進一步了解其內部流場變化、電漿氣體與溫度場間的複雜交互作用關係，必須要能夠模擬電漿火炬內部流場、溫度場與電弧位置。在軸對稱流場的假設下，本研究使用有限體積法，求解連續方程式、動量方程式與能量方程式來計算流場的速度、溫度與壓力，同時利用紊流模型考慮紊流效應，並求解電流連續方程式以求得電漿火炬內部電場分佈，並藉由空間中電流強度計算誘導磁場大小，以模擬井式 1200KW 傳輸型直流電漿火炬內部流場，得以解析電漿火炬內部流場的重要物理特性。本文分析的二維軸對稱流場中的最大速度分別約在 400m/s 與 1200 m/s 間，而流場中的最大溫度皆約為 25000K 左右。火炬出口處中心的最大軸向速度約在 350m/s 至 800 m/s 間，中心最大溫度皆約為 12000K 左右，同時在距中心三分之一半徑內的溫度皆大於 10000K。本研究目的在建立一電漿火炬內部流場的數值分析模式，可計算電漿火炬內部流場重要物理特性，以提供電漿火炬設計工作所需的性能參數估算。

關鍵字：傳輸型直流電漿火炬、數值模擬、有限體積法。

## Abstract

DC plasma torch plays an important role in thermal plasma technology, which has wide range of industrial applications. Due to the complex interaction between the working gas and electric arc, the flow field inside the plasma torch is quite complicated. The ability to predict the flow field inside the plasma torch enables us to not only understand those interactions but also analyze the important characteristics of plasma torch system. This study investigates the flow field inside a 1200KW transferred DC plasma torch with a well-type cathode via a numerical approach. With an axial-symmetrical assumption, the velocity, pressure and temperature field inside the plasma torch are quantitatively obtained through solving the continuity equation, the momentum equation and energy equation by a finite volume discretization method. A  $k-\varepsilon$  model is employed to account for the turbulent effects inside the plasma torch. The continuity equation of current is adopted to calculate the electrical potential distribution inside the plasma torch, and the induced magnetic field is subsequently solved from a current density equation. This study successfully develops a numerical approach to model the plasma flow field inside the plasma torch with taking the electrical and magnetic effects into account, which are mainly due to interaction of electric arc and injected working gas.

Keywords : DC Transferred Plasma Torch, Numerical Simulation, Finite Volume Method.

## 目錄

摘要 .....	
Abstract .....	
表目錄、圖目錄.....	
一、前言 .....	1
1.1 計畫起 .....	1
1.2 計畫目的 .....	5
二、執行方法.....	7
2.1 電漿火炬內氣體流場理論礎.....	7
2.2 數值離散方法 .....	9
2.3 電漿火炬內冷流場計算條件與假設.....	9
2.4 電漿火炬三維冷流場分析.....	10
2.5 電漿火炬二維軸對稱冷流場分析.....	16
2.5.1 計算參數及邊界條件.....	16
2.5.2 結果分析與討論.....	19
2.6 電漿火炬二維軸對稱流場分析.....	21
2.6.1 計算參數及邊界條件.....	21
2.6.2 結果分析與討論.....	23
2.7 數值模擬結果分析圖.....	25

三、 結論.....	46
四、 參考文獻.....	48

## 表目錄

表 2.4-1：實驗數據及數值模擬使用之入流速度條件.....	13
表 2.5.1-1：各段邊界的物理意義.....	18
表 2.5.1-2：二維軸對稱冷流場計算邊界條件.....	18
表 2.6.1.1：數值模擬之計算參數.....	22
表 2.6.1-2：二維軸對稱電漿火炬流場計算邊界條件.....	22
表 2.7-1：圖號意義說明.....	25

## 圖目錄

圖 1.1-1：桿式陰極與井式陰極非傳輸型直流電漿火炬示意圖.....	6
圖 1.1-2：井式陰極傳輸型直流電漿火炬的示意圖[74].....	6
圖 2.4-1：電漿火炬三維冷流場計算網格示意圖.....	11
圖 2.4-2：電漿火炬三維冷流場計算邊界設定示意圖.....	12
圖 2.4-3：利用冷流場判定弧根位置的方法[73].....	12
圖 2.4-4：火炬中剖面上距杯型電極不同高度位置的迴流速度..	13
圖 2.4-5：以電漿火炬三維冷流場定義弧根位置.....	14
圖 2.4-6：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 1).....	14
圖 2.4-7：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 2).....	15
圖 2.4-8：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 3).....	15

圖 2.4-9 : 電漿火炬內三維冷流場速度圖(Case 1).....	15
圖 2.5.1-1 : 二維電漿火炬內模擬條件及其尺寸大小示意圖.....	17
圖 2.5.1-2 : 二維電漿火炬網格示意圖.....	17
圖 2.5.2-1 : 電漿火炬內二維軸對稱冷流場速度圖.....	20
圖 2.5.2-2 : 電漿火炬內二維軸對稱冷流場速度向量圖.....	20

# 一、前言

## 1.1 計畫緣起

直流電漿火炬是熱電漿技術中重要的一環，該技術可應用於許多重要的工業用途，例如電漿噴霧、電漿焊接、電漿切割、電漿合成、熱電漿廢棄物處理、電漿輔助化學蒸鍍、電漿粉末熔鍊等[1][2]。目前就工業上使用的非傳輸型直流電漿火炬類型大致可分為兩類：桿式陰極(Rod-Type Cathode, RTC)與井式陰極(Well-Type Cathode, WTC)兩類，圖 1a 為桿式陰極與井式陰極非傳輸型直流電漿火炬的示意圖。相對於非傳輸型直流電漿火炬，傳輸型直流電漿火炬的陰極通常位於火炬外部，以提供更高溫度的工作條件，圖 1b 為傳輸型直流電漿火炬的示意圖。由於在電漿火炬內氣體流場的物理與化學反應，對於自電漿火炬出口噴出之電漿特性有決定性的影響，許多學者便針對電漿火炬內部電弧的特性，運用模擬與實驗方式進行相關研究[3-10]。為了能進一步了解外加電磁場、電漿氣體與溫度場間的複雜交互作用關係，必須要能夠解析電漿火炬內部流場、溫度場與電弧位置。然而由於電漿火炬的尺寸不大與電漿火炬內部高溫的環境，使得量測工作變的十分困難。然而近年來電腦硬體的快速發展與數值技術的逐漸成熟，數值模擬可以用更為經濟與有效的方式，來研究電漿火炬內部之質傳與熱傳特性。



自 1980 年以來，以數值方式研究非傳輸型與傳輸型直流電漿火炬流場的研究多以二維數值模型進行[3-9]，這些研究以求解聯立之磁流體動力(Magnetohydrodynamic, MHD)方程組為出發點，以求得電流密度分布、焦耳熱與誘導磁場對電漿流場與熱傳效應的影響。因為近似位於電極附近的流體邊界層內具有複雜的物理與化學反應，在上述的研究中，必須以數值模型近似邊界層效應，所以使模擬工作變得十分不易且繁瑣。對於電弧的模擬上，一般皆假設電弧主體以達到局部熱力平衡，因此可利用不同之物理與數學模型來描述電漿氣體的特性，然後便可藉由求解聯立之控制方程組來達到分析電漿火炬流場的目的[11-17]。這類的方法雖然可以獲得不錯的結果，但對於計算時間的需求與方法的複雜度則是無法避免的難題。為了避開上述的困難，某些研究便採用較為簡化的方式去處理電極附近的區域，在計算空間上避開邊界層，在最靠近電極格點之導電率則以邊界層外氣體導電率與電極材料導電率之平均值近似，以保證電流密度在邊界層區域到電極區的連續性。對於桿式陰極區域附近，為了避免處理複雜之陰極邊界層，一般使用[21]研究中所使用的假設，假設在垂直於電弧軸與跨過陰極尖端處，具有一指數型態之電流密度分佈。

在模擬非傳輸型與傳輸型直流電漿火炬上，陽極電弧弧根位置的決定，是一項非常重要的工作。在桿式陰極電漿火炬上，陽極的位置

可利用 Steenbeck's 最小法則決定[38]，例如[22][37]研究的二維模型中利用給定電流與氣體流量來決定陽極電弧弧根位置。該研究顯示，當氣體流量增加時，陽極電弧弧根位置會由於流體產生之阻力向下游偏移，若增加電弧電流，則陽極電弧弧根位置會由於磁力向上游偏移。利用結合擴算係數法[25-27]，二維非傳輸型直流電漿火炬特性的研究[23][24]中，使用氫氫混合氣體為工作流體，同時考慮層流與紊流區域。該研究所計算的電壓值在紊流區域為實驗值的兩至三倍，所計算的陽極電弧弧根位置較實驗觀察結果更向下游方向移動。該誤差應是由二維（軸對稱）流場假設所致，這個假設認為電弧弧根在陽極產生一周向的均勻連接，使得冷氣體會全數通過電弧，而將電弧推至較遠的下游方向。然而經由實驗的觀察，電弧弧根僅與電極的某一區域內表面連接，而非全面性的連接，以致於大部分的氣體是由電弧邊緣流過而非穿過電弧，所以在電漿火炬內的流場應為三維流場。

雖然在二維模擬中使用虛擬陽極的方式[9]可以得到較為合理的電壓值，然而並不能真正提供在真實三維流場中質傳與熱傳特性。至目前為止，真正以全三維方式模擬非傳輸型直流電漿火炬同時考慮磁場與氣流效應的研究仍相當稀少[28-31]，例如研究[28,31]使用三維商用軟體來進行三維暫態模擬，以研究電弧的變動情形。然而在[29,30,32,33]的研究中，其共同點為系統中皆存在能產生三維流場之

外在因素。然而在[23][24]的三維效應，卻存在於一軸對稱外型與邊界條件的系統中。因此以全三維方式模擬非傳輸型直流電漿火炬，能在一軸對稱外型與邊界條件下，而預測上述的三維效應實為一大挑戰。在[34]與[35]的研究中，以三維模式與似穩態的方式，分別基於層流與紊流的假設下，模擬非傳輸型直流電漿火炬的特性。關於這兩個研究的詳細數值模型與結果則在[36]中加以討論。

電極熔蝕主要是由於電弧根部之局部強大電流所引起，雖然電極熔蝕是電漿火炬不可避免的問題，如何降低電極熔蝕率，以提高電漿火炬連續操作時間，實為工業應用之重要課題。在眾多減低電極熔蝕率的方法中，使用外加永久磁場來控制電弧弧根位置，是一簡單且有效的途徑[39-41]。在桿式陰極非傳輸型直流電漿火炬中，外加磁場通常設置於陽極的噴嘴區域，在井式陰極非傳輸型直流電漿火炬中，外加磁場通常設置於中空之陰極區域。由於外加磁場作用於軸向上，磁力使得電弧弧根的位置產生旋轉效應，旋轉的電弧使得在電極表面的熱傳遞得以分散，減低電極熔蝕率。為了解電弧旋轉的特性與對於電漿火炬特性的影響，非傳輸型直流電漿火炬的三維暫態模擬技術，實有其必要性，以得到在外加磁場的作用下，電漿流場之真實三維動態特性。

## 1.2 計畫目的

本研究使用有限體積法，在軸對稱流場的假設下，利用數值方法求解連續方程式、動量方程式與能量方程式，同時使用紊流模型考慮紊流效應，並求解電流連續方程式以求得電漿火炬內部電場分布，並藉由空間中電流強度計算誘導磁場大小，進行井式 1200KW 傳輸型直流電漿火炬內部流場模擬，在得到流場內部速度場、溫度場與壓力場後，進一步了解電漿火炬內部流場的重要物理特性，提供電漿火炬設計工作的性能估算。

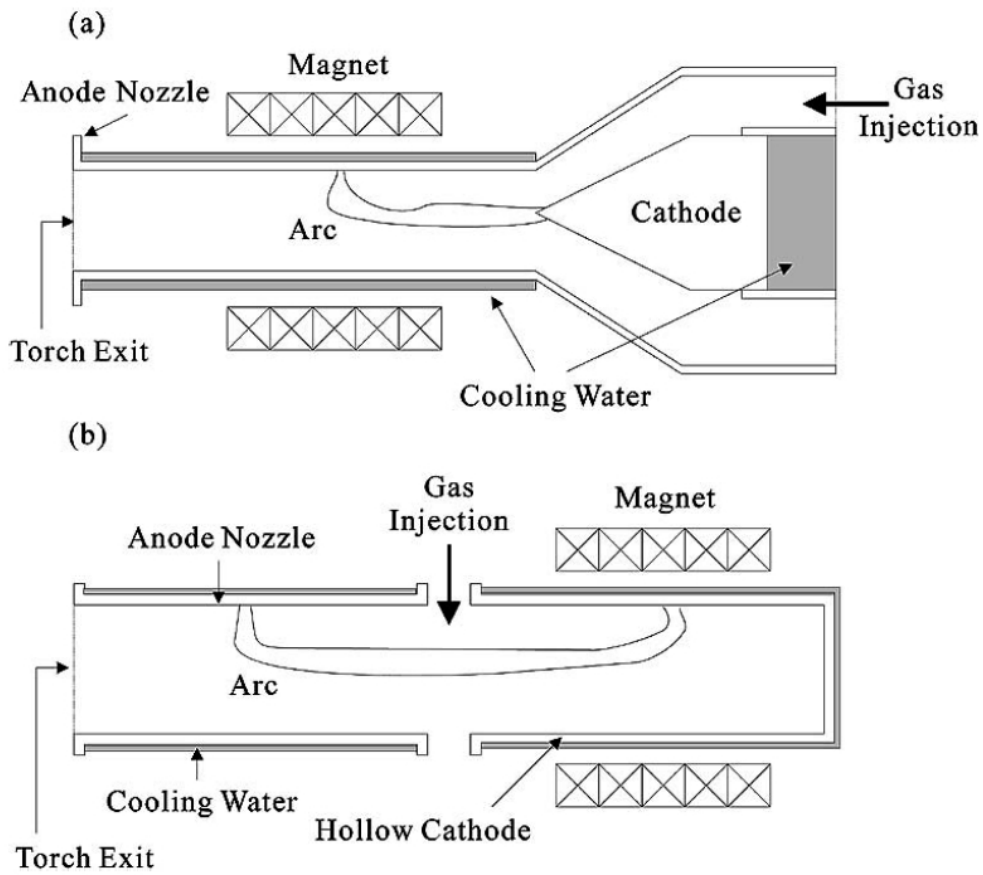
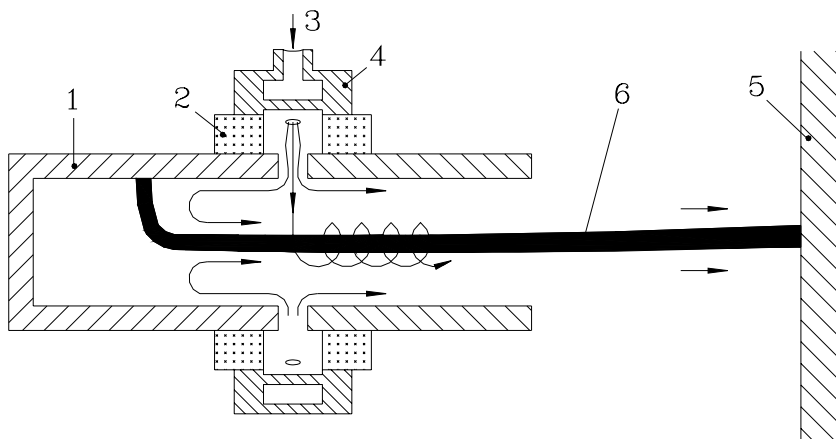


圖 1a：桿式陰極與井式陰極非傳輸型直流電漿火炬的示意圖。



1. 陽極 2. 絕緣體 3. 工作氣體 4. 漩流產生器 5. 陰極 6. 電弧

圖 1b：井式陰極傳輸型直流電漿火炬的示意圖[74]。

## 二、執行方法

### 2.1 電漿火炬內氣體流場理論基礎 [69]

對於傳輸型直流電漿火炬內由電弧所產生的電漿，假設電漿達到局部熱力平衡(local thermodynamic equilibrium)，考慮外加磁場由電弧所產生之電漿流場，可以用磁流體動力(Magnetohydrodynamic, MHD)方程組與紊流模型加以描述。磁流體動力方程組由連續方程式、動量方程式、能量方程式、紊流方程式與電流連續方程式組成：

A. 電流連續方程式，電漿火炬內氣體流場的三維電弧電流分布可以使用下列之電場位能方程式加以描述

$$\nabla \cdot (c \nabla \phi) = 0 \quad (1)$$

B. 連續方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2)$$

C. 動量方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (3)$$

D. 能量方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} h) = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \dot{R} + \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (4)$$

E.  $K$ - $\varepsilon$ 紊流方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho K) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} K) = G - \rho \varepsilon + \nabla \cdot \left[ \left( \mu_t + \frac{\mu_t}{Pr_K} \right) \nabla K \right] \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{K}(C_1G - C_2\rho\varepsilon) + \nabla \cdot \left[ \left( \mu_l + \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right]$$

其中

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad \text{and} \quad \kappa_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \quad G = \mu_t \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$$

$\rho$ 表示流體密度， $\sigma$ 表示導電率， $\mathbf{v}$ 表示速度向量， $\mathbf{B}$ 表示磁場向量， $\phi$ 表示電動勢， $\mathbf{j}$ 表示電流向量， $t$ 表示時間， $p$ 表示壓力， $\tau$ 表示剪力張量， $R$ 表示輻射損失， $\kappa$ 表示熱傳導係數， $T$ 表示溫度， $K$ 表示紊流動能， $\varepsilon$ 表示紊流動能之消散率， $c_p$ 表示比熱， $\mu$ 表示流體黏性， $\mu_t$ 表示紊流黏性， $C_\mu$ 、 $Pr_K$ 、 $Pr_\varepsilon$ 、 $C_1$ 、 $C_2$ 表示紊流模型係數。

對於流場中電流密度的分佈以及大小估算使用下列方程式[71]：

$$j(r) = J_{\max} \exp(-br) \quad (6)$$

$$J_{\max} = \frac{I}{2\pi r_h^2} \quad (7)$$

上式中  $J_{\max}$  和  $b$  都是常數， $r_h$  是陰極最熱的區域，亦稱為為熔蝕半徑 [71]， $J_{\max}$  為最大電流強度，常數  $b$  則是由下列方程式進行估算：

$$I = 2\pi \int_0^{R_c} j(r) r dr \quad (8)$$

上式中  $R_c$  表電弧半徑。

## 2.2 數值離散方法

使用有限體積法的離散方式[70]，將上述之偏微分方程式對一控制單元積分，則可得到下列之通式：

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_S \rho \phi (v \cdot n) dS = \int_S (T_\phi \cdot n) dS + \int_V \rho f_\phi dV \quad (10)$$

其中  $V$  表一控制體， $S$  表包圍該控制體之控制面， $n$  為控制面上之法線向量， $\phi$  表一廣義之變量， $v$  表速度向量， $T_\phi$  表廣義之表面力， $f_\phi$  表廣義之物體力。將該通式中的各項，以控制體中心的節點值加以近似，便可得到一聯立方程組：

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + B_p \quad (11)$$

其中  $a$  表方程組中之係數， $B$  表方程組中之右手項， $p$  與  $nb$  分別表節點的位置，求解該方程組便可求得流場中之速度、壓力、電壓、紊流特性與溫度。

## 2.3 電漿火炬內冷流場計算條件與假設

冷流場數值模擬的統御方程式包含有連續方程式、動量方程式和紊流方程式，在冷流場計算模擬中忽略溫度場、電場以及磁場的影響。運用有限體積法以離散控制方程式，使用 SIMPLE 運算法用於分離速度和壓力在控制方程組的耦合。冷流場中的紊流方程式則使用了  $k-\varepsilon$  模型以考慮紊流效應。



## 2.4 電漿火炬三維冷流場分析

本節為傳輸型直流電漿火炬三維冷流場的模擬分析，流場中忽略外加磁場以及重力的影響，其中數值模擬所使用的網格如下圖 2.4-1 所示，此模型的計算空間約使用了約 30 萬個網格。在數值計算的邊界條件設定分別如圖 2.4-2 所示。入流區域具有 4 個入口，各自切線於一圓柱形的區塊上且相隔  $90^\circ$ ，由實驗獲得的氣體流量，作為數值模擬中給定的入口邊界條件。本節選取其中 3 組實驗數據進行計算比對，如表 2.4-1 所示。 $L_t$  是火炬到爐底的長度，另外 3 項分別為電壓 ( $V$ )、電流 ( $I$ ) 以及氣體流量 ( $Q$ ) 的大小，其中  $U_{in}$  表示數值模擬使用之入流速度條件。本文冷流場計算分析的目的，在於判定電弧弧根的位置。經由冷流場分析與火炬實驗運轉資料的比對，文獻[72]和[73]認為在迴流速度 2m/s 至 8m/s 及 0m/s 至 10m/s 之間約為熔蝕區域，圖 2.4-3 為數值模擬結果與實際火炬運轉熔蝕區域的比較。因此本研究也採用他們所提出的方法，假設弧根位置在 0m/s 至 10m/s 之間並將其設定為傳輸型火炬內的陽極區域。圖 2.4-4 為電漿火炬內中央剖面上距離杯型電極不同高度的迴流速度分佈，其中  $D_w$  為距離電極壁面的高度， $V_w$  為迴流軸向速度。本文根據文獻[72]和[73]的作法，挑選距離電極 0.5mm 高度位置，畫出其軸向速度圖。由圖 2.4-5 的結果擷取當速度為 -5m/s 的時候，判定在那區域為弧根所在。圖 2.4-6、2.4-7

與 2.4-8 為 3 個不同流量(Case1、 Case 2 與 Case 3)的迴流區域流場速度向量圖。因此若陰極底部為 0 , Case 1 的電弧起點約為 144mm 處 , Case 2 的電弧起點約為 167mm , Case 3 的電弧起點約為 190mm。

圖 2.4-9 為 Case1 的迴流區域流場速度大小圖。

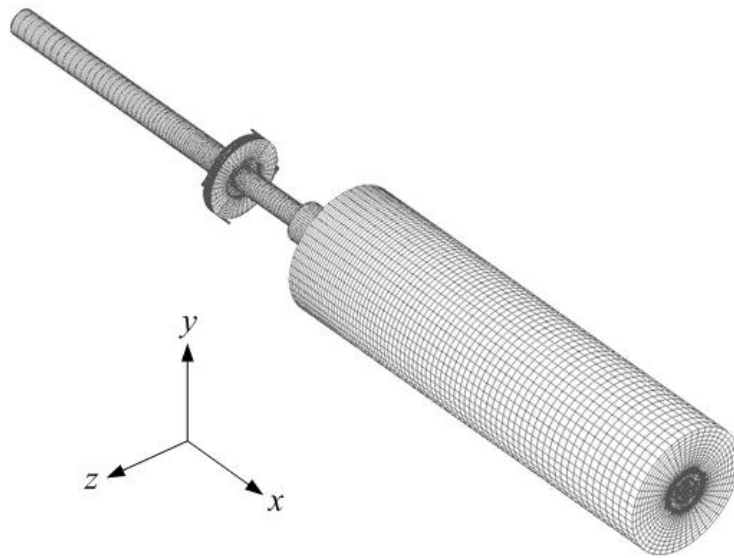


圖 2.4-1：電漿火炬三維冷流場計算網格示意圖。

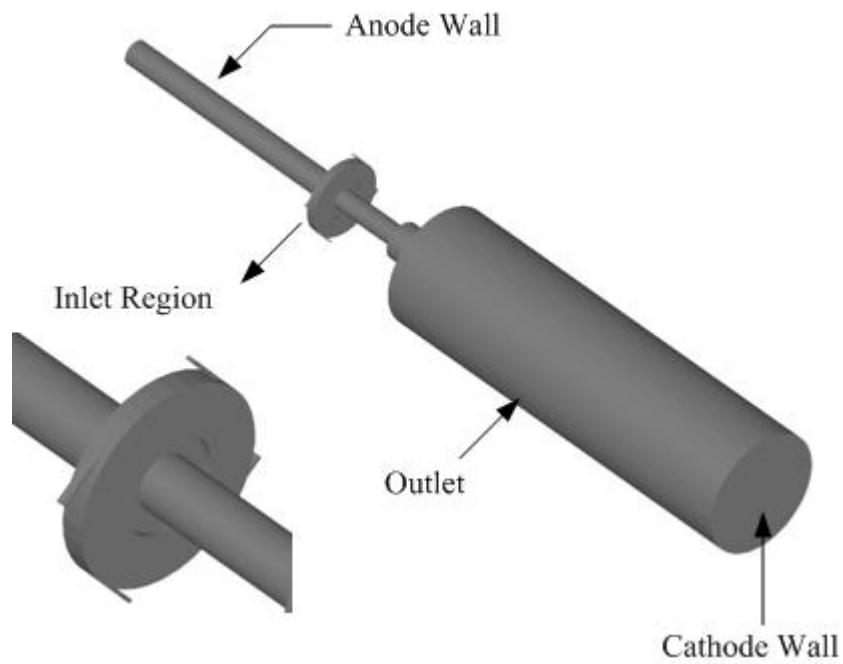


圖 2.4-2：電漿火炬三維冷流場計算邊界設定示意圖。

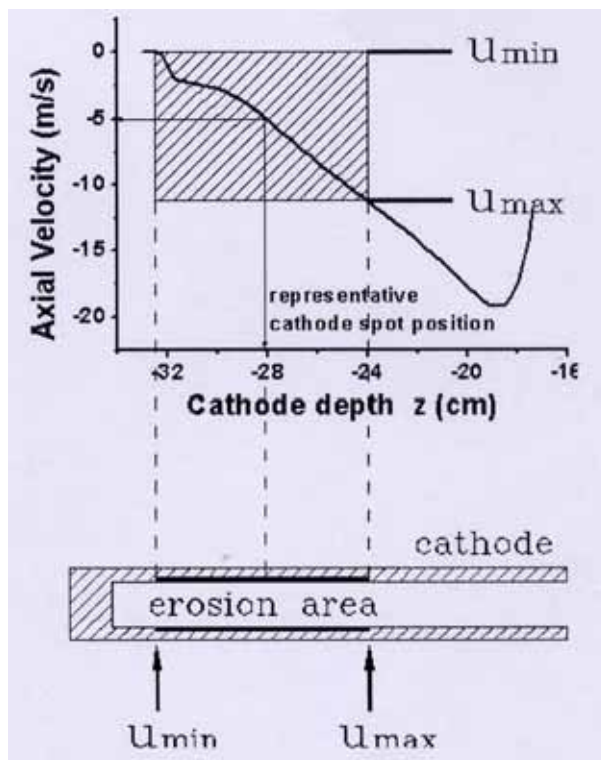


圖 2.4-3：利用冷流場判定弧根位置的方法[73]。

表 2.4-1：實驗參數與入流速度條件。

	$L_t$ (mm)	$V_{exp}$ (V)	$I_{exp}$ (A)	$Q_{exp}$ (LPM)	$U_{in}$ (m/s)
Case 1	508	911	901	1100	648.41
Case 2	410	945	620	800	471.57
Case 3	389	930	423	592	348.96

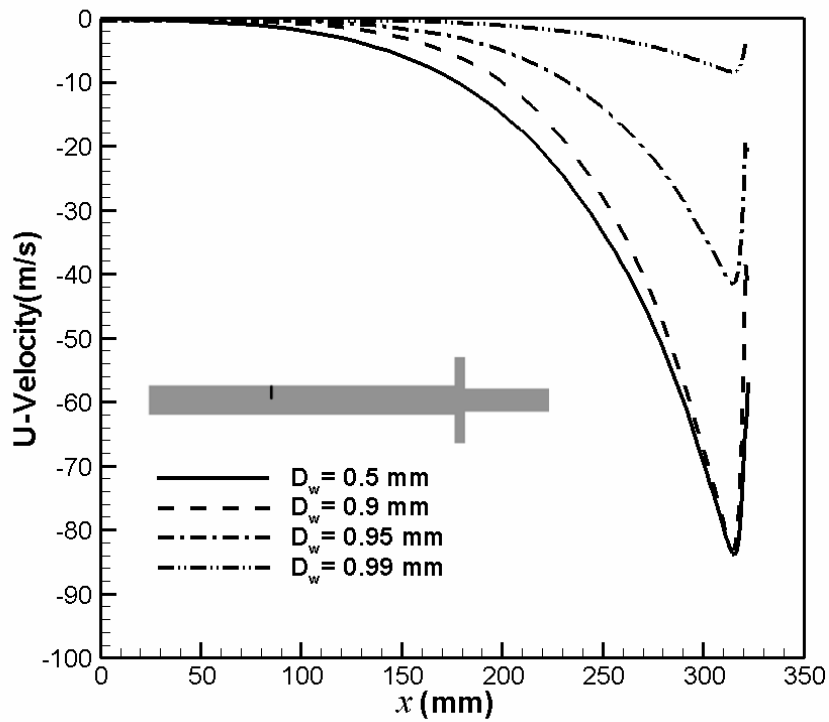


圖 2.4-4：電漿火炬中剖面距杯型電極不同高度位置的迴流速度。

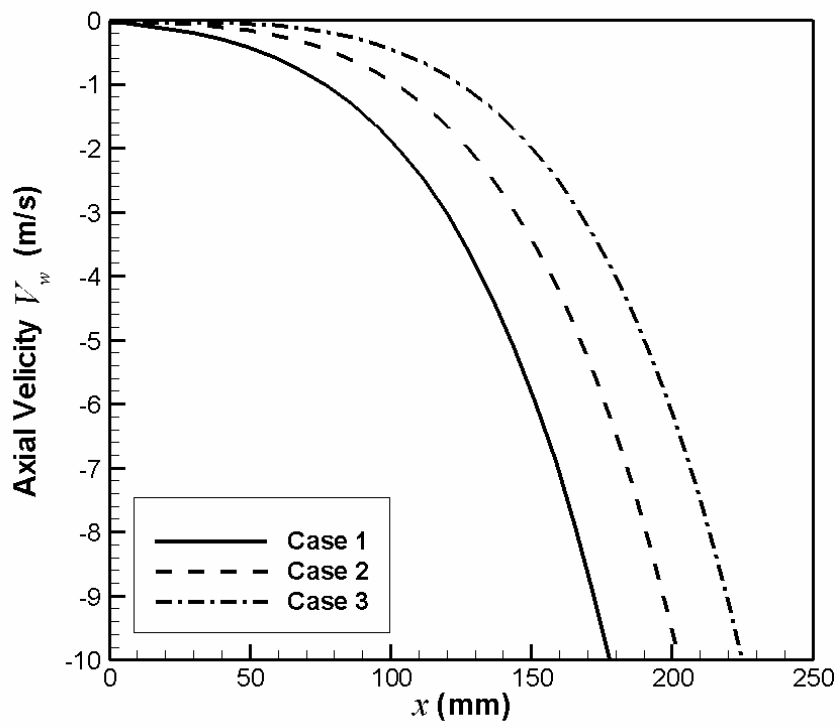


圖 2.4-5：以電漿火炬三維冷流場定義弧根位置。

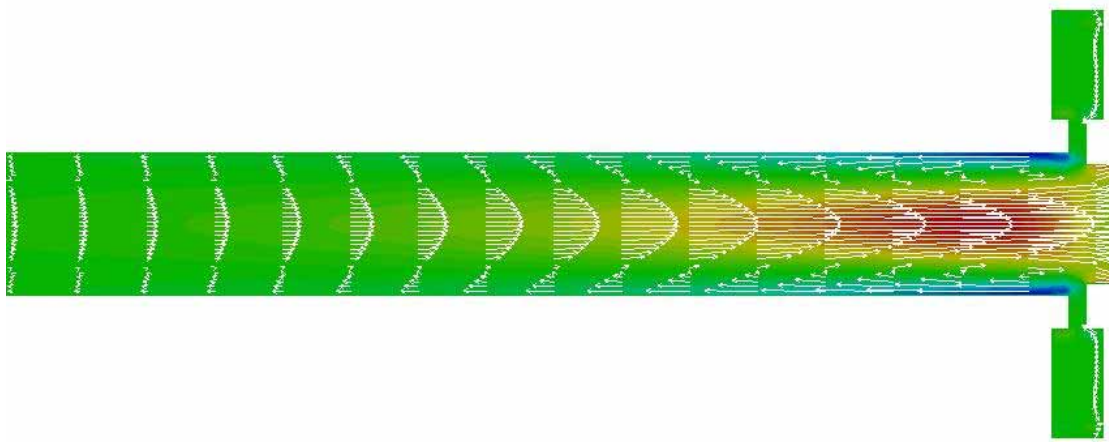


圖 2.4-6：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 1)。

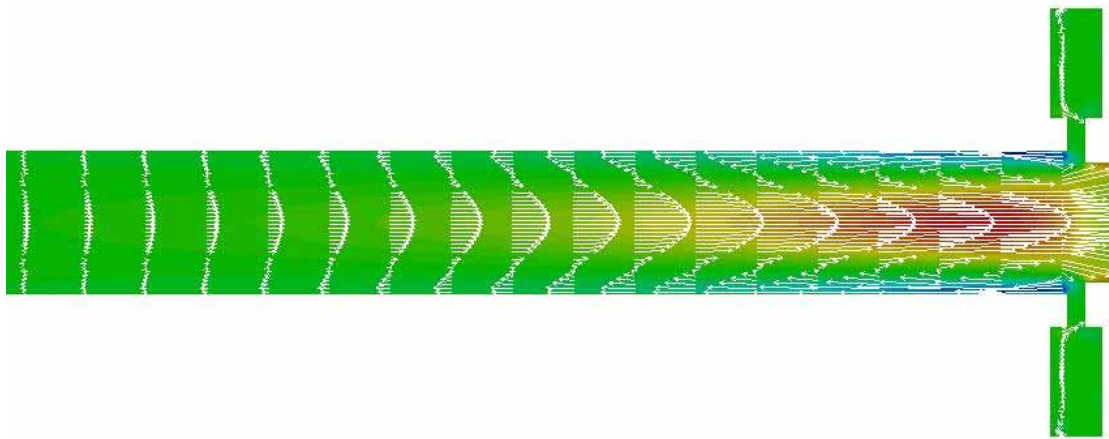


圖 2.4-7：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 2)。

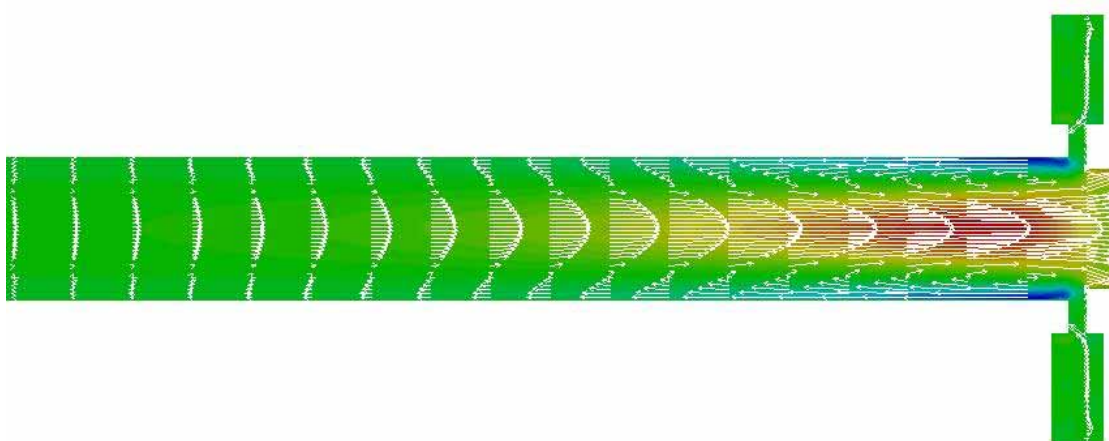


圖 2.4-8：電漿火炬內三維冷流場速度向量圖(Case 3)。

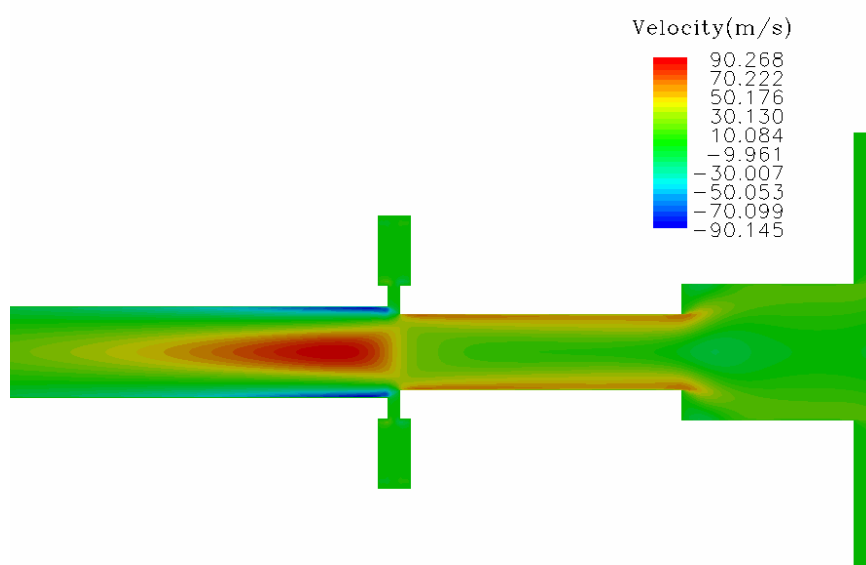


圖 2.4-9：電漿火炬內三維冷流場速度圖(Case 1)。

## 2.5 電漿火炬二維軸對稱冷流場分析

### 2.5.1 計算參數及邊界條件

為了簡化計算工作，本節與下一節的數值計算皆假設電漿火炬內部流場為二維軸對稱。為了比較電場與磁場的效應對氣體流場產生的影響，本節先進行電漿火炬二維軸對稱冷流場分析。電漿火炬二維軸對稱冷流場的進氣流量與實驗組 Case 1 的進氣流量相同，所以總流量等於 1100 L/min。由於基於二維軸對稱的假設，進氣入口簡化為整個電極具有一環狀的開口，經由流量與進氣口面積之間的換算，求得進氣速度等於 48.63m/s。接著簡化火炬本體幾何尺寸差異，原本火炬由兩個管徑大小不同(一為 25 mm，另一為 30 mm)但差異不大的圓管組成，在二維軸對稱的模擬上將其視為同管徑(30 mm)，而其長度方向則維持原有尺寸大小。本文模擬的電漿火炬內部二維軸對稱流場如圖 2.5.1-1 所示。圖 2.5.1-2 為電漿火炬內部二維軸對稱流場網格分佈示意圖，所使用的網格數目為 4500 個。表 2.5.1-1 說明圖 2.5.1-1 中各段邊界的物理意義，表 2.5.1-2 為冷流場計算之邊界條件。

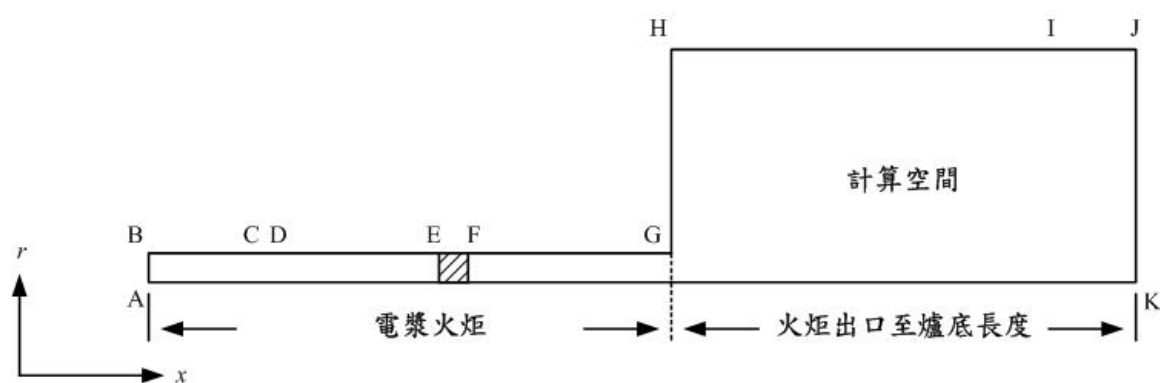


圖 2.5.1-1：二維軸對稱電漿火炬內模擬空間及其尺寸大小示意圖。

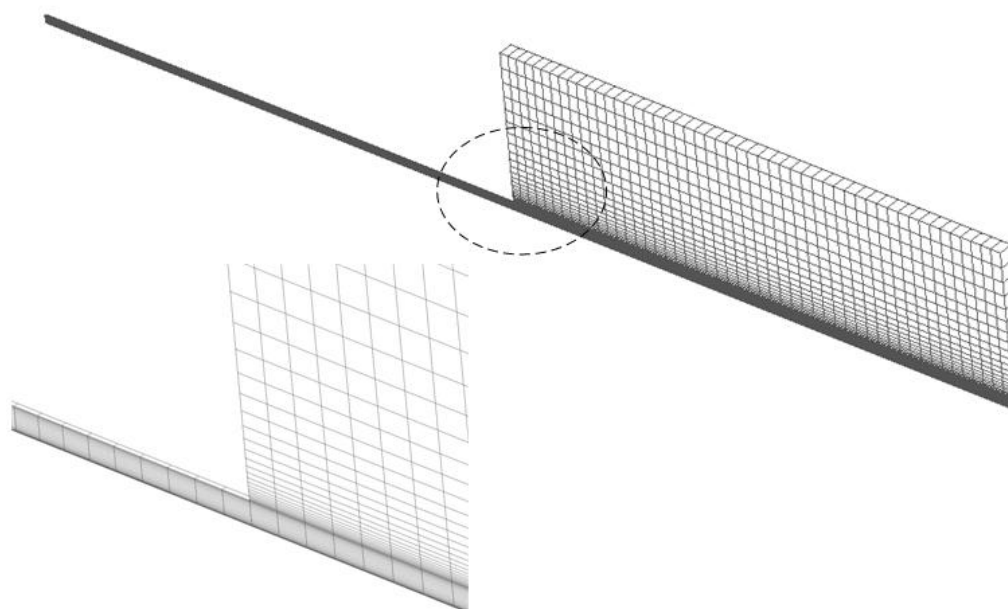


圖 2.5.1-2：二維軸對稱電漿火炬流場網格示意圖。



表 2.5.1-1：各段邊界的物理意義。

邊界	長度 (mm)	說明
ABC	$\overline{AB} = 15$ $\overline{BC} = 142.5$	銅電極壁
CD	$\overline{CD} = 3$	弧根位置約為 $x=144\text{mm}$
DE	$\overline{DE} = 176.5$	銅電極壁
EF	$\overline{EF} = 4$	工作氣體注入區域
FG	$\overline{FG} = 150$	銅電極壁
GHI	$\overline{GH} = 150$	$\overline{HJ}$ 由實驗數據所得如表 2.6.1-1 所示
IJ	$\overline{IJ} = 40$	出口區域
JK	$\overline{JK} = 165$	爐底電極壁
AK		對稱軸(Case 不同，總長度不同)

表 2.5.1-2：二維軸對稱冷流場計算邊界條件。

	ABC	CD	DE	EF	FG	GHI	IJ	JK	AK
$u$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$
$v$	$v = 0$	$v = 0$	$v = 0$	$v = V_{in}$	$v = 0$	$v = 0$	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$v = 0$	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$

## 2.5.2 結果分析與討論

自圖 2.5.2-1 至圖 2.5.2-4 中可以發現本節模擬的流場速度相對於 2.4.1 節三維冷流場數值模擬中的流場速度小的多，主要是因為在三維冷流場的模擬是依據真實進氣條件(由 4 個管徑較小的進氣管道流入火炬內，其中進氣管徑為 3mm)所進行，同時由於進氣方向與火炬直徑方向垂直，在進氣過程中產生渦漩流動現象，因此流場速度較快。而在二維軸對稱的模擬，因為軸對稱的關係因此入流方向與直徑方向平行，所以無法反應原來空氣自進氣口進入火炬流場所產生的旋轉效應。由二維軸對稱冷流場模擬中，可以清楚的看到火炬中的軸向速度約為 60m/s 至 70m/s 之間。但是在三維的冷流場模擬中，其流場速度在軸向可達到約 90m/s。此外由於入流的方向不同，兩者所表現的流場型態也不一致，因此下節的熱流場模擬採用三維冷流場所求得的陽極位置，作為假設的陽極位置。

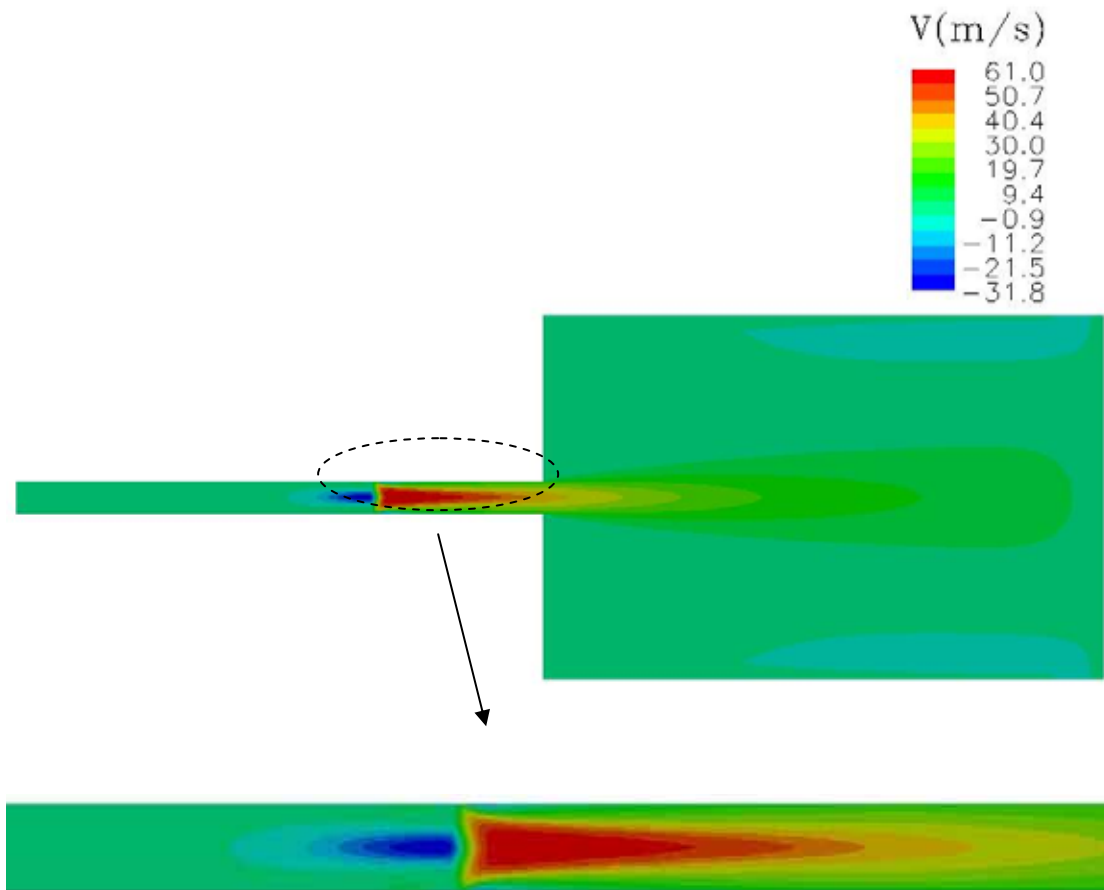


圖 2.5.2-1：電漿火炬內二維軸對稱冷流場速度圖。

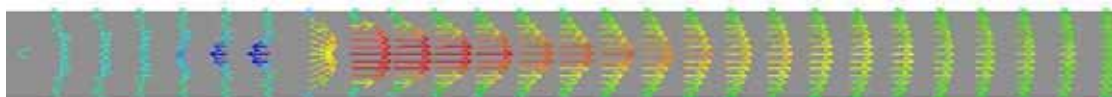


圖 2.5.2-2：電漿火炬內二維軸對稱冷流場速度向量圖。

## 2.6 電漿火炬二維軸對稱流場分析

### 2.6.1 計算參數及邊界條件

先前研究對於電漿火炬流場的模擬，皆以實驗量測的電流大小為出發點，藉由假設電弧直徑的大小，來估算電弧的電流強度，然後求解電流連續方程式獲得兩電極間電壓值大小，然後比較實驗與計算電壓值的差異來修正估算的電弧電流強度，本文亦使用相同作法。由於在電漿火炬流場模擬中能量方程式扮演一重要角色，相較於原始的能量方程式多了數個源項，在這些源項中包含有焦耳熱與輻射熱，其中焦耳熱的效果為熱源項，使得流場溫度升高，而輻射項為熱沉項，會降低流場溫度。這兩類源項的消長主導了火炬溫度的變化。因此在數值計算上要得到合理的火炬溫度範圍，熱源項與熱沉項的比例必須要在合理範圍，因此電漿火炬流場中電弧的大小為一相當重要的影響參數，焦耳熱由電流密度決定，而流場中電流強度則與系統中的電壓、電流與電弧大小有關，因此本文使用參考文獻[71]來計算最大電流密度如表 2.6.1.1 所示，表 2.6.1-2 為電漿火炬二維軸對稱流場的邊界條件。在陰極位置的邊界條件溫度分佈如下列方程式來假設，由於陰極真實溫度分佈並不清楚，因此在方程式中我們假定在陰極最大溫度為 15000K，且成一線性關係遞減，而且溫度分佈只有在一界限長度 20mm 之間成一線性關係，當長度大於此界限長度時，溫度都設定為

5000K，方程式如下所示：

$$T(r) = 15000 - (5 \times 10^5 \times (r)) \quad (12)$$

表 2.6.1.1：數值模擬之計算參數。

	$L_t$ (mm)	$V_{cal}$ (V)	$V_{exp}$ (V)	$I_{exp}$ (A)	$J_{max}$ (A/m <sup>2</sup> )	$Q_{exp}$ (LPM)	$U_{in}$ (m/s)
Case A	389	816	930	423	$2.58 \times 10^8$	592	26.17
Case B	409	986	954	597	$3.65 \times 10^8$	780	34.48
Case C	447	1275	958	832	$5.09 \times 10^8$	1072	47.39
Case D	508	1349	911	901	$5.51 \times 10^8$	1100	48.63

表 2.6.1-2：二維軸對稱電漿火炬流場計算邊界條件。

	ABC	CD	DE	EF	FG	GHI	IJ	JK	AK
$u$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$
$v$	$v = 0$	$v = 0$	$v = 0$	$v = U_{in}$	$v = 0$	$v = 0$	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$v = 0$	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$
$T$	1000K	1000K	1000K	300K	1000K	3000K	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	Eq.(12)	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
$\phi$	-	$\phi = 0$	-	-	-	-	-	Eq.(6)	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$

## 2.6.2 結果分析與討論

由序列於 2.7 節的模擬結果分析圖中可發現，由於在空間中存在連接陽極與陰極的電弧作用，因此在電漿火炬內產生電流密度分佈，使得電漿火炬內部的氣體產生焦耳熱與勞倫斯力效應。由於在能量方程式中出現的焦耳熱與電流密度成正比關係，所以電漿火炬內的氣體便因電場的作用被持續加溫，同時由於在動量方程式中出現的勞倫斯力亦與電流密度成正比關係，所以火炬內部流場內的氣體便因電場的作用而呈現加速的現象。參照冷流場的分析結果，流體在火炬內部的最大速度約為 61m/s，若經由電弧作用，在 Case A、Case B、Case C 與 Case D 的計算條件下（當給定的電流密度越大），流場中的最大速度分別約為 400m/s、880m/s、1100 m/s 與 1200 m/s，而流場中的最大溫度皆約為 25000K 左右，但電漿火炬內部高溫區域的長度則明顯地與陰極的電流密度成正向相關。

本文所探討的電漿火炬全長約為 476mm，其進氣口在  $x=322\text{mm}$  的位置，當氣體進入火炬本體之後隨著電弧的作用，使得電漿火炬內部氣體溫度和速度都開始增加，這些高溫的氣體在離開火炬本體後，由於與外在冷氣體的交互作用下則緩慢的降溫降速。計算結果顯示，火炬出口處的軸向速度自中心向壁面遞減，在 4 個計算例中，中心最大速度分別約在 350m/s 至 800 m/s 間，出口處的軸向速度約略為一

線性的分佈，這與冷流場之拋物線分佈有顯然的差異。在火炬出口處的溫度也是自中心向壁面遞減，但在 4 個計算例中，中心最大溫度皆約為 12000K 左右，同時在距中心三分之一半徑內的溫度皆大於 10000K，出口處溫度分佈則較接近一拋物線分佈。

若我們比較表 2.6.1.1 計算模擬所得到的電壓值與實驗量測值，可以發現 Case A 與 Case B 的結果與實驗值接近，而 Case C 與 Case D 的結果與實驗值誤差較大，其可能的原因為使用空氣的特性來模擬實驗的工作氣體，在實驗中空氣的流量固定為 200LPM，其餘的流量皆由氮氣提供，所以當總流量越大時，氮氣所佔的比例就越高，若使用空氣特性來描述實驗工作流體，則必然產生較大的誤差。然而在現有的文獻中並不能發現對於氮氣特性有完整的描述，因此本文在數值模擬中暫以空氣特性作為計算條件。

## 2.7 數值模擬結果分析圖

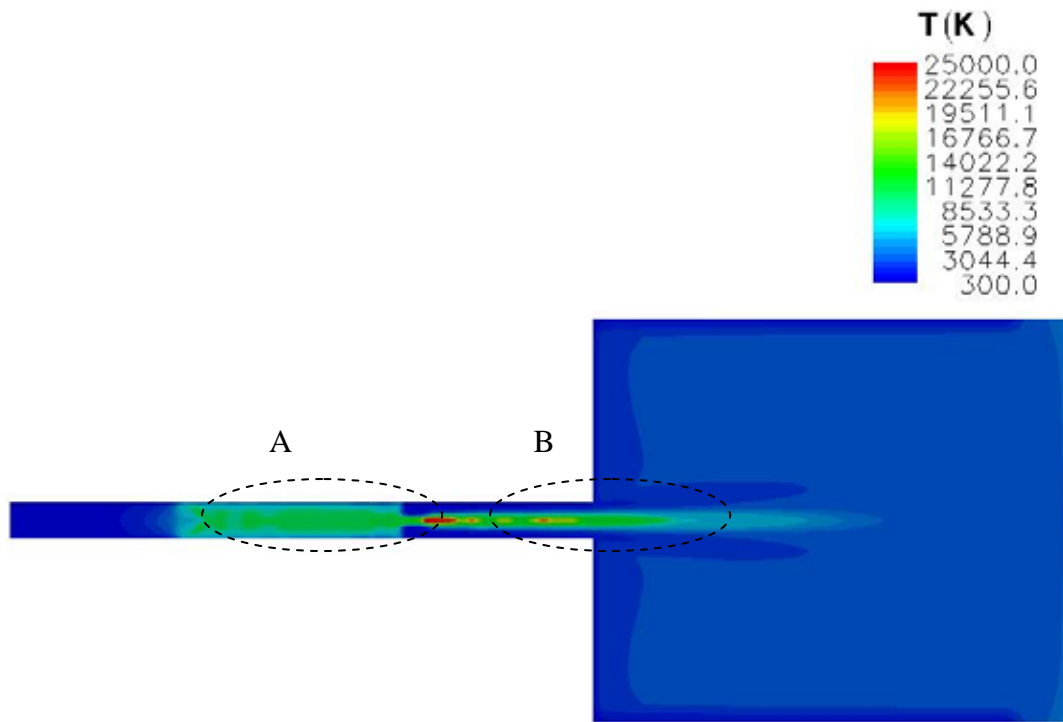
本節依序表列 2.6 節所述之 4 個不同模擬條件下的數值結果，對於每一個模擬計算結果皆以 11 個模擬結果分析圖表示，各圖的意義請參考表 2.7-1。

表 2.7-1：圖號意義說明。

(a)：二維軸對稱數值模擬溫度場。
(b)：二維軸對稱數值模擬溫度場(火炬內部)。
(c)：二維軸對稱數值模擬溫度場(火炬出口端部分)。
(d)：二維軸對稱數值模擬速度場。
(e)：二維軸對稱數值模擬溫度場(以溫度等高線表示)，。
(f)：電漿火炬內部流場解析，上半部為溫度分佈，下半部為速度向量分佈。
(g)：沿中心軸方向的溫度分布圖。
(h)：沿中心軸方向的軸向速度分布圖。
(i)：在火炬出口處溫度分布圖。
(j)：在火炬出口處軸向速度分佈圖。
(k)：二維軸對稱數值模擬收斂曲線圖。



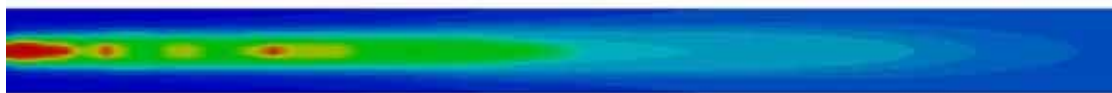
Case A



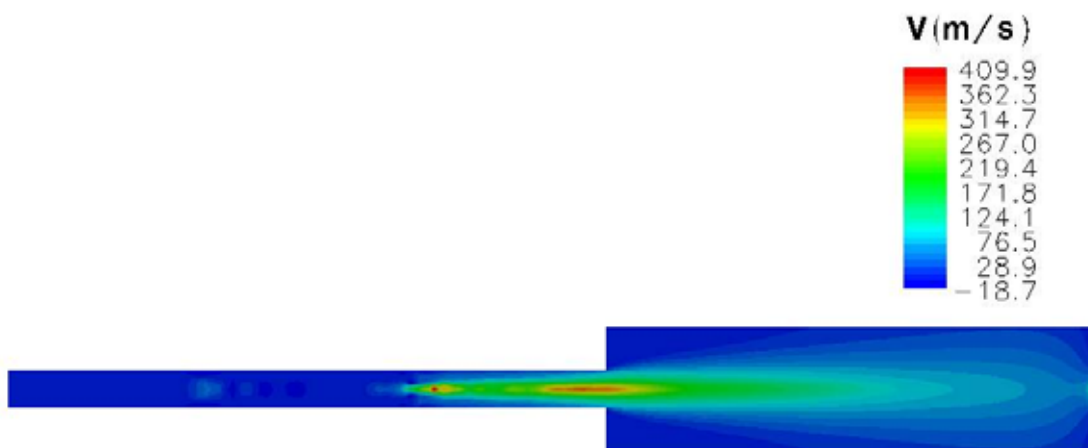
(a)



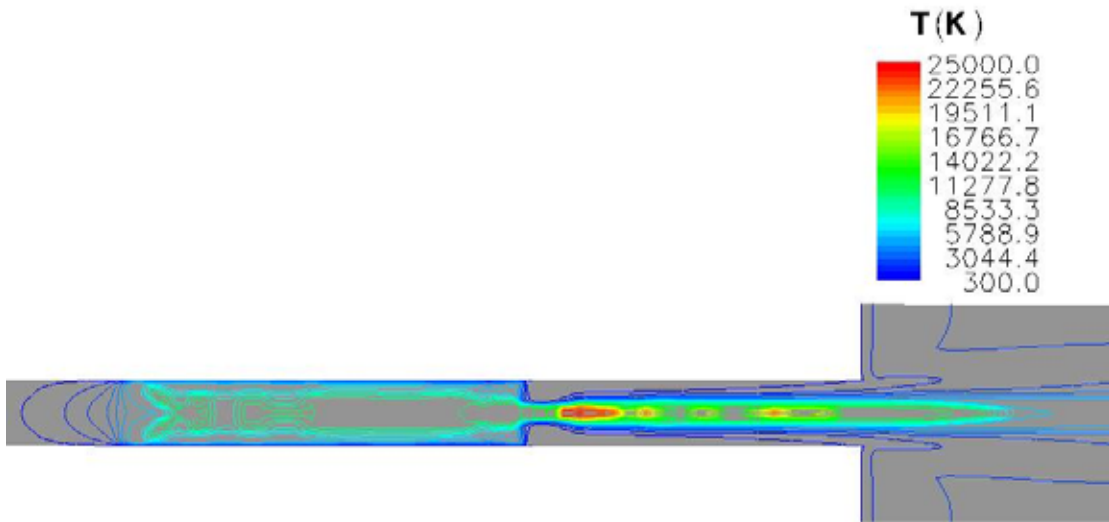
(b)



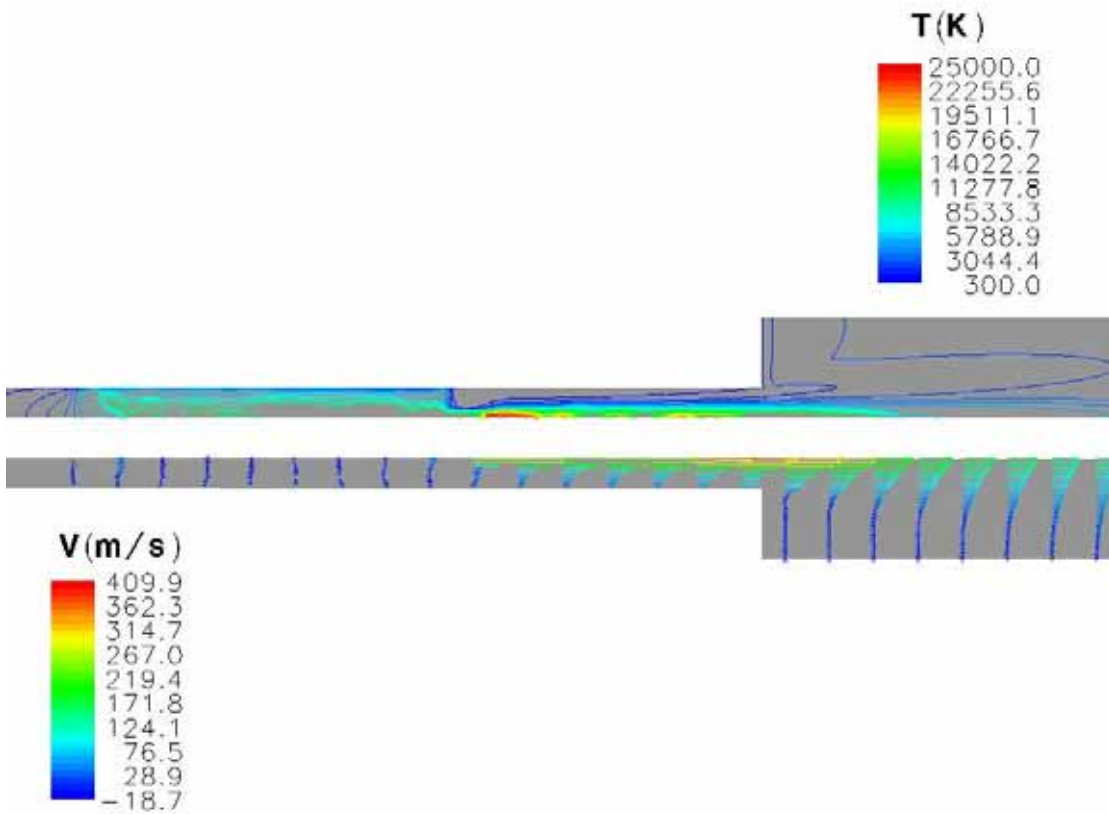
(c)



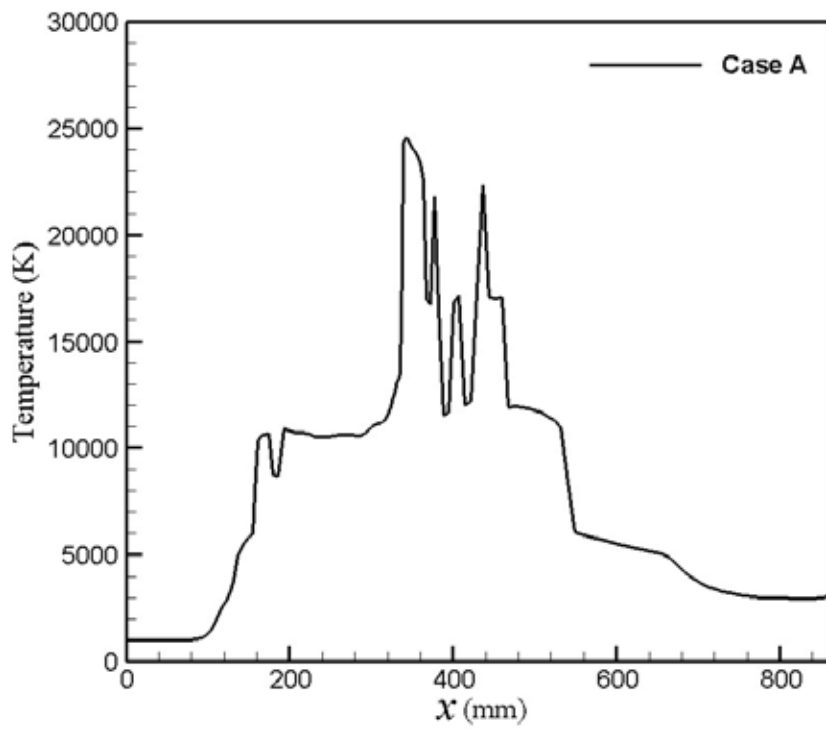
(d)



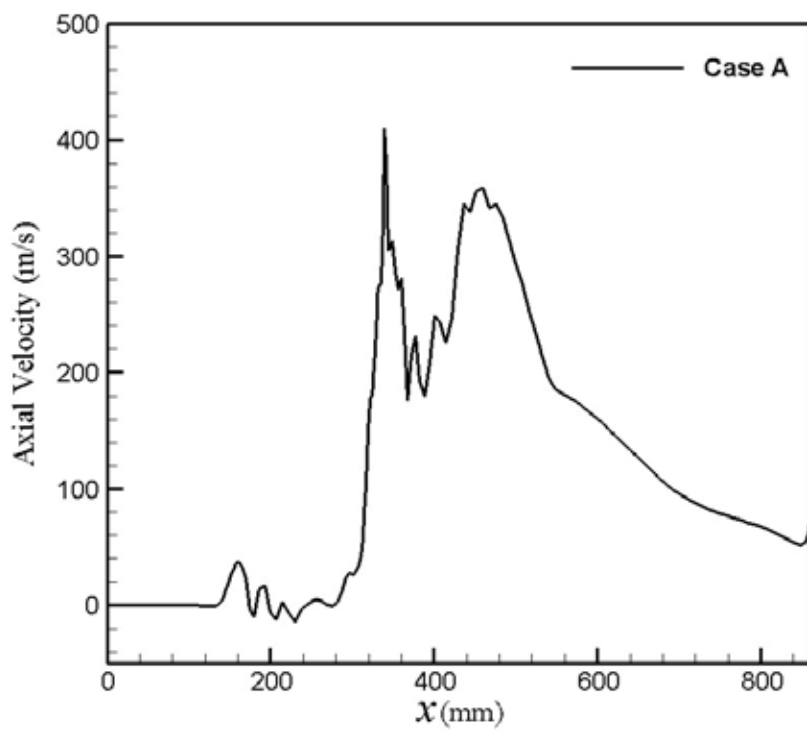
(e)



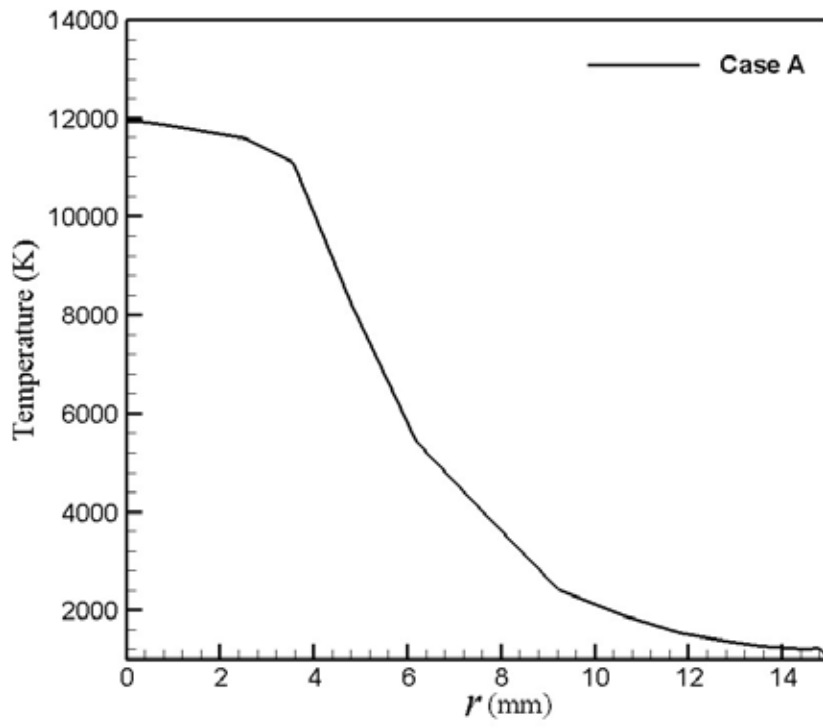
(f)



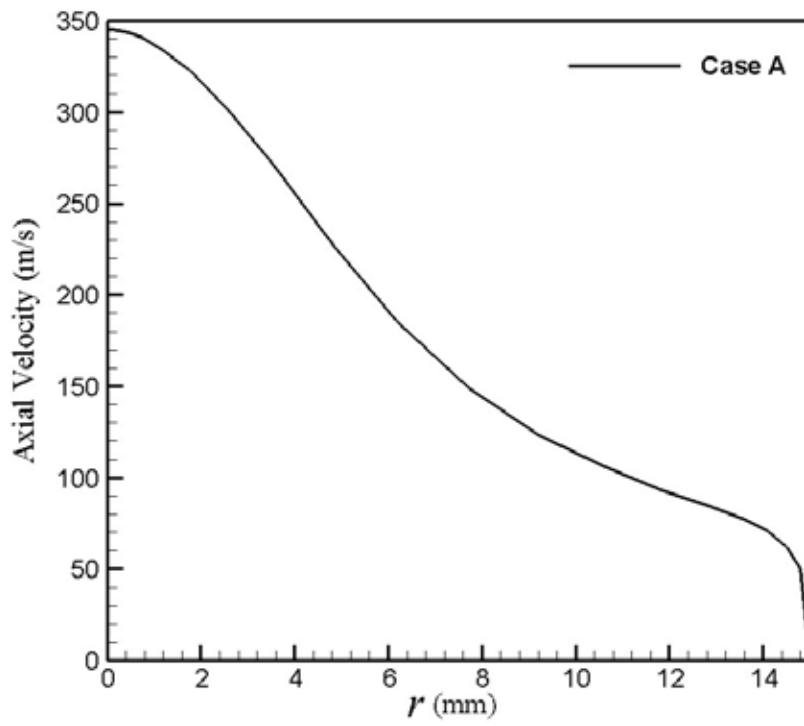
(g)



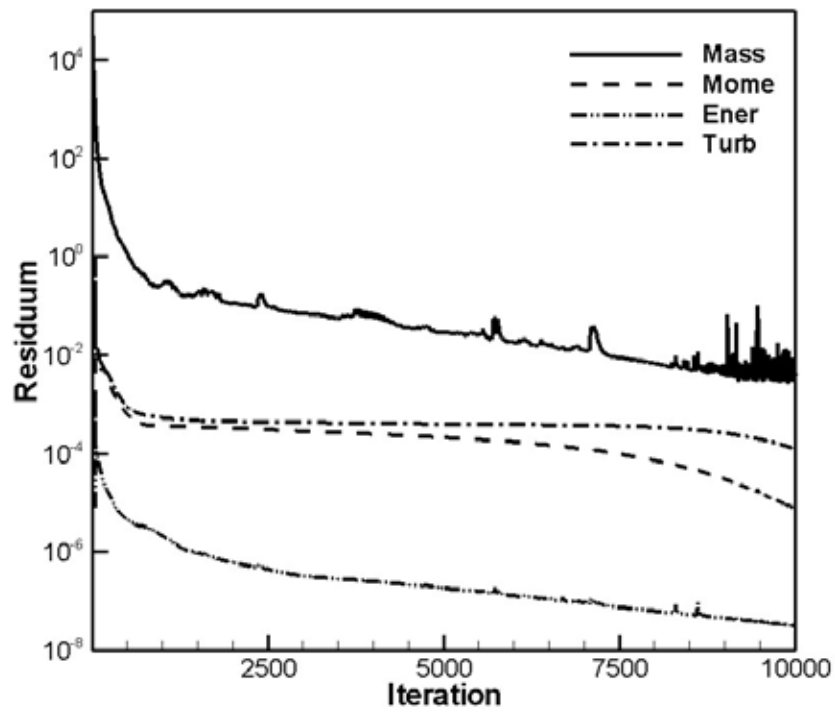
(h)



(i)

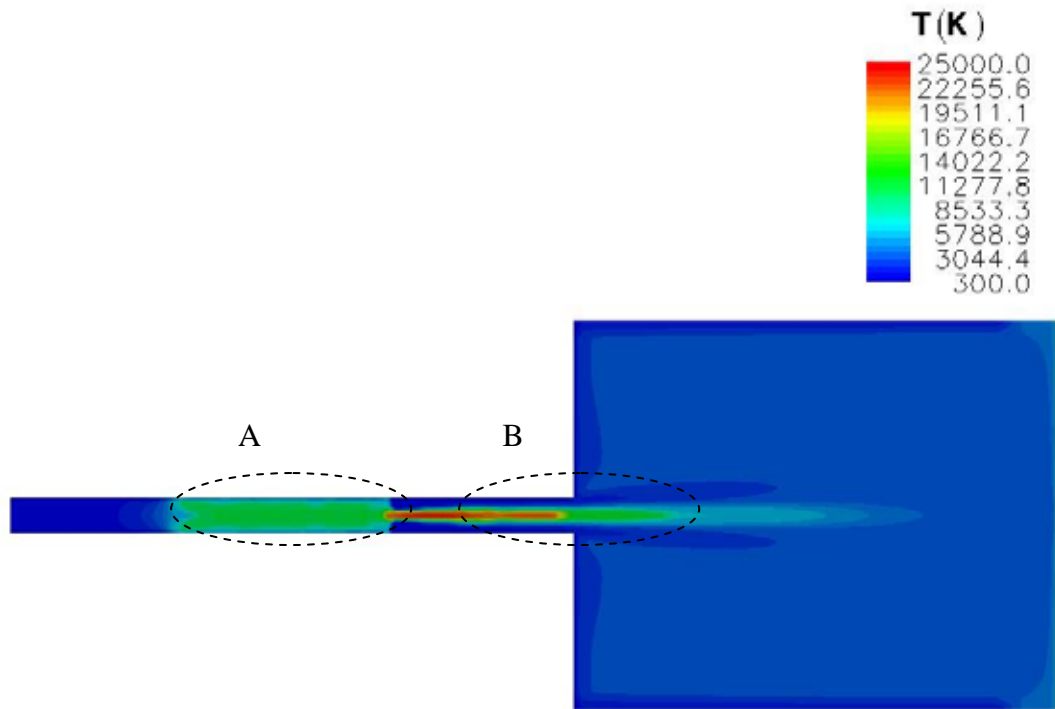


(j)



(k)

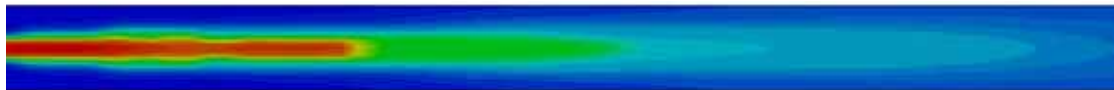
Case B



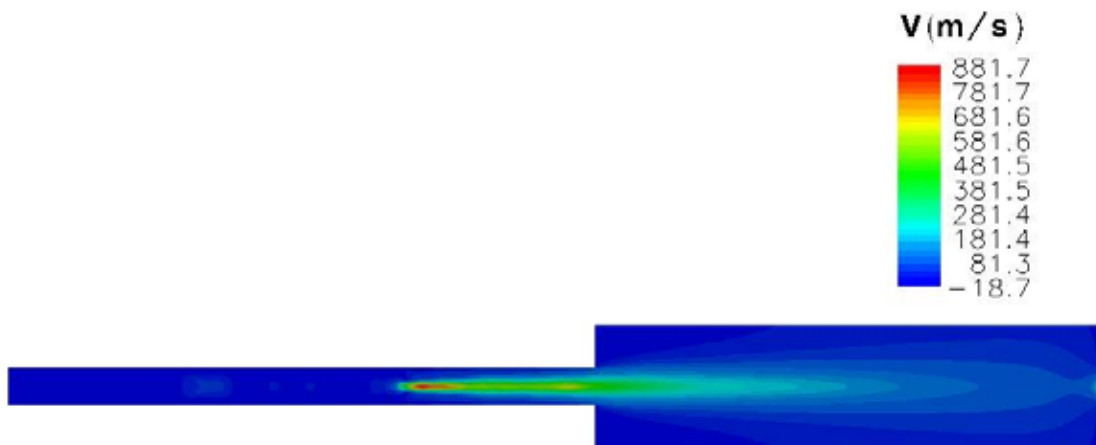
(a)



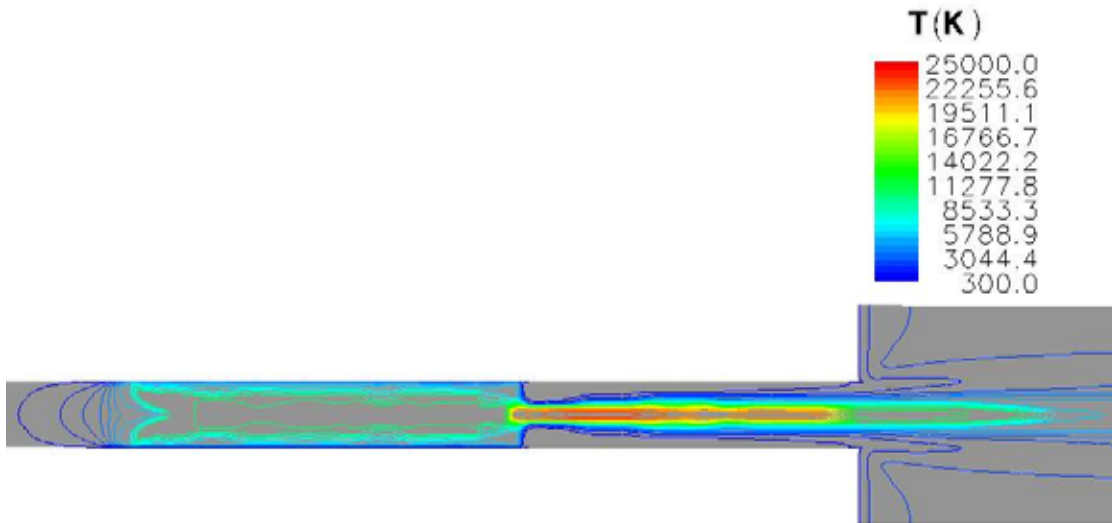
(b)



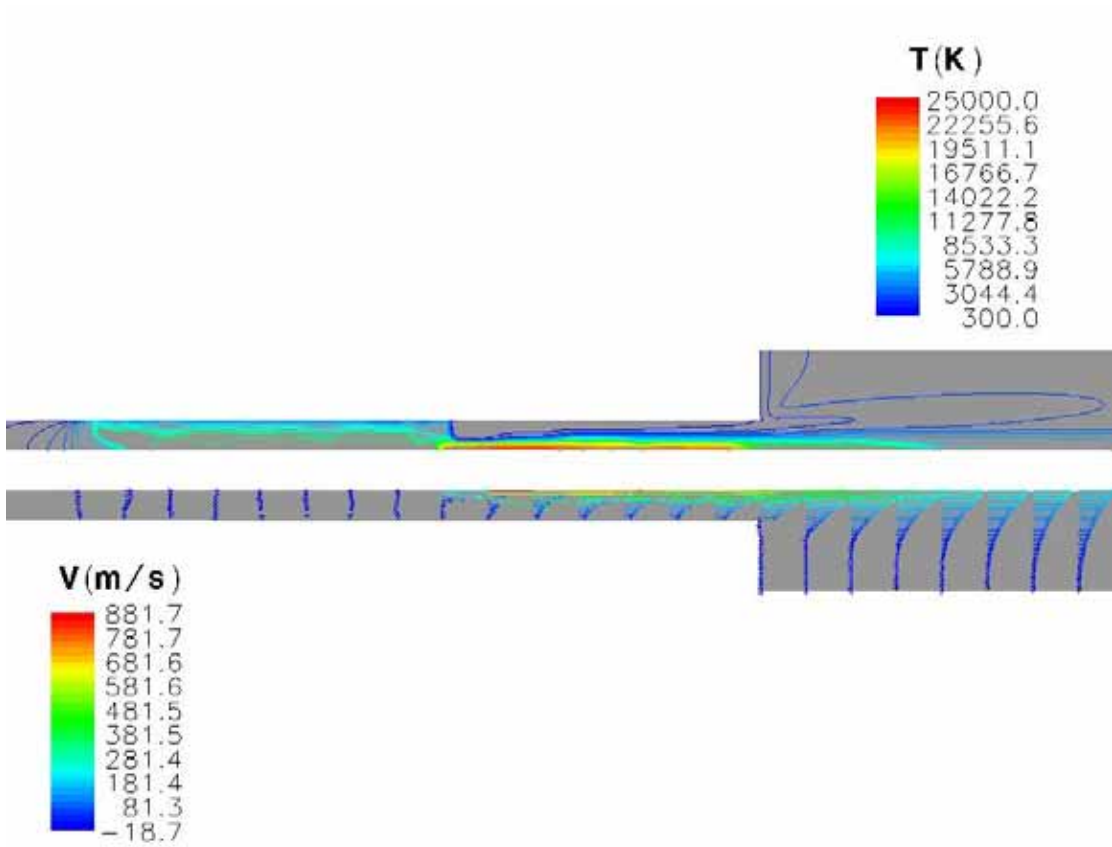
(c)



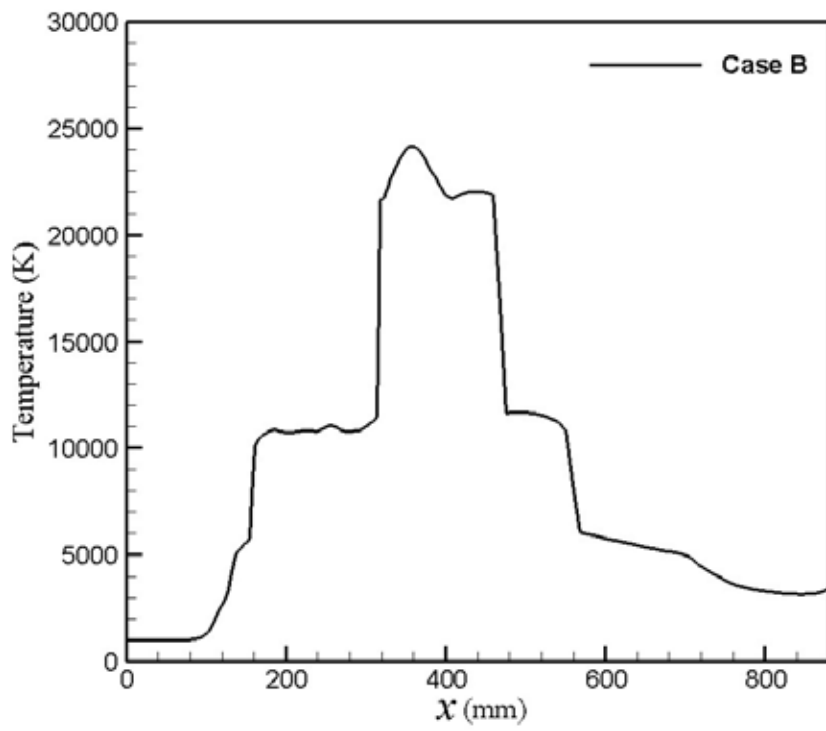
(d)



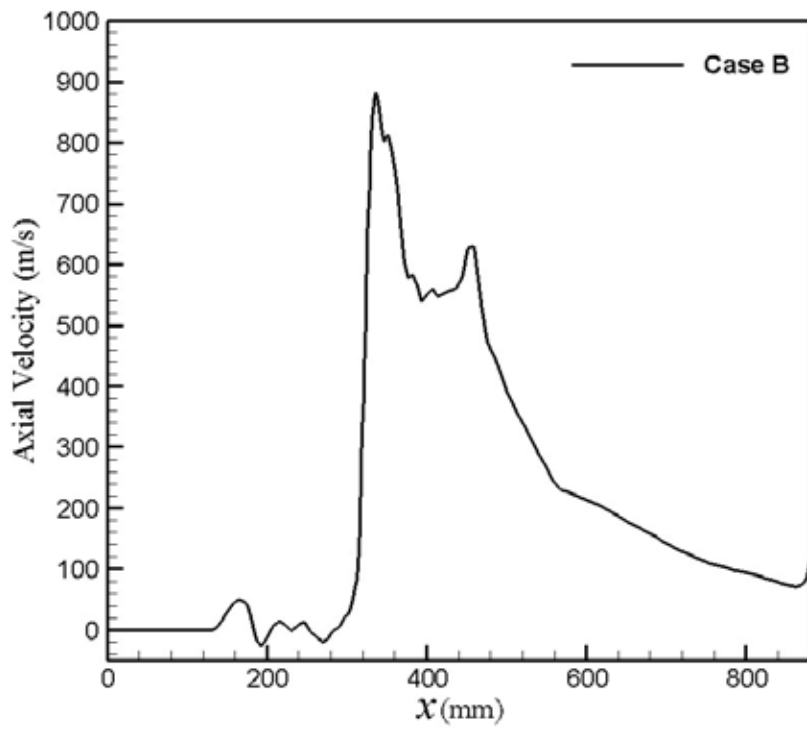
(e)



(f)

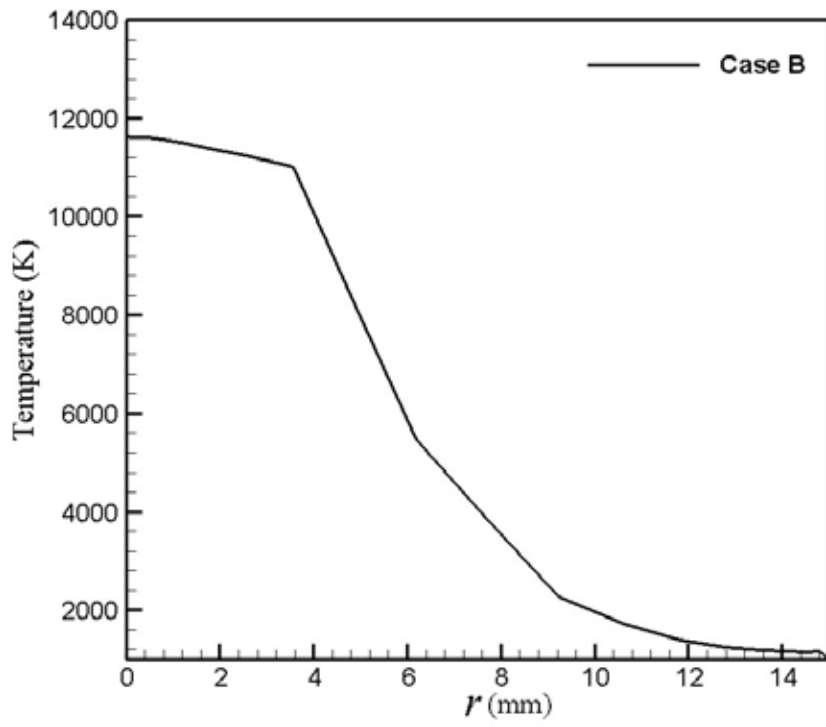


(g)

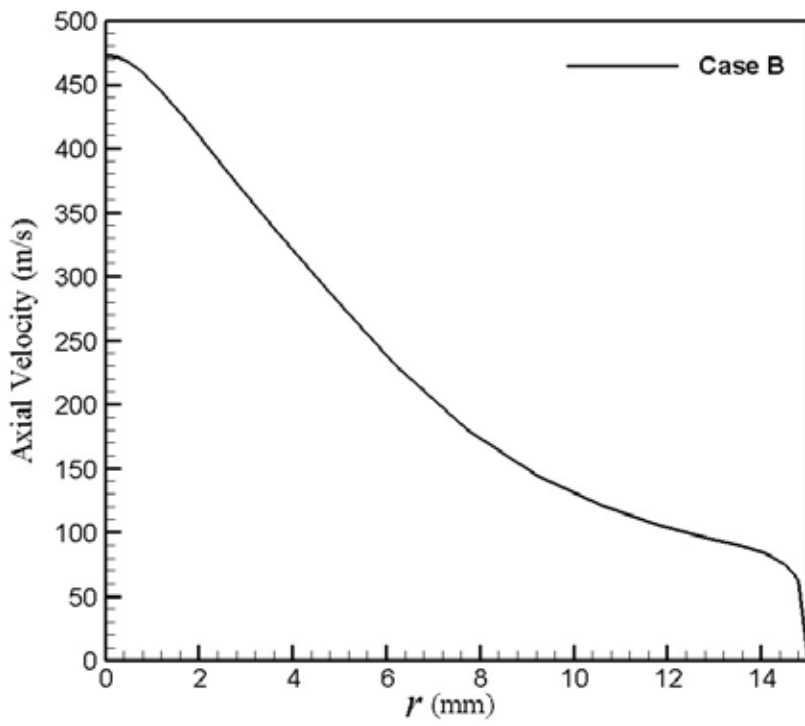


(h)

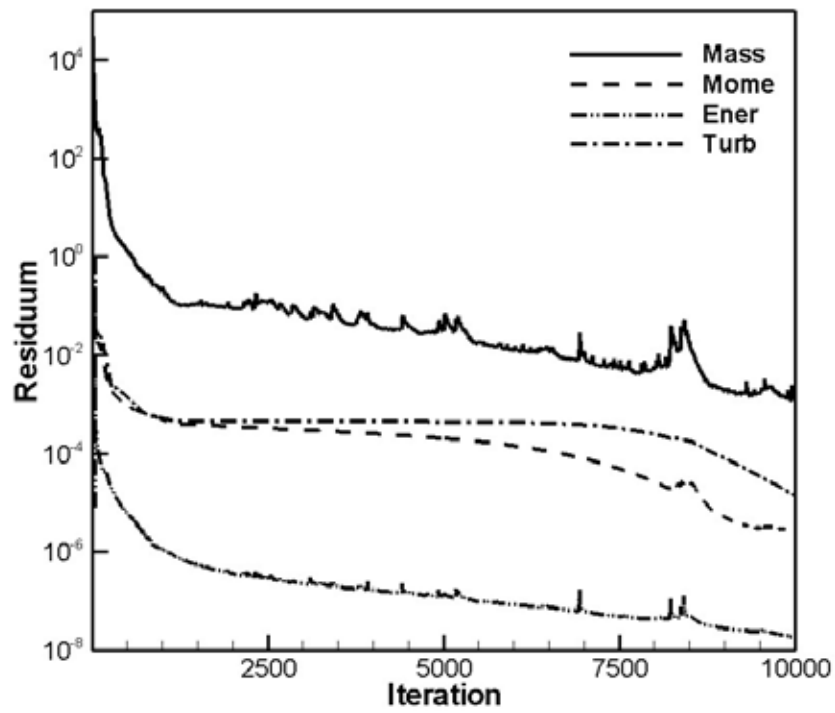




(i)

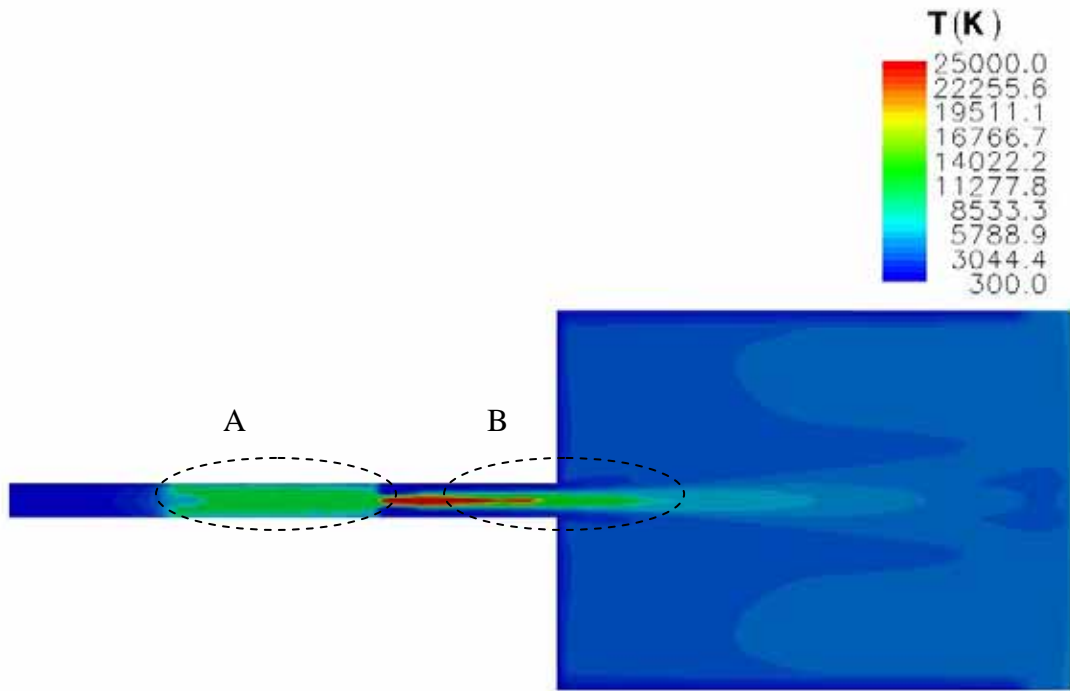


(j)



(k)

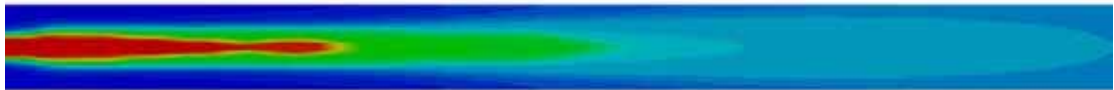
Case C



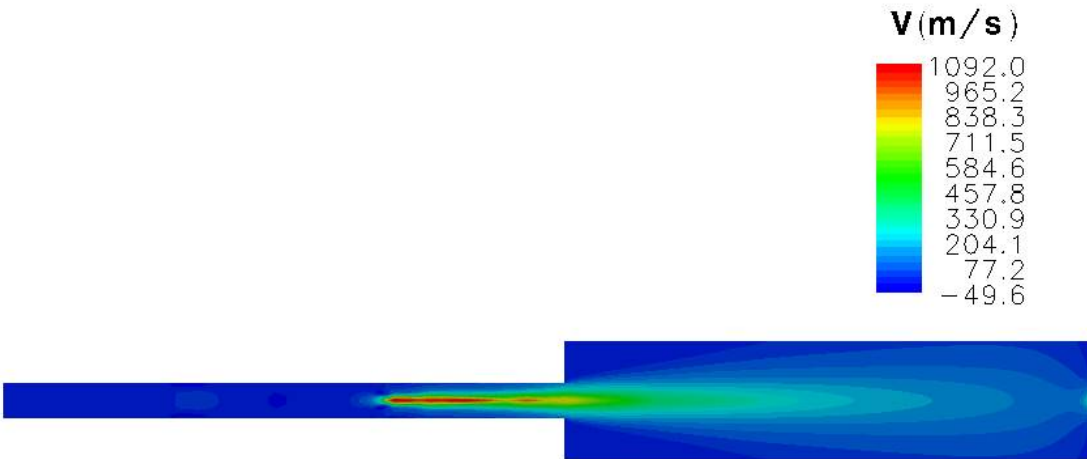
(a)



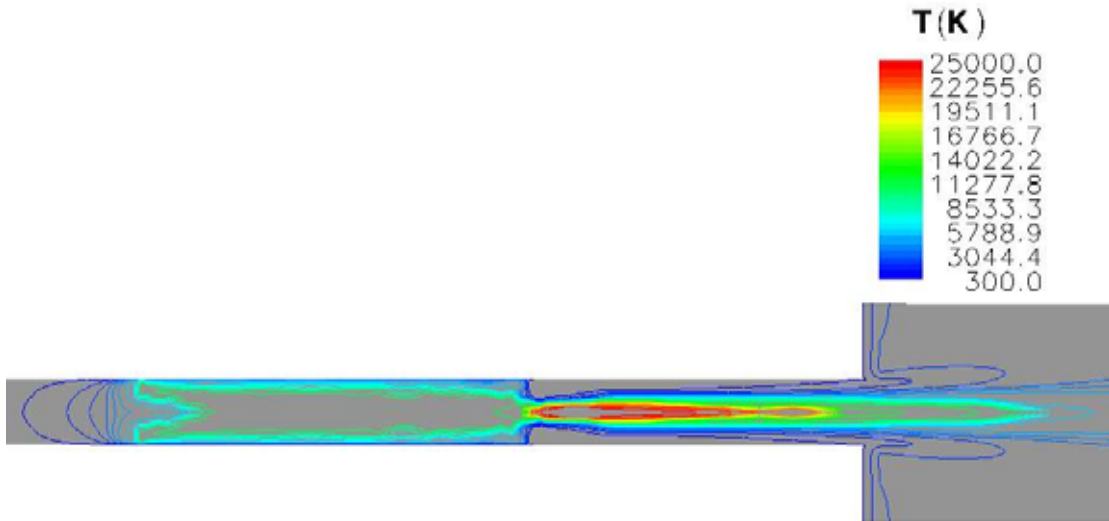
(b)



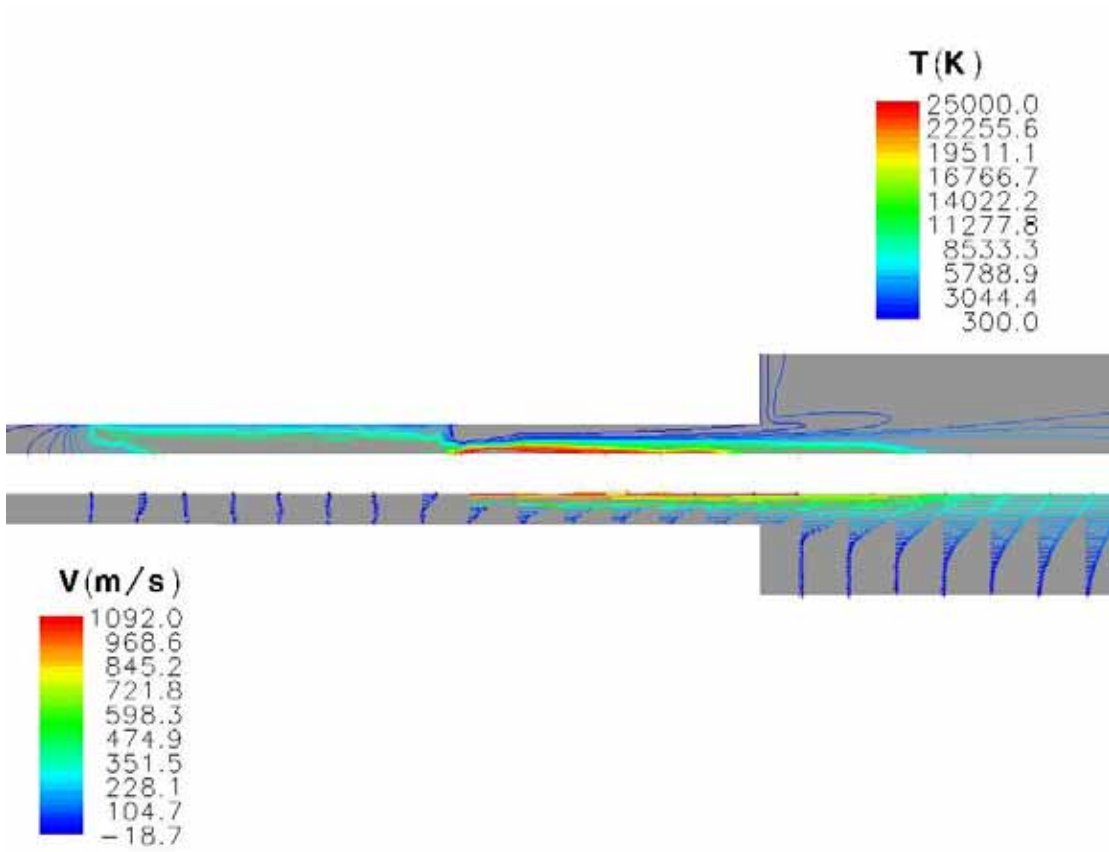
(c)



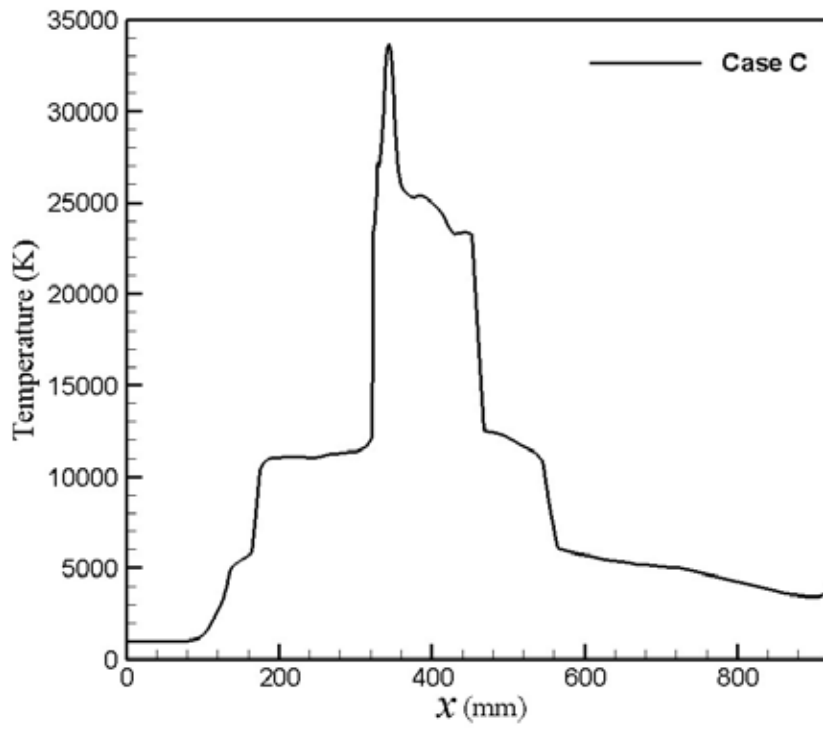
(d)



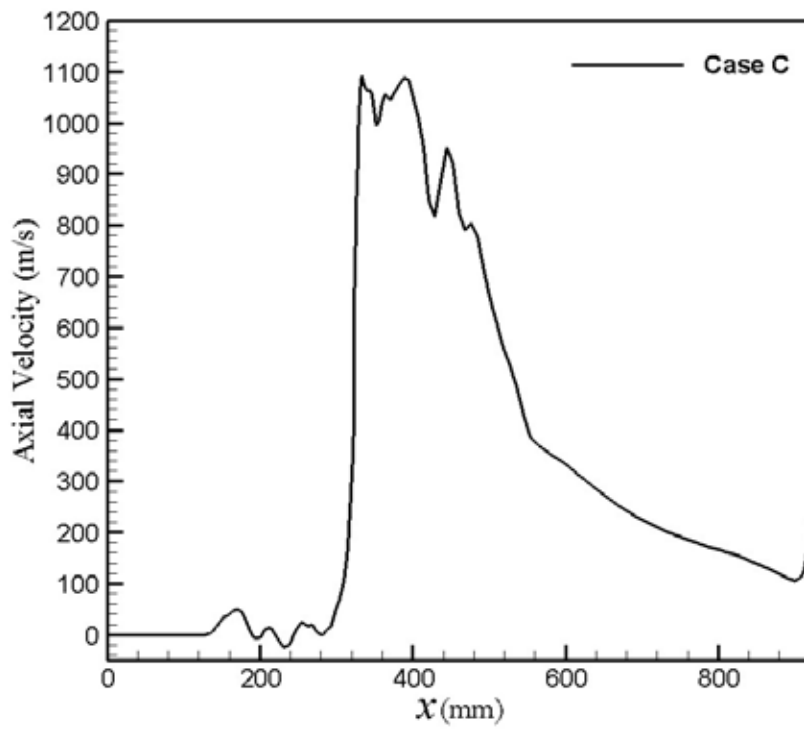
(e)



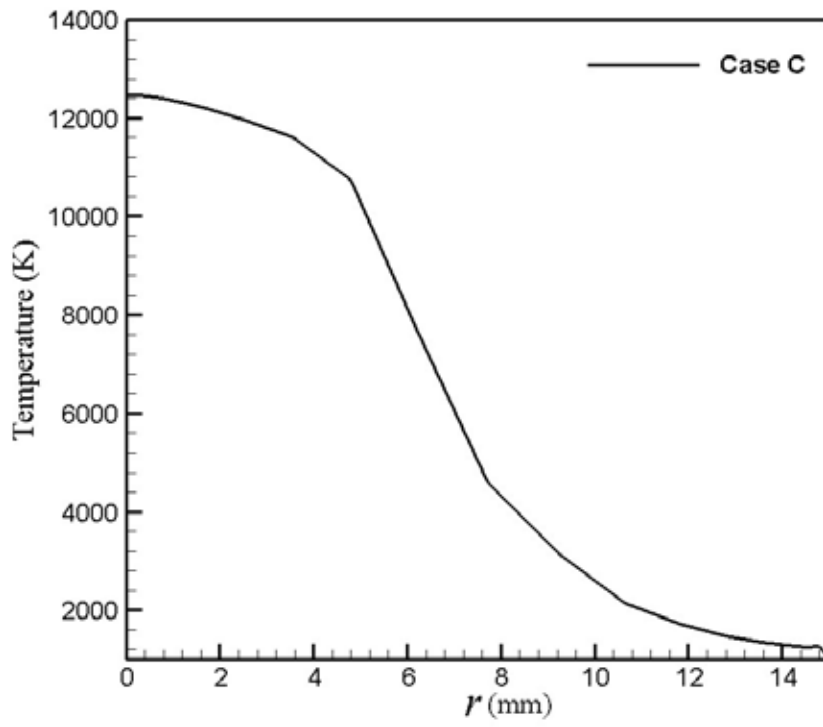
(f)



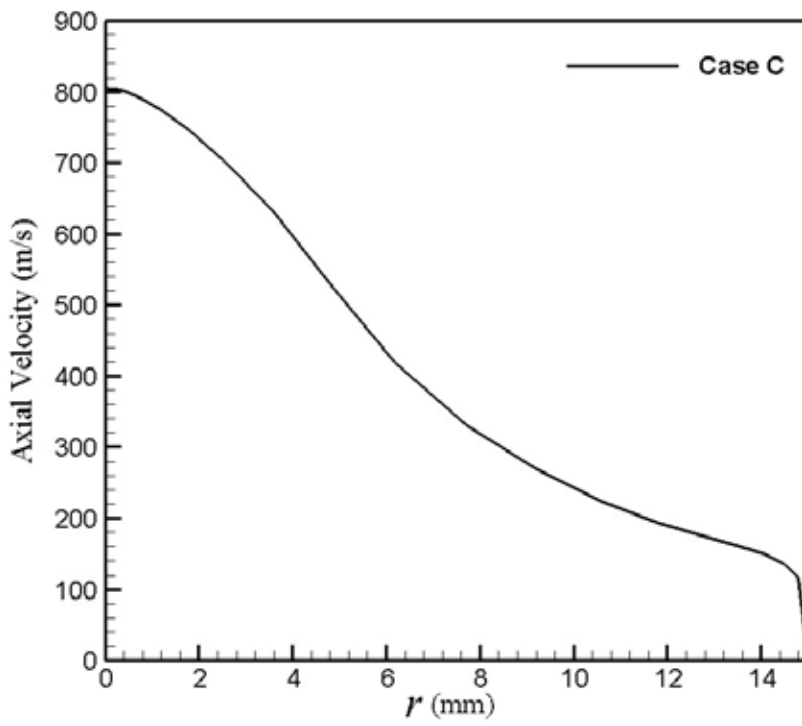
(g)



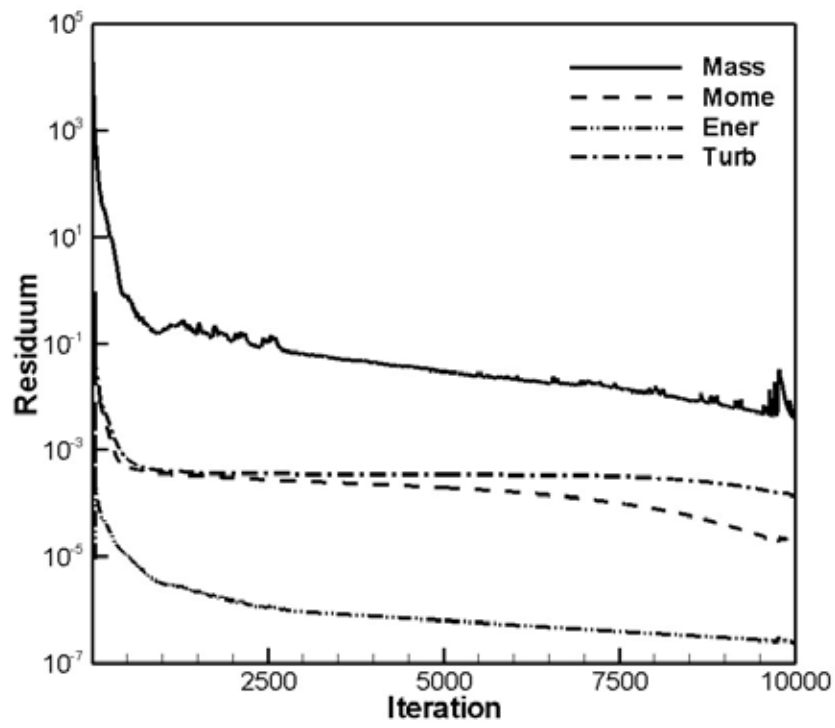
(h)



(i)

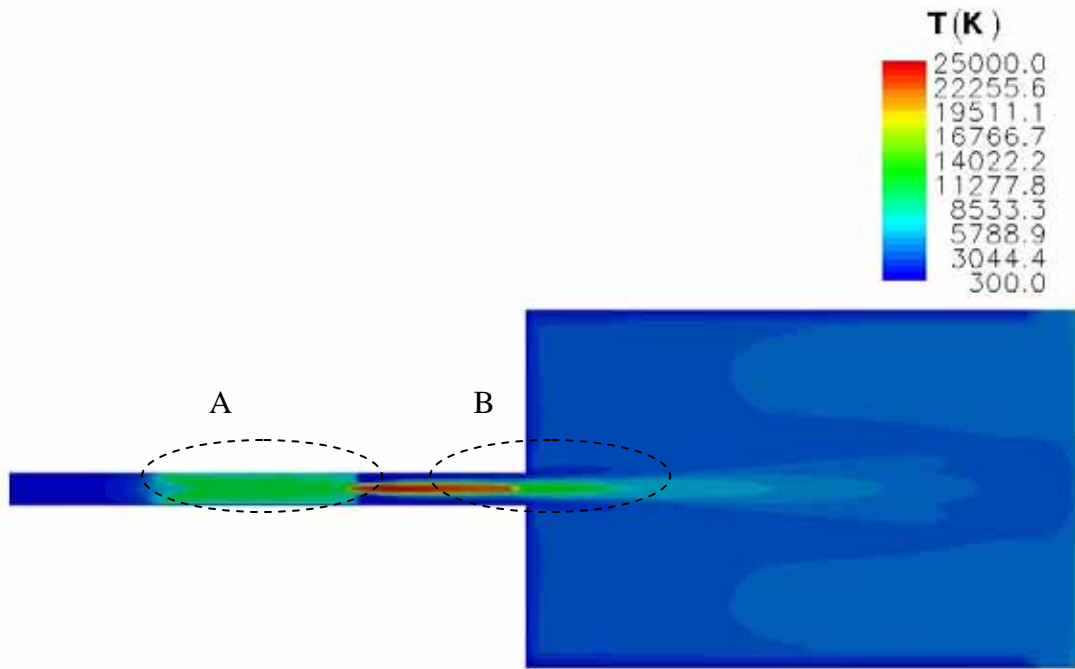


(j)



(k)

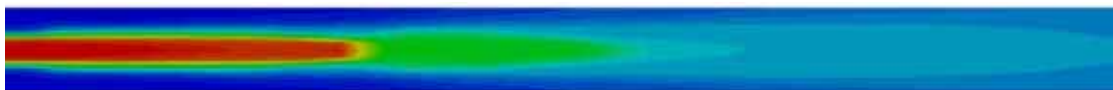
Case D



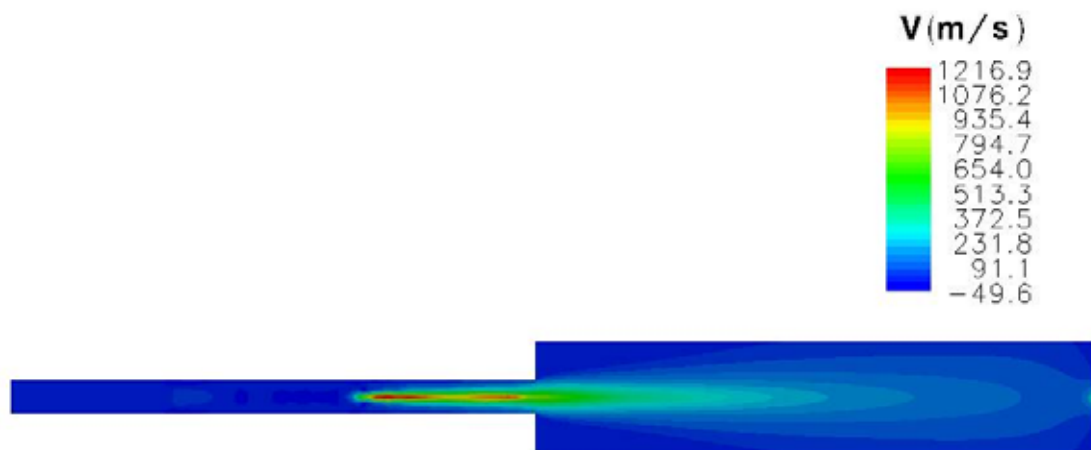
(a)



(b)

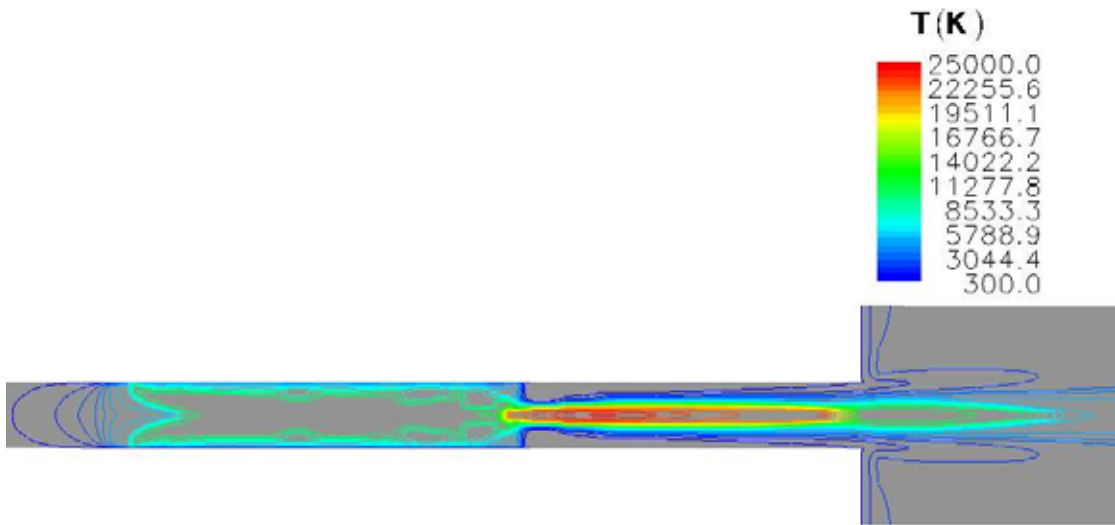


(c)

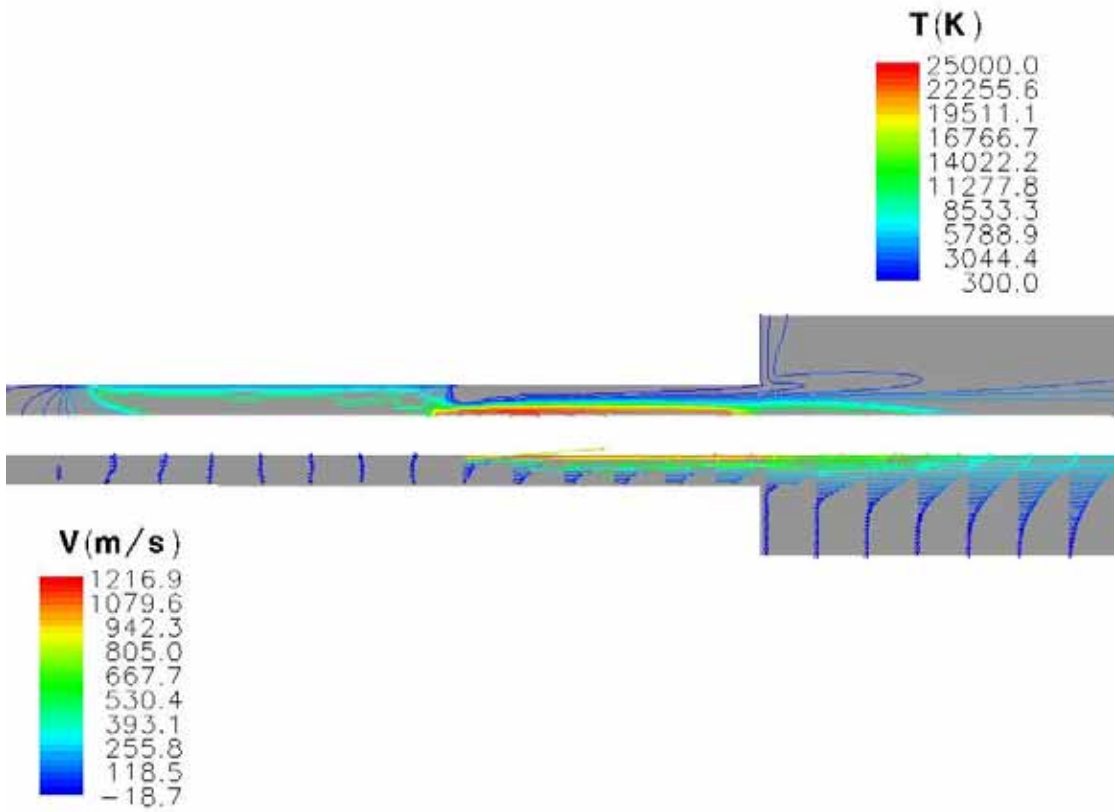




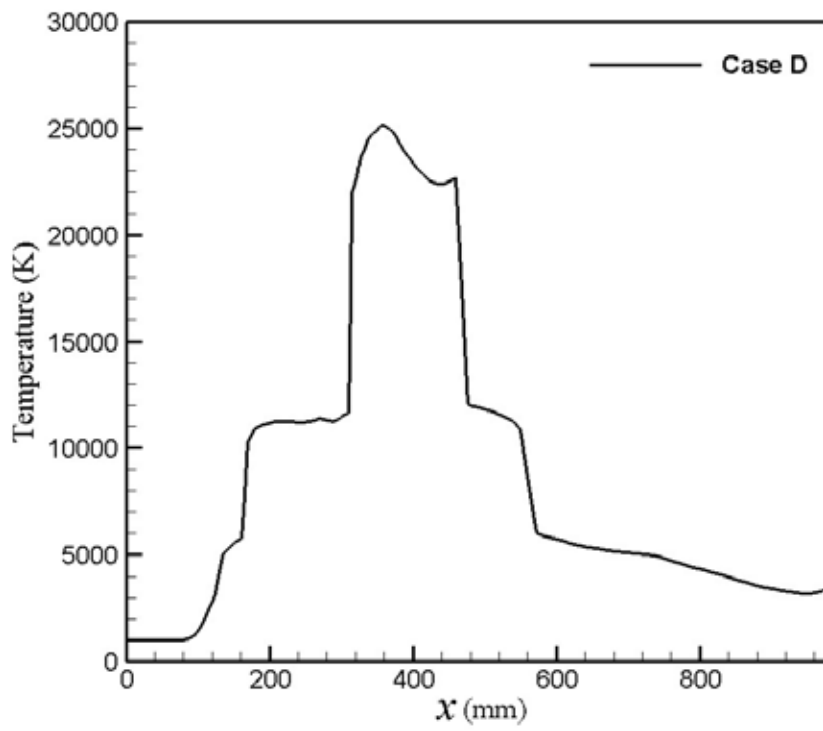
(d)



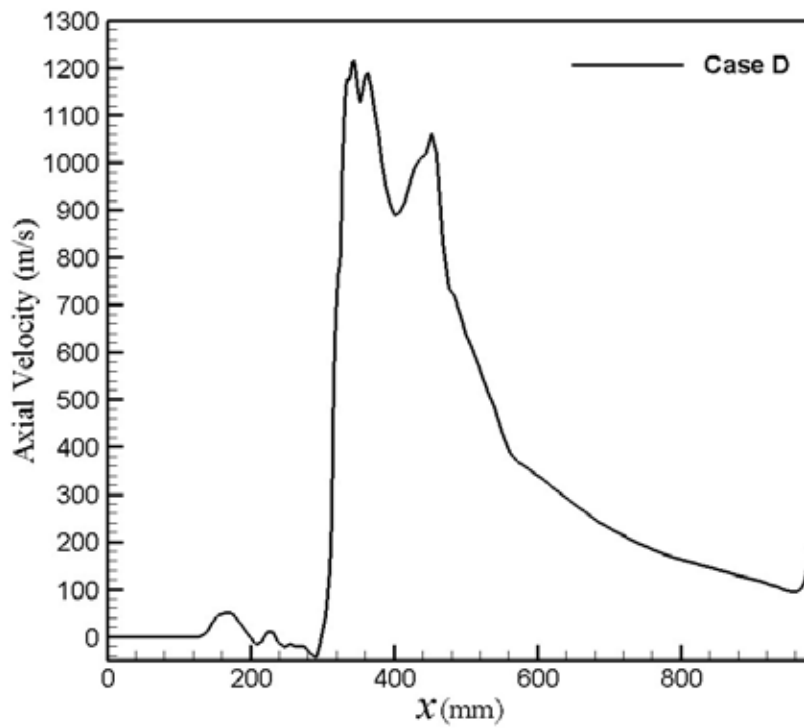
(e)



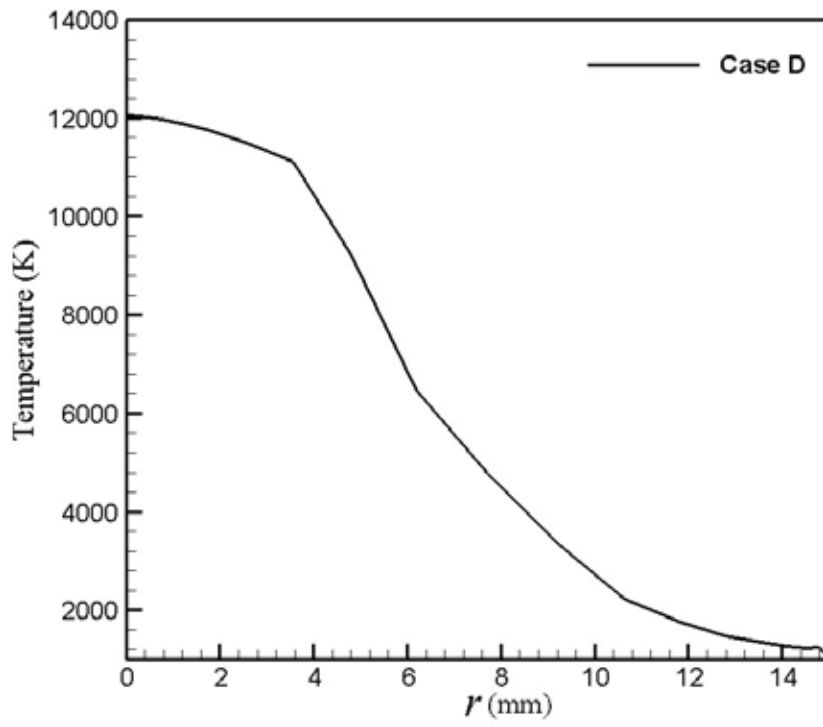
(f)



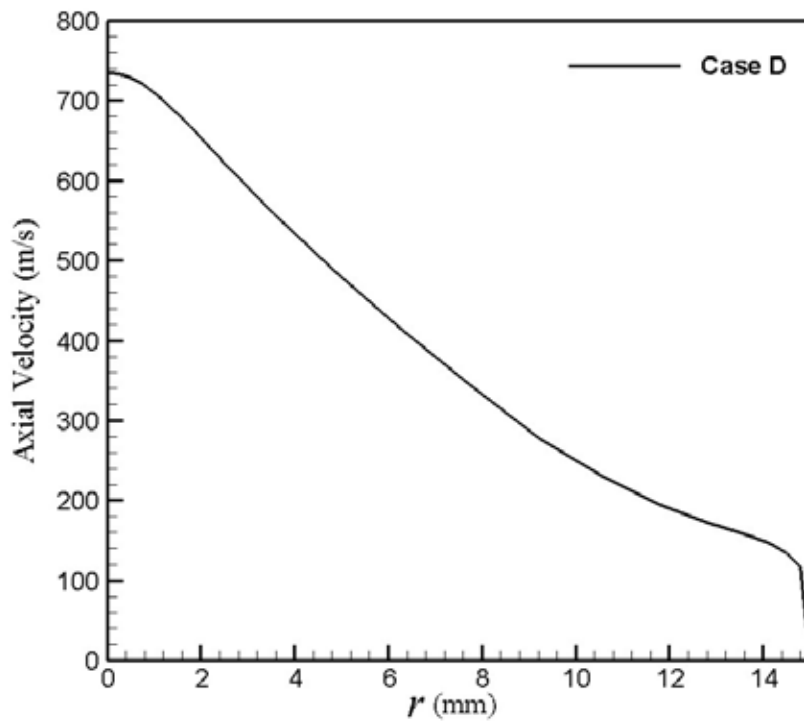
(g)



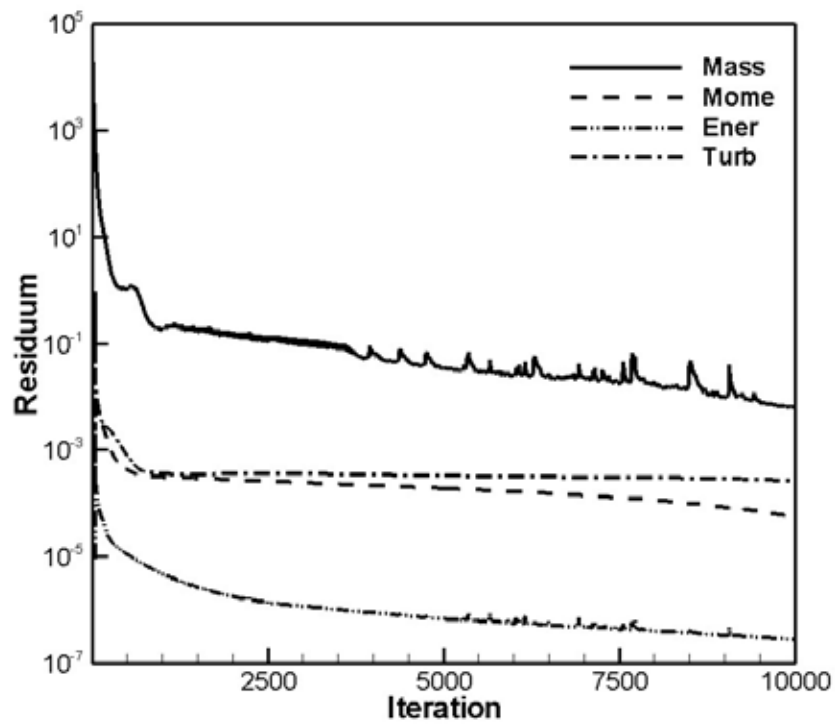
(h)



(i)



(j)



(k)

### 三、結論

先前研究對於電漿火炬流場的模擬，皆以實驗量測的電流大小為出發點，藉由假設電弧直徑的大小，來估算電弧的電流強度，然後求解電流連續方程式獲得兩電極間電壓值大小，本文亦採取同樣步驟。在以數值計算進行電漿火炬流場模擬時，最常碰到的問題就是求解電流連續方程式的收斂性，在數值計算中若該方程式未達一定收斂，輕則產生顯著的誤差，無法正確的描述電漿火炬流場，重則因數值不穩定性而產生程式停止運算的情形。其原因在於該方程式為一 Laplace 方程式，其收斂速度隨著網格點的增加而急遽減慢，因此必須要耗費相當大的計算時間，以求得穩定的數值解析，而其龐大的計算量也隨著網格點數目的增加而更難快速獲得一可靠的解答。也正因為如此一般文獻應用數值方法求解電漿火炬流場時，所使用的網格數目以及計算的方式大都採用二維模型，這樣可以較為快速獲得一合理的答案，才得以有效的進行電漿火炬流場的參數研究或與實驗結果進行比對驗證。

本文分析的二維軸對稱流場中的最大速度分別約在 400m/s 與 1200 m/s 間，而流場中的最大溫度皆約為 25000K 左右，但電漿火炬內部高溫區域的長度則明顯的與陰極的電流密度成正向相關。火炬出口處中心的最大軸向速度約在 350m/s 至 800 m/s 間，中心最大溫度

皆約為 12000K 左右，同時在距中心三分之一半徑內的溫度皆大於 10000K。若比較計算模擬所得到的電壓值與實驗量測值，可以發現 Case A 與 Case B 的結果與實驗值接近，而 Case C 與 Case D 的結果與實驗值誤差較大，其可能的原因為使用空氣的特性來模擬實驗的工作氣體，在實驗中的工作流體由空氣與氮氣組成。

本文完成了二維軸對稱的冷、熱流場分析，且並包含了三維的冷流場模擬。而未來的研究方向將會尋求一快速與穩定的數值模式以模擬三維熱流場，並與二維軸對稱熱流場互相比對驗證。

#### 四、參考文獻

- [1] Pfender E , *Plasma Chem. Plasma Process.* **19** 1, 1995.
- [2] Fauchais P and Vardelle A, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 365 , 2000.
- [3] Scott D A, Kovitya P and Haddad G N , *J. Appl. Phys.* **66** 232 , 1989.
- [4] Dilawari A H, Szekely J and Westhoff R, *ISIJ Int.* **30** 381 , 1990.
- [5] Westhoff R and Szekely J , *J. Appl. Phys.* **70** 3455 , 1991.
- [6] Westhoff R, Dilawari A H and Szekely J, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **190** 213 , 1991
- [7] Murphy A B and Kovitya P , *J. Appl. Phys.* **73** 4759 , 1993.
- [8] Bouvier A, Delalondre C, Simonin O and Brillhac J , *Heat and Mass Transfer Under Plasma Conditions* ed P Fauchais (New York: Begell House) p.79 , 1995.
- [9] Bauchire J M, Gonzalez J J and Gleizes A , *Plasma Chem. Plasma Process.* **17** 409 , 1997.
- [10]Collares M P and Pfender E, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 864 , 1997.
- [11]Delalondre C and Simonin O , *Colloque de Physique* **51** C5-199, 1990.
- [12]Zhu Peiyuan, Lowke J J and Morrow R , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 1221, 1992.
- [13]Simonin O, Delalondre C and Viollet P-L , *Pure Appl. Chem.* **64** 623, 1992.
- [14]Zhu Peiyuan and Lowke J J , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** 1073, 1993.
- [15]Kaddani A, Delalondre C, Simonin O and Minoo H , *High Temp. Chem. Processes* **3** 441, 1994.

- [16]Zhu Peiyuan, Lowke J J, Morrow R and Haidar J , *J. Phys.D: Appl. Phys.* **28** 1369, 1995.
- [17]Lowke J J, Morrow R and Haidar J , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2033, 1997.
- [18]Cao M, Proulx P and Boulos M I , *J. Appl. Phys.* **76** 7757, 1994.
- [19]Menart J and Lin Lanchao , *J. Thermophys. Heat Transfer* **12** 500, 1998.
- [20]Chen Xi and Li He-Ping , *Int. J. Heat Mass Transfer* **44** 2541, 2001.
- [21]Hsu K C, Etemadi K and Pfender E , *J. Appl. Phys.* **54** 1293, 1983.
- [22]Paik S, Huang P C, Heberlein J and Pfender E , *Plasma Chem. Plasma Process.* **13** 379, 1993.
- [23]Yu Lan , Modelling of D.C. arc plasma torches and jets *Master Thesis* Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University (in Chinese), 1997.
- [24]Han Peng , Numerical and experimental studies on the characteristics of D.C. arc plasma torches and jets *PhD Thesis* Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University (in Chinese), 1999.
- [25]Murphy A B , *Phys. Rev. E* **48** 3594, 1993.
- [26]Murphy A B and Arundell C J , *Plasma Chem. Plasma Process.* **14** 451, 1994.
- [27]Murphy A B , *Plasma Chem. Plasma Process.* **15** 279, 1995.
- [28]Kaddani A, Zahrai S, Delalondre C and Simonin O , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 2294, 1995.
- [29]Speckhofer G and Schmidt H-P , *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1239, 1996.
- [30]Schlitz L Z, Garimella S V and Chan S H , *J. Appl. Phys.* **85** 2547,



- 1999.
- [31] Delalondre C, Douce A, Gonzales M, Gleizes A and Guillot J-B ,  
*Proc. 14th Int. Symp. Plasma Chemistry* vol 1, p 321, 1999.
- [32] Kelkar M and Heberlein J , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2172, 2000.
- [33] Freton P, Gonzalez J J and Gleizes A , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**  
2442, 2000.
- [34] Li He-Ping and Chen Xi , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** L99, 2001.
- [35] Li He-Ping and Chen Xi , *Chinese Phys.* **11** 44, 2002.
- [36] Li He-Ping , Studies of heat transfer and fluid flow in a D.C. arc  
plasma torch and plasma jet *PhD Thesis* Department of Engineering  
Mechanics, Tsinghua University (in Chinese), 2001.
- [37] Li He-Ping, Pfender E and Chen Xi , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1084,  
2001.
- [38] Finkelnburg W and Maecker H , Electric arcs and thermal plasmas  
*Encyclopedia of Physics* vol XXII (Berlin:Springer), 1956.
- [39] Szente R N, Munz R J and Drouet M G , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**  
909, 1998.
- [40] Mino H, Arsaoui A and Bouvier A , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 1630,  
1995.
- [41] Kotalik P and Nishiyama H , *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 160, 2002.
- [42] Pfender E *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 19, pp. 1–31, 1999.
- [43] Fauchais P and Vardelle A *Plasma Phys. Control Fusion*, vol. 42,  
pp.B365–B383, 2000.
- [44] Szente R N, Munz R J and Drouet M G *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol.  
21, pp. 909–913, 1988.
- [45] Mino H, Arsaoui A and Bouvier A *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28,

- pp. 1630–1648, 1995.
- [46]Kotalik P and Nishiyama H *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, pp. 160–161, Apr. 2002.
- [47]Scott D A, Kovitya P and Haddad G N *J. Appl. Phys.*, vol. 66, pp. 5232–5239, 1989.
- [48]Murphy A B and Kovitya P *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 4759–4769, 1993.
- [49]Westhoff R and Szekely J *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 3455–3466, 1991.
- [50]Paik S, Huang P C, Heberlein J and Pfender E *Plasma Chem. Plasma Process*, vol. 13, pp. 379–397, 1993.
- [51]Huang P C Ph.D. dissertation, Univ. Minnesota, Minneapolis, 1993.
- [52]Kang K D and Hong S H *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 24, pp. 89–90, Feb. 1996
- [53]Hur M and Hong S H *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 1946–1954, 2002.
- [54]Hur M, Kim K S and Hong S H *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 12, pp. 255–264, 2003.
- [55]Li H and Chen X *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, pp. L99–L102, 2001.
- [56]Li H, Pfender E and Chen X *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 1084–1096, 2003.
- [57]Kaddani A, Zahrai S, Delalondre C and Simonin O *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 2294–2305, 1995.
- [58]Freton P, Gonzalez J J and Gleizes A *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 2442–2452, 2000.

- [59]Blais A, Proulx P and Boulos M I *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 488–496, 2003.
- [60]Kelkar M and Heberlein J *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 22, pp. 1–25, 2002.
- [61]Launder B E and Spalding D B, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. New York: Academic, 1972.
- [62]Lowke J J, Morrow R and Haidar J J. *Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 2033–2042, 1997.
- [63]Lowke J J, Kovitya P and Schmidt H P *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 25, pp. 1600–1606, 1992.
- [64]Park J M, Hur M and Hong S H in *Proc. 28th IEEE Int. Conf. Plasma Science (ICOPS) 13th Int. Pulsed Power Conf.* . LasVegas, NV, June 17–22, 2001, p. 292.
- [65]Mathur S R and Murthy J Y *Numer. Heat Transfer Part B*, vol. 31, pp. 195–215, 1997.
- [66]Brilhac J F, Pateyron B, Coudert J F, Fauchais P and Bouvier A *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 15, pp. 257–277, 1995.
- [67]Murphy A B *Plasma Chem. Plasma Process*, vol. 20, pp. 279–297, 2000.
- [68]Murphy A B and Arundell C J *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 14, pp. 451–489, 1994.
- [69]Park J M, Kim K S, Hwang T H, Hong, S H *IEEE Tran. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 479–487, 2004.
- [70]Chau S W, “Numerical Investigation of Free-Stream Rudder Characteristics Using a Multi-Block Finite Volume Method”, 1997.
- [71]K.C. Hsu, K. Etemadi, and E.Pfender *J. Appl. Phys.*, vol. 54, pp.

1293–1301, 1993.

[72]Brilhac J F, Pateyron B, Coudert J F, Fauchais P and Bouvier A 1995

*Plasma Chem. Plasma Process.* **15** 257

[73]Min Hur and Sang Hee Hong , *J.Phys. D:Appl. Phys.* **35**

pp1946-1954, 2002.