

第一章 緒論

氣體感測器 (gas sensor) 的應用範圍相當廣泛，不論是工業上或是家庭中皆有其實用價值。當商業化的氣體感測器問世後，因為氣體而發生的意外便逐年下降，如圖 1-1[1]所示。氣體感測器的發展，最早是在 1923 年，當時的氣體感測器是由一條白金導線 (platinum wire) 加熱二氧化錫 (SnO_2) 至攝氏幾百度，利用催化作用 (catalysis) 來偵測空氣中含有的可燃氣體 (combustible gas)。當空氣中含有的可燃氣體和二氧化錫反應時，白金導線的溫度會上升，相伴發生白金導線的電阻變大，因此藉由外部的電路偵測電阻的變化，即可得到偵測氣體的效果。此種氣體感測器至今仍被使用。

後來的氣體感測器感應的原理稍有改變。空氣中的氧氣 (O_2) 碰到金屬氧化物 (如二氧化錫)，會將其中的電子帶走，而造成電阻上升。其後，當空氣中欲感測的氣體 (可燃氣體即是一例) 接近時，會和感測器周圍的氧氣發生氧化作用，而將電子傳回金屬氧化物，造成電阻下降。此時就知道附近有欲感測的氣體。此種感測方式不直接讓欲感測的氣體和金屬氧化物反應，而是和周圍的氧氣反應，如此可以提高長時間使用的穩定性。

其後氣體感測器的發展不外乎朝向尋找更好的材料或是添加物，而其基本原理並沒有大的改變。和氣體感測器相關的文獻，內容大部分著重於如何製造和改良。1959 年 Baker[1]提出加入 α -alumina (α -氧化鋁) 使感測效果加強之做法。1962 年 Seiyama et al.[1]提出利用 ZnO 薄膜所製造出的氣體感測器。而 1962 年由日本人 Taguchi[1]所提出的氣體感測器專利，後來被大量生產並且廣泛使用，這是第一個商業化的氣體感測器。表 1-1[1]所示為從 1962 年開始之後的二十年間，各種關鍵氣體感測器的出現年代、發明者及使用材料等資料。

在幾種利用金屬氧化物製造的氣體感測器之中，利用氧化錫 (stannic oxide) 為基礎以製造的氣體感測器可以說最廣為製造及使用，原因在於這類型的氣體感測器有許多優點，包括[1]

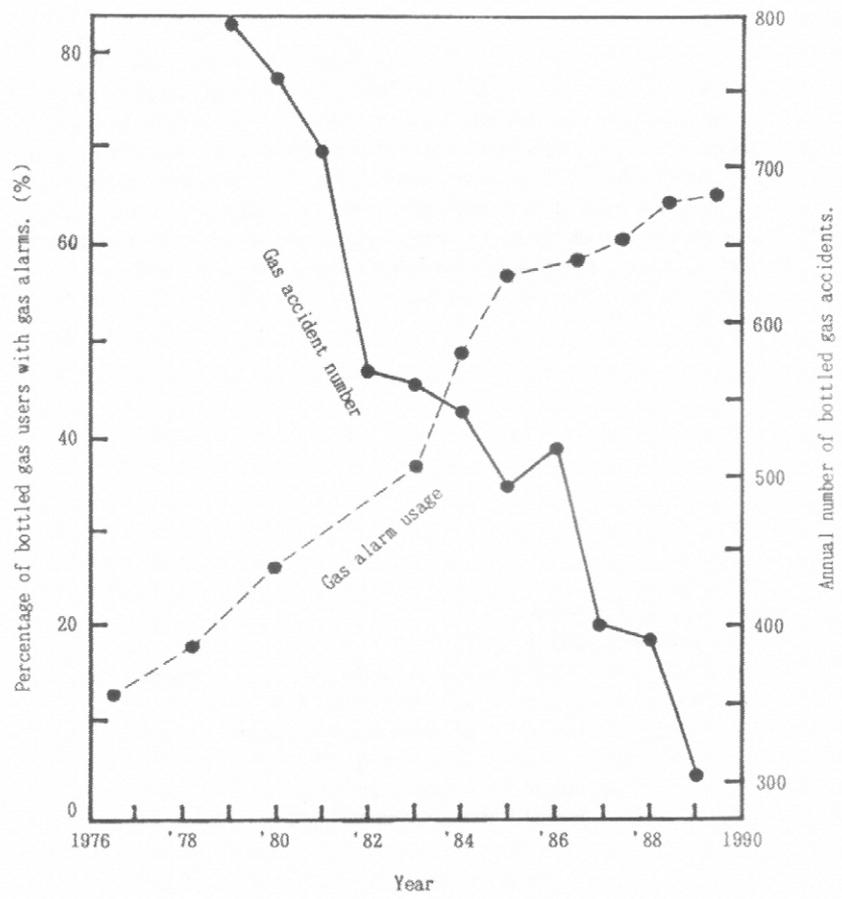


圖 1-1 氣體感測器使用和氣體意外發生的數量之歷年比較[1]

表 1-1 自 1962 年後 20 年間各種具代表性之氣體感測器[1]

TABLE 1. Key Solid-State Gas Sensor R & D Papers
in the First Two Decades

Year	Material	Signal	Detecting gas	Researcher	Ref.
1962	ZnO (Thin film)	E.C.	H ₂ , Alcohol, etc.	Seiyama, et. al.	4
	SnO ₂	E.C.	Combustible gas	Taguchi.	6
1963	SnO ₂ +Pd, Pt, Ag.	E.C.	Combustible gas	Taguchi.	7
1966	ZnO, SnO ₂ , etc.	E.C.	Reducing gas	Seiyama, et. al.	8
	SnO ₂ +Al ₂ O ₃	E.C.	Combustible gas	Taguchi.	9
1967	WO ₃ +Pt	E.C.	H ₂ , N ₂ H ₄ , WH ₃ , H ₂ S	Shaver.	10
	In ₂ O ₃ +Pt	E.C.	H ₂ , Hydrocarbon	Loh.	11
1969	SnO ₂ +SiO ₂	E.C.	Combustible gas	Taguchi.	12
1971	ZnO+Pt+Ga ₂ O ₃	E.C.	CH ₄ , NH ₃	Bott, et. al.	13
1972	SnO ₂ +Pd	E.C.	Propane	Seiyama, et. al.	14
1975	La _{1-x} Sr _x CoO ₃ , etc.	E.C.	Alcohol	Sakurai, et. al.	15
	V ₂ O ₅ +Ag (Thin film)	E.C.	NO ₂	Sakai, et. al.	16
	ZnO+Ga ₂ O ₃ +Pd, Pt.	E.C.	H ₂ , CO, Hydrocarbon	Ichinose, et. al.	17
	TiO ₂	E.C.	O ₂	Tien, et. al.	18
	CoO	E.C.	O ₂	Logothetis, et. al.	19
	Pd MOS FET	T.V.	H ₂	Lundström.	20
1976	Pd/CdS	R.	H ₂	Steele, et. al.	21
1977	SnO ₂ +Pd+ThO ₂	E.C.	CO	Nitta, et. al.	22
1978	γ-Fe ₂ O ₃	E.C.	Propane	Matsuoka, et. al.	23
	Co ₃ O ₄	E.C.	CO	Stetter.	24
	Ag ₂ O	S.P.	Mercaptan	Tsubomura, et. al.	25
	Pd/TiO ₂	R.	H ₂	Tsubomura, et. al.	26
	Metal-phthalocyanine	E.C.	NO ₂	Sadaoka, et. al.	27
	Anthracene	E.C.	Amine, Carboxylic acid	Suzuki, et. al.	28
1979	ZnO (Thin film)	E.C.	Alcohol	Heiland, et. al.	29
1980	SnO ₂ -Ultra fine particle	E.C.	Combustible gas	Abe, et. al.	30
1981	α-Fe ₂ O ₃	E.C.	CH ₄ , H ₂ , etc.	Nakatani, et. al.	31
	ZnO+V ₂ O ₅ +MoO ₃	E.C.	Freon	Shiratori, et. al.	32
1982	ZnO (Single crystal)	E.C.	CO	Jones, et. al.	33
	SnO ₂ (Thin film)	E.C.	Combustible gas	Chang.	34
	SnO ₂ (Thin film)	E.C.	Combustible gas	Sotomura, et. al.	35

E.C.: Electric conductivity. T.V.: Threshold voltage. R.: Rectification. S.P.: Surface potential.

- 1、可使用的時間非常長，並且安定性優良。
- 2、使用的電路簡單因此可靠度高。
- 3、對腐蝕性氣體的忍受度高，不易受腐蝕。
- 4、機械結構強度高，不易受損。
- 5、製造成本低。
- 6、不太需要維護。

而此類的氣體感測器依其加熱的方式又可以分為（1）直接加熱（directly heated）式，如圖 1-2[1]所示，和（2）間接加熱（indirectly heated）式，如圖 1-3[1]所示。兩種感測器儘管設計上有些許差異，但感測的原理是相同的。

雖然利用氧化錫為基礎來製造的氣體感測器優點很多，但因為利用氧化錫製造的氣體感測器之中的電阻除了會因偵測的氣體之濃度的變化而改變外，以下幾點因素亦會影響電阻的變化[1]：

- 1、其他非偵測之氣體的存在。
- 2、外界的溼度。
- 3、外界的溫度。
- 4、感測器元件的溫度。
- 5、外界風速。
- 6、使用時間。



基於以上的緣故，此類的氣體感測器出現了以下的缺點[1]：

- 1、外界的溫度和溼度對其感測的結果影響大。
- 2、對氣體的成份分辨度較差。
- 3、啟動後需要較久的時間達到穩定。
- 4、相較於其他類型的氣體感測器，需要消耗較多的電力。

這些缺點常常會造成假警報，或是感測失效。在使用上必須注意到這些問題。當必須定量知道氣體的濃度時，問題就更複雜，因此必須把以上的參數全部加入之後，再以電阻的變化做定量的計算，才能得到正確的結果。由於各種

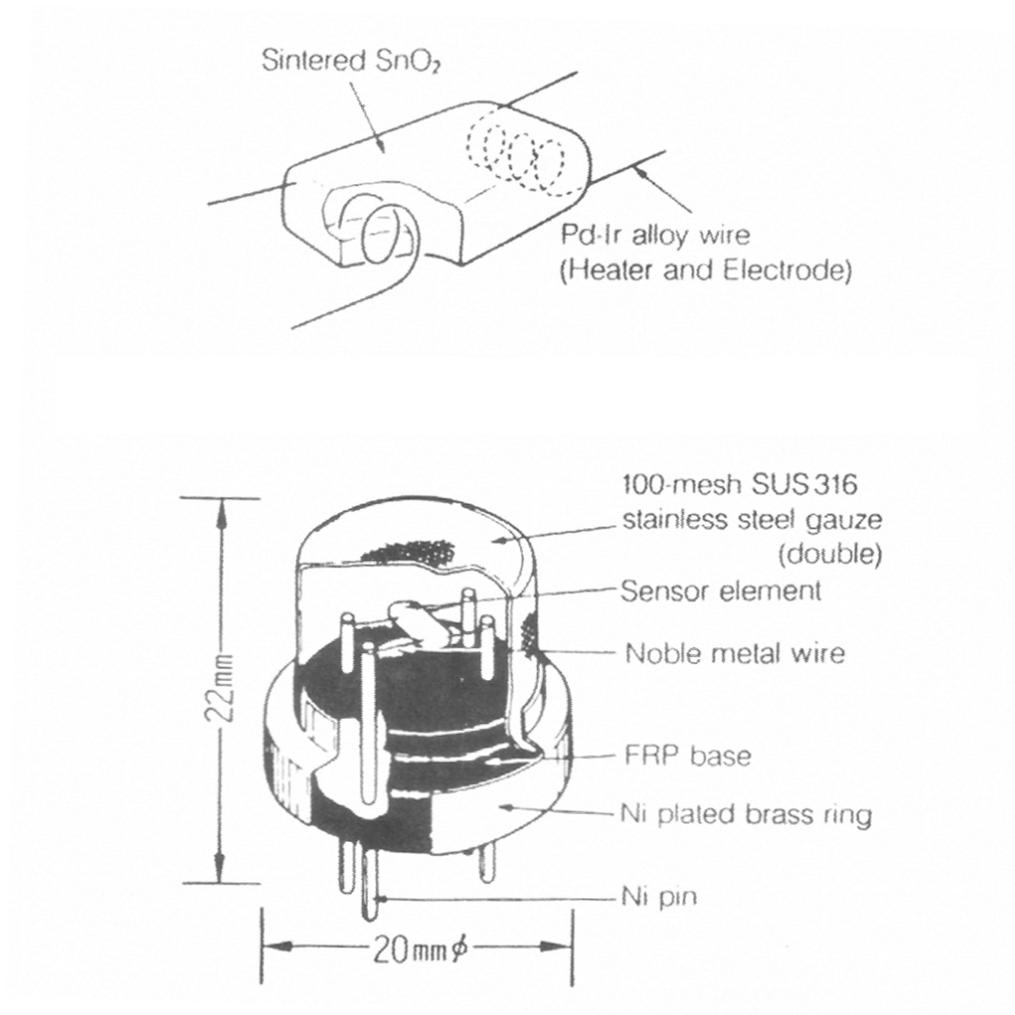


圖 1-2 直接加熱式氣體感測器[1]

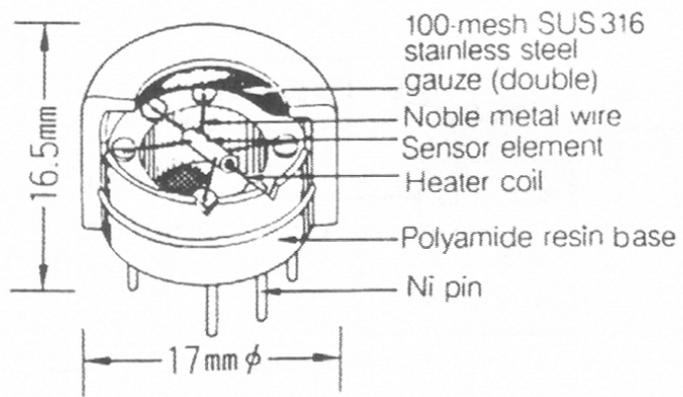
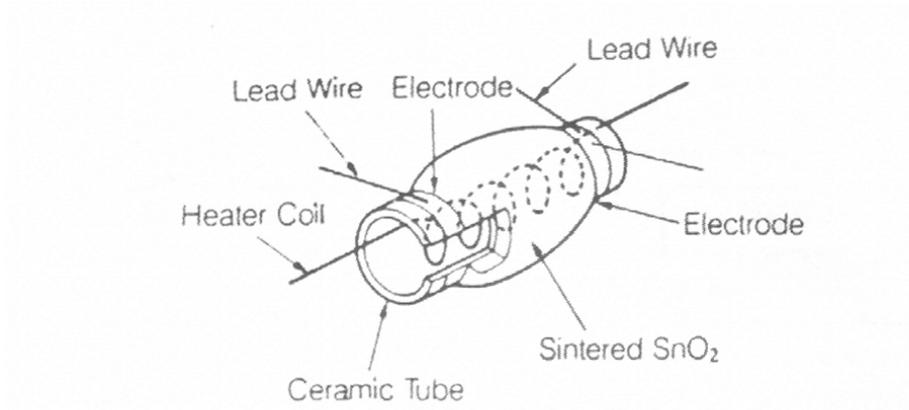


圖 1-3 間接加熱式氣體感測器[1]

參數對其電阻變化的影響均有實驗數據可以參考，因此在已知各種影響參數之正確值時，要準確量測欲偵測氣體之濃度並非難事。

而氣體感測器的電阻變化和各種參數並沒有一定的相關性，必須以實驗求得，以下各圖便是主要參數對電阻影響的實驗結果。氣體感測器之電阻和偵測氣體濃度的關係如圖 1-4[1]，成反變化。和氣體感測器溫度的關係如圖 1-5[1]，並無規則性。和水蒸氣濃度的關係如圖 1-6[1]，成反比。和使用時間的關係如圖 1-7[1]，並無規則性。至於短時間的暫態變化關係則如圖 1-8[1]所示，並無規則性。要注意以上的實驗結果都是將感測元件裸露測試所得，如此得到的數據較為準確。

有了以上的實驗結果，只要能夠知道感測器週邊所有會影響電阻變化之參數的正確值，便可以準確量測欲偵測氣體之濃度。然而為了保護氣體感測器內部的元件，感測器都是封裝好出售的，如圖 1-2[1]所示，也很少看到使用未封裝的感測器。在感測器啟動後，因為加熱造成內部的自然對流發生，外界的氣體是否能順利進入便無從得知。又由於其上裝有多孔性不鏽鋼保護網，可能造成水氣的凝結或使外界氣體難以進入感測器。

在這種情形下，儘管可以利用溫度計及溼度計測得外界的溫度和溼度，但感測器內部的狀況可能會相差甚多，造成測量時使用的校正數據失當，得到不準確的結果。甚至由於感測器設置的位置失當導致外界氣體完全無法進入，而發揮不了作用。

先前的研究，並未針對封裝後的感測器進行模擬。感測器的開口朝上安裝或是朝下安裝，在自然對流的效應下會造成不同的結果。並且，加上封裝的感測器，內部的各種參數不會和置於感測器外面的溫度計或溼度計量測到的結果相同。在缺乏這類的資料下，感測器的校正顯得不夠精確。除此之外，當欲感測氣體出現後，該氣體需要多少時間才能進入感測器，又需要多少時間感測器內部的濃度才能和真正的濃度相同。這類的資料也相當缺乏。

基於以上的原因，本文欲以數值方法模擬置於管道中的氣體感測器和外界

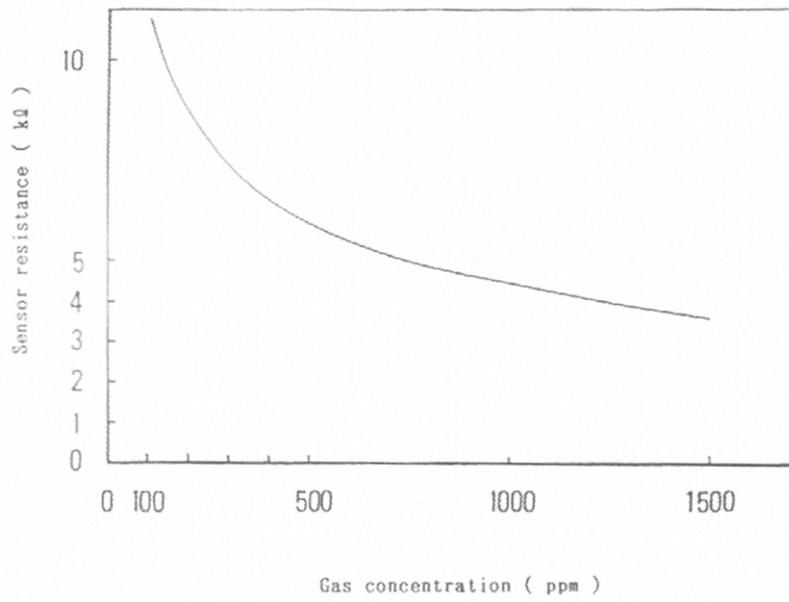


圖 1-4 欲感測氣體濃度和感測器電阻之相關性[1]

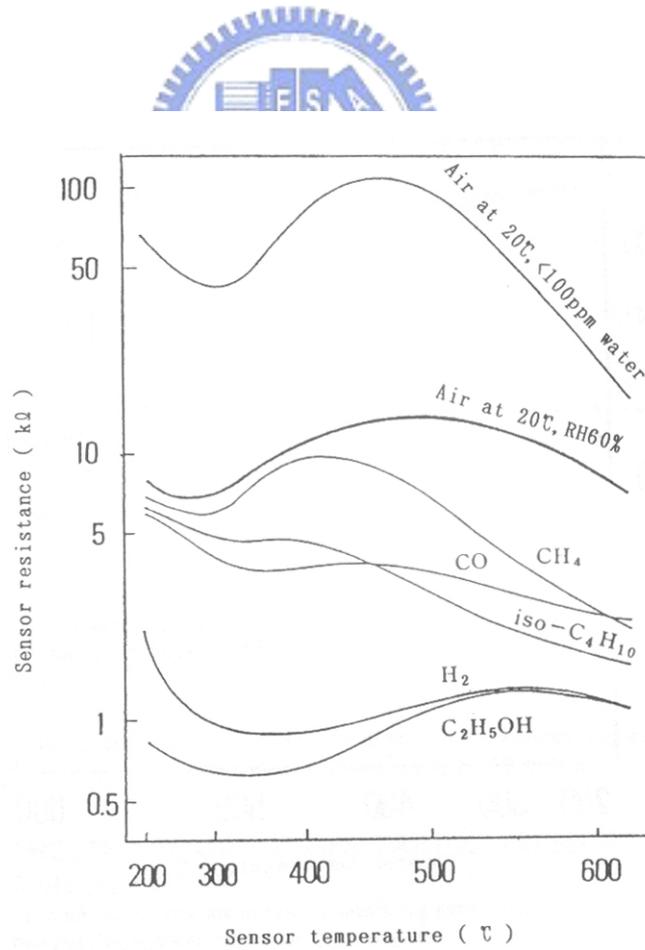


圖 1-5 感測器溫度和感測器電阻之相關性[1]

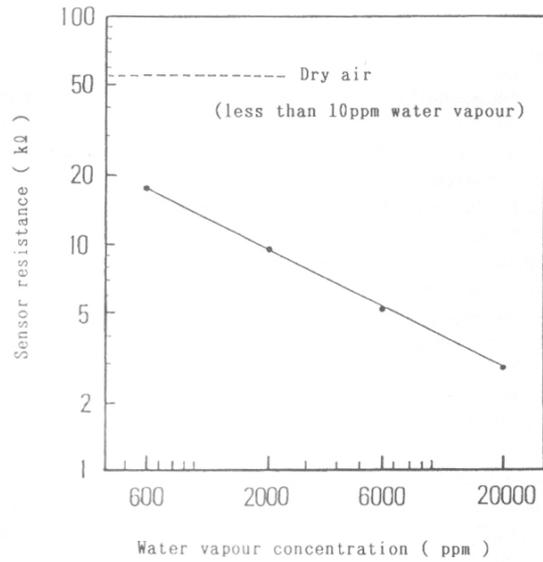


圖 1-6 水氣濃度和感測器電阻之相關性[1]

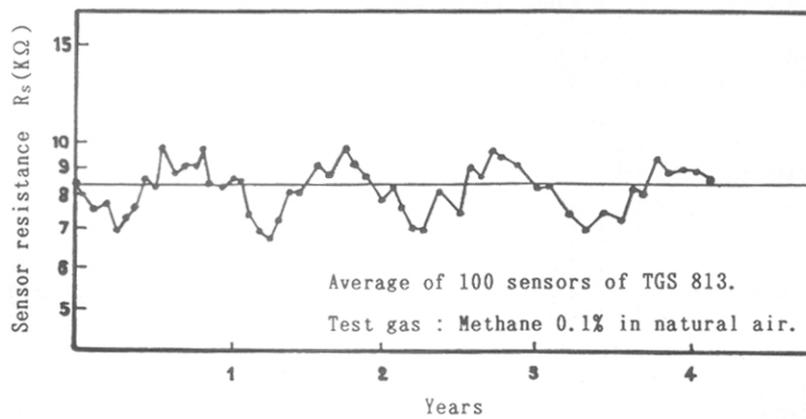


圖 1-7 感測器使用時間和其電阻變化[1]

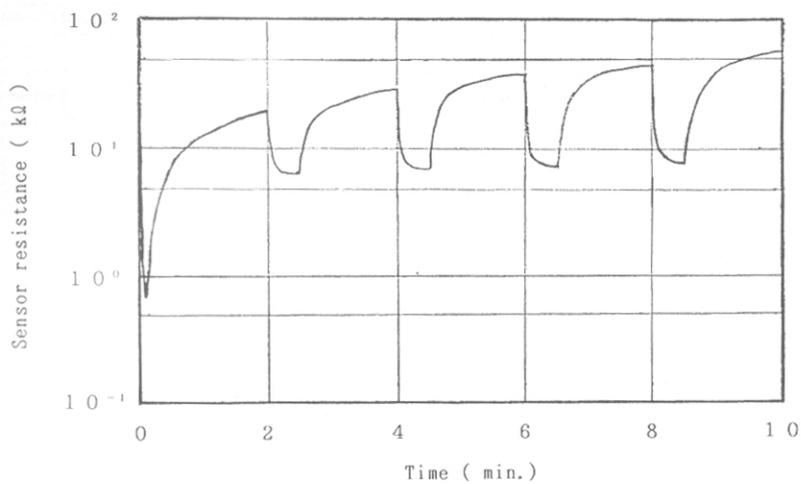


圖 1-8 感測器啟動開始 10 分鐘之電阻變化[1]

氣流交互作用的情形，並假設水蒸氣為欲感測的氣體。考慮的參數包括速度、溫度、溼度（即空氣中水蒸氣之濃度）、擺設位置，在伴隨自然對流的情形下，隨時間不同和氣體感測器互動的狀況，以作為將來氣體感測器構裝、校正和使用的參考。

結果得知，管道中空氣流速越快，感測器越難以偵測到水蒸氣的存在，且感測器內的濃度需要更久的時間才能和入口達到相同。而感測器若開口朝上，因為自然對流的效應，會在感測器內部造成渦流，而引入水蒸氣，因此會比開口朝下早一點感測到水蒸氣的存在。但是要達到和入口濃度完全相同，則是感測器開口朝下的設置方式較快，這是由於兩者流場不同造成的差異。



第二章 物理模式

一般氣體感測器常設置於管道中，因此本文研究的對象為設置於管道內的氣體感測器。

圖 2-1 所示為本文之物理模式。欲模擬一設置於管道內之氣體感測器。管道入口的高度為 H_D ，入口 x 方向速度 u_{in} 、入口溫度 T_c 和入口濃度 c_{in} 皆為均值， \bar{g} 為重力加速度。由入口至氣體感測器之距離為 L_{IN} ，由氣體感測器至出口之距離為 L_{OUT} 。管道壁面為絕熱。氣體感測器內部的加熱元件寬度為 L_p ，高度忽略不計，溫度為 T_h 。用於保護氣體感測器內部元件的不鏽鋼網高度為 H_p ，寬度為 L_p 。而兩邊的隔絕材料為塑膠 (PVC)，寬度 L_i ，高度 H_i 。出口設為速度、溫度及濃度完全發展。

在流場模擬方面，考慮強制對流和自然對流之交互作用，進行暫態與穩態的流場分析。不鏽鋼網的部分則以多孔性介質模擬。至於隔絕材料的部分，以等向二維的熱傳導模擬之。

為了簡化問題，本文對流體採用下列假設：

- (1) 流體為牛頓流體，且為層流。
- (2) 溫度範圍不大，Boussinesq 近似成立。

而對多孔性介質則有以下的假設：

- (1) 多孔性介質為不可變形，且於流體不起化學作用。
- (2) 多孔性介質具有等向性。
- (3) 多孔性介質之固相與流體在熱平衡之狀態，並且不考慮黏滯損耗。

基於以上假設，整個流場可以區分為多孔性介質內部之流場（簡稱內流場），多孔性介質以外之流場（簡稱外流場），和用於隔絕的固體（簡稱固體）三個部分。

基於以上物理模式與假設，則統御方程式可寫為：

2-1 內流場之統御方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial u_{fp}}{\partial x} + \frac{\partial v_{fp}}{\partial y} = 0 \quad (2-1)$$

動量方程式：

x 方向

$$\rho_f \left[\frac{\partial u_{fp}}{\partial t} + u_{fp} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u_{fp}}{\varepsilon} \right) + v_{fp} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u_{fp}}{\varepsilon} \right) \right] = -\frac{\partial p_{fp}}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_{fp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{fp}}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu \varepsilon}{K} u_{fp} - \frac{\rho_f \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\bar{u}| u_{fp} \quad (2-2)$$

y 方向

$$\rho_f \left[\frac{\partial v_{fp}}{\partial t} + u_{fp} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{fp}}{\varepsilon} \right) + v_{fp} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{fp}}{\varepsilon} \right) \right] = -\frac{\partial p_{fp}}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_{fp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{fp}}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu \varepsilon}{K} v_{fp} - \frac{\rho_f \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\bar{v}| v_{fp} + \rho_f g \varepsilon + \rho_f g \left(\frac{M_a}{M_v} - 1 \right) c_{fp} \varepsilon \quad (2-3)$$

式 (2-2) 及 (2-3) 等號右邊第二項為擴散項，此乃為了符合壁面上之不滑移條件，並且此項會影響壁面上之熱傳效果。右邊第三項為達西阻力，其代表因多孔介質存在而造成的壓力損失，右邊第四項為慣性阻力，此項為在高流速時孔隙間流體混合所造成的額外阻力。孔隙率 ε (無因次)、滲透率 K (無因次)、慣性參數 F (無因次) 之經驗式如下列所示，此為 Vafai[2] 所建議的 Ergun 模式。

$$\varepsilon = \varepsilon_c \quad (2-4)$$

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (2-5)$$

$$F = \frac{1.75}{(\sqrt{150} \varepsilon^{1.5})} \quad (2-6)$$

其中：

ε_e ：多孔性介質之等效孔隙率

d_p ：顆粒直徑

能量方程式：

$$\rho_f C_{p_f} \left(\frac{\partial T_{fp}}{\partial t} + u_{fp} \frac{\partial T_{fp}}{\partial x} + v_{fp} \frac{\partial T_{fp}}{\partial y} \right) = k_e \left(\frac{\partial^2 T_{fp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_{fp}}{\partial y^2} \right) \quad (2-7)$$

其中：

$$k_e = k_{fp} \left[4 \ln \left(\frac{k_{sp}}{k_{fp}} \right) - 11 \right], \text{ 等效熱傳導係數。}$$

此等效熱傳導係數，僅是固體和流體熱傳導係數的函數，由於 $\frac{k_{sp}}{k_{fp}}$ 高比值的存在，採用由 Shannard 和 Whitake[3] 所驗證過的 Batchelor 與 O'Brien 模式，也就是上列之方程式。

質傳方程式：

$$\left(\frac{\partial c_{fp}}{\partial t} + u_{fp} \frac{\partial c_{fp}}{\partial x} + v_{fp} \frac{\partial c_{fp}}{\partial y} \right) = D_e \left(\frac{\partial^2 c_{fp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_{fp}}{\partial y^2} \right) \quad (2-8)$$

其中：

D_e 為等效質傳係數，此處採用和外流場相同之質傳係數，也就是 $D_e = D_f$ 。

2-2 外流場之統御方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial u_f}{\partial x} + \frac{\partial v_f}{\partial y} = 0 \quad (2-9)$$

動量方程式：

x 方向

$$\rho_f \left(\frac{\partial u_f}{\partial t} + u_f \frac{\partial u_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial u_f}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p_f}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_f}{\partial y^2} \right) \quad (2-10)$$

y 方向

$$\rho_f \left(\frac{\partial v_f}{\partial t} + u_f \frac{\partial v_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial v_f}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p_f}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_f}{\partial y^2} \right) + \rho_f g + \rho_f g \left(\frac{M_a}{M_v} - 1 \right) c_f \quad (2-11)$$

能量方程式：

$$\rho_f C_p \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u_f \frac{\partial T_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \right) = k_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) \quad (2-12)$$

質傳方程式：

$$\left(\frac{\partial c_f}{\partial t} + u_f \frac{\partial c_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial c_f}{\partial y} \right) = D_f \left(\frac{\partial^2 c_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_f}{\partial y^2} \right) \quad (2-13)$$

2-3 固體之熱傳導方程式

固體中之溫度場是採用熱傳導方程式。

熱傳導方程式：

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \left(\frac{k_s}{\rho_s C_p} \right) \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) \quad (2-14)$$

2-4 無因次化

為了數值計算上的便利，本文採用以下的方式對內外流場之統馭方程式進行無因次。

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{x}{H_D} & Y &= \frac{y}{H_D} & P_f &= \frac{p_{df}}{\rho_f u_{in}^2} & P_{fp} &= \frac{p_{dfp}}{\rho_f u_{in}^2} \\
 U_f &= \frac{u_f}{u_{in}} & U_{fp} &= \frac{u_{fp}}{u_{in}} & V_f &= \frac{v_f}{u_{in}} & V_{fp} &= \frac{v_{fp}}{u_{in}} \\
 D_a &= \frac{K}{D^2} & |\bar{U}| &= \sqrt{U_{fp}^2 + V_{fp}^2} & \tau &= \frac{t u_{in}}{H_D} \\
 \theta_f &= \frac{T_f - T_c}{T_h - T_c} & \theta_{fp} &= \frac{T_{fp} - T_c}{T_h - T_c} & \theta_s &= \frac{T_s - T_c}{T_h - T_c} \\
 \alpha_e &= \frac{k_e}{\rho_f C p_f} & \alpha_f &= \frac{k_f}{\rho_f C p_f} & \alpha_s &= \frac{k_s}{\rho_s C p_s} \\
 Pr_e &= \frac{\mu}{\alpha_e \rho_f} & Pr_f &= \frac{\mu}{\alpha_f \rho_f} & Pr_s &= \frac{\mu}{\alpha_s \rho_f} \\
 C_f &= \frac{c_f}{c_{in}} & C_{fp} &= \frac{c_{fp}}{c_{in}} \\
 Sc_e &= \frac{\mu}{D_e \rho_f} & Sc_f &= \frac{\mu}{D_f \rho_f} \\
 Gr_t &= \frac{g \beta (T_h - T_c) H_D^3 \rho_f^2}{\mu^2} & Gr_m &= \frac{g \left(\frac{M_a}{M_v} - 1 \right) c_{in} H_D^3 \rho_f^2}{\mu^2} & Re &= \frac{\rho_f u_{in} H_D}{\mu}
 \end{aligned}$$

$$\rho g = \rho_f [1 - \beta(T_f - T_c)] g$$

$$p_f = p_{df} - \rho_f g$$

$$p_{fp} = p_{dfp} - \rho_f g$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad \beta \text{ 為流體膨脹係數} \quad (2-15)$$

而無因次後的統馭方程式則如下所示。

2-5 無因次後內流場方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial U_{fp}}{\partial X} + \frac{\partial V_{fp}}{\partial Y} = 0 \quad (2-16)$$

動量方程式：

x 方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_{fp}}{\varepsilon} \right) + V_{fp} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_{fp}}{\varepsilon} \right) = & -\frac{\partial P_{fp}}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_{fp}}{\partial Y^2} \right) \\ & - \frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon U_{fp} - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon U_{fp} \end{aligned} \quad (2-17)$$

y 方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) + V_{fp} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) = & -\frac{\partial P_{fp}}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial Y^2} \right) \\ & - \frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon V_{fp} - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon V_{fp} + \frac{\text{Gr}_t \theta_{fp}}{\text{Re}^2} \varepsilon + \frac{\text{Gr}_m C_{fp}}{\text{Re}^2} \varepsilon \end{aligned} \quad (2-18)$$

能量方程式：

$$\frac{\partial \theta_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial X} + V_{fp} \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial Y} = \frac{1}{\text{RePr}_e} \left(\frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial Y^2} \right) \quad (2-19)$$

質傳方程式：

$$\frac{\partial C_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial C_{fp}}{\partial X} + V_{fp} \frac{\partial C_{fp}}{\partial Y} = \frac{1}{\text{ReSc}_e} \left(\frac{\partial^2 C_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_{fp}}{\partial Y^2} \right) \quad (2-20)$$

2-6 無因次後外流場方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial U_f}{\partial X} + \frac{\partial V_f}{\partial Y} = 0 \quad (2-21)$$

動量方程式：

x 方向

$$\frac{\partial U_f}{\partial \tau} + U_f \frac{\partial U_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial U_f}{\partial Y} = -\frac{\partial P_f}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_f}{\partial Y^2} \right) \quad (2-22)$$

y 方向

$$\frac{\partial V_f}{\partial \tau} + U_f \frac{\partial V_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial V_f}{\partial Y} = -\frac{\partial P_f}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_f}{\partial Y^2} \right) + \frac{\text{Gr}_t \theta_f}{\text{Re}^2} + \frac{\text{Gr}_m C_f}{\text{Re}^2} \quad (2-23)$$

能量方程式：

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + U_f \frac{\partial \theta_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = \frac{1}{\text{RePr}_f} \left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial Y^2} \right) \quad (2-24)$$

質傳方程式：

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U_f \frac{\partial C_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial C_f}{\partial Y} = \frac{1}{\text{ReSc}_f} \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Y^2} \right) \quad (2-25)$$

2-7 無因次後固體方程式

熱傳導方程式：

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \left(\frac{1}{\text{RePr}_s} \right) \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial X^2} + \frac{\partial \theta_s}{\partial Y^2} \right) \quad (2-26)$$

經過無因次後，以下的邊界條件進行計算。

2-8 邊界條件

入口 (AB):

$$U_f = 1 \quad V_f = 0 \quad \theta_f = 0 \quad C_f = 1 \quad (2-27)$$

上下壁面 (AF、BC、DE)

$$U_f = 0 \quad V_f = 0 \quad \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = 0 \quad \frac{\partial C_f}{\partial Y} = 0 \quad (2-28)$$

加熱元件 (CD)

$$U_f = 0 \quad V_f = 0 \quad \theta_f = 1 \quad \frac{\partial C_f}{\partial Y} = 0 \quad (2-29)$$

出口 (FE):

$$\frac{\partial U_f}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial V_f}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial C_f}{\partial X} = 0 \quad (2-30)$$

而內外流場介面，則利用速度、剪應力、溫度和熱通量之連續性，推得其邊界條件如下：

內外流場交介面 (GJ、HI)

$$\begin{aligned} U_f &= U_{fp} & V_f &= V_{fp} & \theta_f &= \theta_{fp} & C_f &= C_{fp} \\ \frac{\partial U_f}{\partial Y} &= \frac{\partial U_{fp}}{\partial Y} & \frac{\partial V_f}{\partial Y} &= \frac{\partial V_{fp}}{\partial Y} & k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} &= k_e \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial Y} & D \frac{\partial C_f}{\partial Y} &= D \frac{\partial C_{fp}}{\partial Y} \end{aligned} \quad (2-31)$$

3-1 數值方法

本研究之數值計算區域分為三部份：

- (1) 多孔性介質以內部流場（簡稱內流場）
- (2) 多孔性介質外部之流場（簡稱外流場）
- (3) 固體熱傳導部分（簡稱固體）

流場計算採用 SIMPLE-R[4]，固體部分則利用有限差分的顯式（explicit）法計算其熱傳導。以下是數值方法的說明。

3-2 內流場差分方程式

內流場 x 方向之動量方程式如下：

$$\frac{\partial U_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_{fp}}{\varepsilon} \right) + V_{fp} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_{fp}}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_{fp}}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_{fp}}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{Re Da}} \varepsilon U_{fp} - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon U_{fp} \quad (3-1)$$

內流場 y 方向之動量方程式如下：

$$\frac{\partial V_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) + V_{fp} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_{fp}}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{Re Da}} \varepsilon V_{fp} - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon V_{fp} + \frac{\text{Gr}_t \theta_{fp}}{\text{Re}^2} \varepsilon + \frac{\text{Gr}_m C_{fp}}{\text{Re}^2} \varepsilon \quad (3-2)$$

式 (3-1) 右邊三、四項及式 (3-2) 右邊三、四、五項以 source 進行處理。並進行差分後可表示如下：

x 方向之動量方程式經差分後得：

$$\begin{aligned}
 a_e U_e &= \left[\sum (a_{nb} U_{nb}) \right] + (P_p - P_E) \Delta Y \\
 a_p^0 &= \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \\
 b &= S_C \Delta X \Delta Y + a_p^0 \phi_p^0 \\
 a_e &= \left(\sum a_{nb} \right) + a_p^0 - S_p \Delta X \Delta Y
 \end{aligned} \tag{3-3}$$

下標 nb：周圍鄰接處

y 方向之動量方程式經差分後得：

$$\begin{aligned}
 b_n V_n &= \left[\sum (b_{nb} V_{nb}) \right] + (P_p - P_N) \Delta X \\
 a_p^0 &= \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \\
 b &= S_C \Delta X \Delta Y + a_p^0 \phi_p^0 \\
 b_n &= \sum (b_{nb}) + a_p^0 - S_p \Delta X \Delta Y
 \end{aligned} \tag{3-4}$$

而 S_C 和 S_p 則如下所示

x 方向

$$\begin{aligned}
 S_p &= - \left(\frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon U_p + \frac{F |\overline{U_p}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon U_p \right) \\
 S_c &= 0
 \end{aligned} \tag{3-5}$$

y 方向

$$\begin{aligned}
 S_p &= - \left(\frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon V_p + \frac{F |\overline{U_p}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon V_p \right) \\
 S_c &= \frac{\text{Gr}_t \theta_{fp}}{\text{Re}^2} + \frac{\text{Gr}_m C_{fp}}{\text{Re}^2}
 \end{aligned} \tag{3-6}$$

內流場能量方程如下

$$\frac{\partial \theta_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial X} + V_{fp} \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial Y} = \frac{1}{\text{RePr}_e} \left(\frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial Y^2} \right) \quad (3-7)$$

經差分後得

$$\begin{aligned} e_p \theta_p &= \left[\sum (e_{nb} \theta_{nb}) \right] \\ e_p^0 &= \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \\ b &= e_p^0 \theta_p^0 \\ e_p &= \left(\sum e_{nb} \right) + e_p^0 \end{aligned} \quad (3-8)$$

內流場質傳方程式如下

$$\frac{\partial C_{fp}}{\partial \tau} + U_{fp} \frac{\partial C_{fp}}{\partial X} + V_{fp} \frac{\partial C_{fp}}{\partial Y} = \frac{1}{\text{ReSc}_e} \left(\frac{\partial^2 C_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_{fp}}{\partial Y^2} \right) \quad (3-9)$$

經差分後得

$$\begin{aligned} e_p C_p &= \left[\sum (e_{nb} C_{nb}) \right] \\ e_p^0 &= \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \\ b &= e_p^0 C_p^0 \\ e_p &= \left(\sum e_{nb} \right) + e_p^0 \end{aligned} \quad (3-10)$$



3-3 外流場差分方程式

外流場的差分方程式和內流場大致相同，除了在 S_c 和 S_p 有些許不同，因此僅說明此部份的處理方式。

S_c 和 S_p 在 xy 兩方向之處理如下所示

x 方向

$$S_p = 0$$

$$S_c = 0 \quad (3-11)$$

y 方向

$$S_p = 0$$

$$S_c = \frac{Gr_l \theta_f}{Re^2} + \frac{Gr_m C_f}{Re^2} \quad (3-12)$$

3-4 固體熱傳導差分方程式

固體熱傳導方程式如下所示

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \left(\frac{1}{Re Pr_s} \right) \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial X^2} + \frac{\partial \theta_s}{\partial Y^2} \right) \quad (3-13)$$

將其差分如下

$$\frac{\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_{i,j}^n}{\Delta \tau} = \left(\frac{1}{Re Pr_s} \right) \left(\frac{\theta_{i+1,j}^n - 2\theta_{i,j}^n + \theta_{i-1,j}^n}{(\Delta X)^2} + \frac{\theta_{i,j+1}^n - 2\theta_{i,j}^n + \theta_{i,j-1}^n}{(\Delta Y)^2} \right) + O[\Delta \tau, (\Delta X)^2, (\Delta Y)^2] \quad (3-14)$$

而由穩定度分析得之，穩定之條件為

$$\left[\frac{\left(\frac{1}{Re Pr_s} \right) \Delta \tau}{(\Delta X)^2} + \frac{\left(\frac{1}{Re Pr_s} \right) \Delta \tau}{(\Delta Y)^2} \right] \leq \frac{1}{2} \quad (3-15)$$

3-5 邊界處理

內外流場的邊界在處理上較為特別，特此說明。由於在該邊界上具有速度、溫度及濃度連續之特性，因此在處理時採用以下做法。

上下邊界 x 方向的速度由於使用交錯格點的緣故，並未有正好在邊界上的

U_b ，在計算上為了使 $\frac{\partial U}{\partial Y} = 0$ 的邊界條件滿足，做法為令 $U_{fp} = U_f$ 。

至於上下邊界 y 方向的速度則恰好落於邊界上，故計算 V_b 時採用線性內插，即 $V_b = \frac{V_{fp} + V_f}{2}$ 。

溫度和濃度的處理方式，則由於 $\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$ 和 $\frac{\partial C}{\partial Y} = 0$ 的條件，故令 $\theta_{fp} = \theta_f$ ，

$C_{fp} = C_f$ 。

3-6 程式流程

由於考慮自然對流的影響，因此溫度必須和速度同時進行差分。而濃度則可分開進行求解，穩態之程式流程如圖 3-1 所示，而暫態之程式流程如圖 3-2 所示。



3-7 計算比對

格點測試則利用進出口質量守恆，來確定格點疏密是否適當。格點測試結果如表 3-1 所示。在衡量速度與精確度之後，決定採用 260×120 之格點配置。

由於先前並無類似之物理模式，因此比對時採用統馭方程式相同的不同物理模式。比對 $Ra = 10^4$ 和 $Ra = 10^5$ 之流線圖，以確定數值方法之正確性。本文以謝[5]之數值結果做為比對。該文獻利用有限元素法計算一正方形空穴之自然對流流場，左壁面為高溫面，右壁面為低溫面，上下兩壁面為絕熱面。圖 3-3[5] 及圖 3-4[5] 分別為 $Ra = 10^4$ 和 $Ra = 10^5$ 之結果，實線為文獻上的流線圖，虛線部分則為本文之流線圖。

表 3-1 格點測試結果 (Re=100, Pr=0.72, Ra=0.72*10⁴)

case	dX、dY	X 等份*Y 等份	$\frac{(\dot{m}_{in} - \dot{m}_{out})}{\dot{m}_{out}}$
1	1.66*10 ⁽⁻²⁾	130*60	0.098
2	8.33*10 ⁽⁻³⁾	130*120	0.048
3	8.33*10 ⁽⁻³⁾	260*120	0.021
4	4.16*10 ⁽⁻³⁾	260*240	0.018



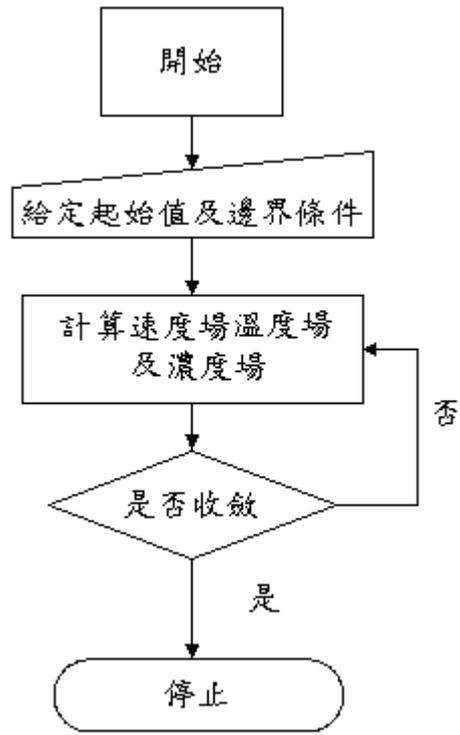


圖 3-1 穩態程式流程圖

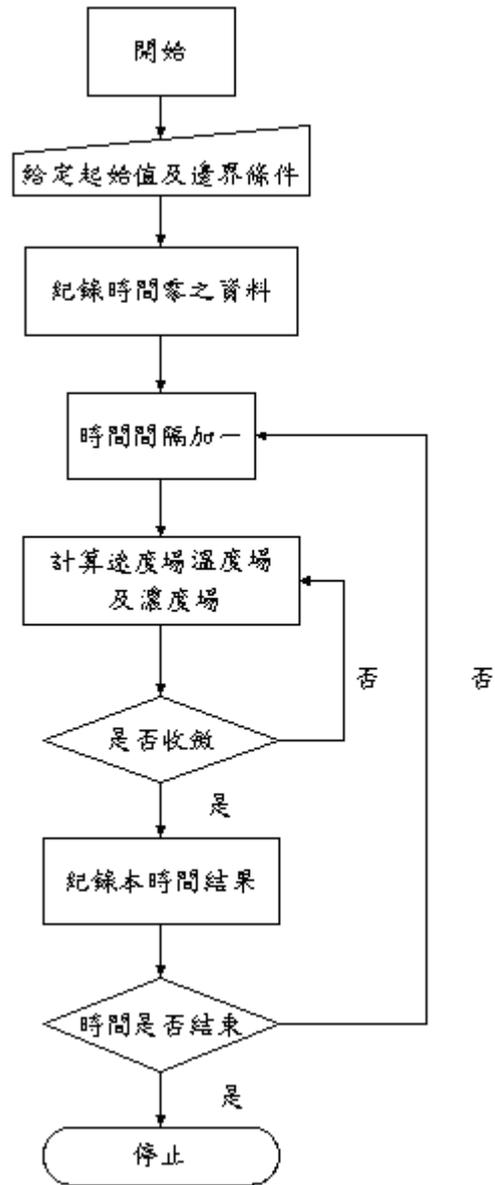


圖 3-2 暫態程式流程圖

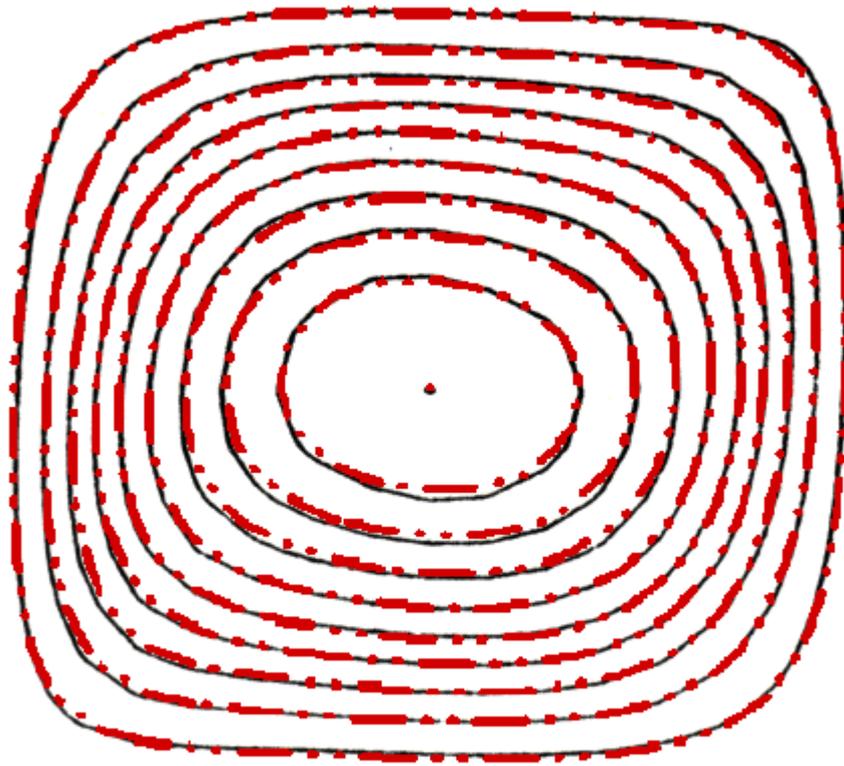


圖 3-3 謝之流線圖及本文之流線圖 ($Ra=10^4$) [5]

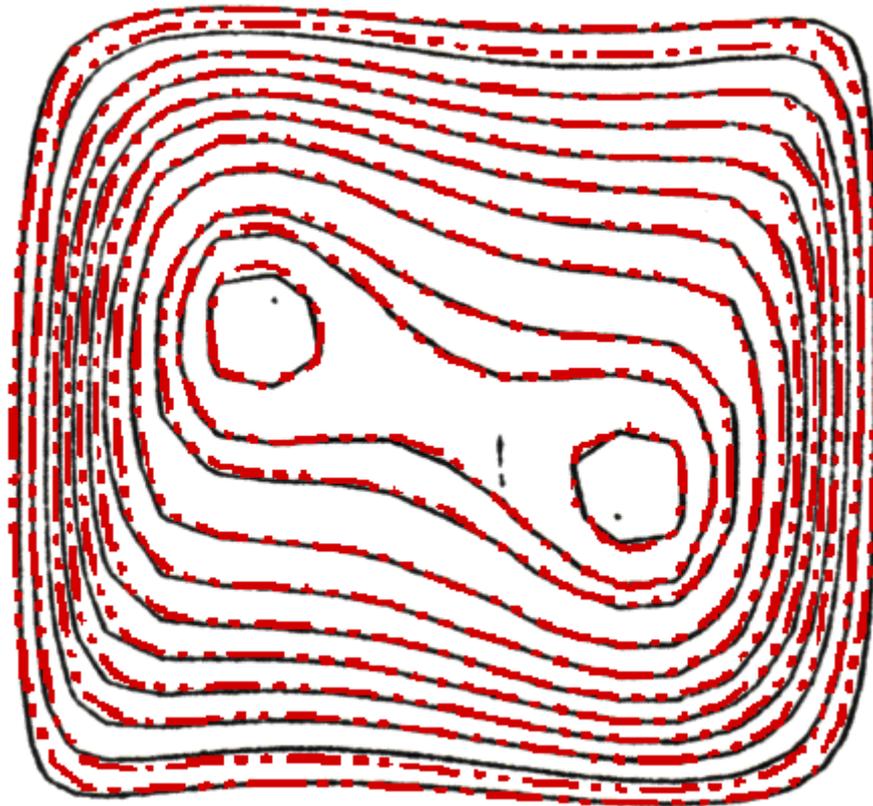


圖 3-4 謝之流線圖及本文之流線圖 ($Ra=10^5$) [5]

第四章 結果與討論

一般的氣體感測器操作溫度大約在 $100^{\circ}C$ 左右，而氣體感測器代表尺寸約 $0.01m$ ，換算為Gr約 10^5 ，因此本文考慮自然對流效應時，Gr定為 10^5 。

由於考慮自然對流的影響，因此感測器開口面朝上（置於管道下方）或朝下（置於管道上方）對偵測結果會有所不同，本文分別予以探討。欲偵測氣體則為空氣中之水蒸氣。

詳細的參數設定如表 4-1 所示，共分為 20 種情形。



表 4-1 詳細設定

入口持續釋放水蒸氣	
感測器置於管道下方	Re=100 (4-1-1)
	Re=500 (4-1-2)
感測器置於管道上方	Re=100 (4-1-3)
	Re=500 (4-1-4)
管道內短暫釋放少量水蒸氣	
Re=100 感測器置於管道下方	釋放水蒸氣無因次時間=0.5 (4-2-1)
	釋放水蒸氣無因次時間=5 (4-2-2)
Re=500 感測器置於管道下方	釋放水蒸氣無因次時間=0.5 (4-2-3)
	釋放水蒸氣無因次時間=5 (4-2-4)
Re=100 感測器置於管道上方	釋放水蒸氣無因次時間=0.5 (4-2-5)
	釋放水蒸氣無因次時間=5 (4-2-6)
Re=500 感測器置於管道上方	釋放水蒸氣無因次時間=0.5 (4-2-7)
	釋放水蒸氣無因次時間=5 (4-2-8)
一半的入口區域持續釋放水蒸氣	
Re=100 感測器置於管道下方	入口上半較濃 (4-3-1)
	入口下半較濃 (4-3-2)
Re=500 感測器置於管道下方	入口上半較濃 (4-3-3)
	入口下半較濃 (4-3-4)
Re=100 感測器置於管道上方	入口上半較濃 (4-3-5)
	入口下半較濃 (4-3-6)
Re=500 感測器置於管道上方	入口上半較濃 (4-3-7)
	入口下半較濃 (4-3-8)

4-1 趨近穩態所需要的時間

本節討論由入口不停的有水蒸氣注入的情形，入口處水蒸氣無因次濃度為 1，在雷諾數不同的情況下，注入之水蒸氣濃度變化率小於百分之一所需要的時間。當濃度變化率（現在這個時間點的濃度和前一個時間點的變化率）小於百分之一時，傳播濃度的途徑已由對流主導轉為擴散主導，變化緩慢，視為趨近濃度的穩態，但不是真正的穩態，因為在入口不斷有濃度放入的情形下，穩態的流場內濃度會和入口濃度完全相同。

此外，感測器的感測面濃度又是如何隨著時間變化，也是討論的重點。藉此可以取得校正的依據。



4-1-1 雷諾數=100 感測器置於管道下方

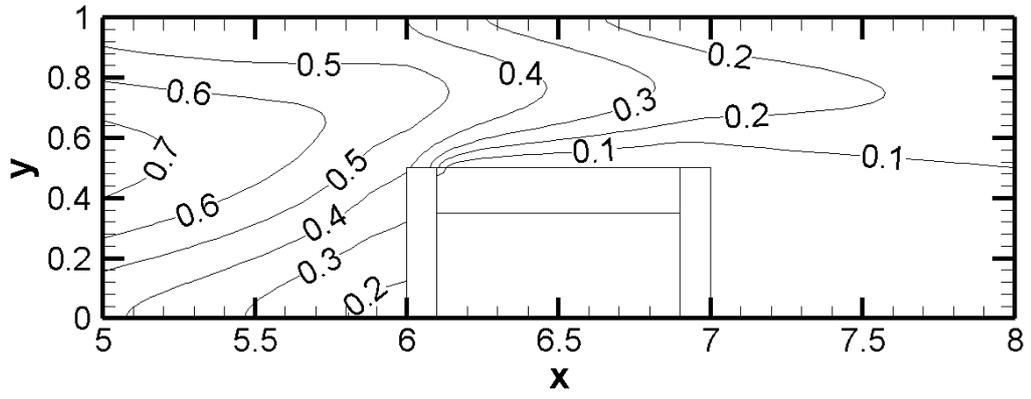
本節雷諾數為 100，入口速度和濃度為 1，入口溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-1-1 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 61 的等濃度線圖。可以看到，濃度隨時間變化由左至右傳播，在經過感測器上方時，並不會直接流入感測器，而是由感測器上方通過，只有一小部份濃度會因為自然對流效應造成的渦流而被引入感測器。直到管道大部分區域濃度達到 0.9 之後，水蒸氣才會因為擴散作用慢慢進入感測器。當水蒸氣濃度變化率小於百分之一時，感測器內的濃度大約才在 0.3，和入口濃度 1 相差甚多。

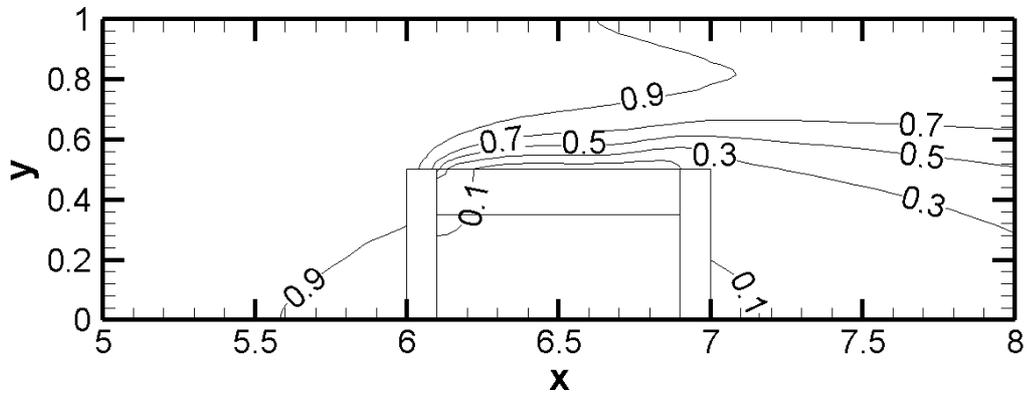
圖 4-1-1 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 61 的流線圖。由流線圖可以看出來，自然對流效應在感測器內部產生了渦流。此渦流由小變大，最後和外界的流線合而為一，是初期將濃度引入感測器的主因。

圖 4-1-1 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 61 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度散逸較慢。

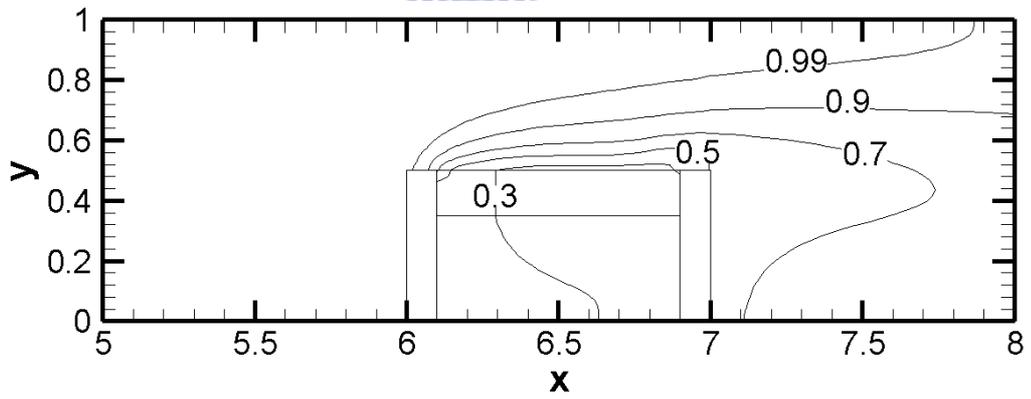
圖 4-1-1 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，濃度變化率小於百分之一所需的無因次時間為 61。由圖形斜率的變化可以發現，一開始斜率較大，表示濃度上升較快，但隨無因次時間拉長，變化的速度越來越慢，至無因次時間 61 時變化率小於百分之一，表示變化已非常緩慢，但此時濃度僅達到入口濃度的 30%。



$\tau = 5$

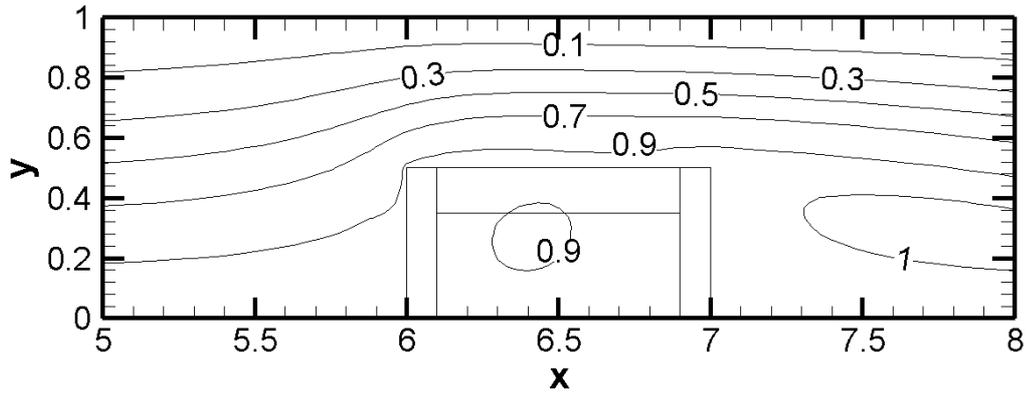


$\tau = 10$

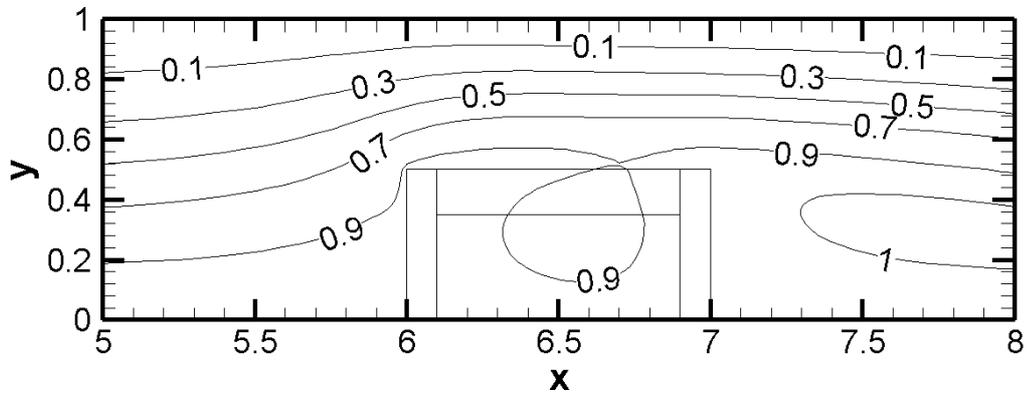


$\tau = 61$

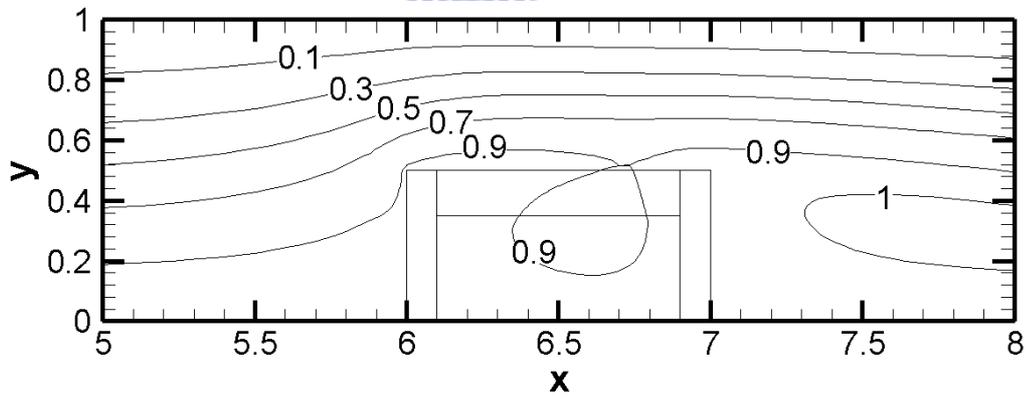
圖 4-1-1 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

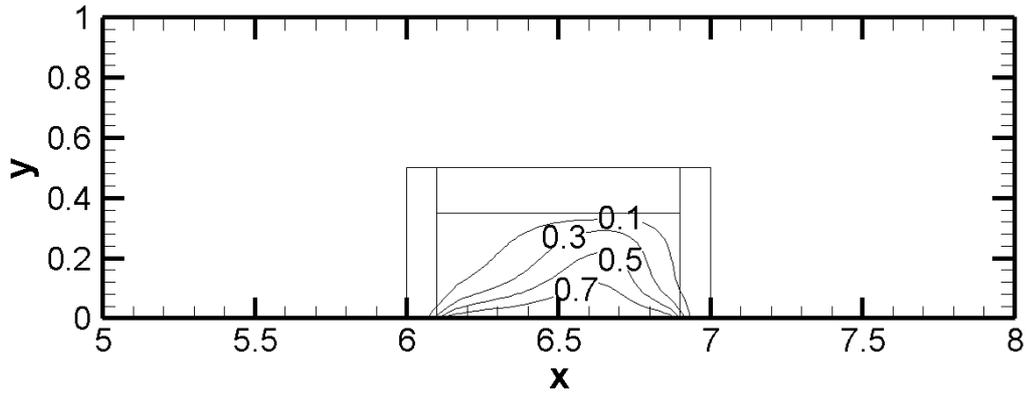


$\tau = 10$

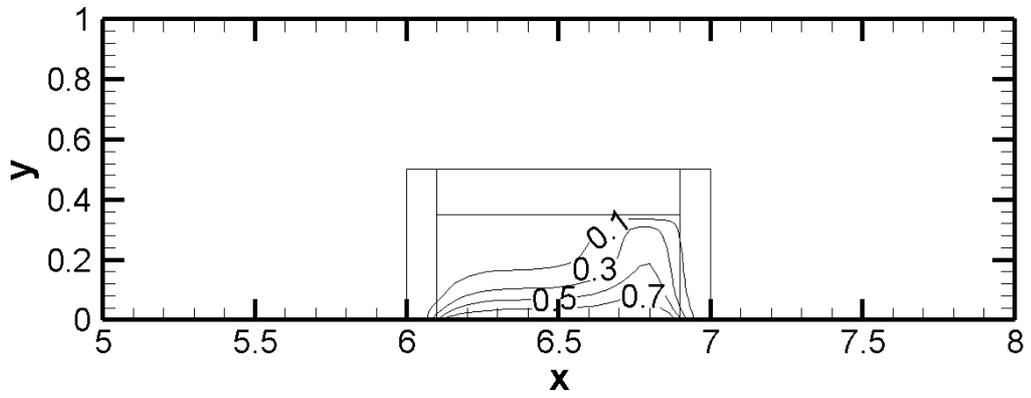


$\tau = 61$

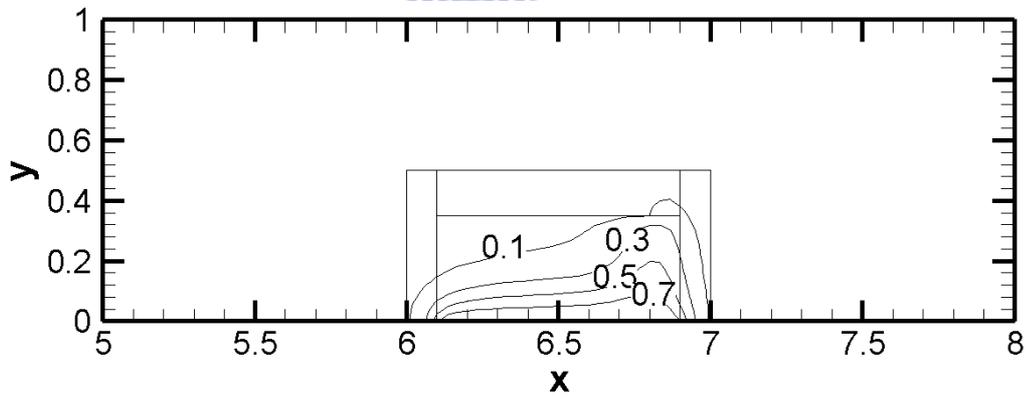
圖 4-1-1 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 61$

圖 4-1-1 (c) 等溫線圖

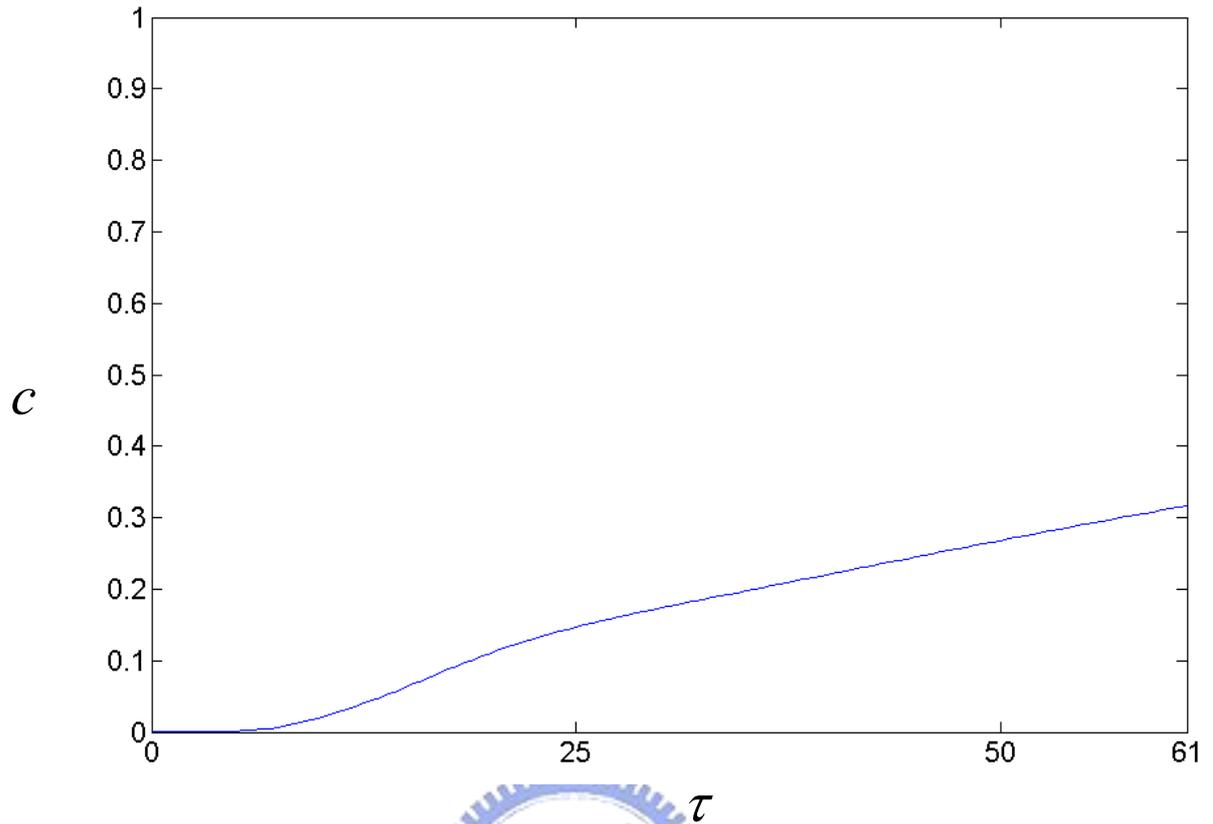


圖 4-1-1 (d) 感測面濃度變化



4-1-2 雷諾數=500 感測器置於管道下方

本節雷諾數為 500，入口速度和濃度為 1，入口溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

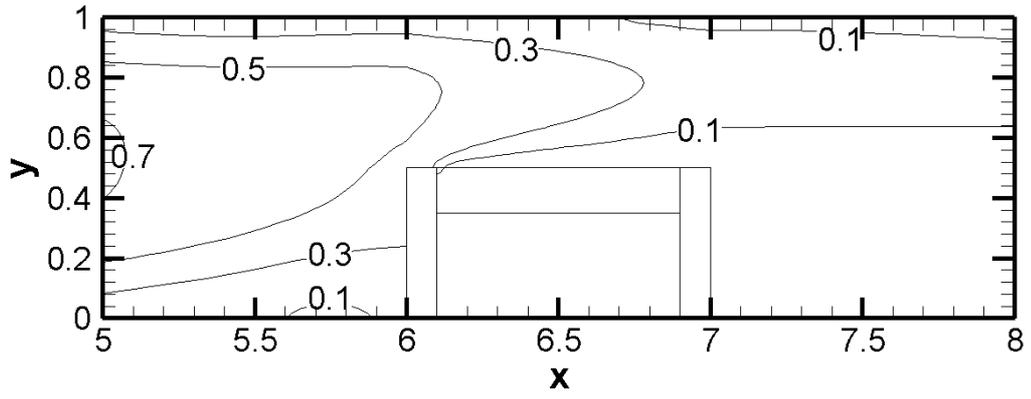
圖 4-1-2 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 108 的等濃度線圖。可以看到，濃度隨時間變化由左至右傳播，在經過感測器上方時，並不會直接流入感測器，而是由感測器上方通過。直到管道大部分區域濃度達到 0.9 之後，水蒸氣才會因為擴散作用慢慢進入感測器。當水蒸氣濃度變化率小於百分之一時，感測器偵測面的濃度只有 0.0208，和入口濃度 1 相差甚多。

圖 4-1-2 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 108 的流線圖。由流線圖可以看出來，自然對流效應未在感測器內部產生渦流。由於未產生渦流，因此初期無法將濃度引入感測器，因此感測器內部濃度無法快速上升。

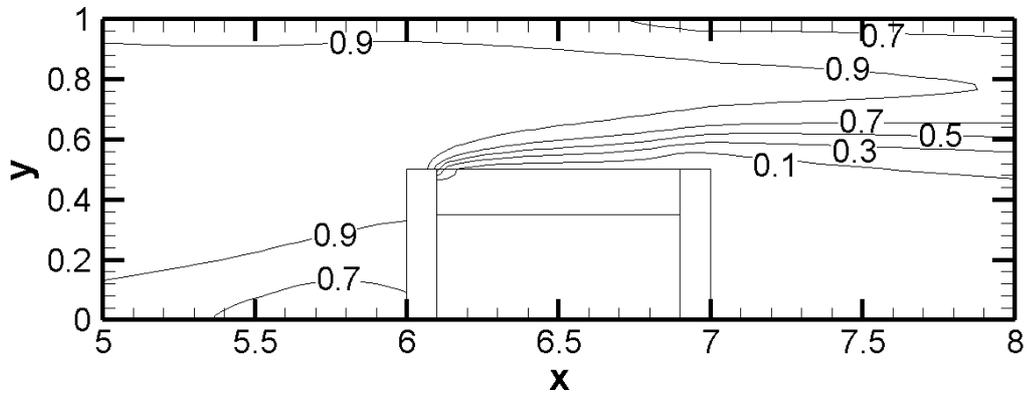
圖 4-1-2 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 108 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，雷諾數變大後，感測器內部高溫的區域較為集中，也此自然對流的效應較不明顯，未能在感測器內部造成渦流。

圖 4-1-2 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，濃度變化率小於百分之一所需的無因次時間為 108。由圖形斜率的變化可以發現，斜率幾乎沒有什麼變化，這是因為自然對流並未在感測器內部產生渦流，故各時間的濃度提昇都是靠著擴散作用，速度緩慢。至無因次時間 108 時變化率小於百分之一，表示變化已非常緩慢，此時感測器內的濃度遠小於 0.1，只有 0.0208，這是因為速度太快，濃度難以進入感測器內部。

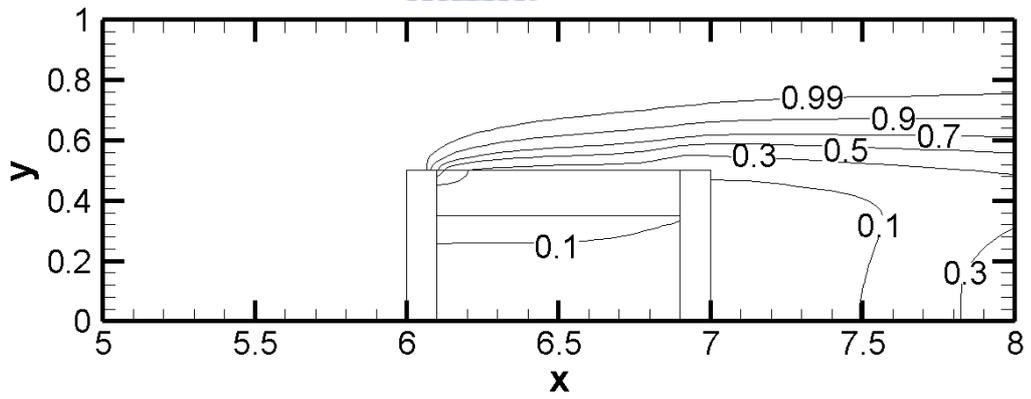
當配置方式相同，但雷諾數不同時，很明顯雷諾數較大時，外界氣體不易靠對流進入感測器，只能依靠擴散進入，並且擴散的能力也不如低雷諾數時，因此造成感測不易的情形發生，達到濃度變化率小於百分之一時，感測器表面的濃度不論何種配置均遠小於 0.1，可以說感測出來的結果非常不準確。



$\tau = 5$

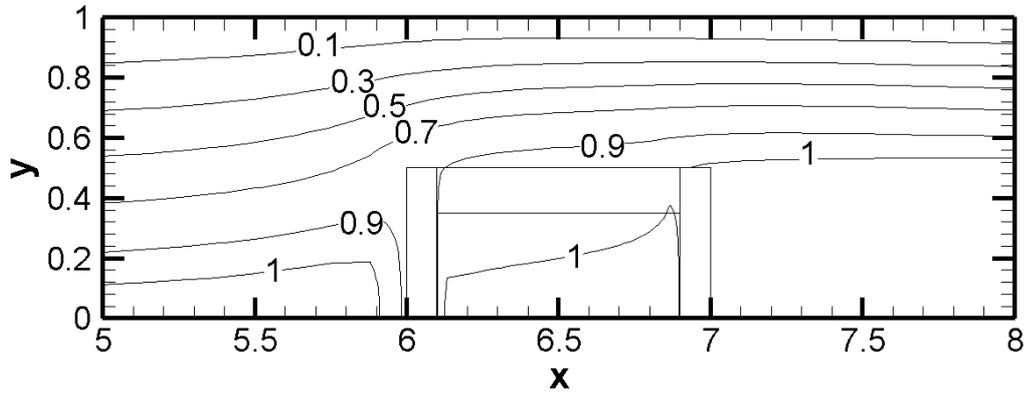


$\tau = 10$

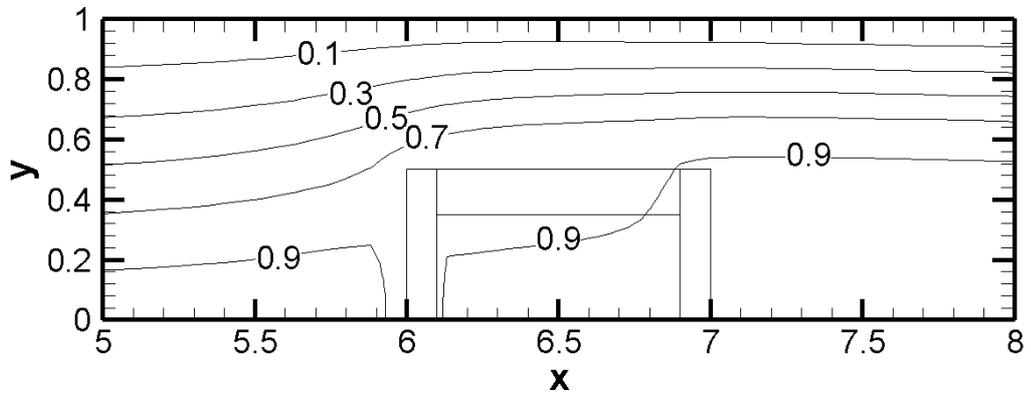


$\tau = 108$

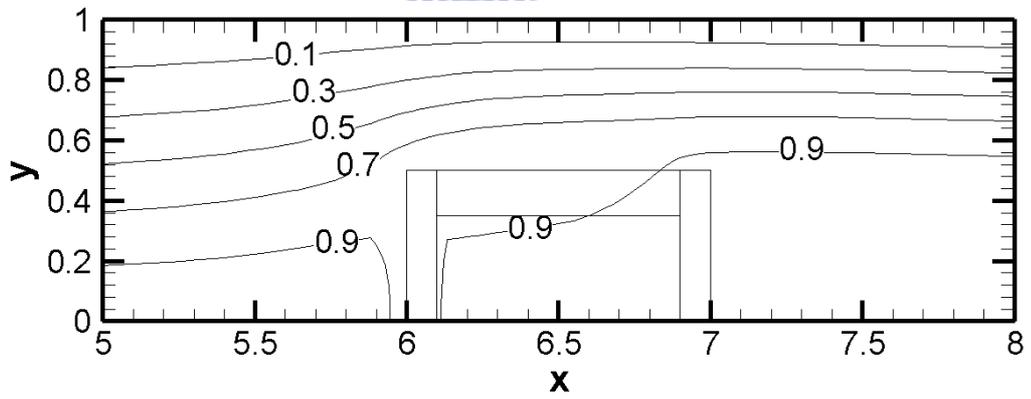
圖 4-1-2 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

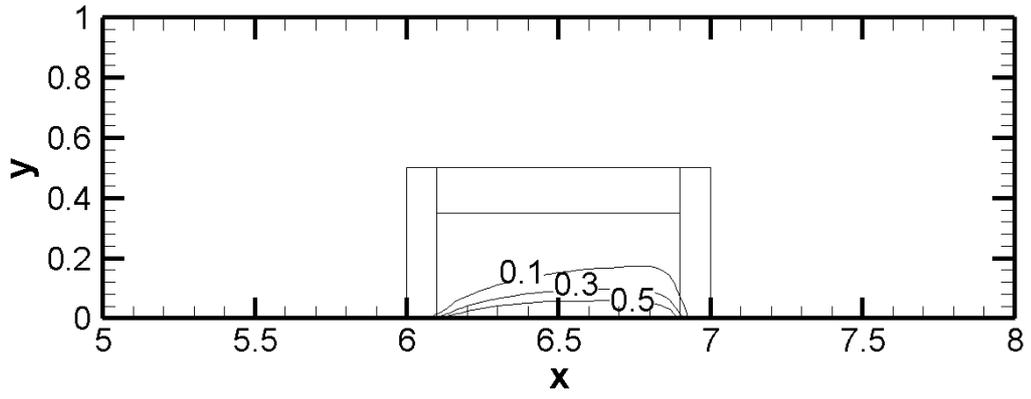


$\tau = 10$

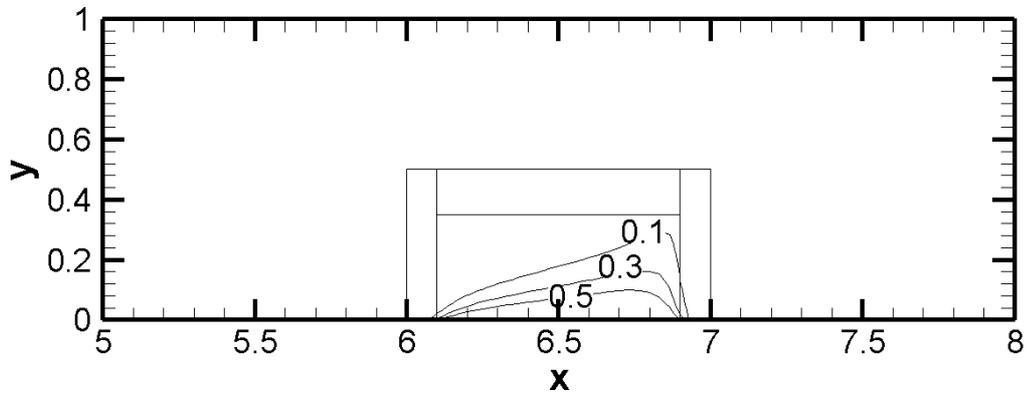


$\tau = 108$

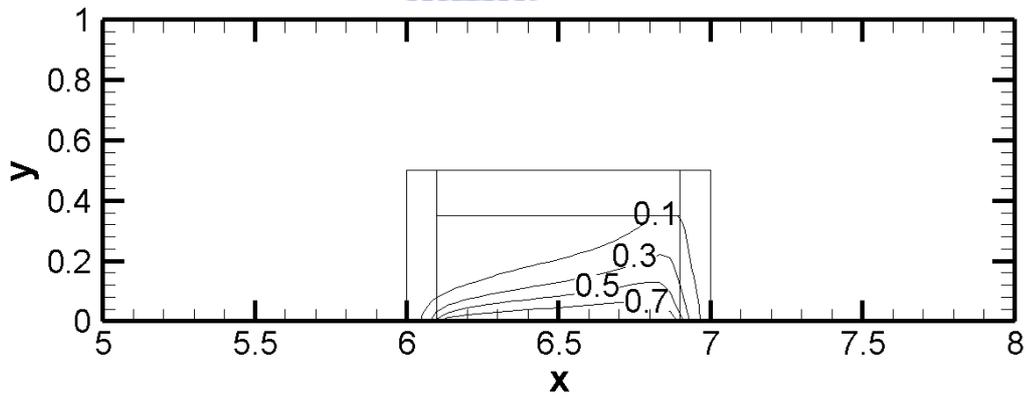
圖 4-1-2 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 108$

圖 4-1-2 (c) 等溫線圖

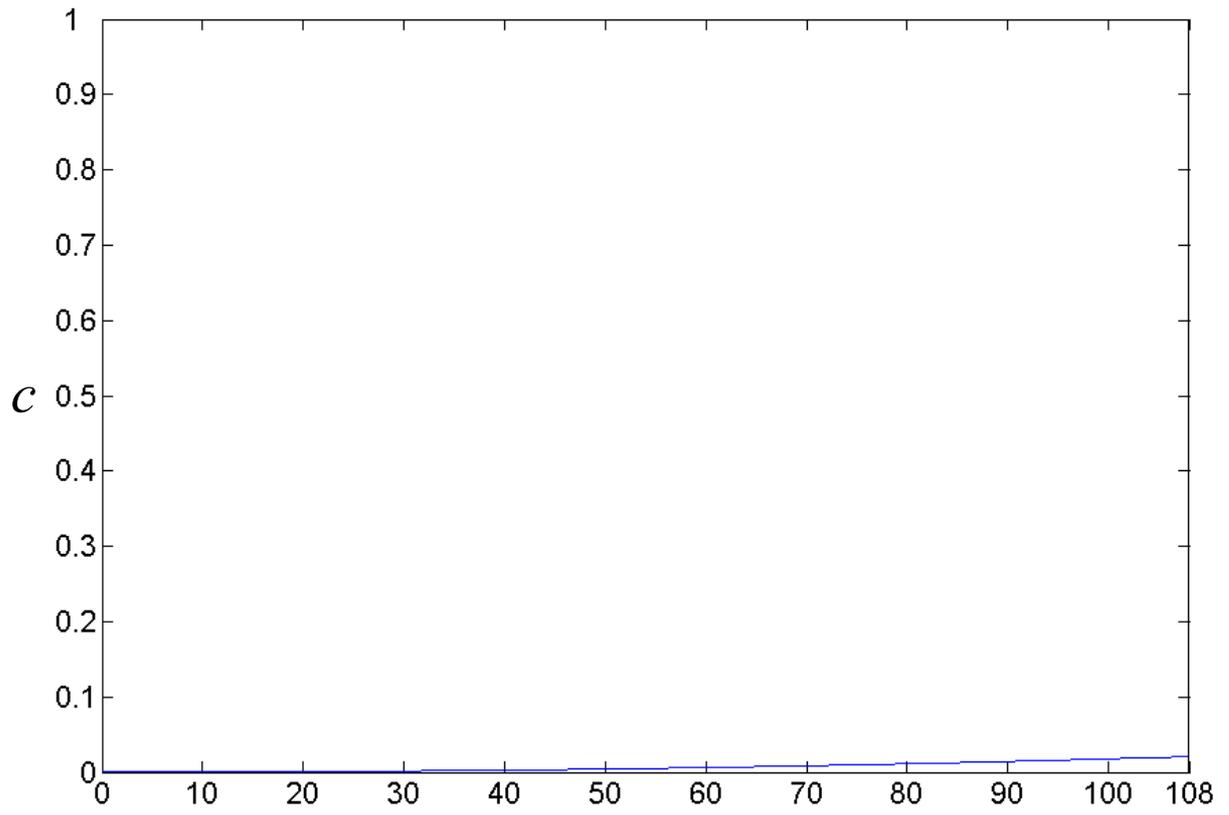


圖 4-1-2 (d) 感測面濃度變化

4-1-3 雷諾數=100 感測器置於管道上方

本節雷諾數為 100，入口速度和濃度為 1，入口溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-1-3 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 56 的等濃度線圖。可以看到，濃度隨時間變化由左至右傳播，在經過感測器上方時，並不會直接流入感測器，而是由感測器上方通過。由於感測面溫度高，加熱後較輕的空氣堆積在感測器內部，使得初期水蒸氣難以進入。直到管道大部分區域濃度達到 0.9 之後，水蒸氣才會因為擴散作用慢慢進入感測器，而此時由於感測器內部只有少量水蒸氣存在，因此擴散進入會比前面 4-1-1 節的狀況來的容易。但儘管如此，當水蒸氣濃度變化率小於百分之一時，感測器內的濃度仍只有 0.6，和入口濃度 1 還是有段差距。

圖 4-1-3 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 56 的流線圖。由流線圖可以看出來，感測面加熱之後使得熱空氣堆積在感測器內部，外界的流線不易進入，內部幾乎沒有流動的狀態。

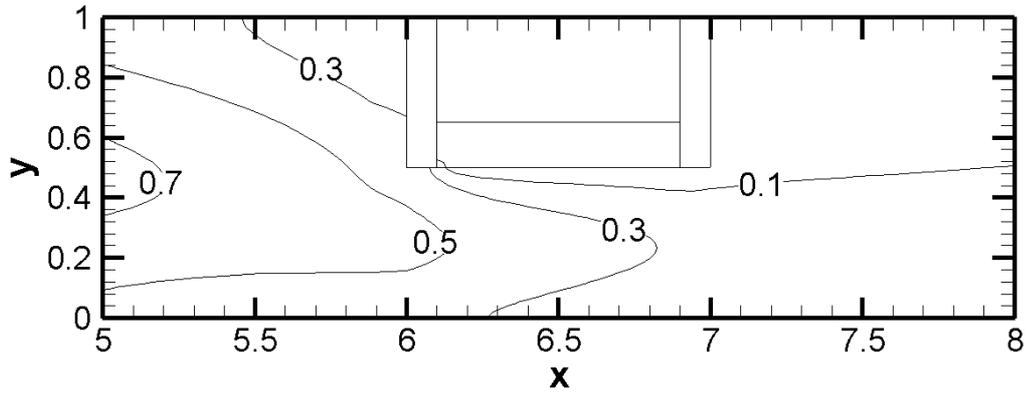
圖 4-1-3 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 56 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度散逸較慢。

圖 4-1-3 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，濃度變化率小於百分之一所需的無因次時間為 56。由圖形斜率的變化可以發現，一開始斜率較小，表示濃度上升較慢，但隨無因次時間拉長，變化的速度越來越快，和 4-1-1 節的狀況恰好相反。

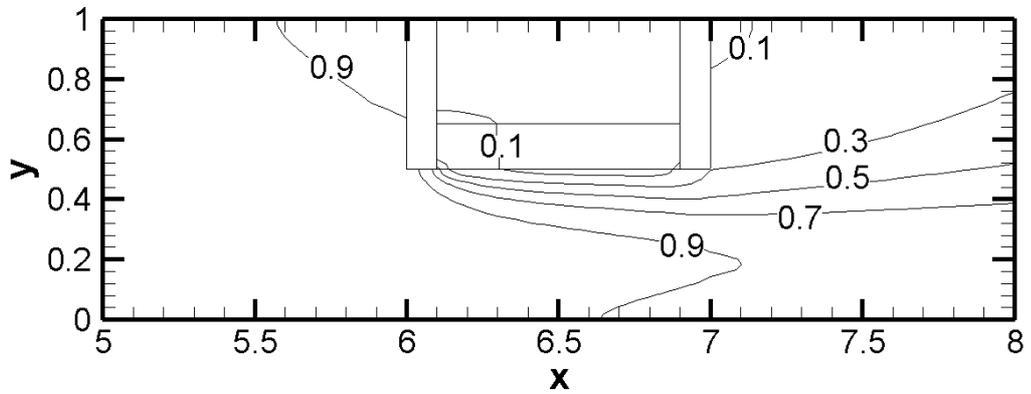
在雷諾數 100，感測器置於管道下方時，其感測面平均濃度一開始會爬升較快，此情形是由於自然對流效應在感測器內形成渦旋，增加擾動並將外界濃度引入，濃度引入較快為此種安裝方式的優點，但也因此達到濃度變化率小於百分之一需要較長的時間。而感測器置於管道上方時，因為層化作用的發生，

並不像前一種安裝方式會因為擾動快速將濃度引入，而是較均勻的進入感測器內部。因為擾動較小，故達到濃度變化率小於百分之一所需的時間較短，又因為濃度均勻的進入，故最後感測表面感測到的濃度會較高，也就是較為準確，為其優點。

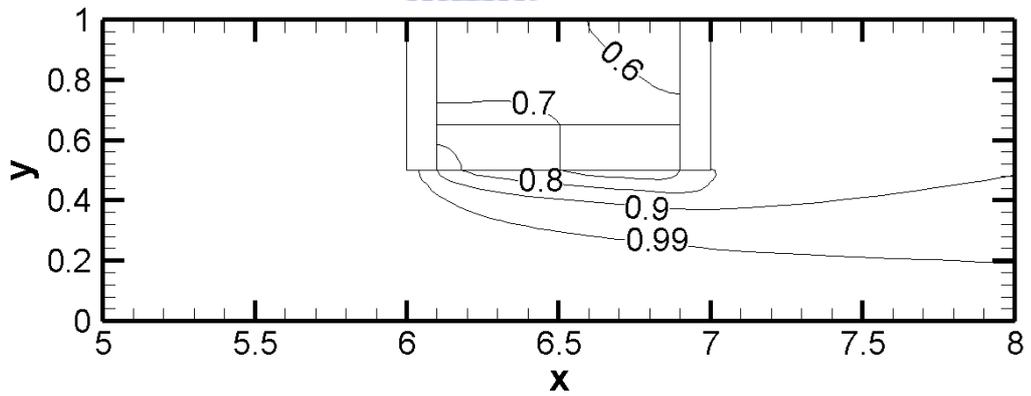




$\tau = 5$

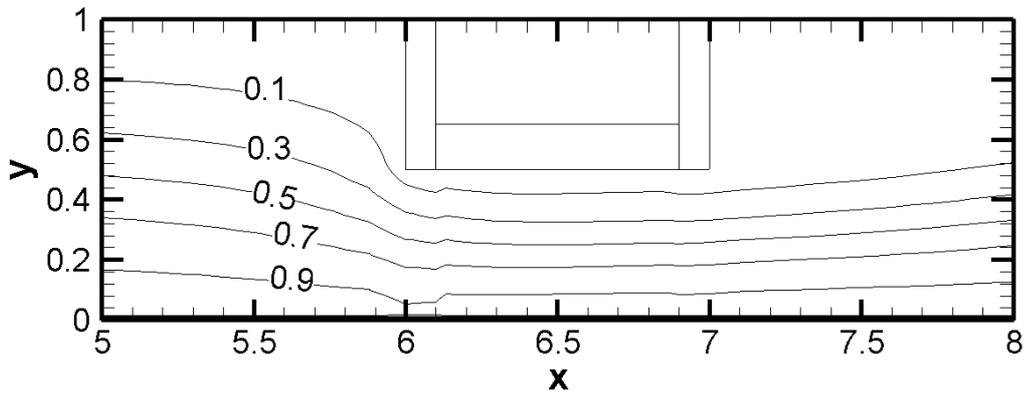


$\tau = 10$

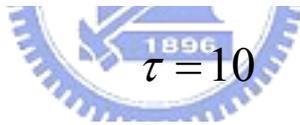
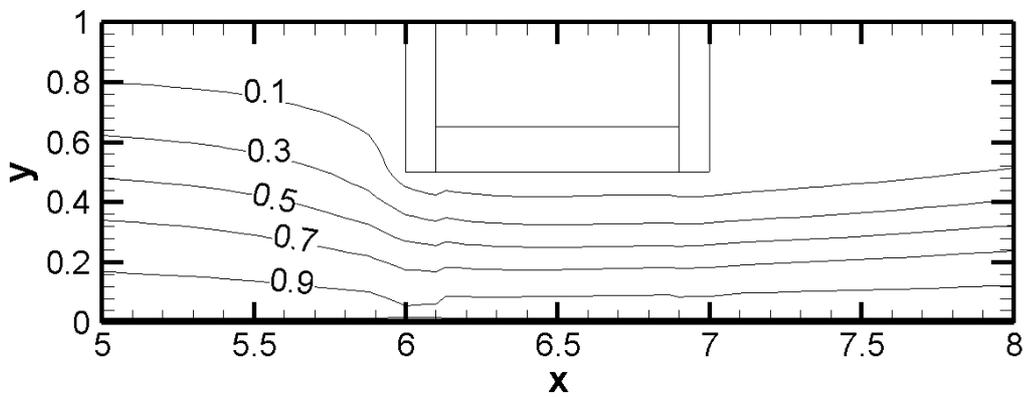


$\tau = 56$

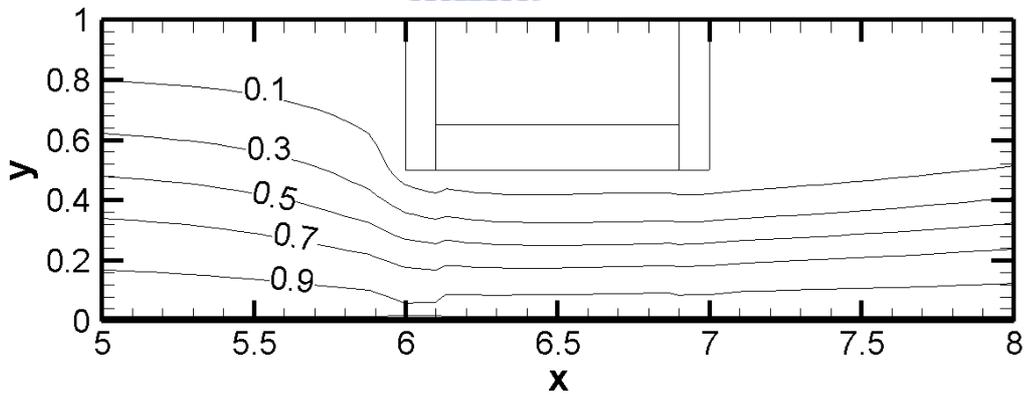
圖 4-1-3 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

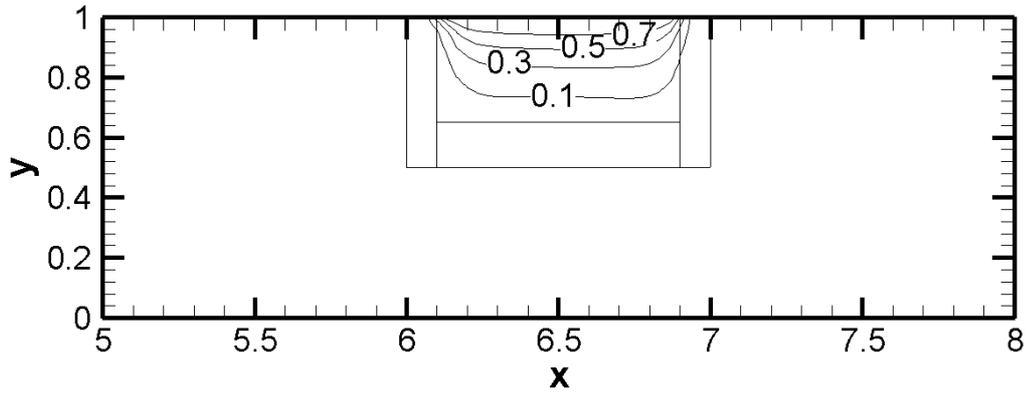


$\tau = 10$

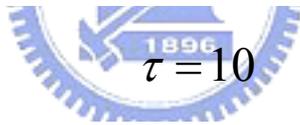
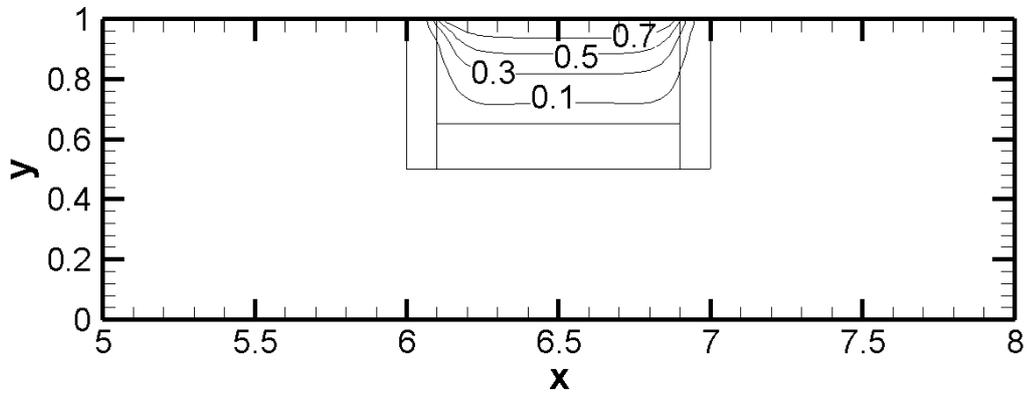


$\tau = 56$

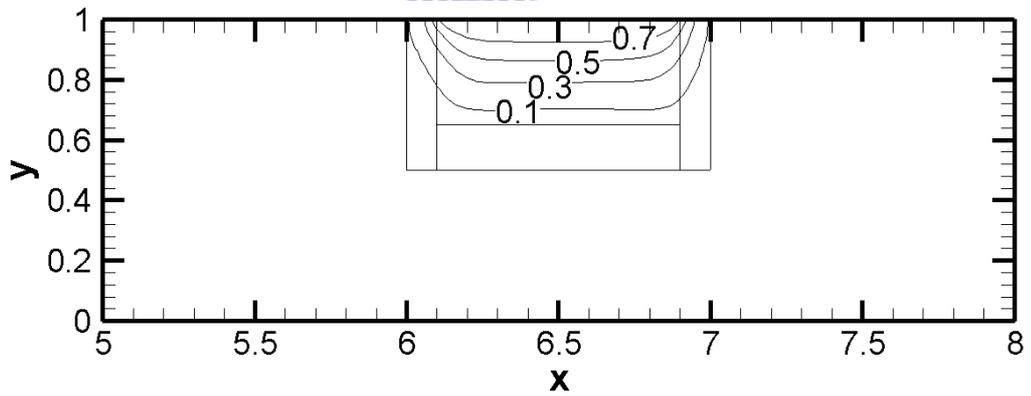
圖 4-1-3 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 56$

圖 4-1-3 (c) 等溫線圖

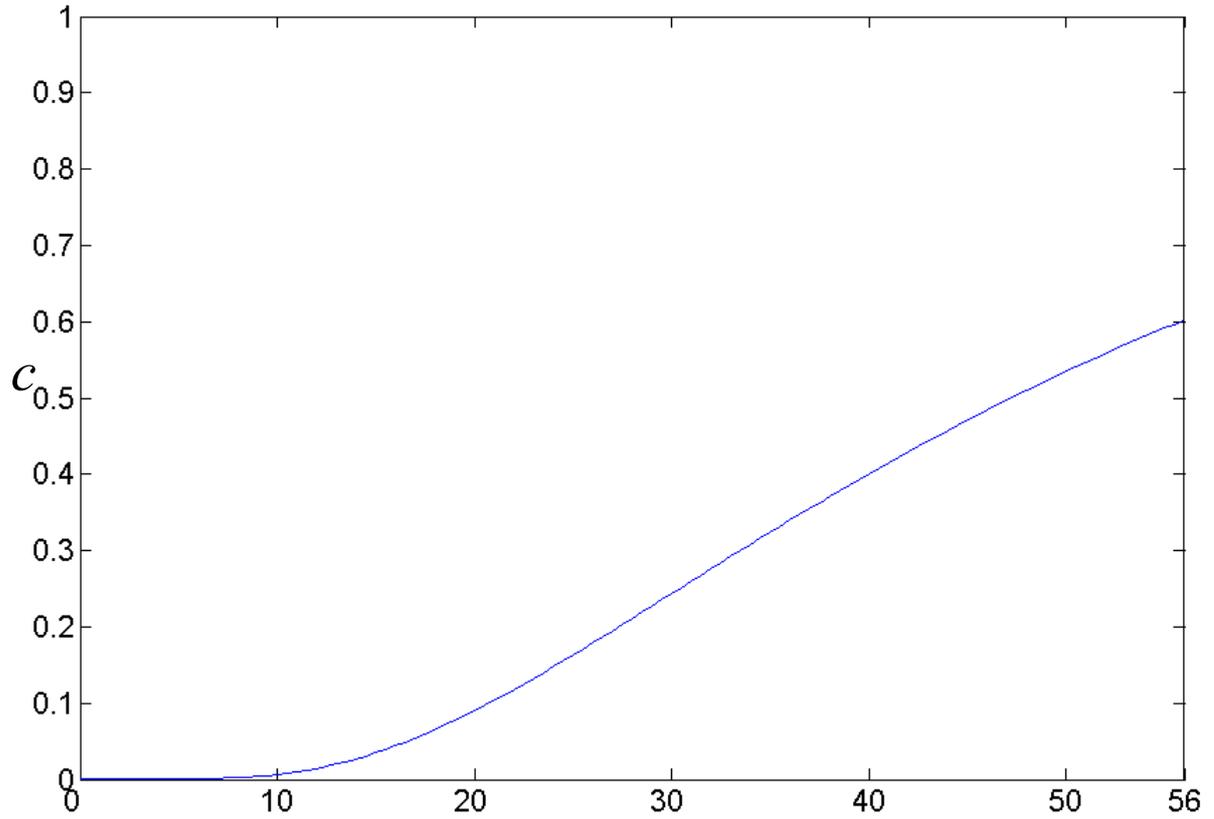


圖 4-1-3 (d) 感測面濃度變化

4-1-4 雷諾數=500 感測器置於管道上方

本節雷諾數為 500，入口速度和濃度為 1，入口溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

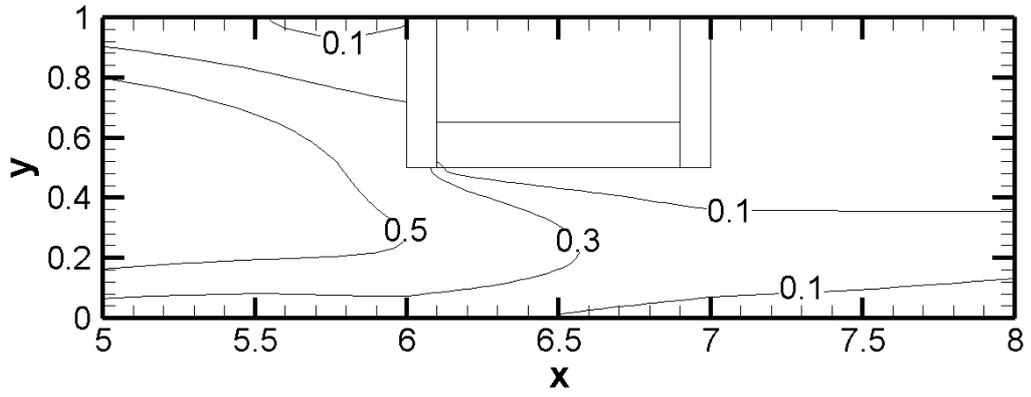
圖 4-1-4 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 103.5 的等濃度線圖。可以看到，濃度隨時間變化由左至右傳播，在經過感測器上方時，並不會直接流入感測器，而是由感測器上方通過。直到管道大部分區域濃度達到 0.9 之後，水蒸氣才會因為擴散作用慢慢進入感測器。當水蒸氣濃度變化率小於百分之一時，感測器偵測面的濃度只有 0.0074，和入口濃度 1 相差甚多。

圖 4-1-4 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 103.5 的流線圖。由流線圖可以看出來，自然對流效應未在感測器內部產生渦流。由於未產生渦流，因此初期無法將濃度引入感測器，因此感測器內部濃度無法快速上升。

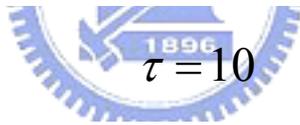
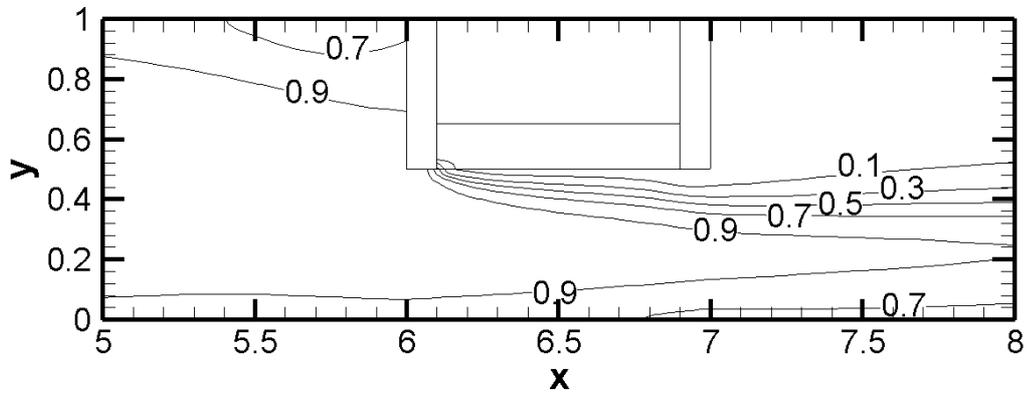
圖 4-1-4 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 103.5 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，雷諾數變大後，感測器內部高溫的區域較為集中，也此自然對流的效應較不明顯，未能在感測器內部造成渦流。

圖 4-1-4 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，濃度變化率小於百分之一所需的無因次時間為 103.5。由圖形斜率的變化可以發現，斜率幾乎沒有什麼變化，這是因為自然對流並未在感測器內部產生渦流，故各時間的濃度提昇都是靠著擴散作用，速度緩慢。至無因次時間 103.5 時變化率小於百分之一，表示變化已非常緩慢，當變化率小於百分之一時，感測器內的濃度遠小於 0.1，並且比感測器置於下方時更小，只有 0.0074。原因在於雷諾數 500 時，濃度擴散進入感測器不像雷諾數 100 時這麼容易，大部分在感測器外部停留不了多久就被吹走，因此進入的濃度才會這麼小。

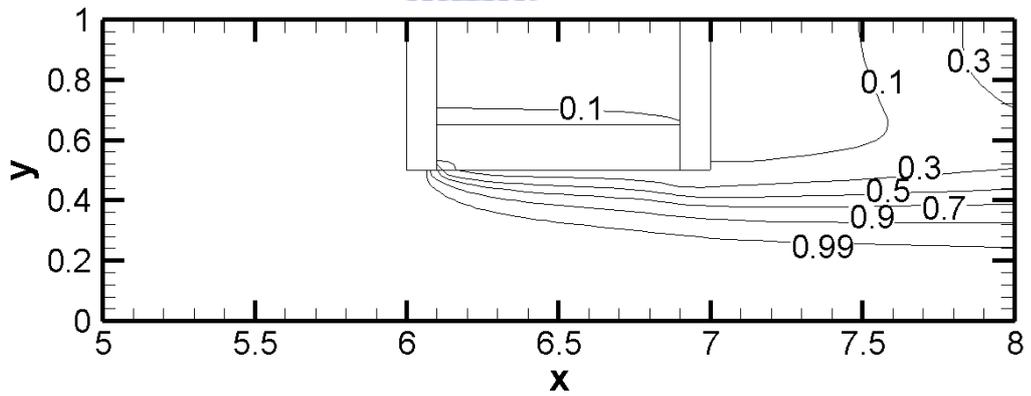
在雷諾數高到 500 時，由於流速過快，兩種配置的分別就不大了，短時間的感測能力和最終的結果都是開口朝上的配置較好，而變化率小於百分之一所需的無因次時間則是開口朝下的配置較佳。



$\tau = 5$

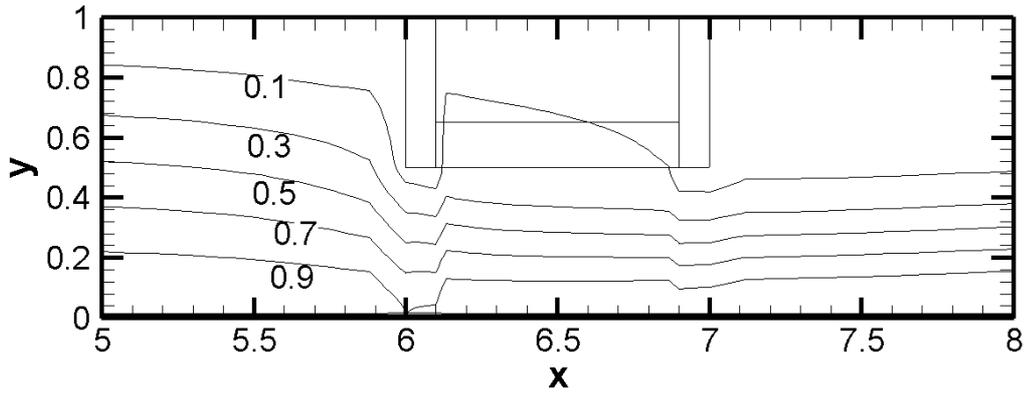


$\tau = 10$

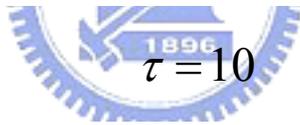
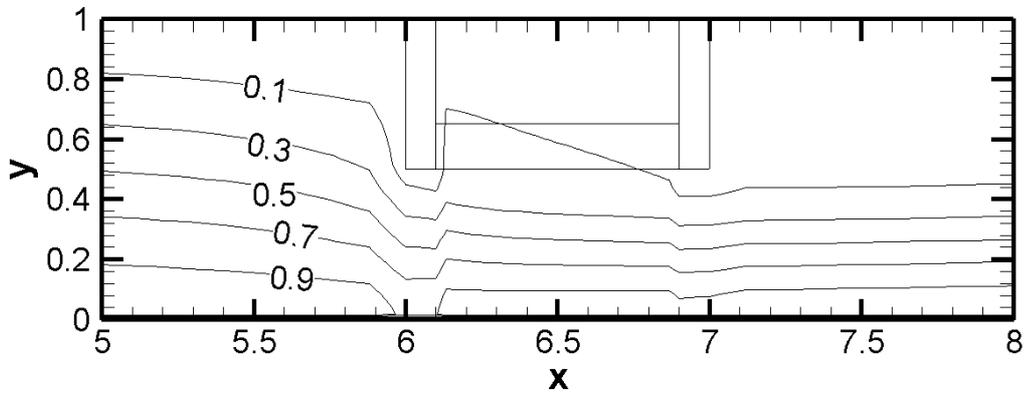


$\tau = 103.5$

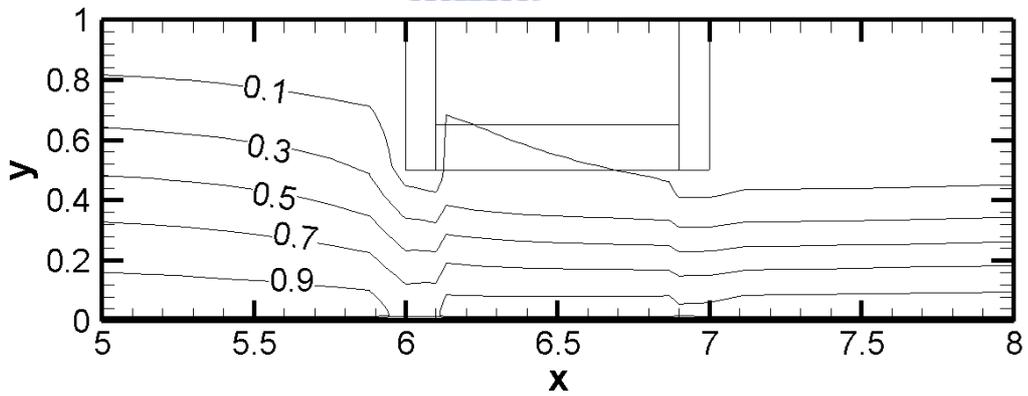
圖 4-1-4 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

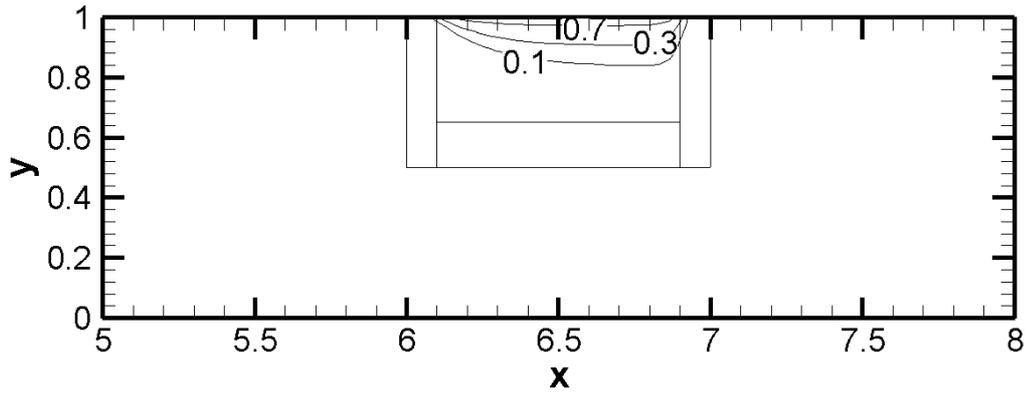


$\tau = 10$

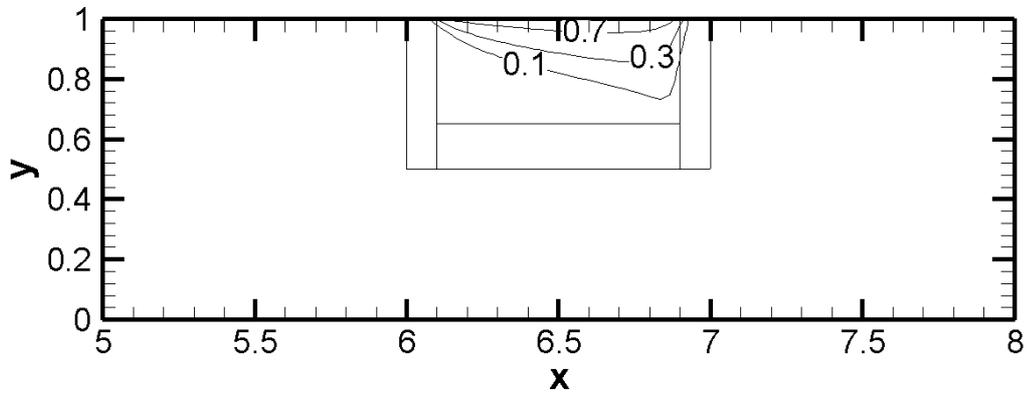


$\tau = 103.5$

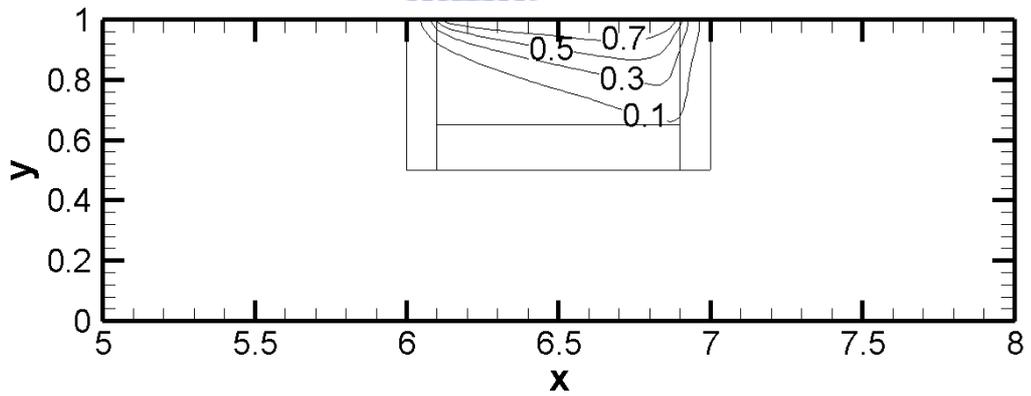
圖 4-1-4 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 103.5$

圖 4-1-4 (c) 等溫線圖

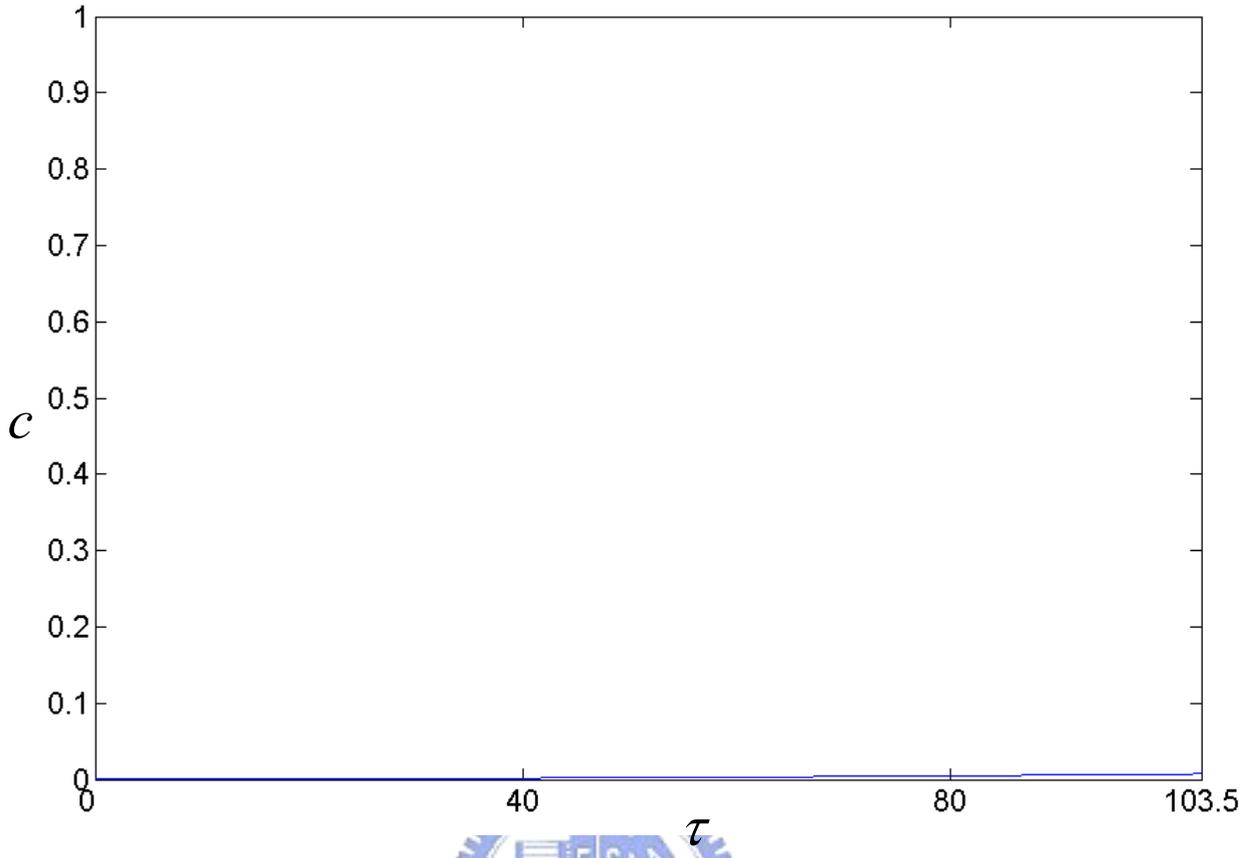


圖 4-1-4 (d) 感測面濃度變化

4-1-5 達到真正穩態的情形

由於雷諾數高的情形流場需要很長的時間才能達到穩態，因此本文只針對雷諾數 100 的情形，計算整個管道內達到濃度完全相同所需的時間，藉此區分設置方式不同時的優缺點。圖 4-1-5 (a) 為感測器開口朝上時的圖形，而圖 4-1-5 (b) 則為感測器開口朝下時的圖形。可以看到，感測器開口朝上的配置方式一開始感測表面濃度提昇的的確較快，但最後內外濃度完全相同所需的時間較長。反觀感測器開口朝下的情形，則可以較早達到濃度完全相同，因此較適合準確測量濃度的需求。



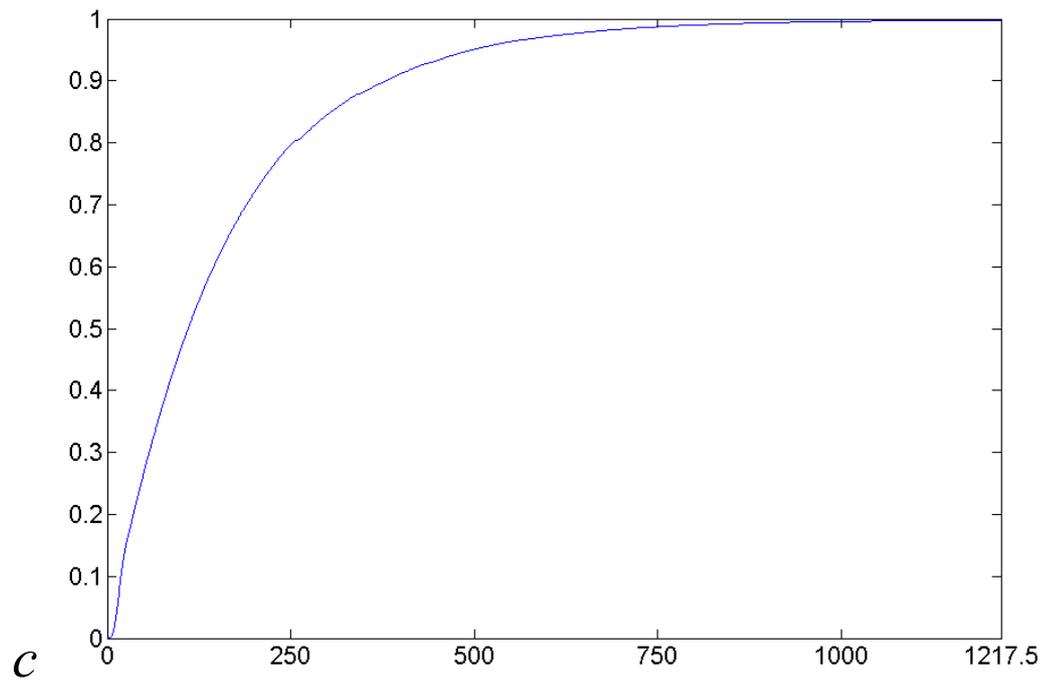


圖 4-1-5 (a) $Re=100$ ，開口朝上時感測面濃度變化

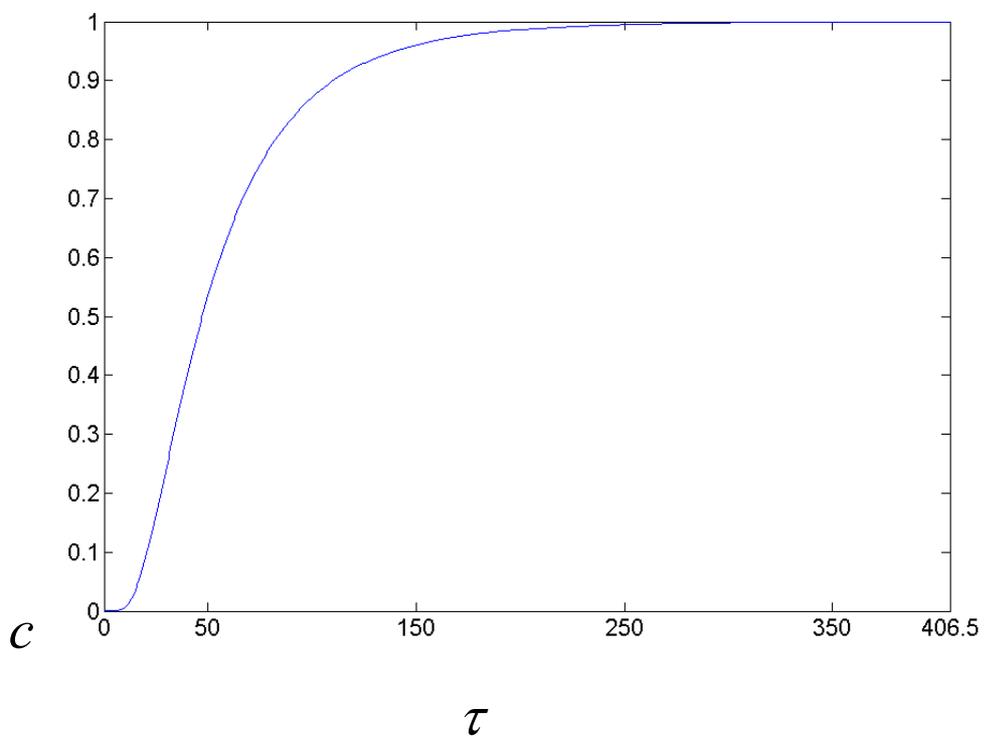


圖 4-1-5 (b) $Re=100$ ，開口朝下時感測面濃度變化

4-2 短暫釋放的測試結果

本情形討論在距離管道入口無因次距離 3，而距離感測器同樣也為 3 的位置，短暫出現水蒸氣，濃度自無因次時間 0 出現，持續時間則分為為無因次時間 0.5 和 5 兩種。管道內初始速度為 0.001，初始濃度也為 0.001。

此情形討論的重點在於，短暫出現的濃度是否能夠進入氣體感測器。又雷諾數的大小對其影響為何。

計算採用暫態計算，停止的條件則設定為當管道內每個計算點的濃度皆小於 0.1 時，即停止計算。



4-2-1 雷諾數=100 釋放時間 0.5

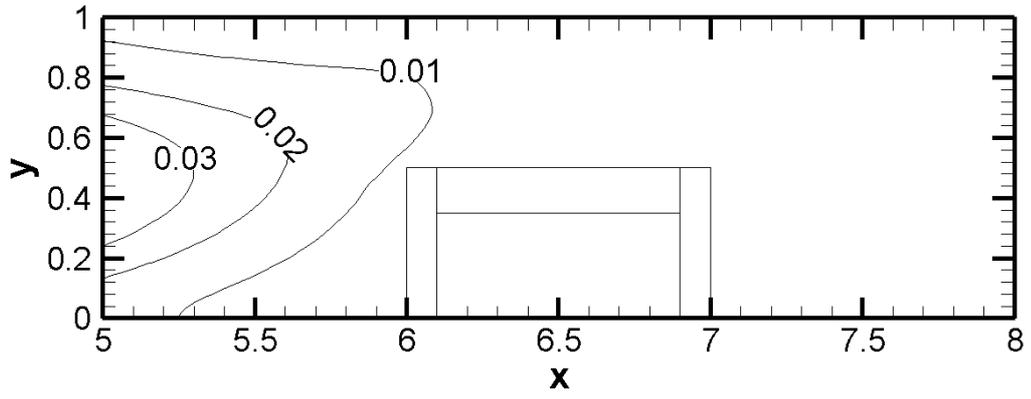
本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-1 (a) 所示，為無因次時間 1 和 2 的等濃度線圖。當管道內所有計算點的濃度皆小於 0.1，即停止計算。由於釋放的時間非常短，濃度在短時間內即被吹散，能夠達到感測表面的濃度非常少，因此當計算結束時，感測表面的濃度僅增加約百萬分之一 (0.0010052)。

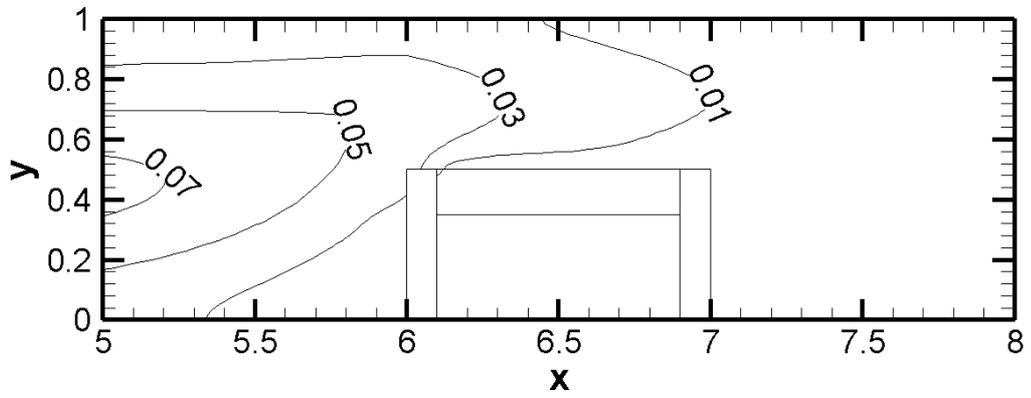
圖 4-2-1 (b) 所示，為無因次時間 1 和 2 的流線圖。由流線圖可以看出來，由於時間相當短，自然對流效應還來不及在感測器內部產生渦流濃度就已被吹散，因此無法藉由渦流將濃度引入。

圖 4-2-1 (c) 所示，為無因次時間 1 和 2 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度散逸較慢。

圖 4-2-1 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 2。由圖形可以看出來，感測器表面濃度隨無因次時間的變化量僅百萬分之一，幾乎沒有水蒸氣進入。



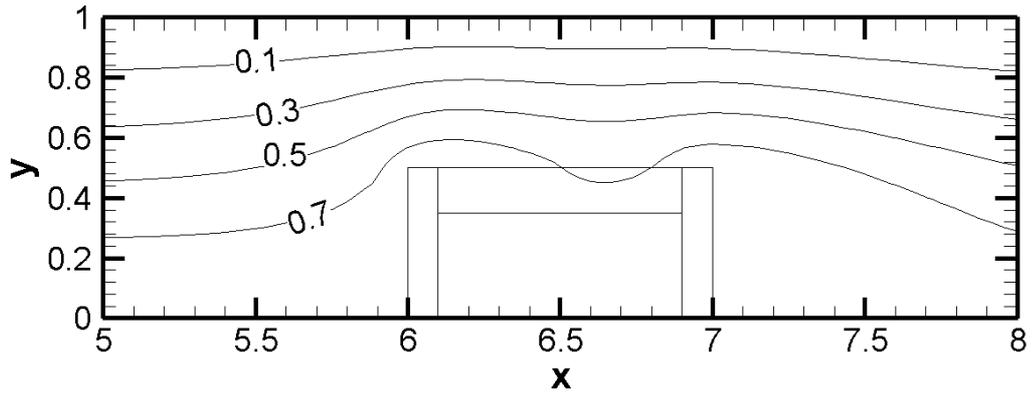
$\tau = 1$



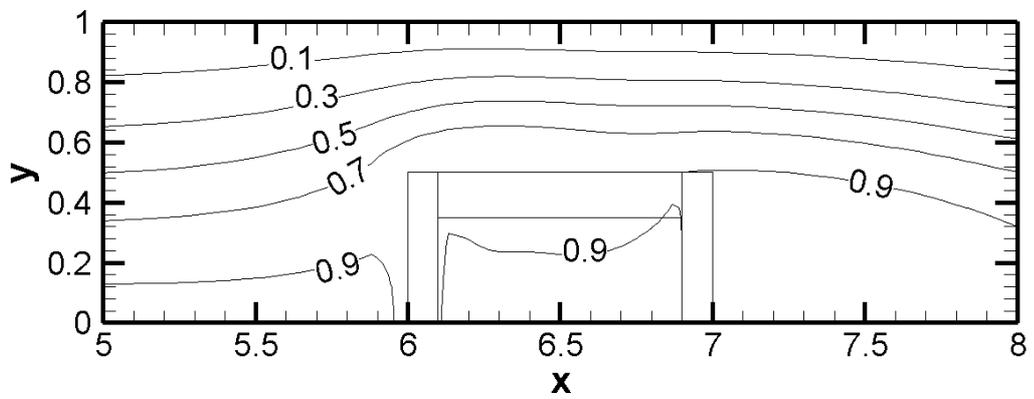
$\tau = 2$



圖 4-2-1 (a) 等濃度線圖

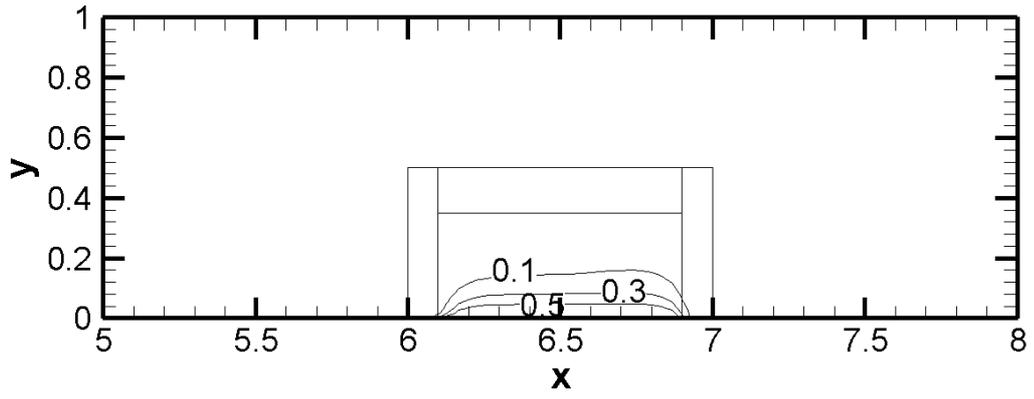


$\tau = 1$

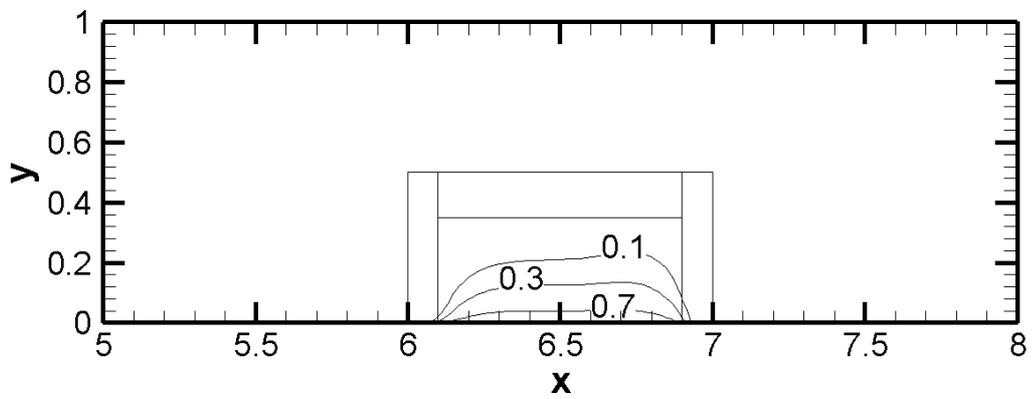


$\tau = 2$

圖 4-2-1 (b) 流線圖



$\tau = 1$



$\tau = 2$

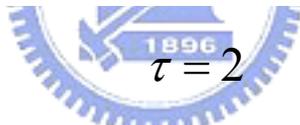


圖 4-2-1 (c) 等溫線圖



圖 4-2-1 (d) 感測面濃度變化

4-2-2 雷諾數=100 釋放時間 5

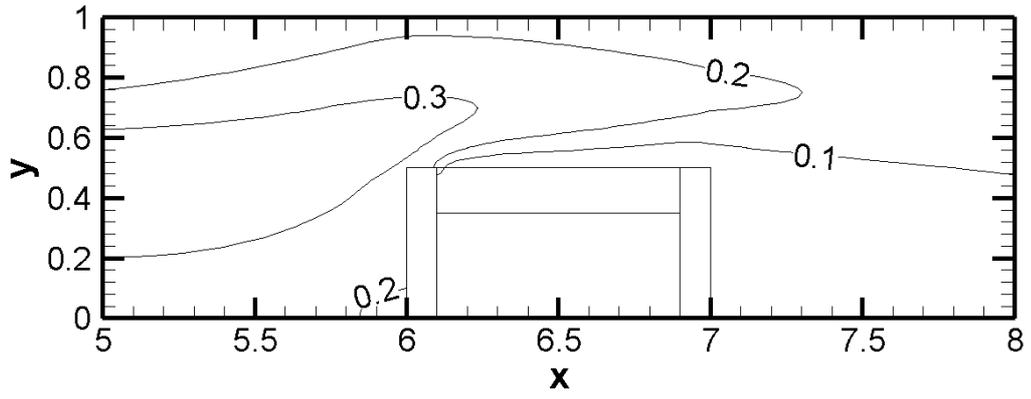
本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-2 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的等濃度線圖。此時釋放的時間為前一種情形的 10 倍，可以看到在停止釋放的一瞬間（無因次時間 5 的時候），感測器周圍的濃度最高達到 0.3，最終增加量約為百分之一（0.01696），是釋放時間 0.5 的一萬倍，這是由於時間較長，感測器內部已藉著自然對流形成了渦流，將外界水蒸氣捲入之故。由此可知，若是在釋放水蒸氣之前感測器已經啟動一段時間，內部已有渦流產生，會有較好的效果。

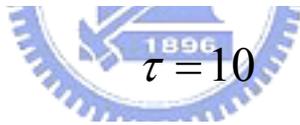
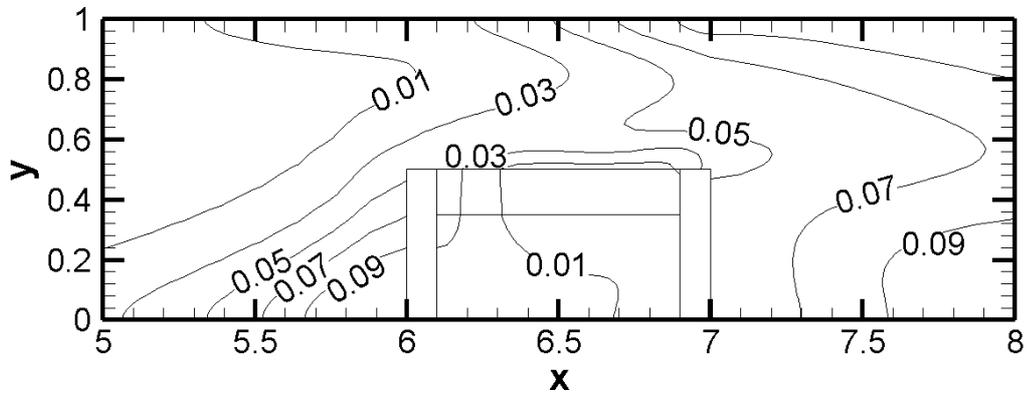
圖 4-2-2 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的流線圖。由流線圖可以看出來，感測器內部因為自然對流效應產生了渦流。但是釋放濃度的時間僅無因次時間 5，渦流所能引入的濃度還是有限。並且可以注意到，在無因次時間 10 至 15 之間，渦流的大小逐漸變小，因此引入濃度的能力會減弱，這可以由圖 4-2-2 (d) 得到驗證。

圖 4-2-2 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度散逸較慢。

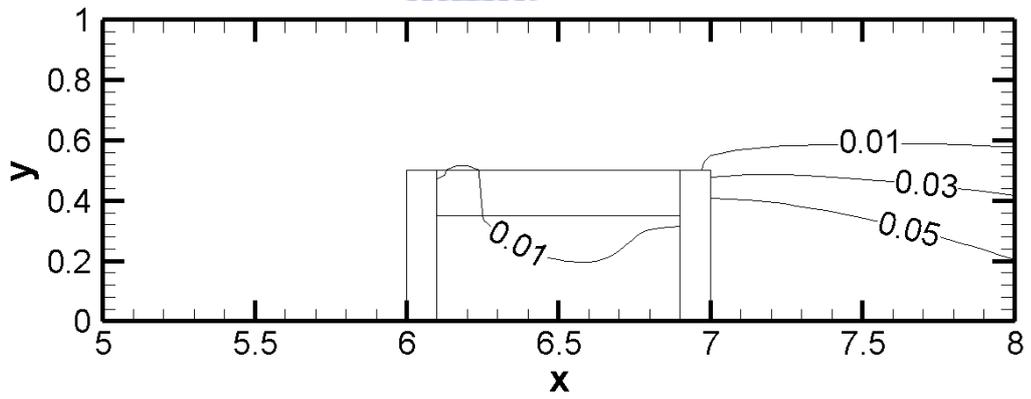
圖 4-2-2 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 15。由圖形可發現，感測到的變化量為千分之一，比起釋放時間 0.5 的情形只有百萬分之一的變化量來說好很多，這是因為渦流產生的結果。而濃度先升高後下降，也是由於渦流變化的關係。



$\tau = 5$

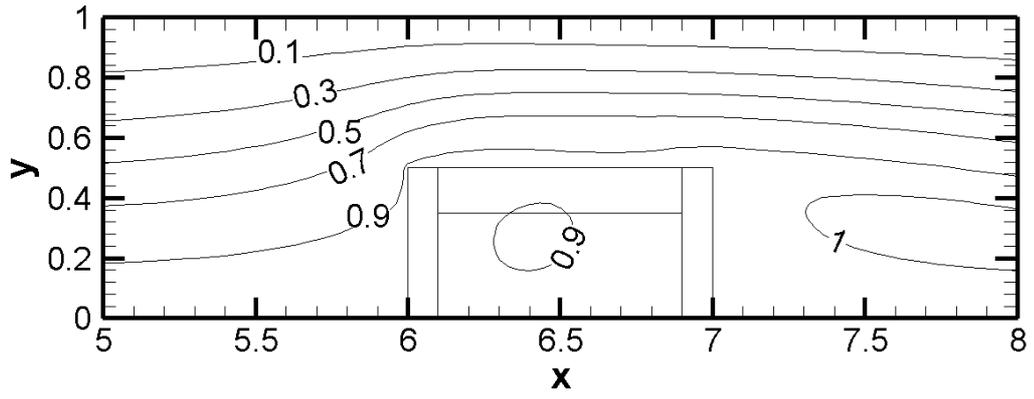


$\tau = 10$

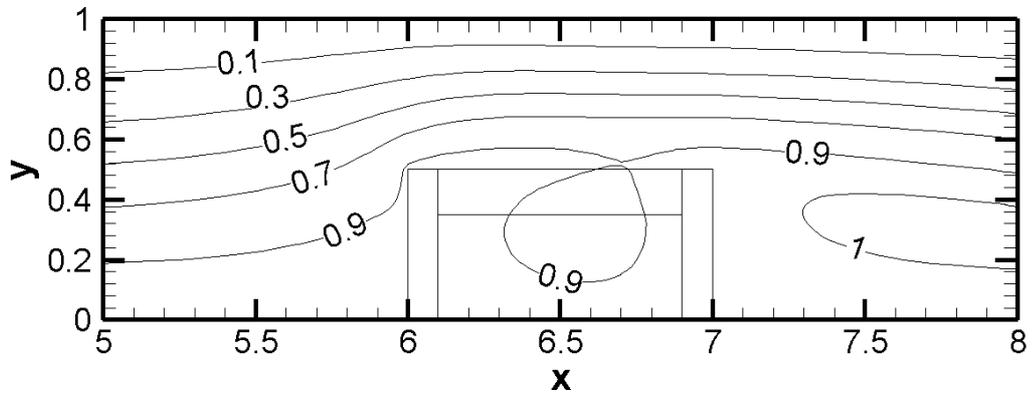


$\tau = 15$

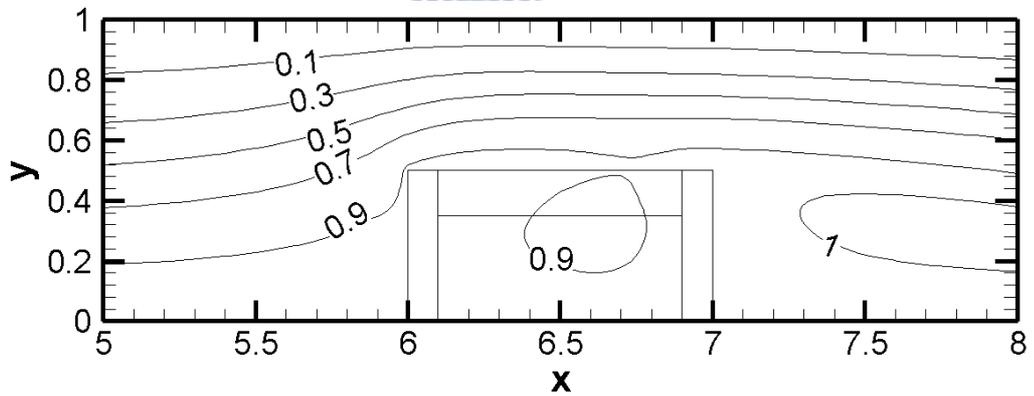
圖 4-2-2 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

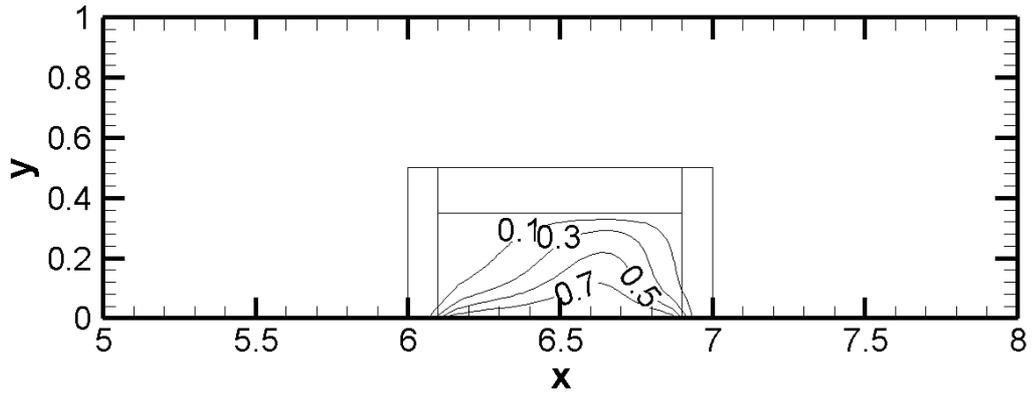


$\tau = 10$

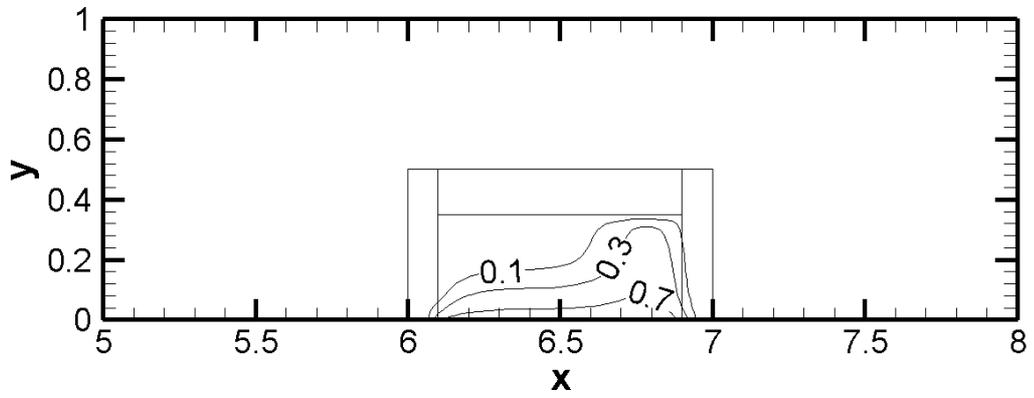


$\tau = 15$

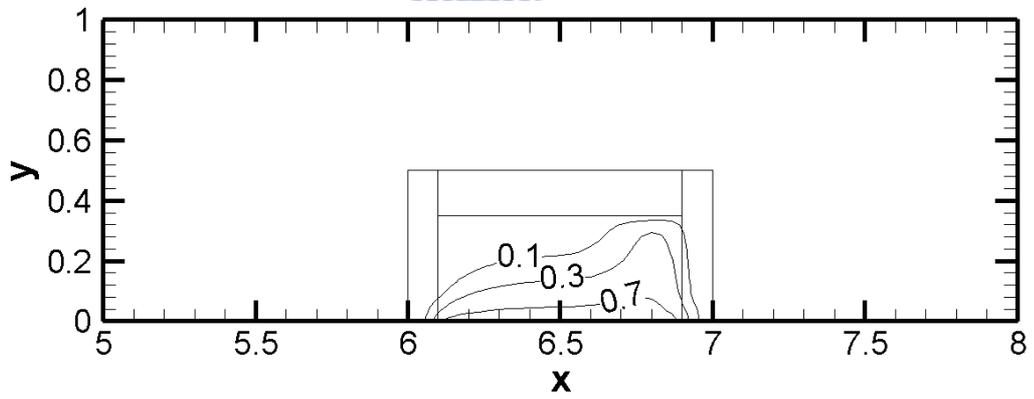
圖 4-2-2 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 15$

圖 4-2-2 (c) 等溫線圖

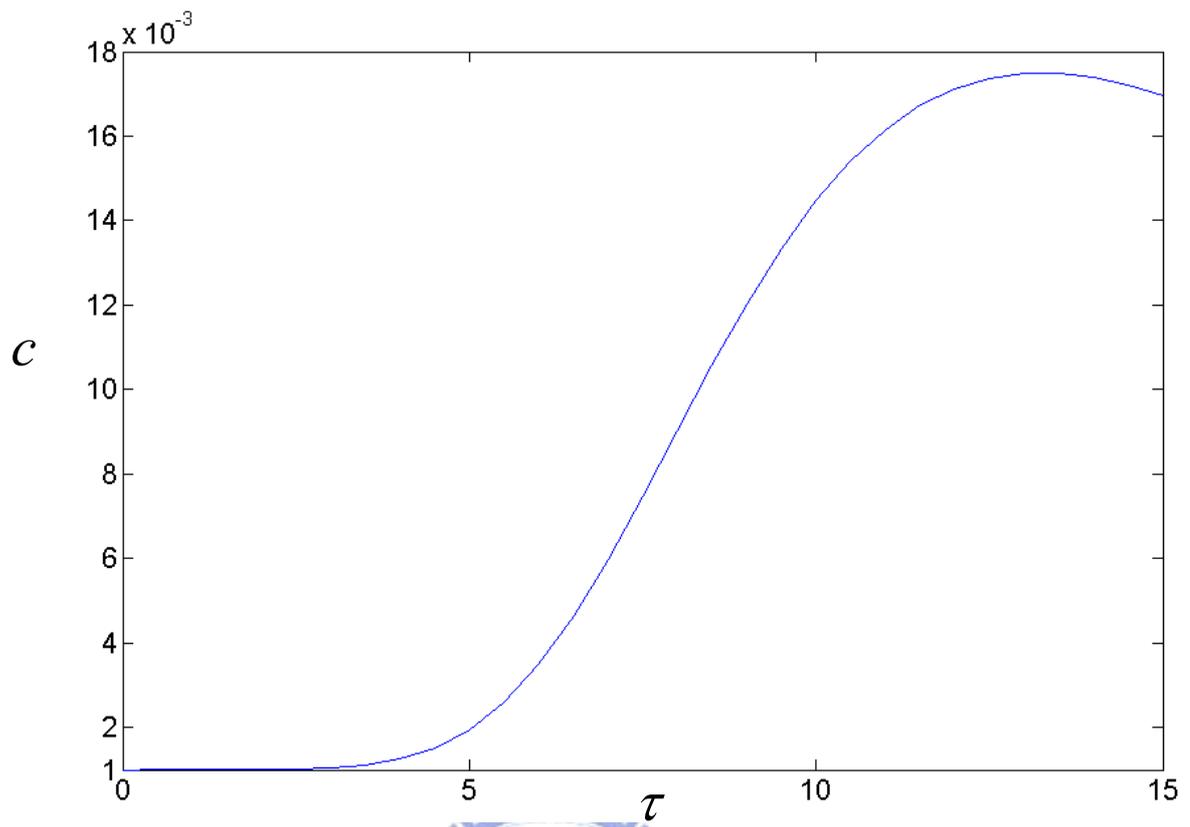


圖 4-2-2 (d) 感測面濃度變化



4-2-3 雷諾數=500 釋放時間 0.5

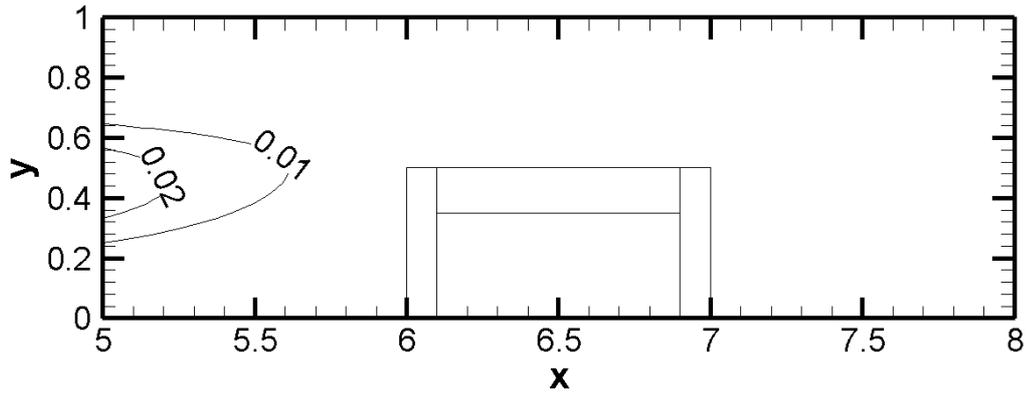
本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-3 (a) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的等濃度線圖。本情形的雷諾數較大，濃度較快接近感測器，但也由於速度大的關係，容易將水蒸氣吹散。並且速度太快，濃度不易擴散進入感測器，感測器內部的濃度增加量比雷諾數 100 的情形下更低，大約是十億分之一 (0.0010000018)，和雷諾數 100 時百萬分之一的增加量相較，水蒸氣更是難以進入。

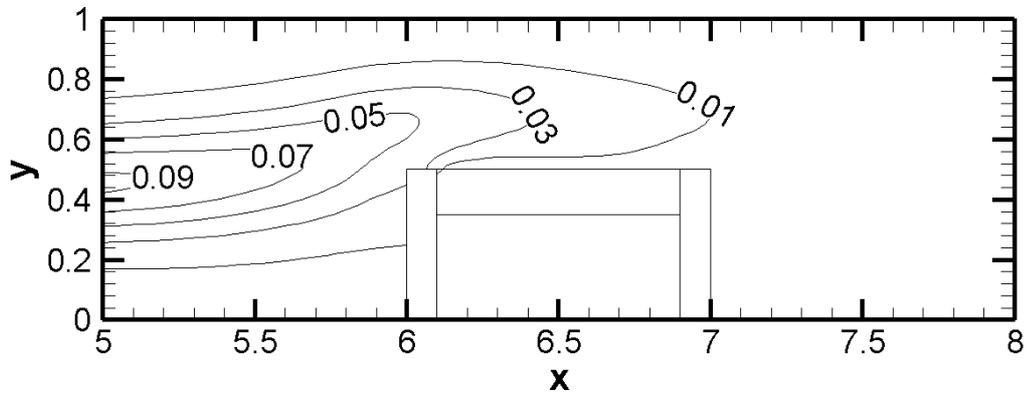
圖 4-2-3 (b) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的流線圖。由流線圖可以看出來，由於時間相當短，自然對流效應還來不及在感測器內部產生渦流濃度就已被吹散，因此無法藉由渦流將濃度引入。

圖 4-2-3 (c) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為時間太短，溫度尚未散逸。

圖 4-2-3 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 2.5，由於雷諾數較大，較快被吹散。由圖形可發現，變化量僅十億分之一，可以視為沒有濃度進入。

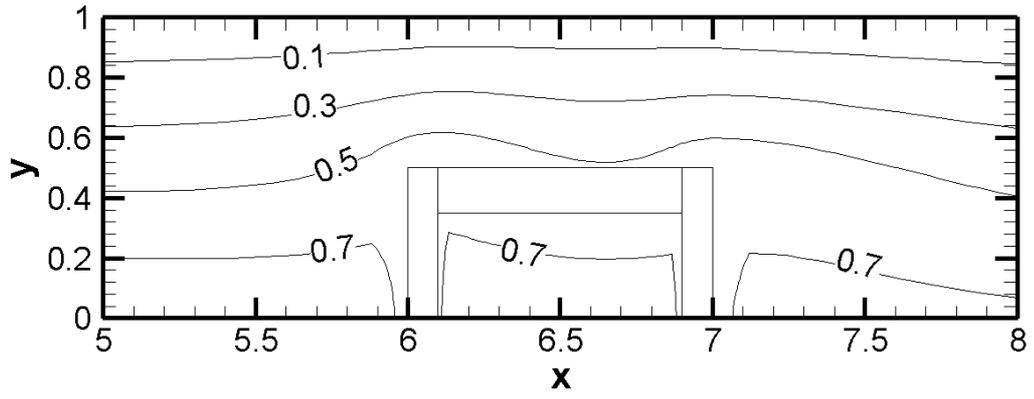


$\tau = 1$

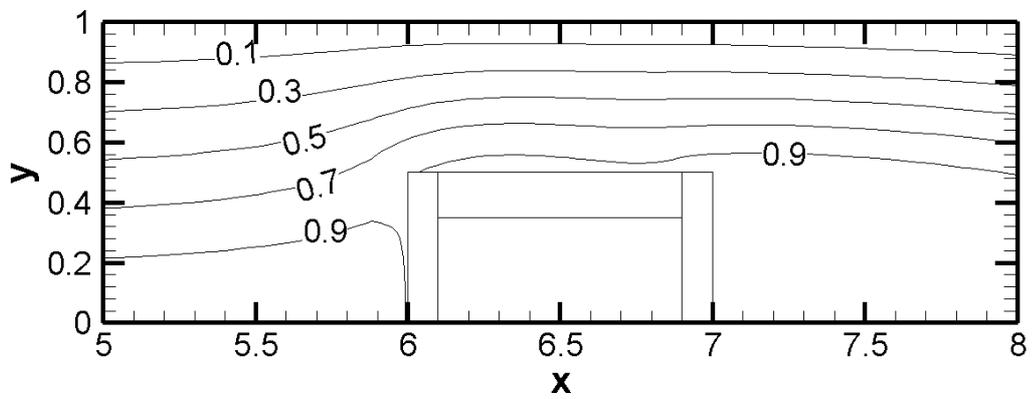


$\tau = 2.5$

圖 4-2-3 (a) 等濃度線圖

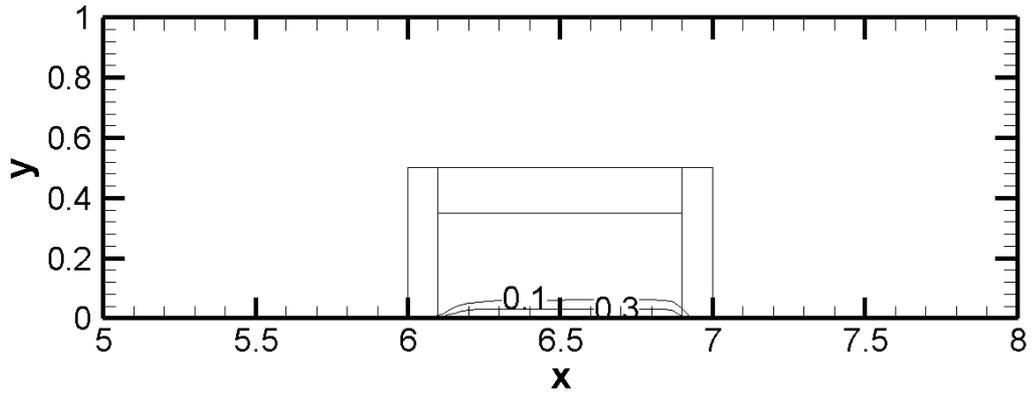


$\tau = 1$

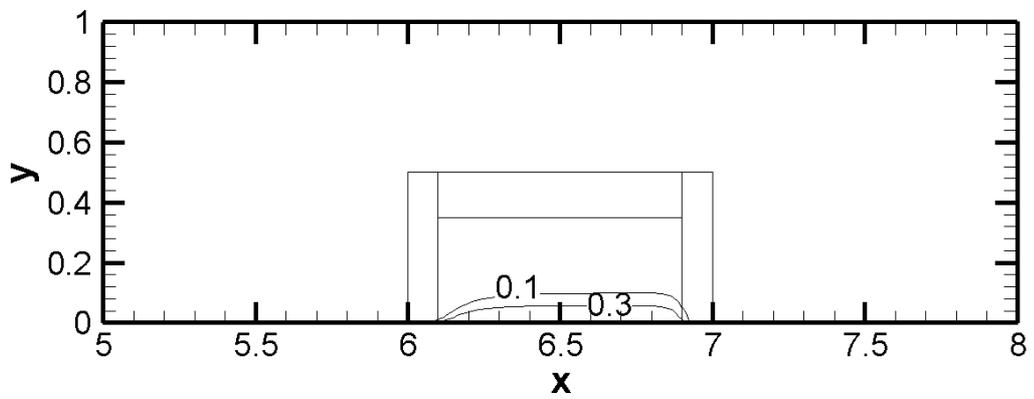


$\tau = 2.5$

圖 4-2-3 (b) 流線圖



$\tau = 1$



$\tau = 2.5$

圖 4-2-3 (c) 等溫線圖

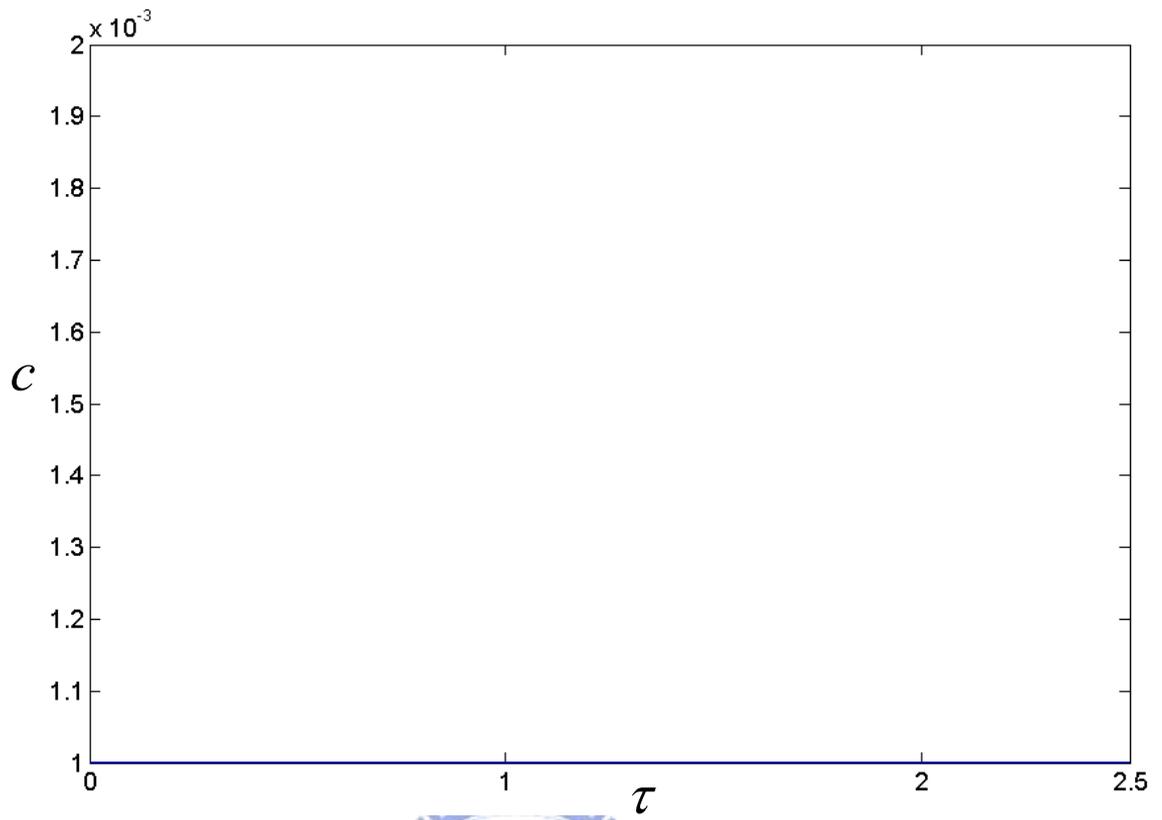


圖 4-2-3 (d) 感測面濃度變化



4-2-4 雷諾數=500 釋放時間 5

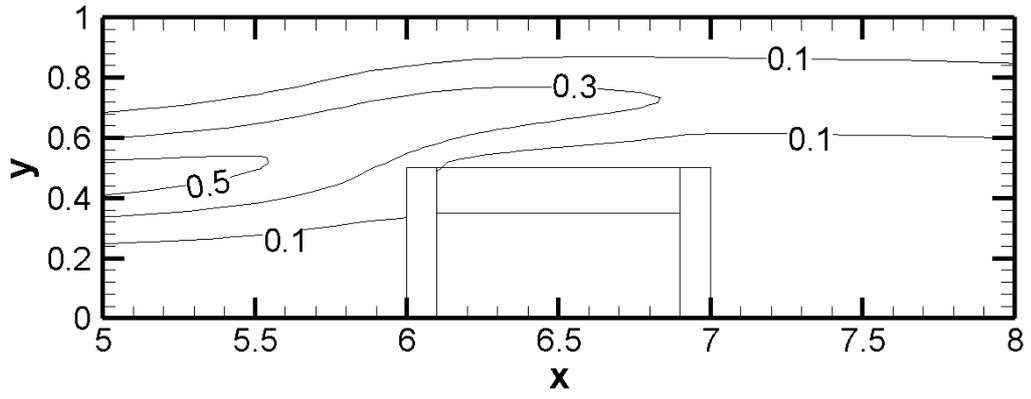
本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道下方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-4 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 19.5 的等濃度線圖。同樣的，雷諾數較高的情形，不易量測到濃度，最後感測表面濃度增加量為十萬分之一 (0.0010262)。當釋放時間相同而雷諾數為 100 時，可以發現停止釋放的時候感測器周圍濃度最高到 0.3，而此時雷諾數為 500，停止釋放的時候感測器周圍濃度最高可達到 0.5，這是因為流速較快的緣故。但是儘管如此，水蒸氣在高雷諾數的情形下進入感測器較為困難，因此感測面偵測到的濃度還是雷諾數 100 時較高。

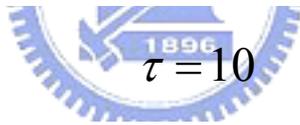
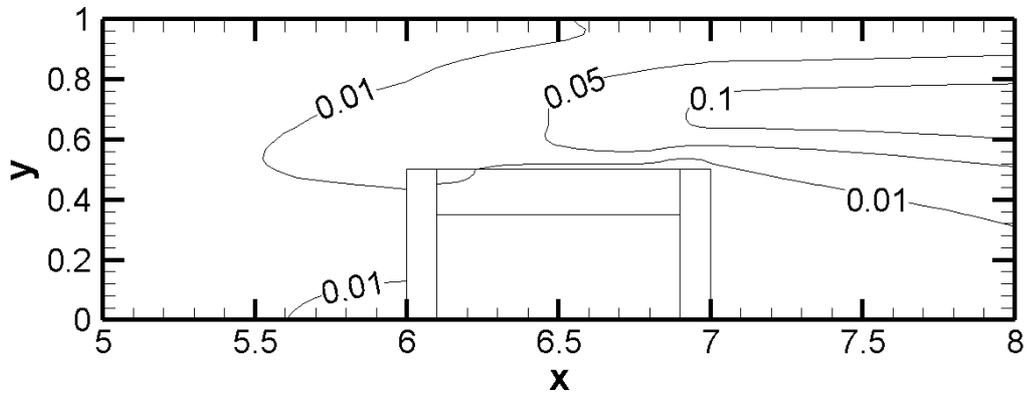
圖 4-2-4 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 19.5 的流線圖。由流線圖可以看出來，感測器內部並未因為自然對流效應產生渦流。

圖 4-2-4 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 19.5 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為時間不長，因此溫度尚未散逸出去。

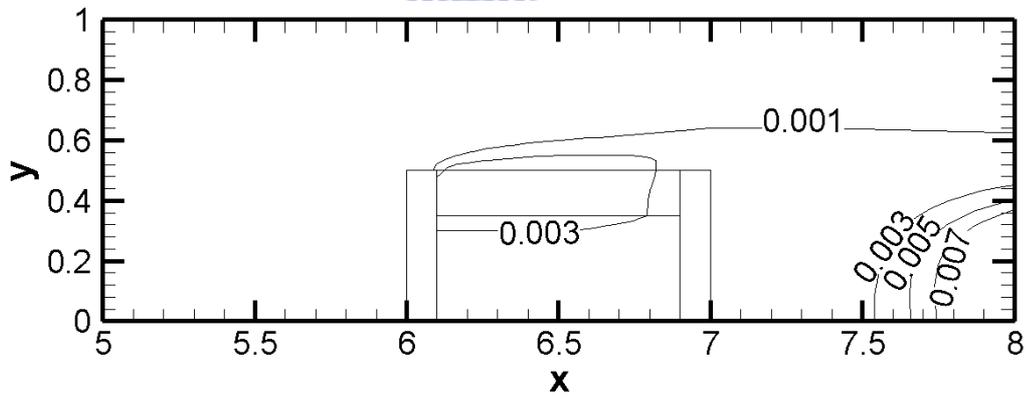
圖 4-2-4 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 19.5。由圖形可發現，感測到的變化量為十萬分之一。



$\tau = 5$

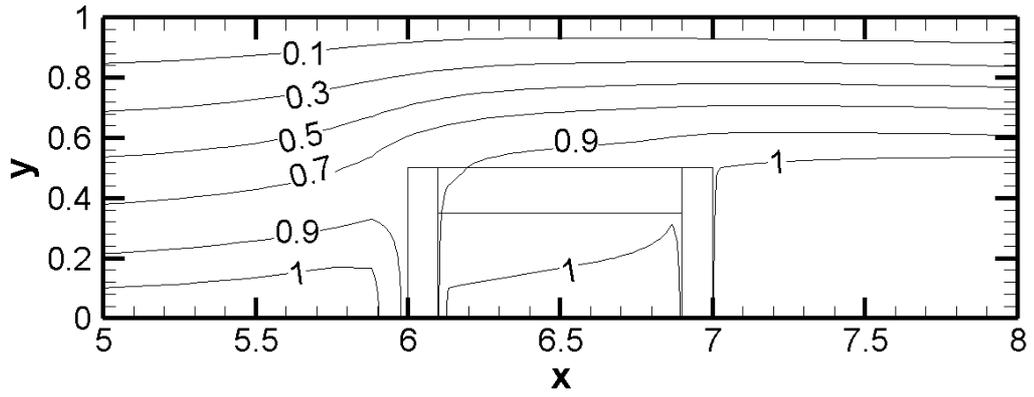


$\tau = 10$

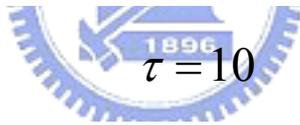
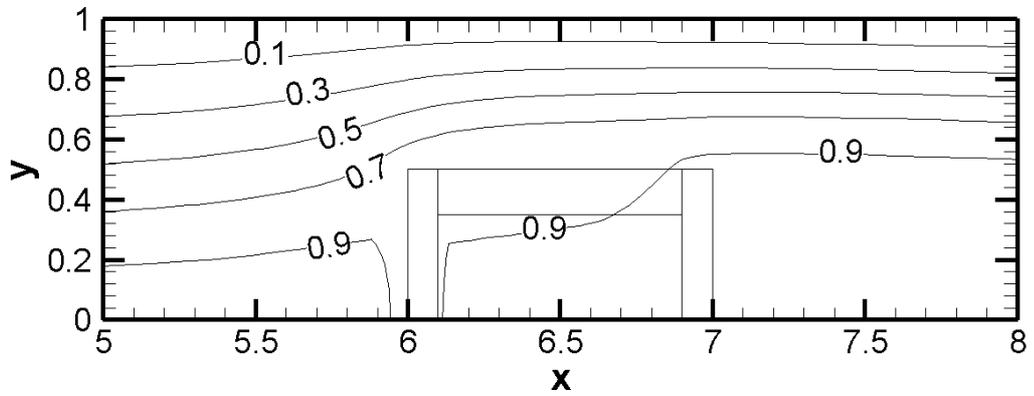


$\tau = 19.5$

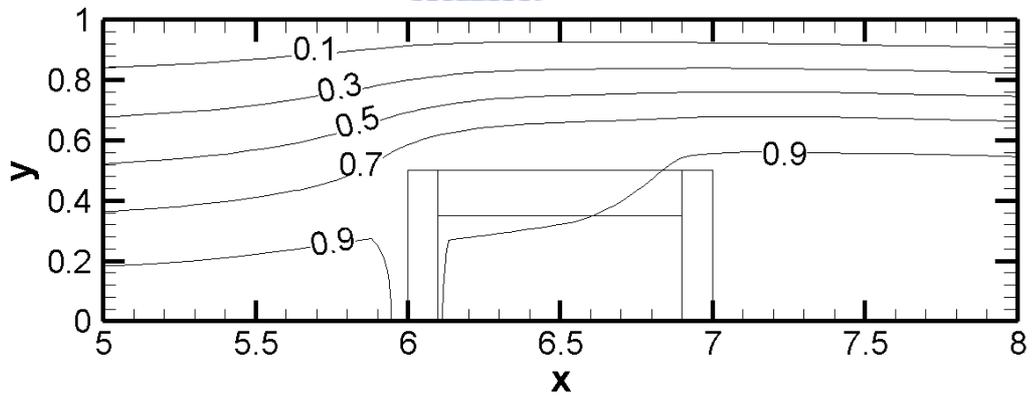
圖 4-2-4 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

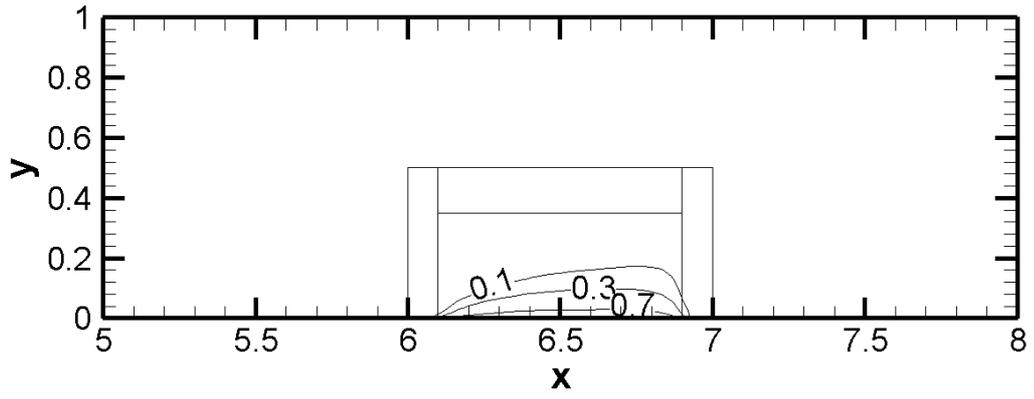


$\tau = 10$

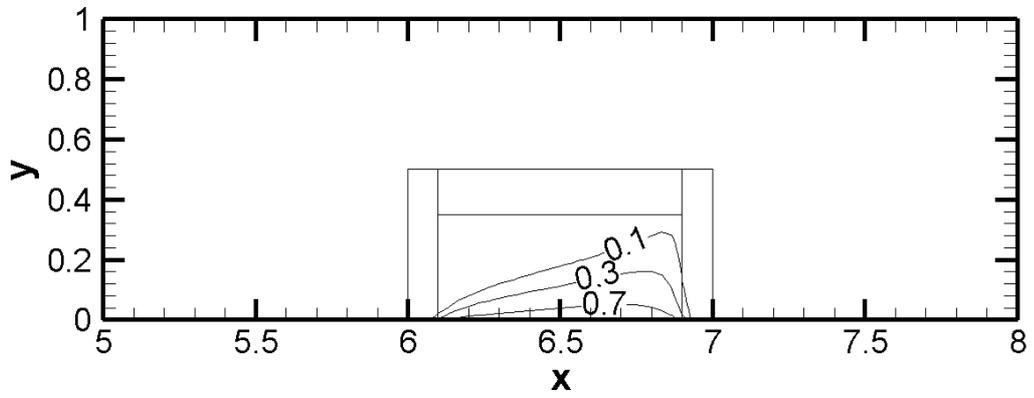


$\tau = 19.5$

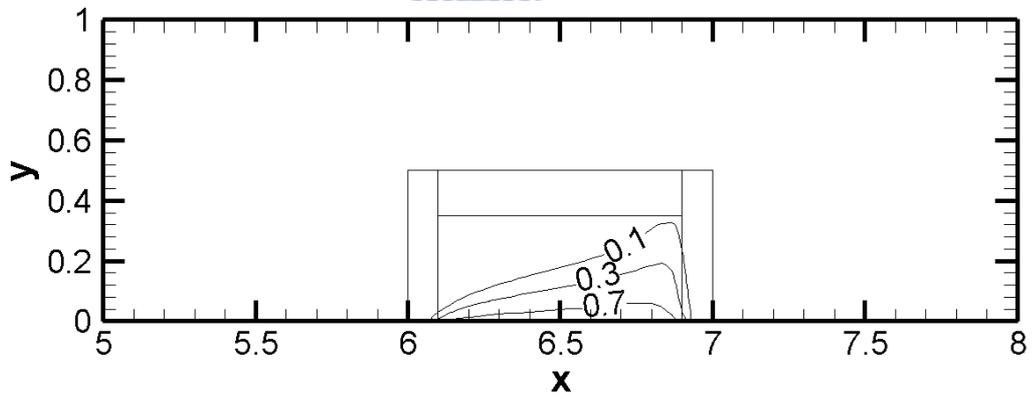
圖 4-2-4 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 19.5$

圖 4-2-4 (c) 等溫線圖

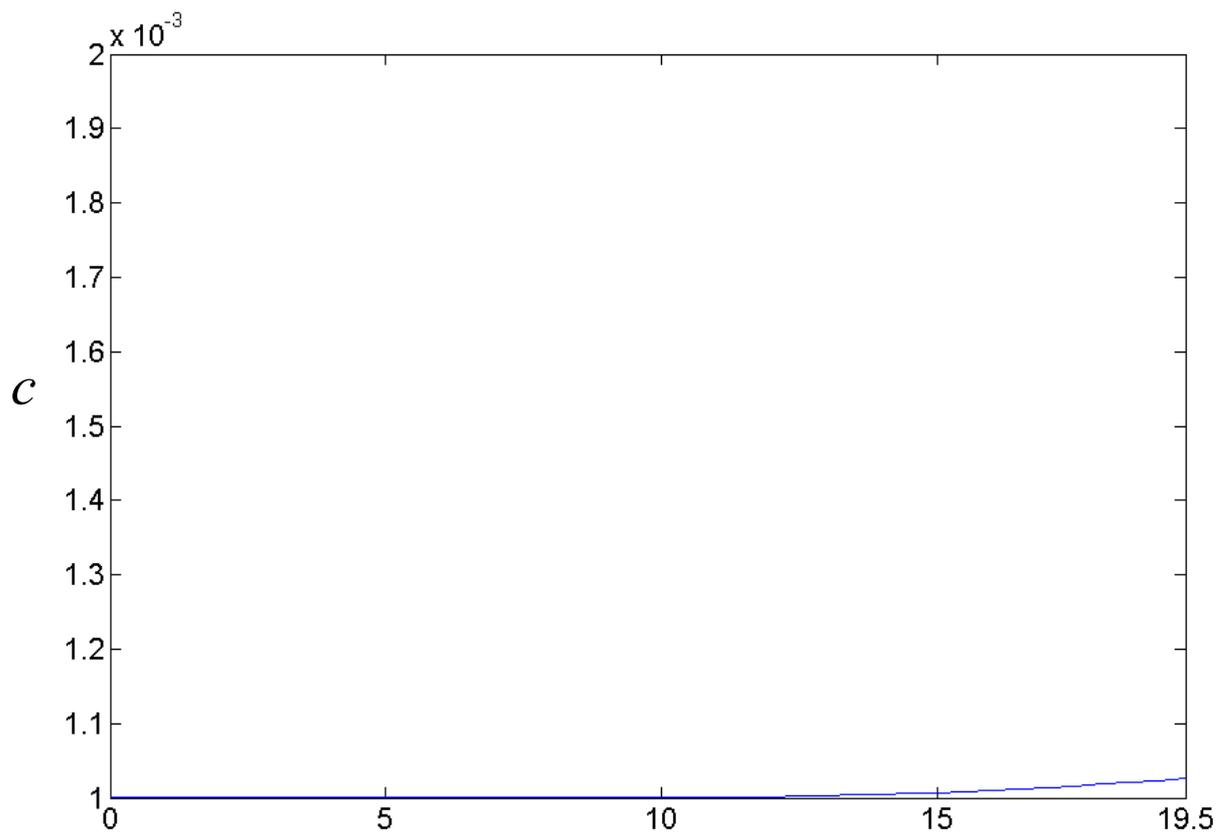


圖 4-2-4 (d) 感測面濃度變化

4-2-5 雷諾數=100 釋放時間 0.5

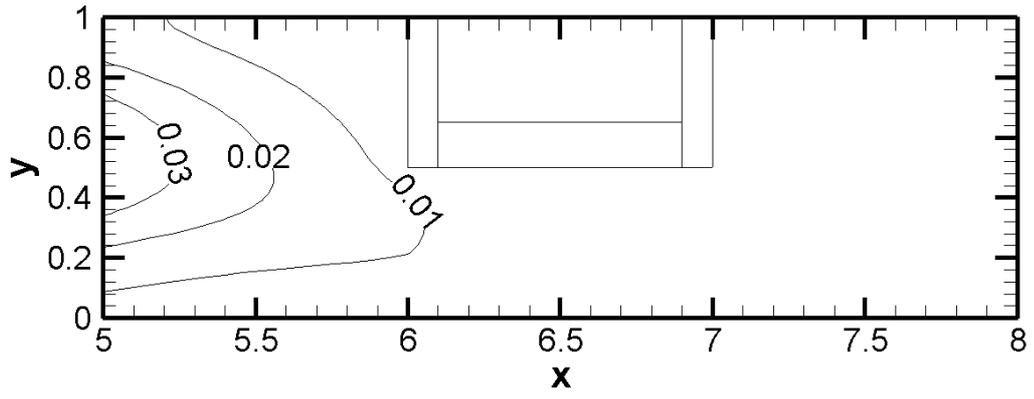
本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-5 (a) 所示，為無因次時間 1 和 2 的等濃度線圖。此時開口朝下，由先前的計算可以預測，短時間的感測能力應該不如開口朝上的設置。結果由感測表面濃度的紀錄得知，和預測相符，濃度增加量約為百萬分之一 (0.0010033)，較比開口向上的稍小一點，差異並不大。這是因為釋放時間非常短，開口朝上的渦流尚未產生，所以兩者差異不會太大。

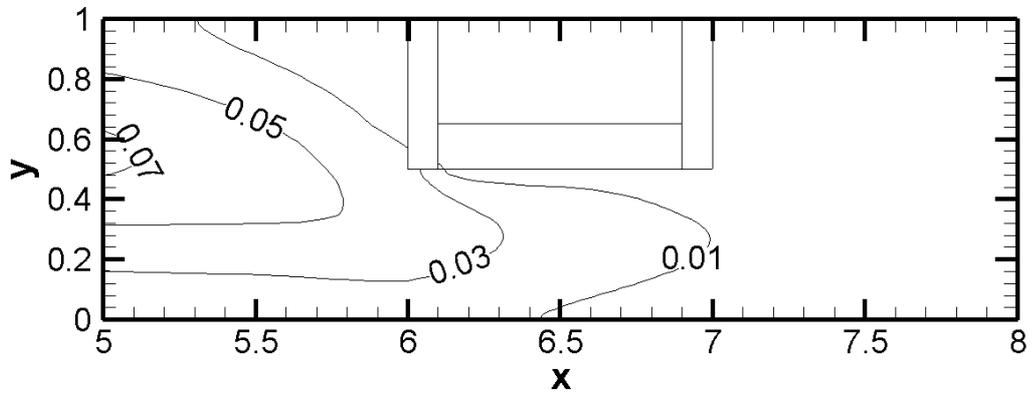
圖 4-2-5 (b) 所示，為無因次時間 1 和 2 的流線圖。由流線圖可以看出來，由於時間相當短，自然對流效應還來不及在感測器內部產生渦流濃度就已被吹散，因此無法藉由渦流將濃度引入。

圖 4-2-5 (c) 所示，為無因次時間 1 和 2 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度散逸較慢。

圖 4-2-5 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 2。由圖形可發現，變化量僅百萬分之一。



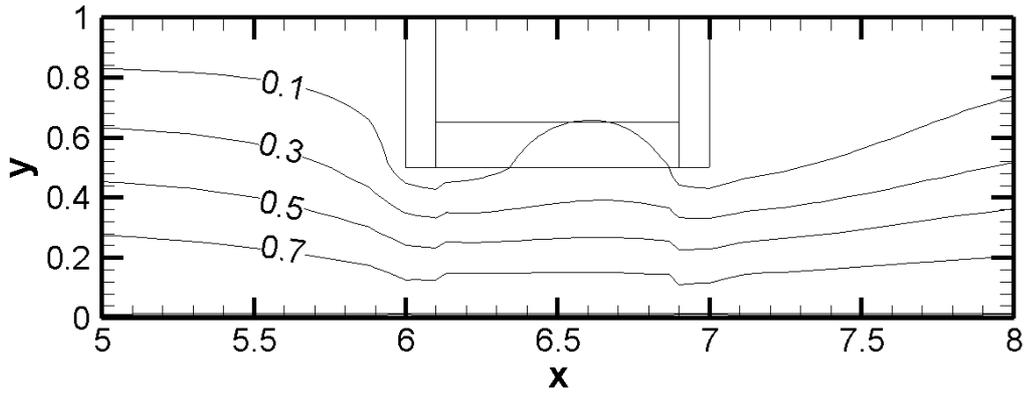
$\tau = 1$



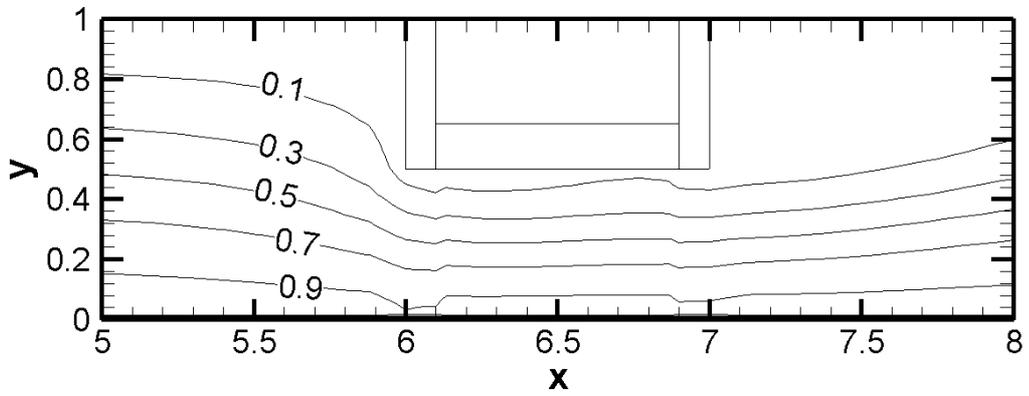
$\tau = 2$



圖 4-2-5 (a) 等濃度線圖

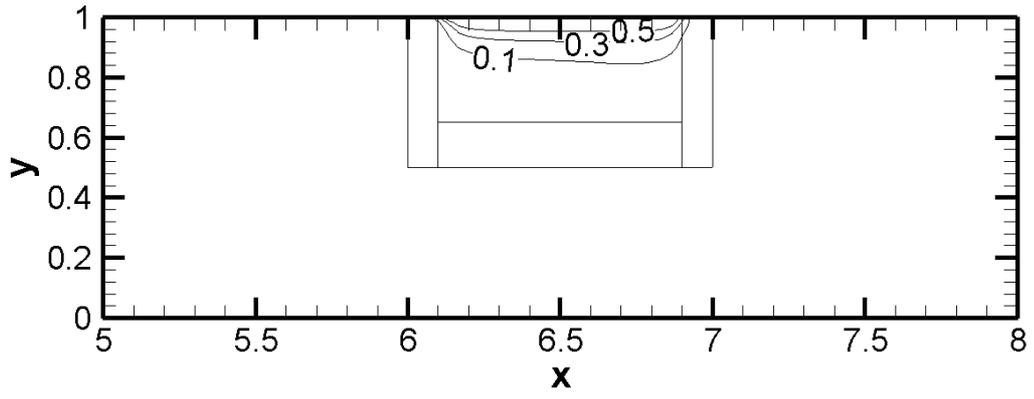


$\tau = 1$

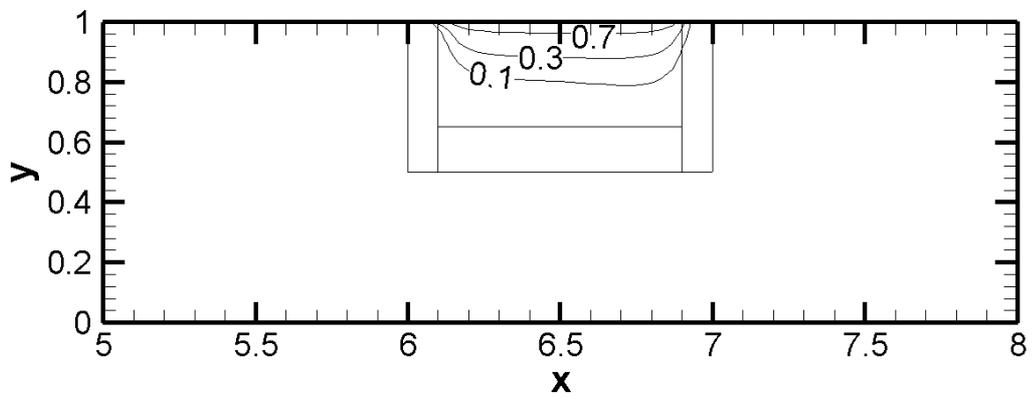


$\tau = 2$

圖 4-2-5 (b) 流線圖



$\tau = 1$



$\tau = 2$



圖 4-2-5 (c) 等溫線圖

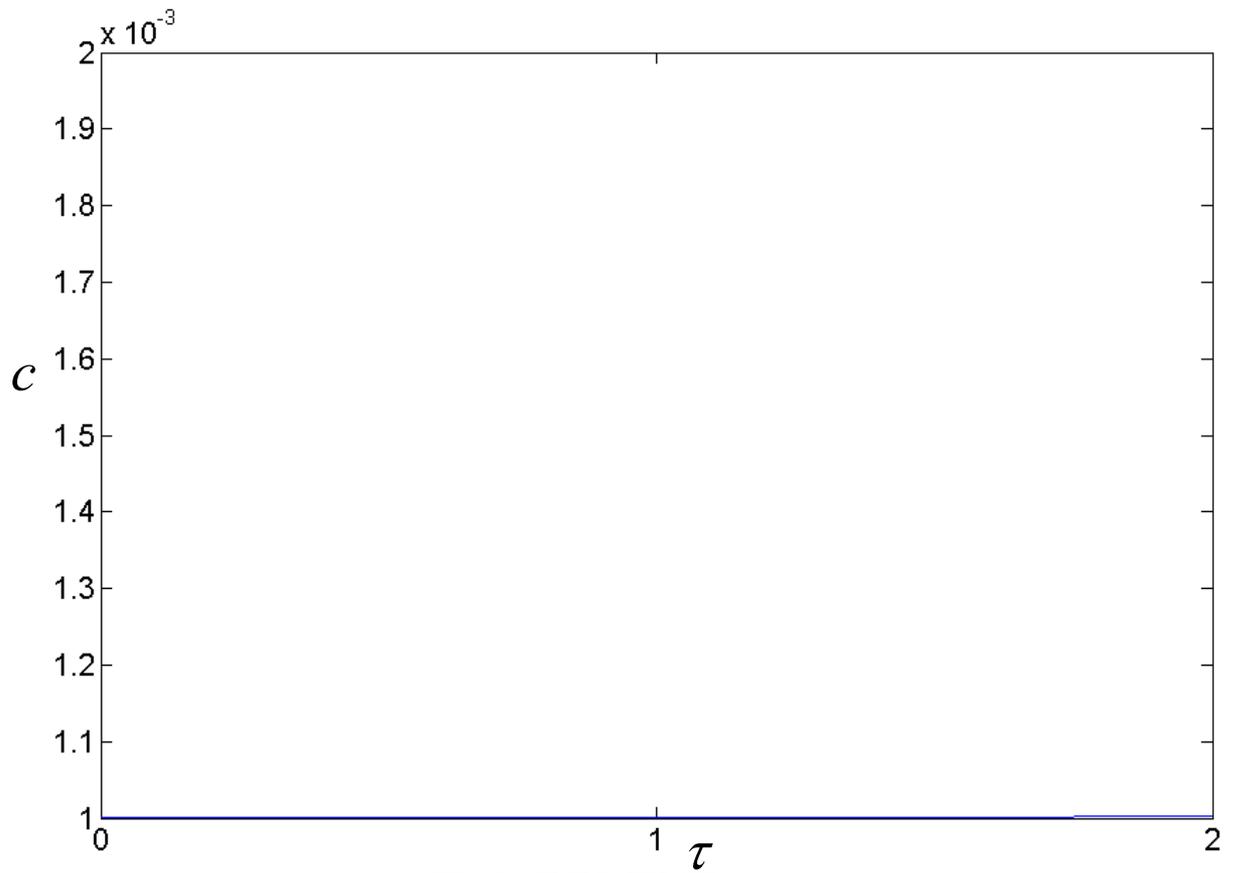


圖 4-2-5 (d) 感測面濃度變化

4-2-6 雷諾數=100 釋放時間 5

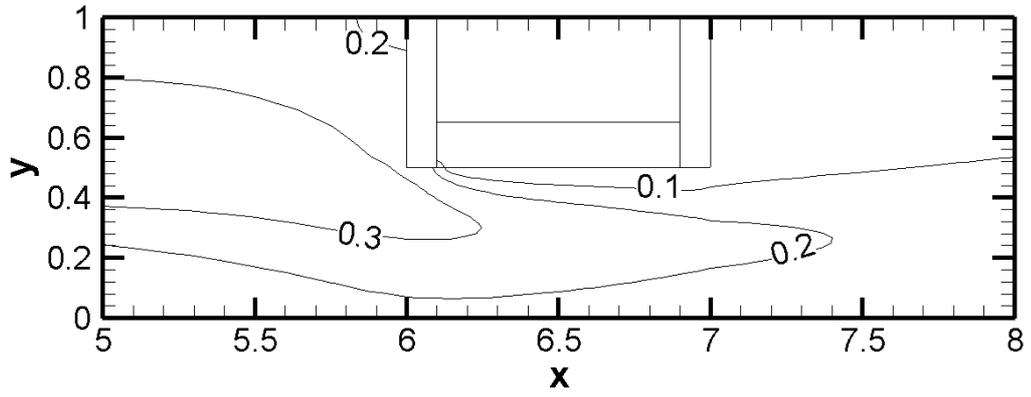
本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-6 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的等濃度線圖。同樣的，此時感測的能力也不如開口朝上的設置，濃度增加量約為百分之一 (0.0152)，稍稍低於開口朝上的設置。

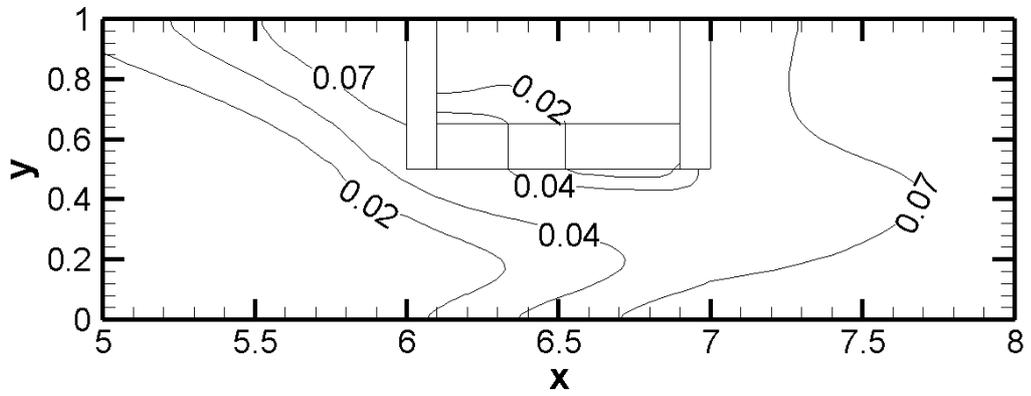
圖 4-2-6 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的流線圖。由流線圖可以看出來，感測器內部因為自然對流效應造成的層化作用，因此外界流線不易進入感測器內部，造成水蒸氣必須靠擴散進入而無法順著流線流入。

圖 4-2-6 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 15 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，故溫度散逸較慢。

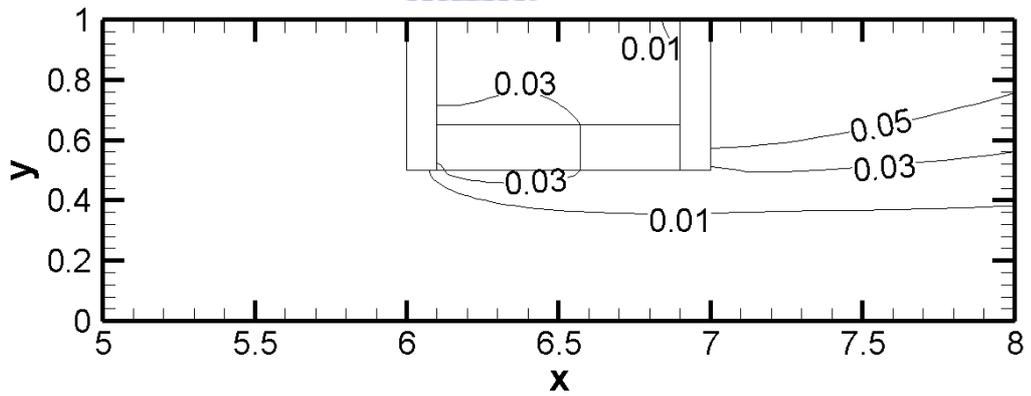
圖 4-2-6 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 15。由圖形可發現，感測到的變化量為千分之一，而濃度先則是隨無因次時間持續升高。



$\tau = 5$

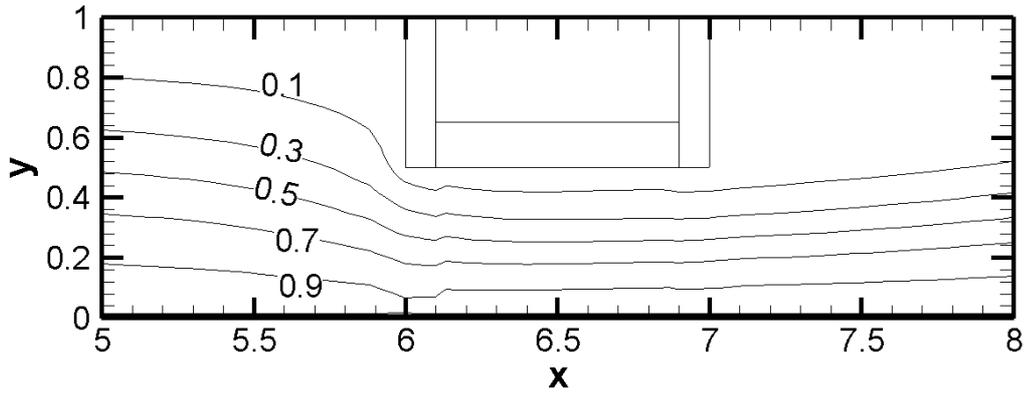


$\tau = 10$

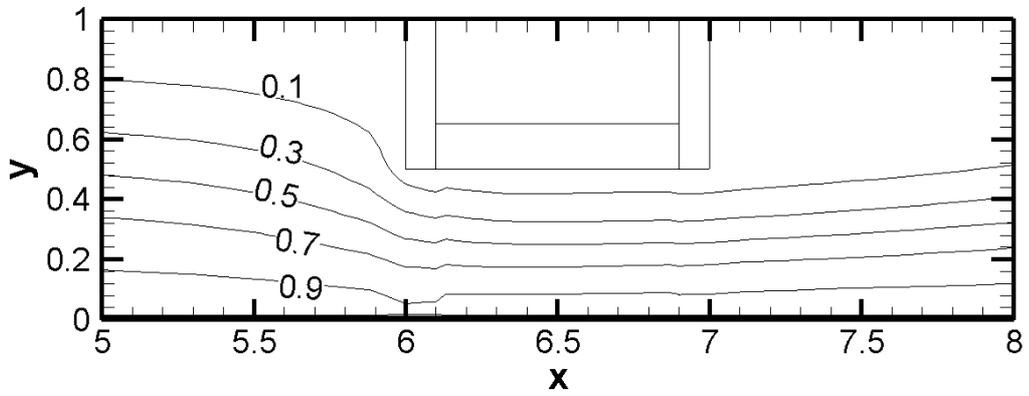


$\tau = 15$

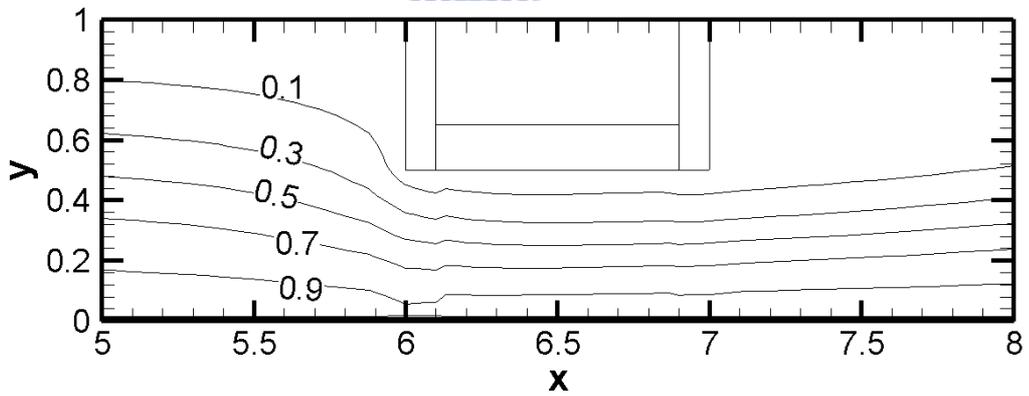
圖 4-2-6 (a) 等濃度線圖



$\tau = 5$

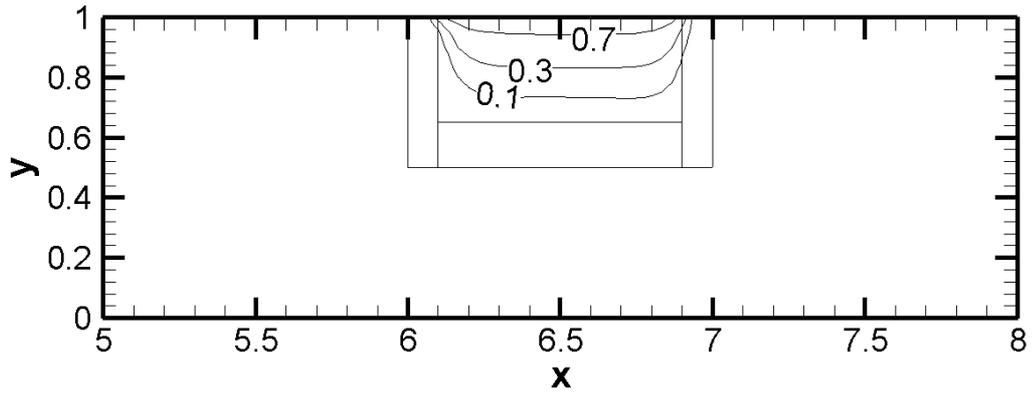


$\tau = 10$

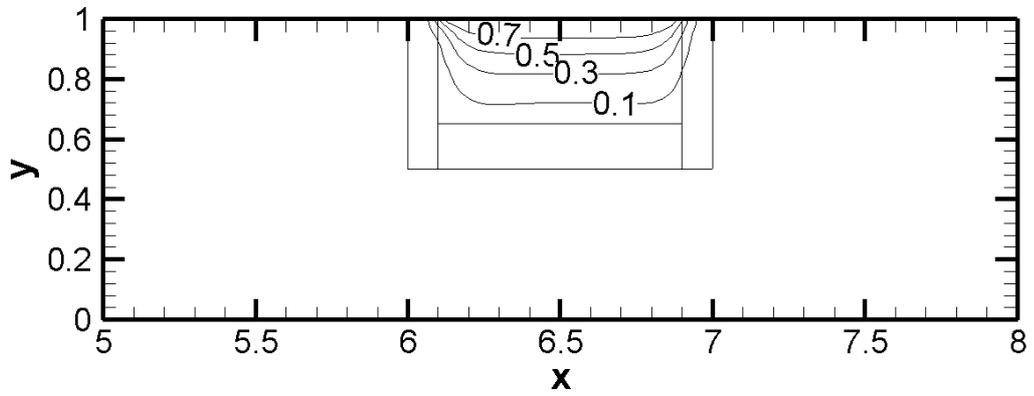


$\tau = 15$

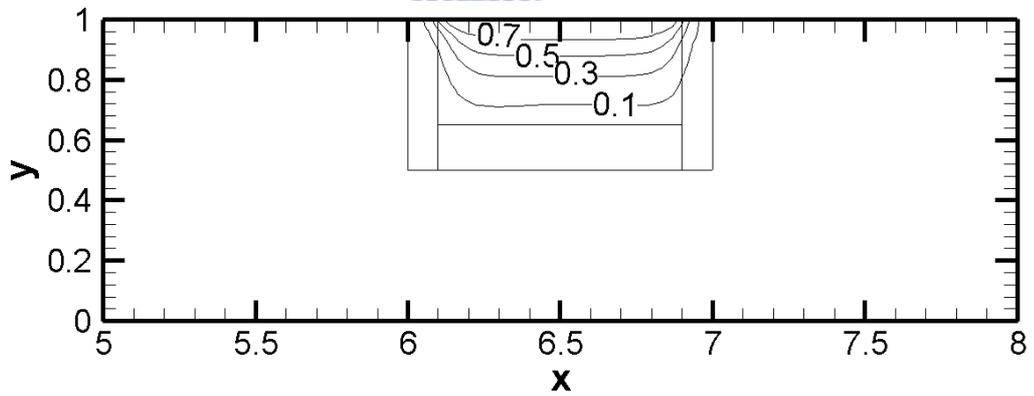
圖 4-2-6 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 15$

圖 4-2-6 (c) 等溫線圖

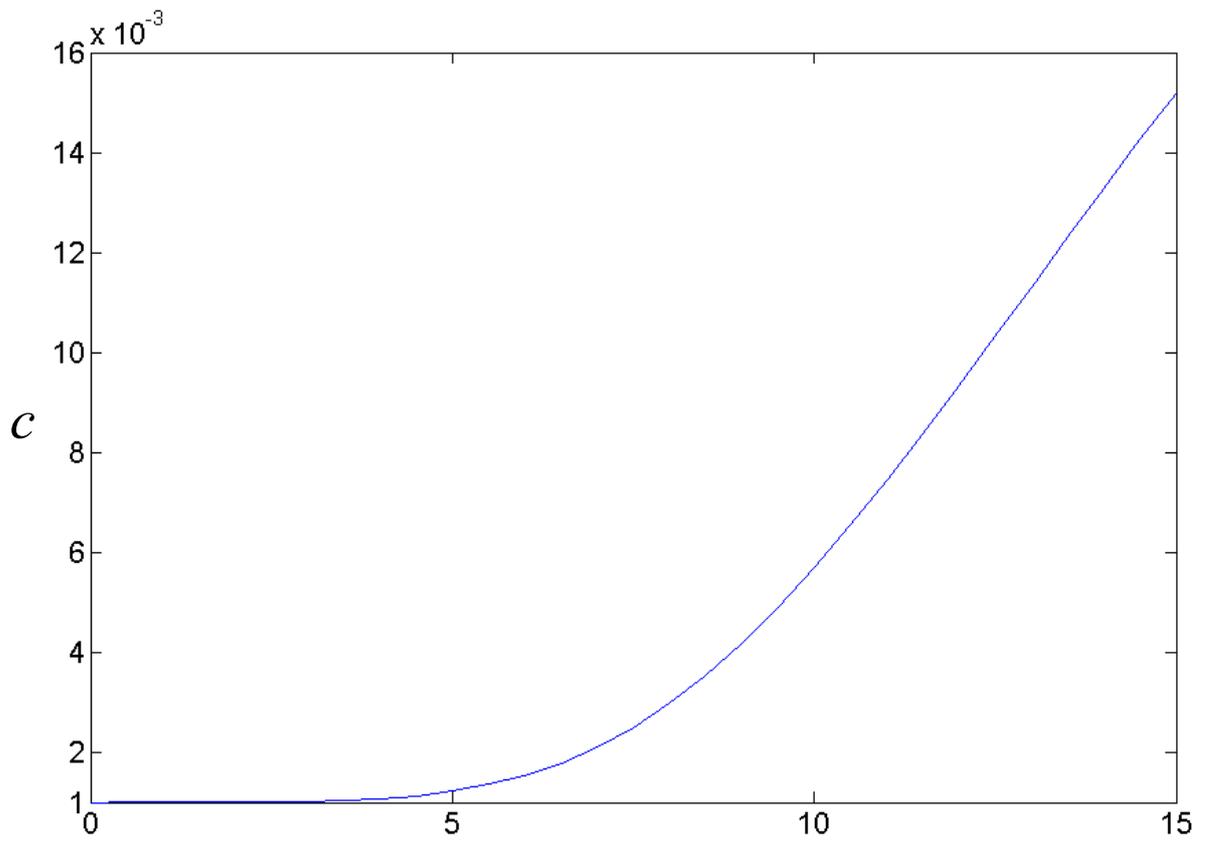


圖 4-2-6 (d) 感測面濃度變化

4-2-7 雷諾數=500 釋放時間 0.5

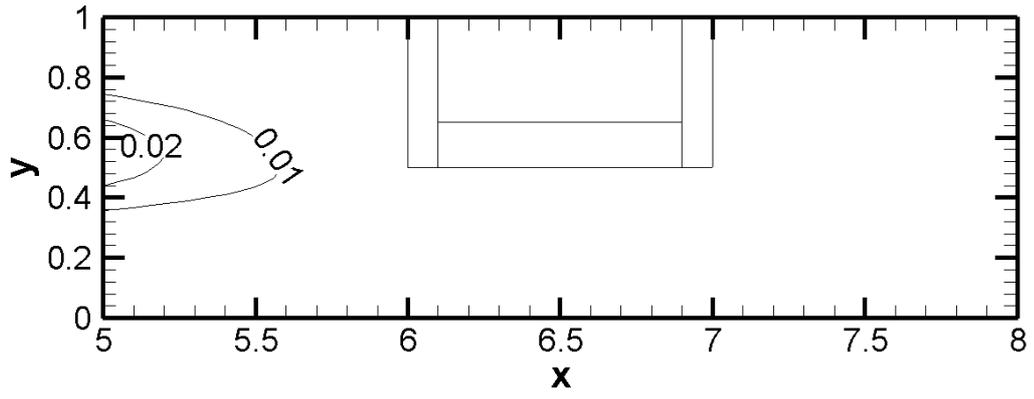
本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-7 (a) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的等濃度線圖。本情形的雷諾數較大，濃度較快接近感測器，但也由於速度大的關係，容易將水蒸氣吹散。並且速度太快，濃度不易擴散進入感測器，感測器內部的濃度增加量比雷諾數 100 的情形下更低，僅約十億分之一 (0.0010000018)，幾乎完全沒有進入。雷諾數較大時，開口朝下配置的感測器對短時間的感測能力同樣較差，但差別會縮小，這有可能是計算精度的關係，在兩者感測能力都很差的時候，區別就會縮小，參考價值並不大。

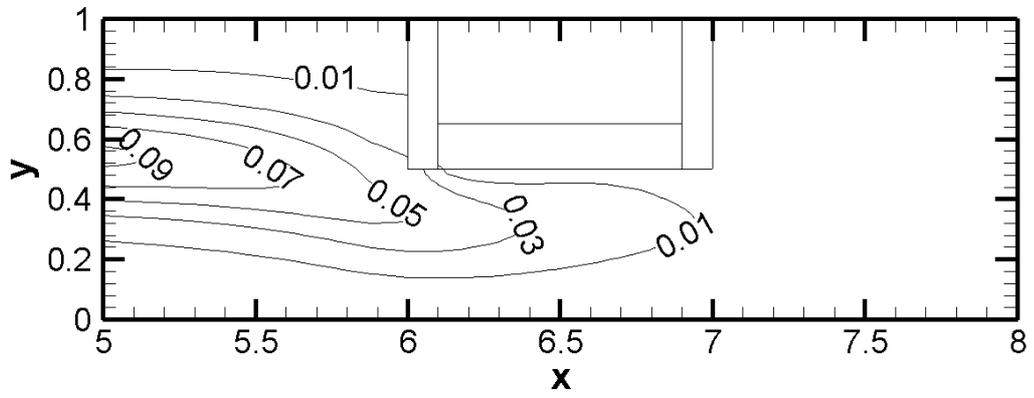
圖 4-2-7 (b) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的流線圖。由流線圖可以看出來，由於時間相當短，流線尚在成長中，也由於時間不長，空氣並未加熱至高溫，因此未見感測器內部發生層化的情形。

圖 4-2-7 (c) 所示，為無因次時間 1 和 2.5 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，時間非常短，因此溫度尚未散逸。

圖 4-2-7 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 2.5，由於雷諾數較大，較快被吹散。由圖形可發現，僅約十億分之一，可以視為沒有濃度進入。

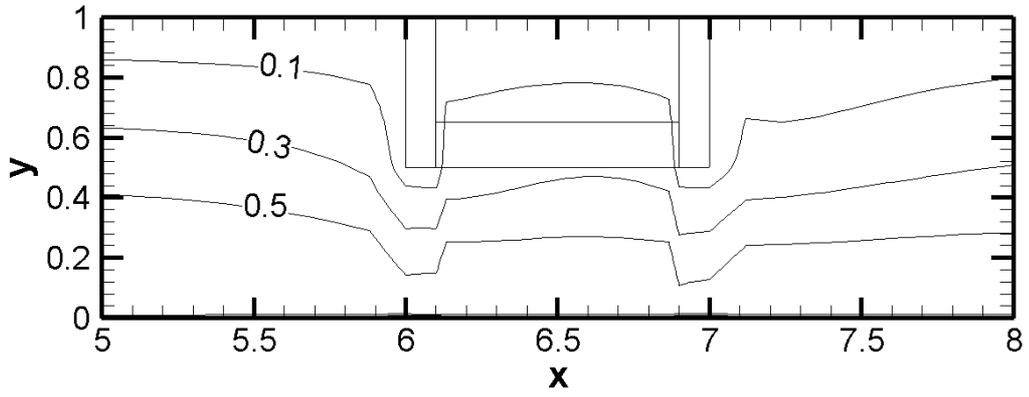


$\tau = 1$

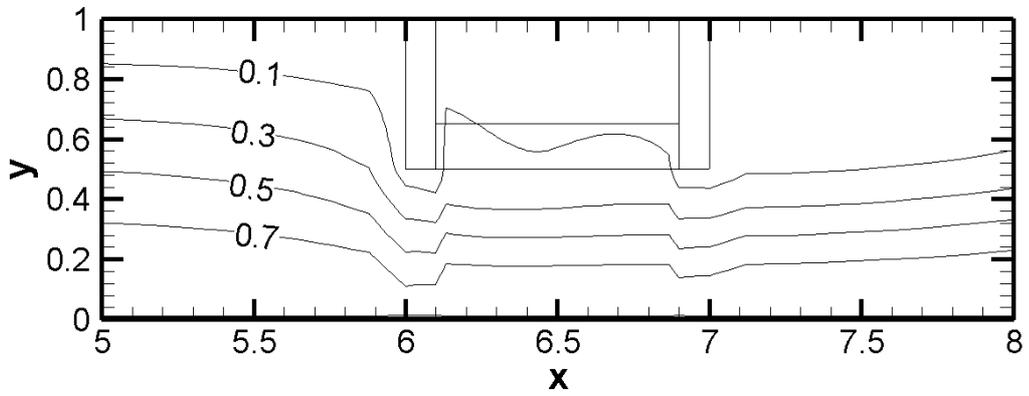


$\tau = 2.5$

圖 4-2-7 (a) 等濃度線圖

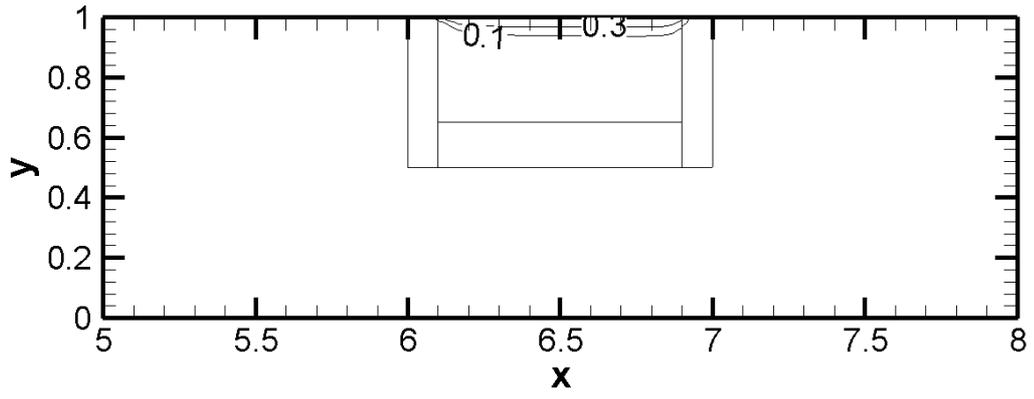


$\tau = 1$

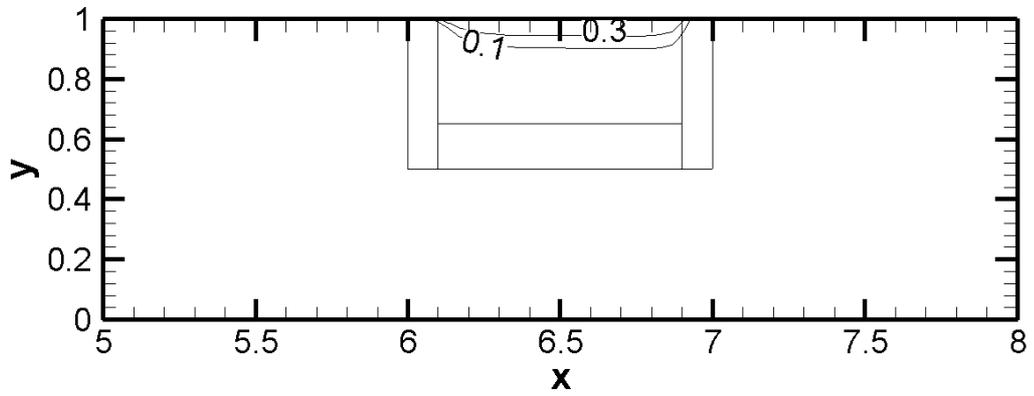


$\tau = 2.5$

圖 4-2-7 (b) 流線圖



$\tau = 1$



$\tau = 2.5$

圖 4-2-7 (c) 等溫線圖

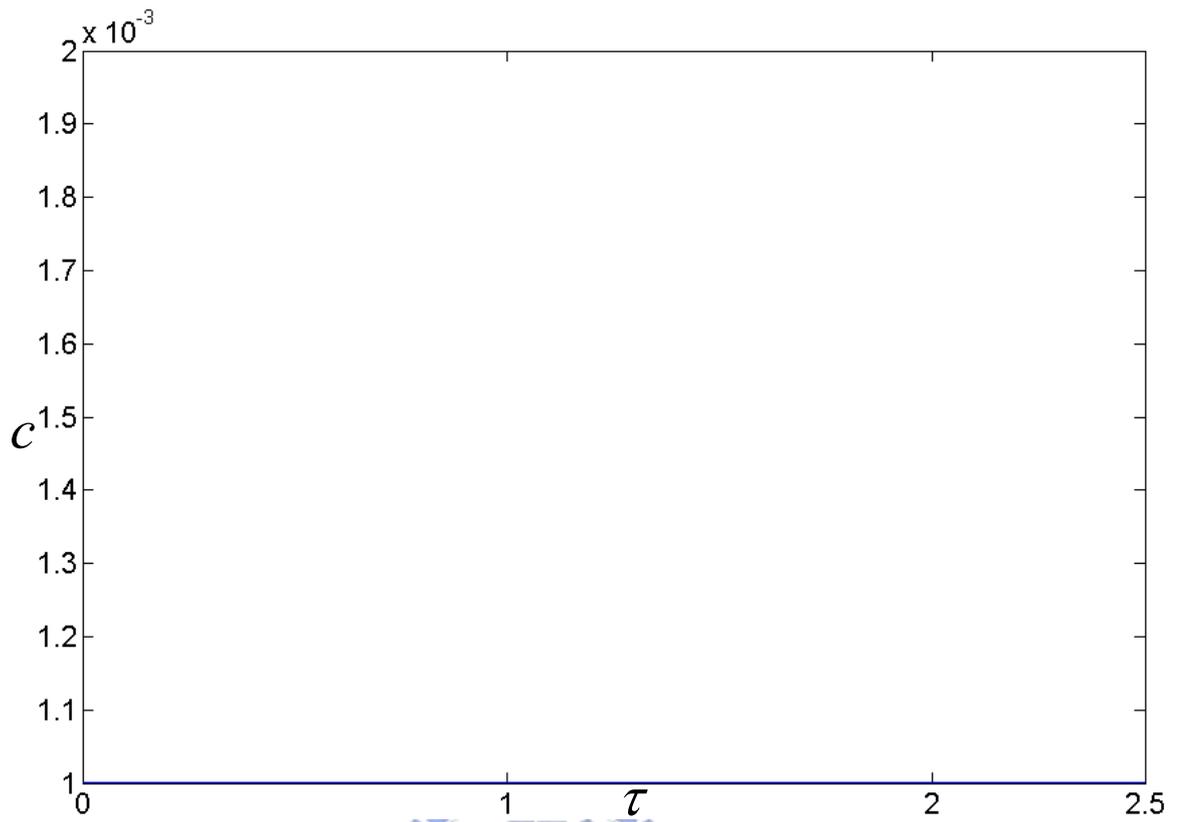


圖 4-2-7 (d) 感測面濃度變化

4-2-8 雷諾數=500 釋放時間 5

本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口濃度和溫度為 0，感測器設置於管道上方，感測器感測面溫度為 1。

圖 4-2-8 (a) 所示，為無因次時間 5、10 和 16.5 的等濃度線圖。同樣的，雷諾數較高的情形，不易量測到濃度，最後感測表面濃度增加量僅約百萬分之一 (0.0010042)。此時釋放的時間為前一種情形的 10 倍，可以看到在停止釋放的一瞬間 (無因次時間 5 的時候)，感測器周圍的濃度最高達到 0.5，但是內部的濃度小於 0.1，此時濃度增加量比開口朝上的配置來的低。

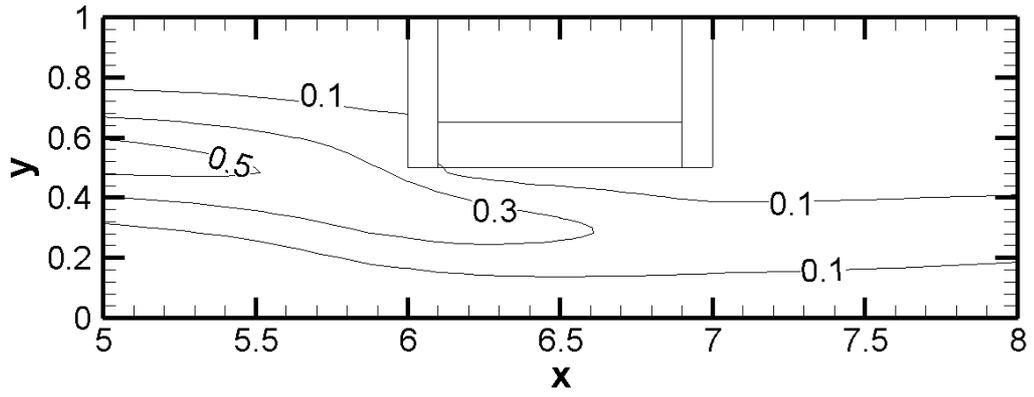
圖 4-2-8 (b) 所示，為無因次時間 5、10 和 16.5 的流線圖。由流線圖可以看出來，由於時間不長，空氣並未加熱至高溫，因此未見感測器內部層化作用的發生。

圖 4-2-8 (c) 所示，為無因次時間 5、10 和 16.5 的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為時間不長，因此溫度尚未散逸出去。

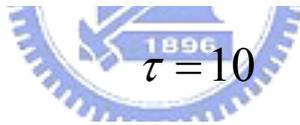
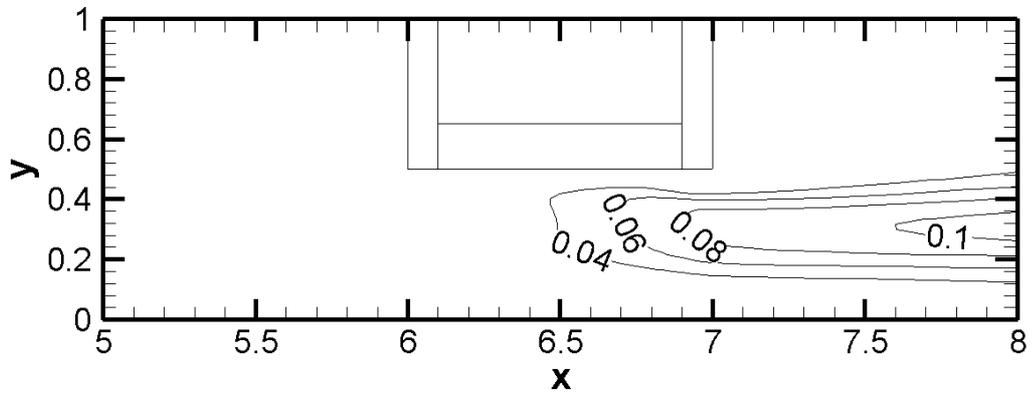
圖 4-2-8 (d) 所示，為感測面濃度隨無因次時間的變化圖。在此情形下，管道內水蒸氣被吹散所需要的無因次時間為 16.5。由圖形可發現，感測到的變化量為百萬分之一。

由以上八種情形可以知道，氣體感測器對於短時間出現的水蒸氣並無法有效地偵測。但基本上開口朝上的配置對短時間的偵測還是較佳的選擇，這是由於感測器內部的渦流容易將水蒸氣引入。

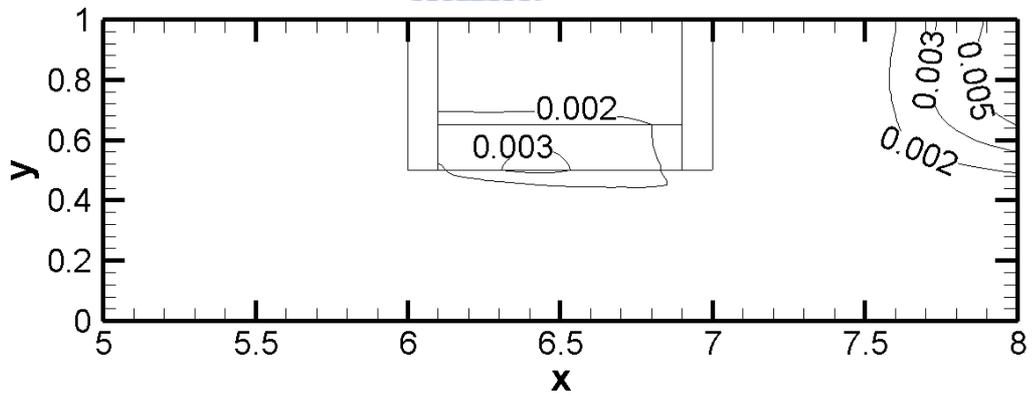
至於水蒸氣必須存在多久才能被偵測出來，則可以參考前一節達到穩態前感測器表面的濃度變化圖，即圖 4-1-5 (a) 和圖 4-1-5 (b)，做大概的估計。



$\tau = 5$

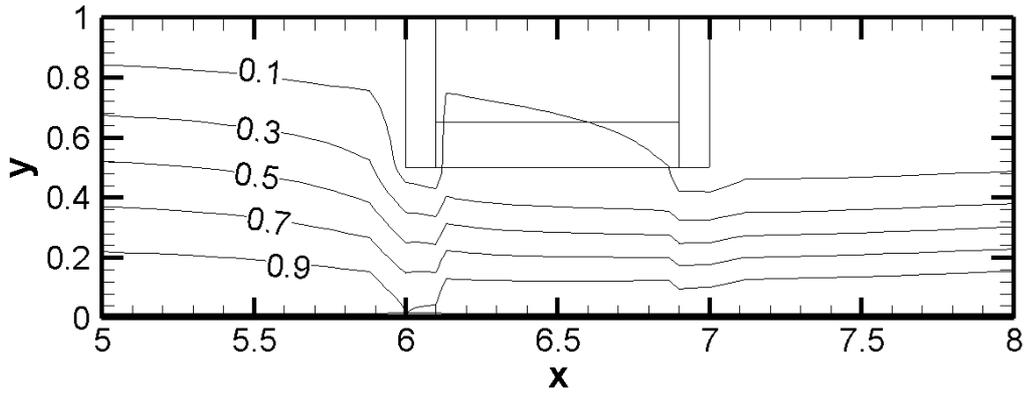


$\tau = 10$

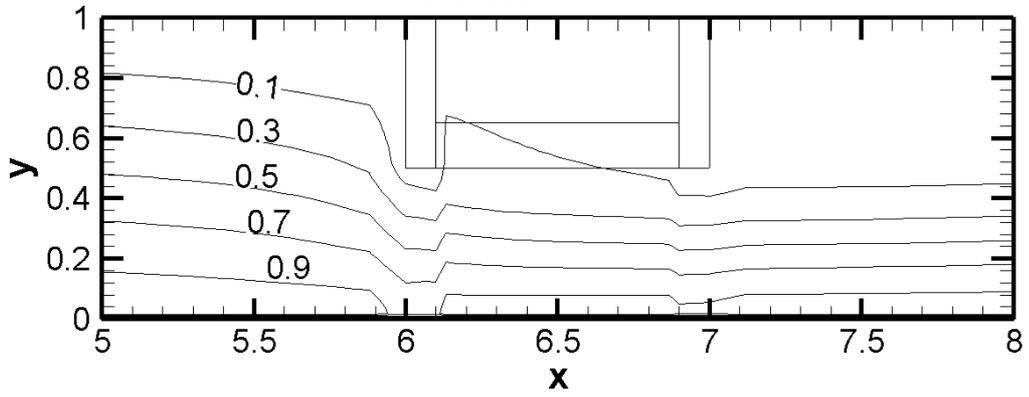
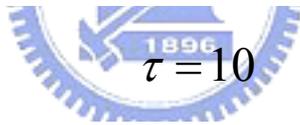
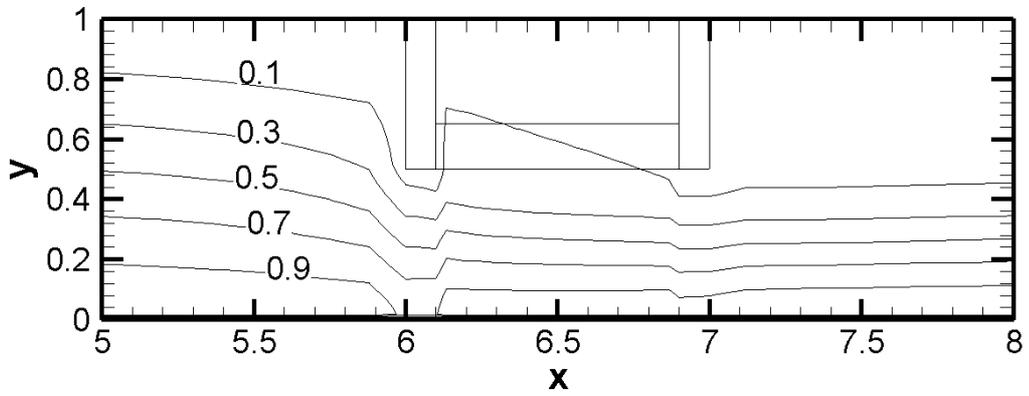


$\tau = 16.5$

圖 4-2-8 (a) 等濃度線圖

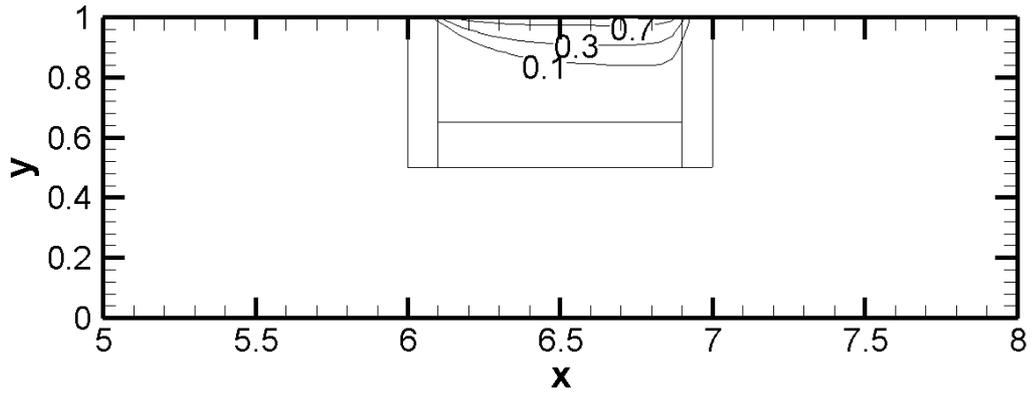


$\tau = 5$

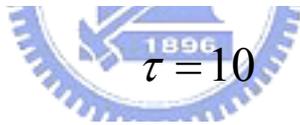
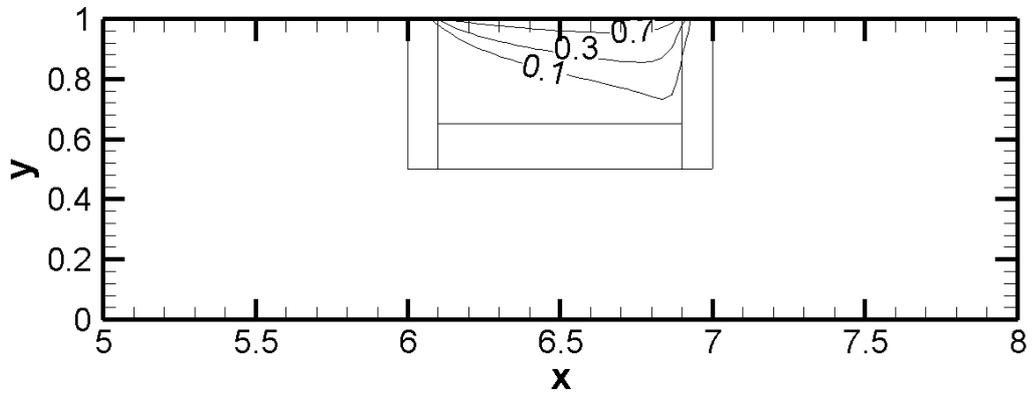


$\tau = 16.5$

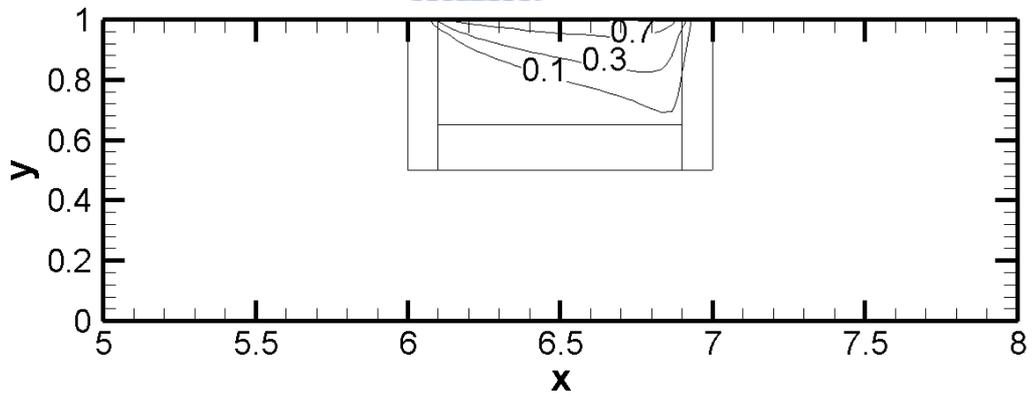
圖 4-2-8 (b) 流線圖



$\tau = 5$



$\tau = 10$



$\tau = 16.5$

圖 4-2-8 (c) 等溫線圖

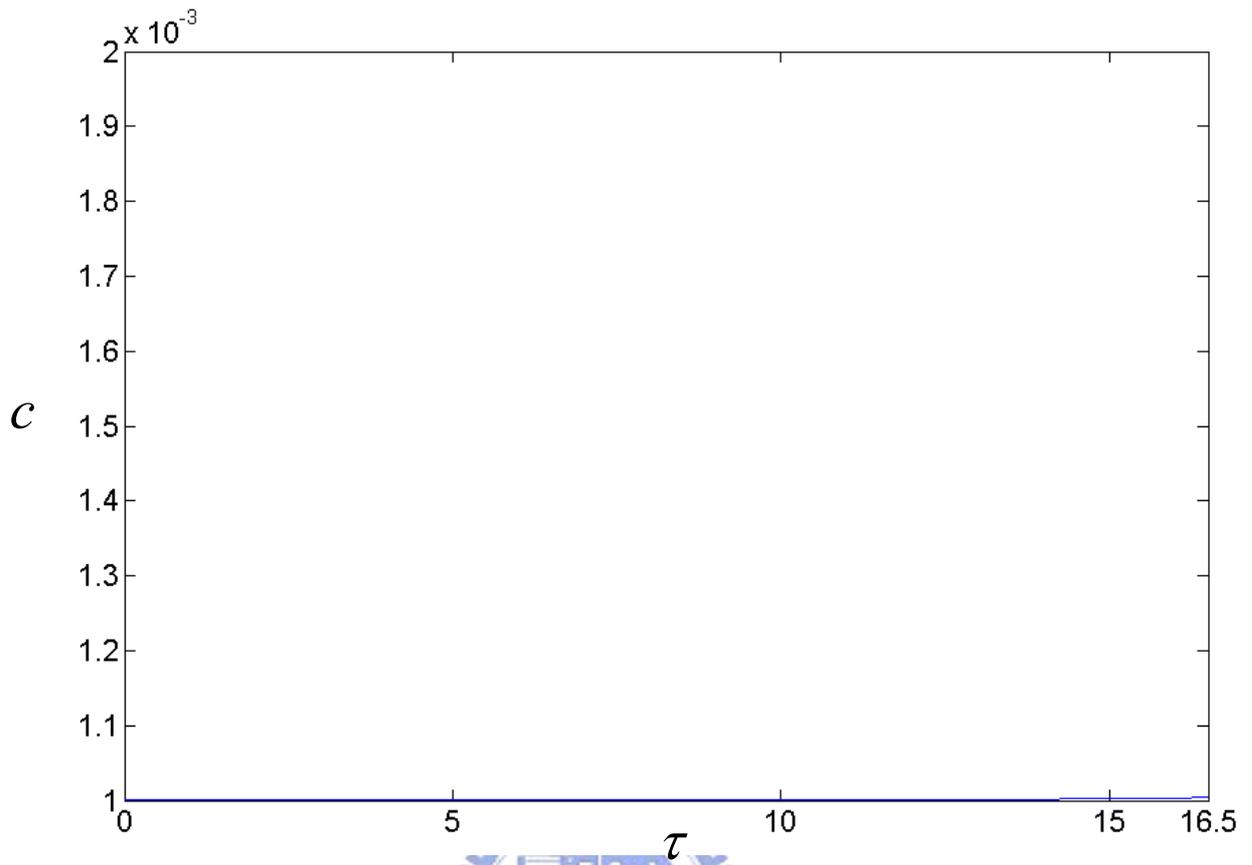


圖 4-2-8 (d) 感測面濃度變化

4-3 入口濃度不均勻下的穩態流場

當入口濃度不均勻時，即使流場達到穩態，管道內各位置的濃度仍然不會相同。本節討論重點在於，感測器在此不均勻的入口濃度下，較佳的設置方式為何。因此忽略時間項，直接計算出穩態的流場，並加以比較。



4-3-1 雷諾數=100 入口上方濃度較濃

本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度上半為 1，下半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道下方。

圖 4-3-1 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由上而下漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.3 和 0.4 之間。

圖 4-3-1 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由流線圖可以看出來，流線比起入口濃度均勻時的流場，有較大的扭曲情形，這是因為水蒸氣濃度的差異會影響到空氣的流動，只是程度不會太大。

圖 4-3-1 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度不易散失。



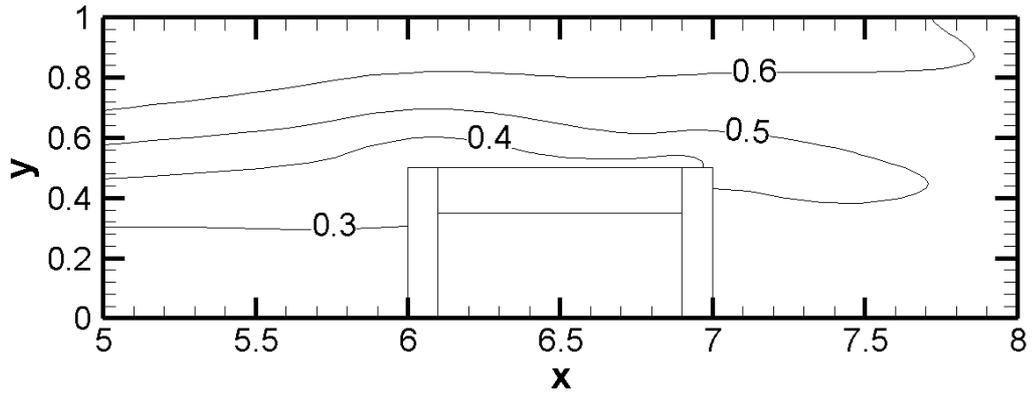


圖 4-3-1 (a) 等濃度線圖

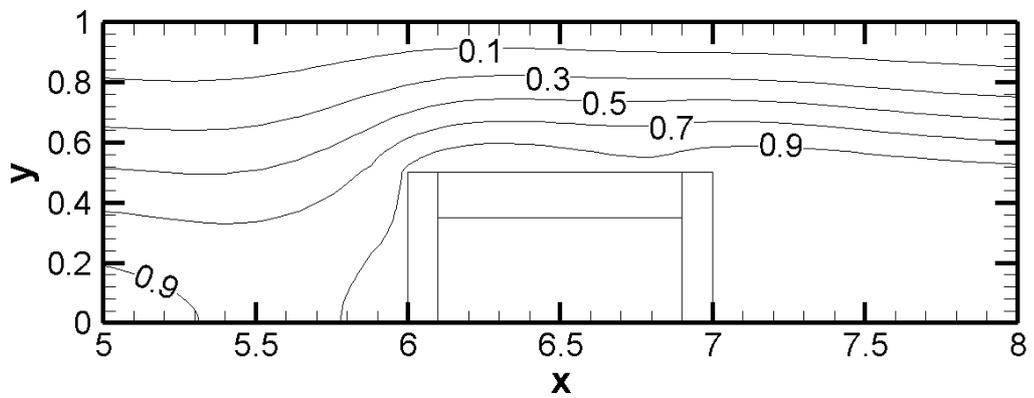


圖 4-3-1 (b) 流線圖

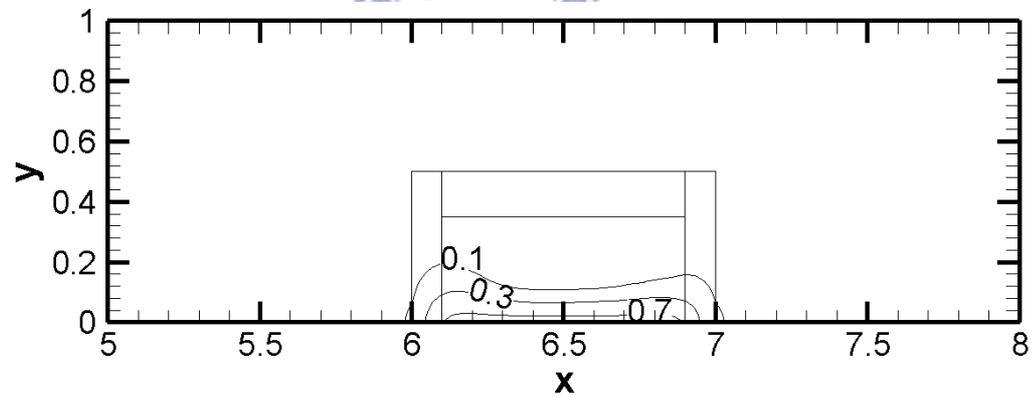


圖 4-3-1 (c) 等溫度線圖

4-3-2 雷諾數=100 入口下方濃度較濃

本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度下半為 1，上半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道下方。

圖 4-3-2 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口下半濃度高，因此感測器周圍濃度由下而上漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.6 和 0.7 之間。和前一種情形相比，感測器內部濃度較高，因此感測效果較佳。

圖 4-3-2 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由流線圖可以看出來，流線比起入口濃度均勻時的流場，有較大的扭曲情形，這是因為水蒸氣濃度的差異會影響到空氣的流動，只是程度不會太大。

圖 4-3-2 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度沒有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度不易散失。



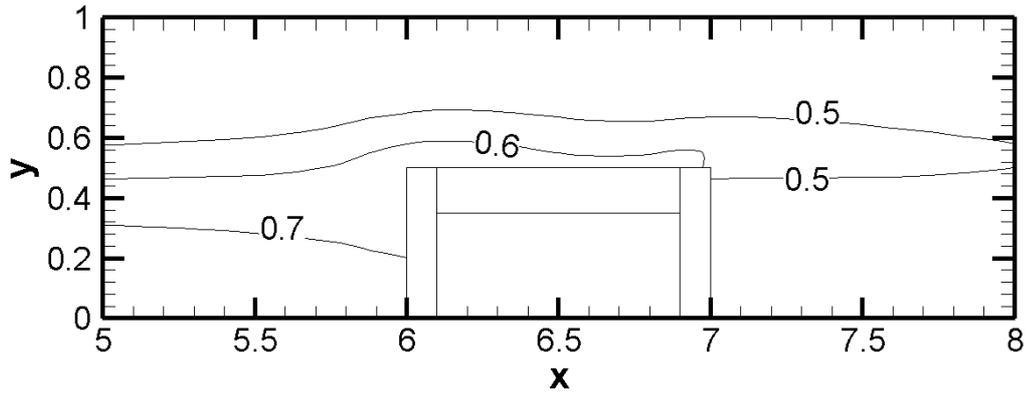


圖 4-3-2 (a) 等濃度線圖

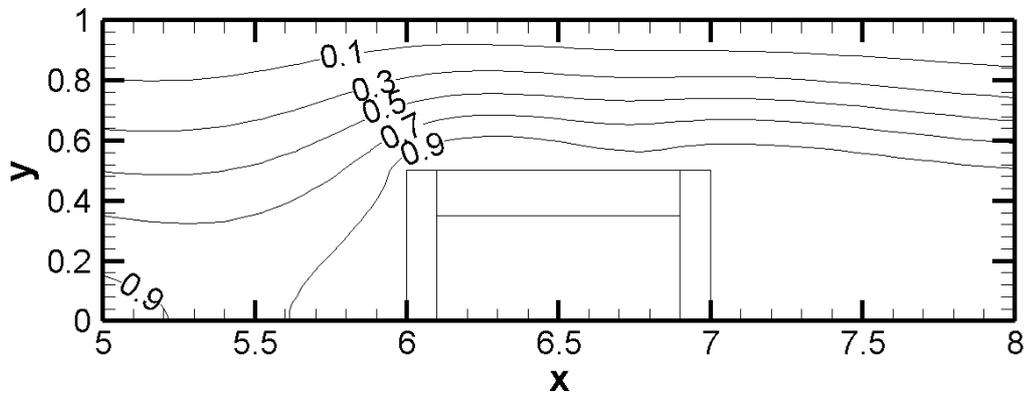


圖 4-3-2 (b) 流線圖

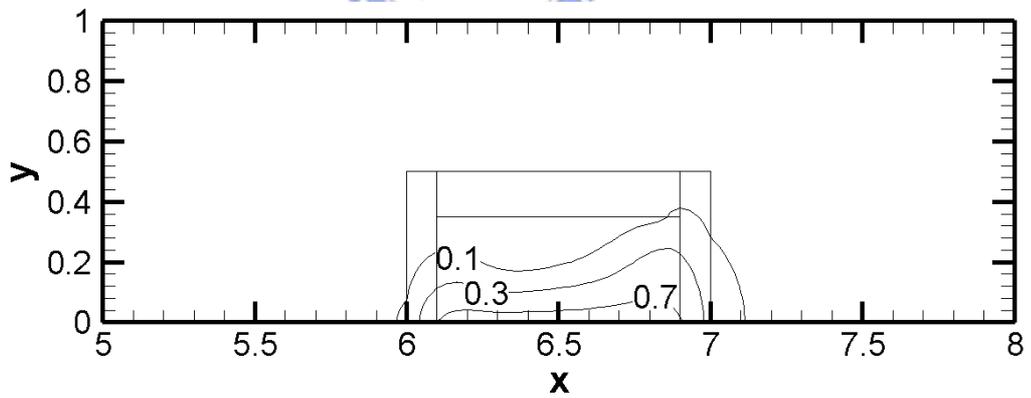


圖 4-3-2 (c) 等溫度線圖

4-3-3 雷諾數=500 入口上方濃度較濃

本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度上半為 1，下半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道下方。

圖 4-3-3 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由上而下漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.3 和 0.1 之間，較雷諾數低時來的低，這和一般的情況相似，雷諾數高感測效果較差。

圖 4-3-3 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由於雷諾數較大，因此自然對流和濃度差對空氣流動造成的影響相對就會變小，故流線較雷諾數 100 時來的平順。

圖 4-3-3 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，高雷諾數時散熱能力較強，溫度已散出感測器外部。



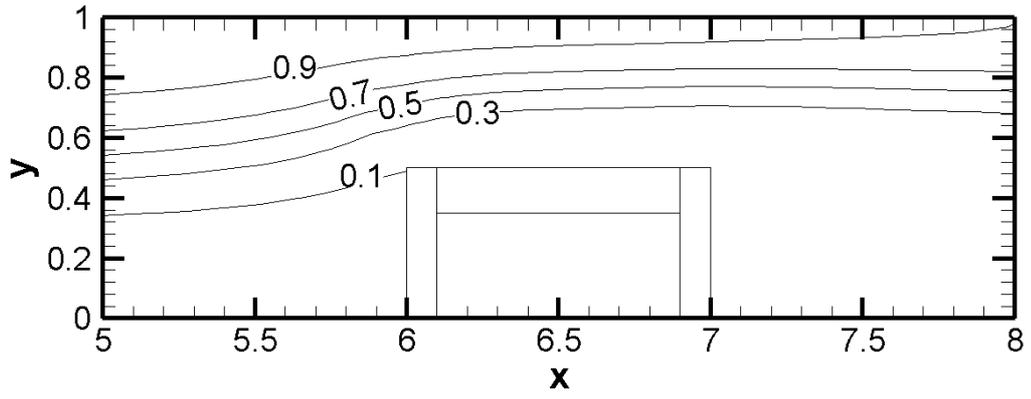


圖 4-3-3 (a) 等濃度線圖

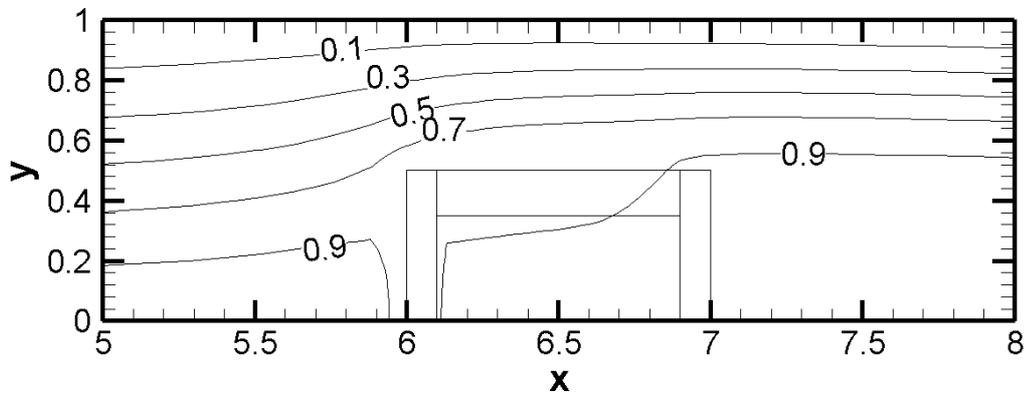


圖 4-3-3 (b) 流線圖

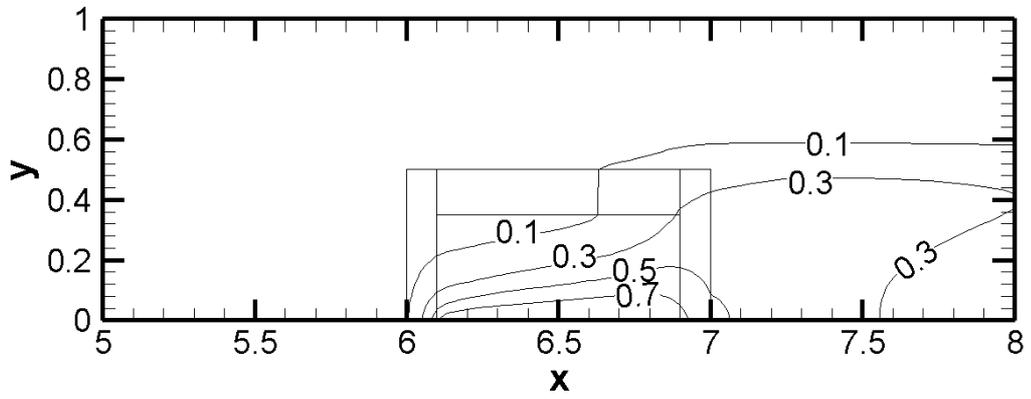


圖 4-3-3 (c) 等溫度線圖

4-3-4 雷諾數=500 入口下方濃度較濃

本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度下半為 1，上半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道下方。

圖 4-3-4 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口下半濃度高，因此感測器周圍濃度由下而上漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.7 和 0.9 之間。此時很特別的是，感測器內的濃度比低雷諾數時還來的高，和其他情況大不相同。此乃因為雷諾數高時，濃度較不易擴散回入口處，受到空氣流引導直接向下由流去，故等濃度線和流線相類似。但雷諾數低的時候，濃度擴散較容易，因此高濃度的區域會向低濃度的區域擴散，等濃度線就和流線不類似了。這個差異造成了高雷諾數穩態時感測器內部的濃度比低雷諾數時來的高。

圖 4-3-4 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由於雷諾數較大，因此自然對流和濃度差對空氣流動造成的影響相對就會變小，故流線較雷諾數 100 時來的平順。

圖 4-3-4 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，高雷諾數時散熱能力較強，溫度已散出感測器外部。

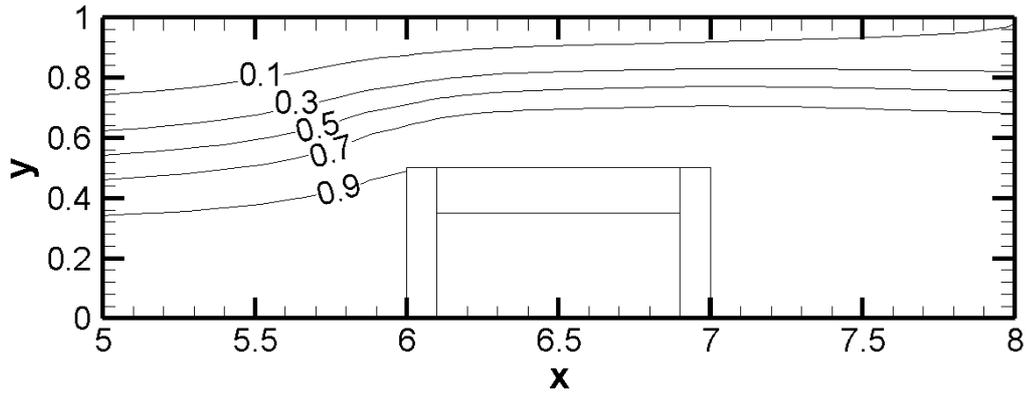


圖 4-3-4 (a) 等濃度線圖

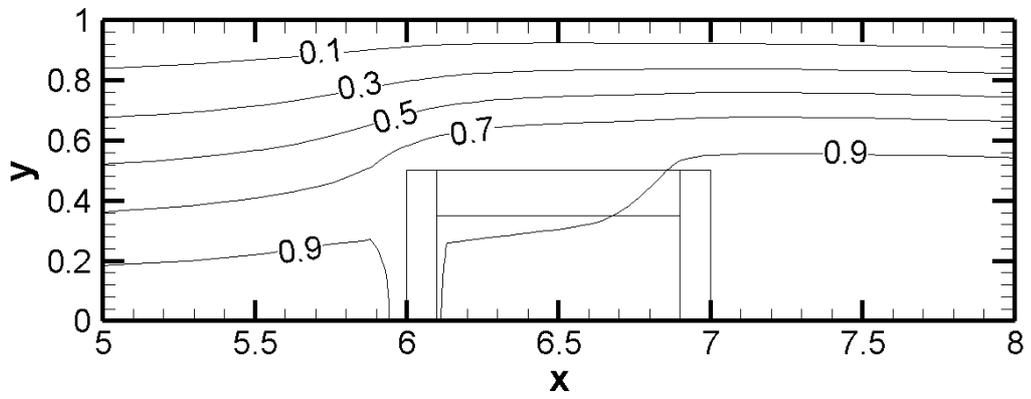


圖 4-3-4 (b) 流線圖

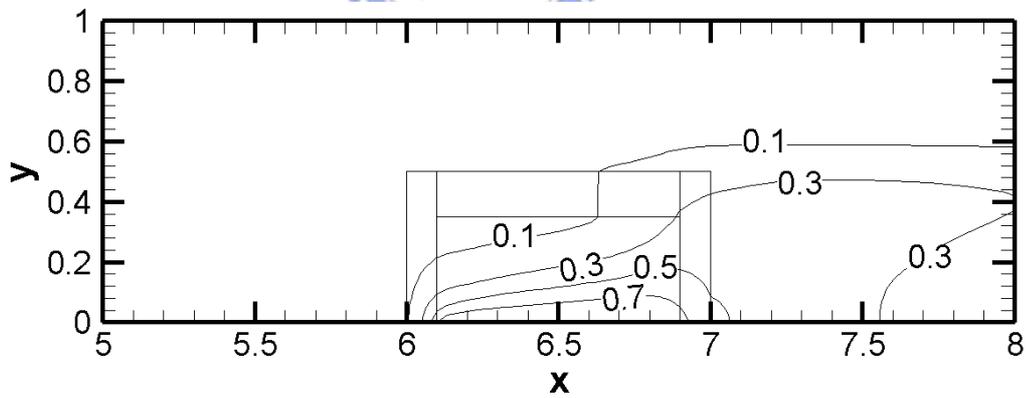


圖 4-3-4 (c) 等溫度線圖

4-3-5 雷諾數=100 入口上方濃度較濃

本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度上半為 1，下半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道上方。

圖 4-3-5 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由上而下漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.6 和 0.7 之間。這和入口下方濃度較濃，而感測器置於下方時，感測到的濃度差不多，因為兩種情形都是將感測器置於入口濃度較高的一邊，可以看出來這樣的設置會有較佳的感測結果。

圖 4-3-5 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由流線圖可以看出來，因為此時感測器置於管道上方，熱空氣加熱後於感測器內部發生層化現象，因此儘管水蒸氣濃度的差異會影響到空氣的流動，使流線稍有扭曲，但程度比同雷諾數時感測器置於管道下方的情形來的小。

圖 4-3-5 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度稍有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度不易散失。

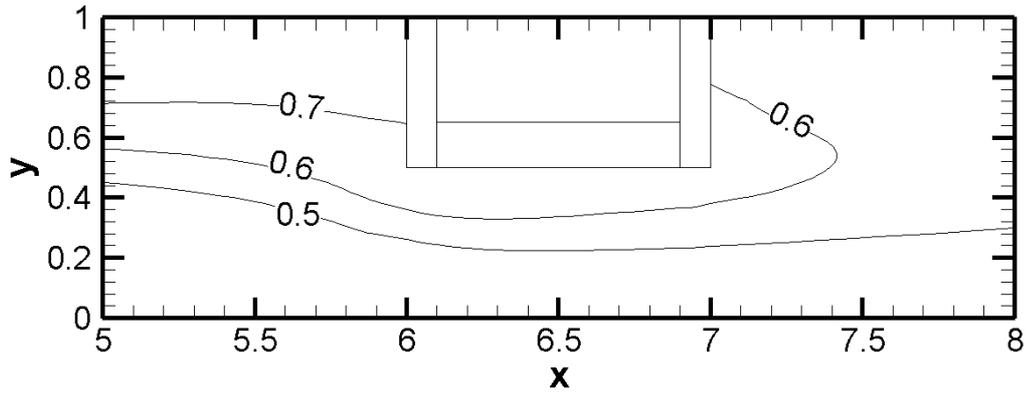


圖 4-3-5 (a) 等濃度線圖

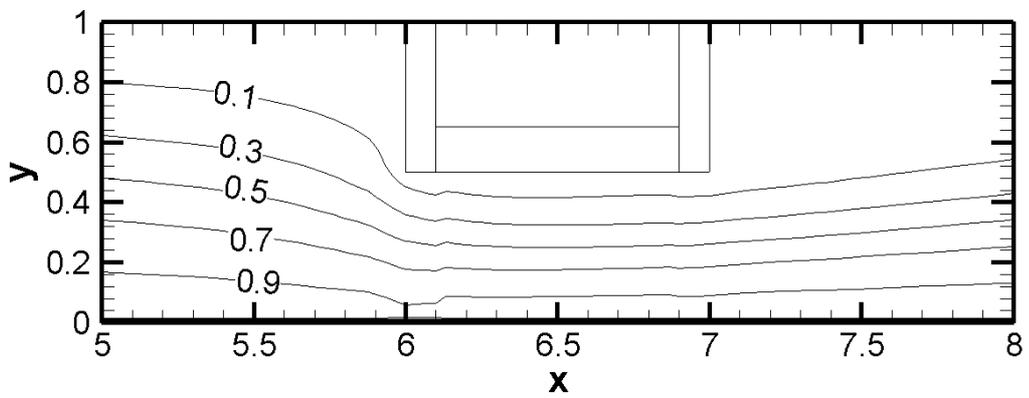


圖 4-3-5 (b) 流線圖

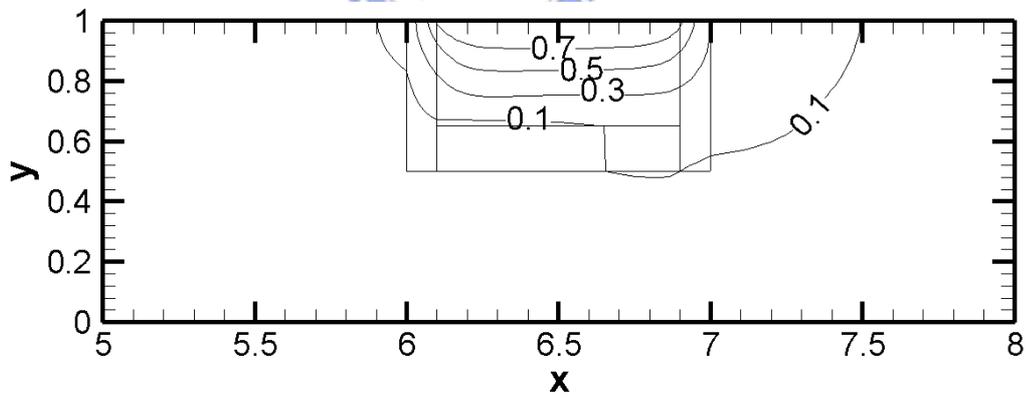


圖 4-3-5 (c) 等溫度線圖

4-3-6 雷諾數=100 入口下方濃度較濃

本節雷諾數為 100，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度下半為 1，上半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道上方。

圖 4-3-6 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由下而上漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.3 和 0.4 之間。此時感測器放置的位置和入口濃度高的一半不同，因此感測出來的結果較差。

圖 4-3-6 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由流線圖可以看出來，因為此時感測器置於管道上方，熱空氣加熱後於感測器內部發生層化現象，因此儘管水蒸氣濃度的差異會影響到空氣的流動，使流線稍有扭曲，但程度比同雷諾數時感測器置於管道下方的情形來的小。

圖 4-3-6 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，溫度稍有散出感測器外部，這是因為雷諾數不是非常大，因此溫度不易散失。

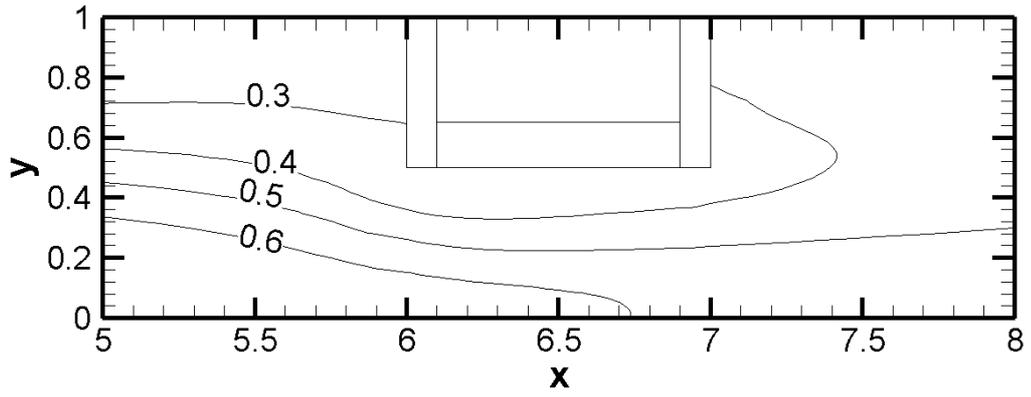


圖 4-3-6 (a) 等濃度線圖

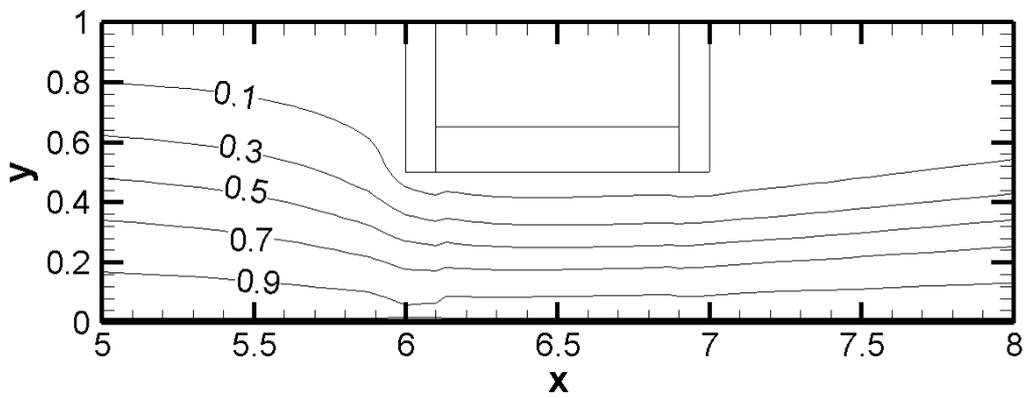


圖 4-3-6 (b) 流線圖

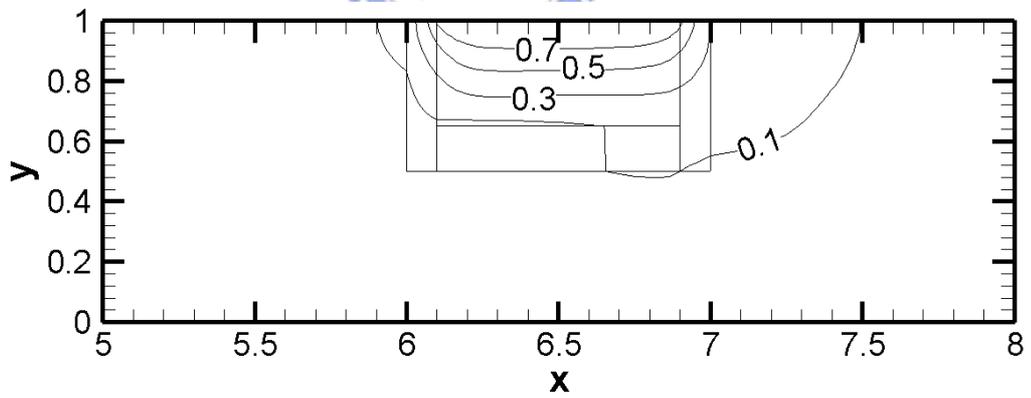


圖 4-3-6 (c) 等溫度線圖

4-3-7 雷諾數=500 入口上方濃度較濃

本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度上半為 1，下半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道上方。

圖 4-3-7 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由上而下漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.7 和 0.9 之間。此時也很特別，雷諾數較高時感測器內部的濃度竟然比較高，此乃因為雷諾數高時，濃度較不易擴散回入口處，受到空氣流引導直接向下由流去，故等濃度線和流線相類似。但雷諾數低的時候，濃度擴散較容易，因此高濃度的區域會向低濃度的區域擴散，等濃度線就和流線不類似了。這個差異造成了高雷諾數穩態時感測器內部的濃度比低雷諾數時來的高。

圖 4-3-7 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由於雷諾數較大，因此自然對流和濃度差對空氣流動造成的影響相對就會變小，故流線較雷諾數 100 時來的平順。

圖 4-3-7 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，高雷諾數時散熱能力較強，溫度已散出感測器外部。

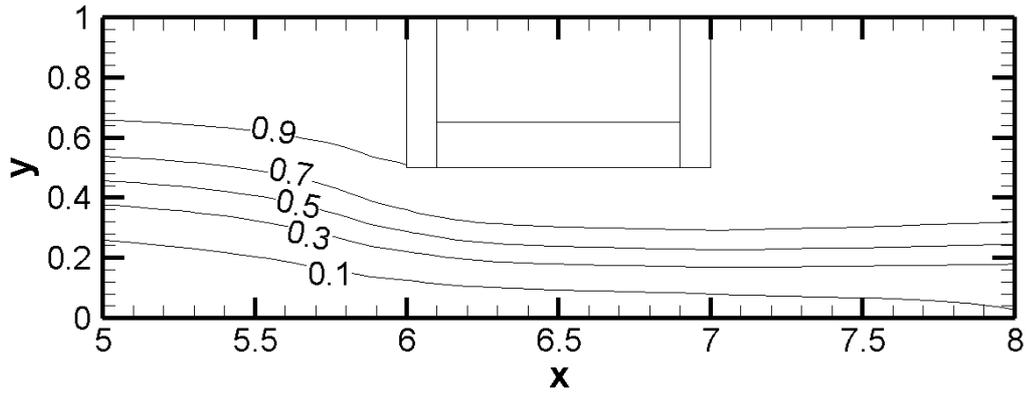


圖 4-3-7 (a) 等濃度線圖

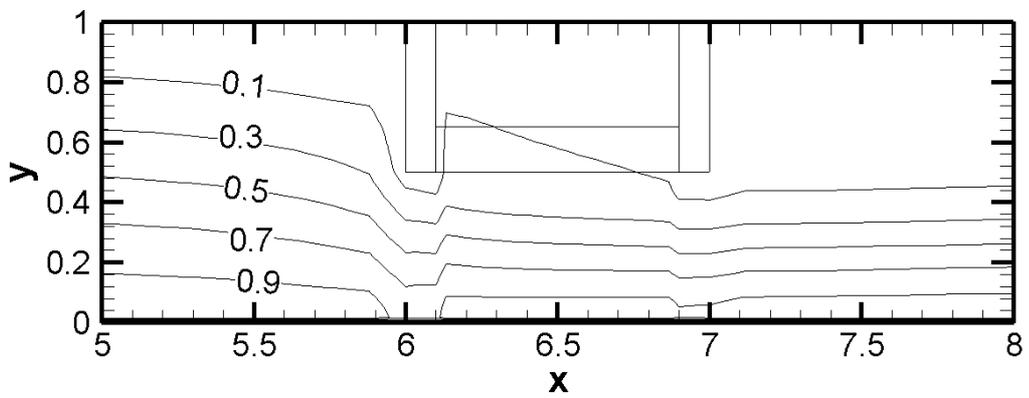


圖 4-3-7 (b) 流線圖

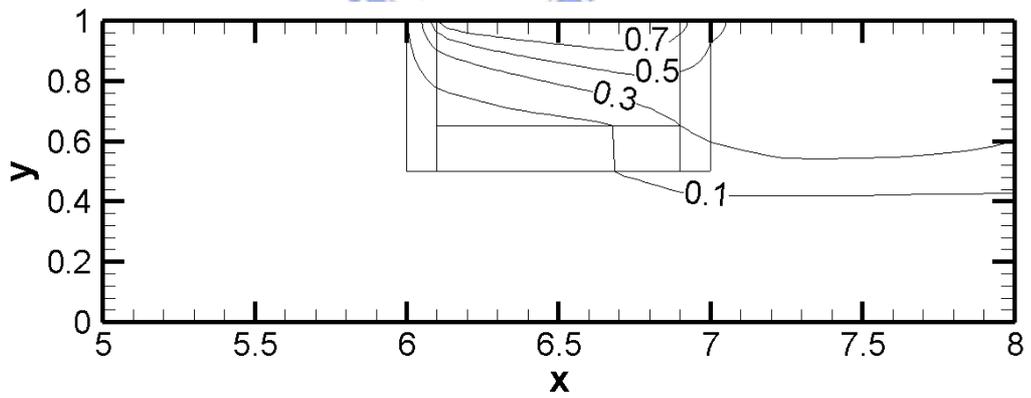


圖 4-3-7 (c) 等溫度線圖

4-3-8 雷諾數=500 入口下方濃度較濃

本節雷諾數為 500，入口速度為 1，入口溫度為 0，入口處無因次濃度下半為 1，上半為 0，感測器感測面溫度為 1。感測器設置於管道上方。

圖 4-3-8 (a) 所示，為達到穩態時的等濃度線圖。可以看到，由於入口上半濃度高，因此感測器周圍濃度由下而上漸次降低，感測器內部的濃度則介於 0.1 和 0.3 之間，比低雷諾數時的濃度來的低。

圖 4-3-8 (b) 所示，為達到穩態時的流線圖。由於雷諾數較大，因此自然對流和濃度差對空氣流動造成的影響相對就會變小，故流線較雷諾數 100 時來的平順。

圖 4-3-8 (c) 所示，為達到穩態時的等溫度線圖。由等溫線可以看出，高雷諾數時散熱能力較強，溫度已散出感測器外部。

由以上的八種情形可以發現，當感測器裝置在度較濃的那一邊時，雷諾數越大進入感測器內部的水蒸氣濃度也越大，這是和一般情形相當不同的。

但是當感測器裝置在濃度較稀的那一邊時，雷諾數越大進入感測器內部的水蒸氣濃度就會越小，這就和一般情形相同了。

而相同雷諾數下，將感測器裝置在濃度較濃的那一邊，則可以得到較佳的感測結果。

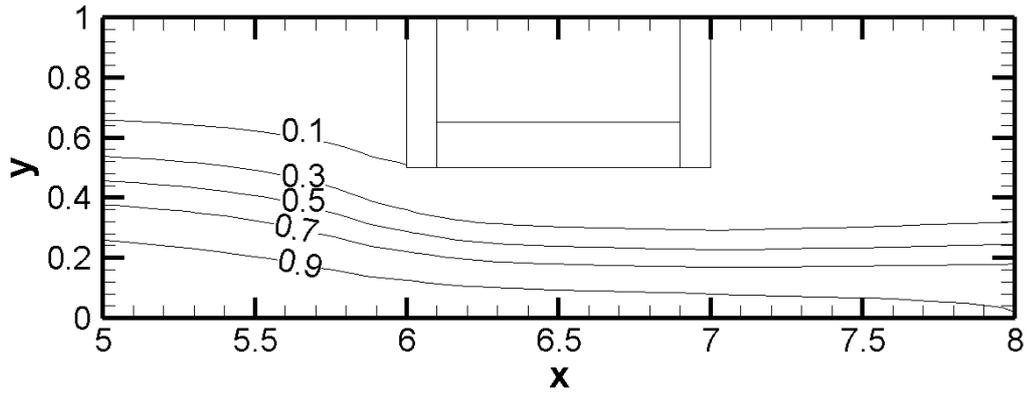


圖 4-3-8 (a) 等濃度線圖

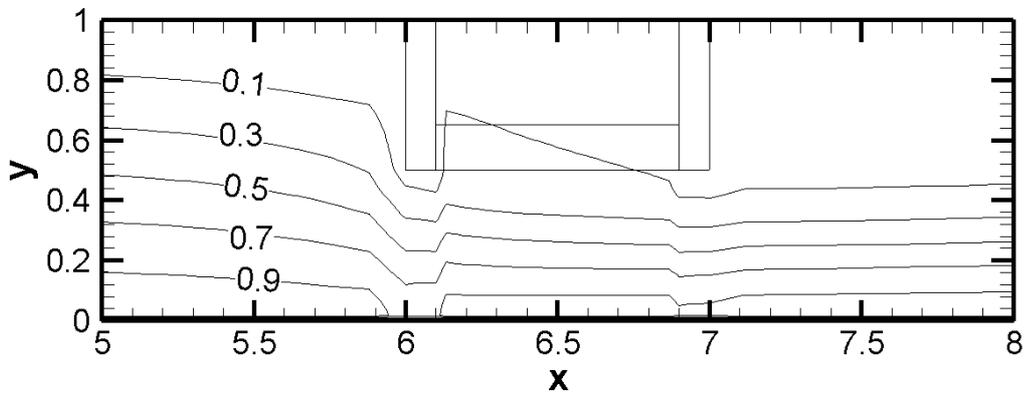


圖 4-3-8 (b) 流線圖

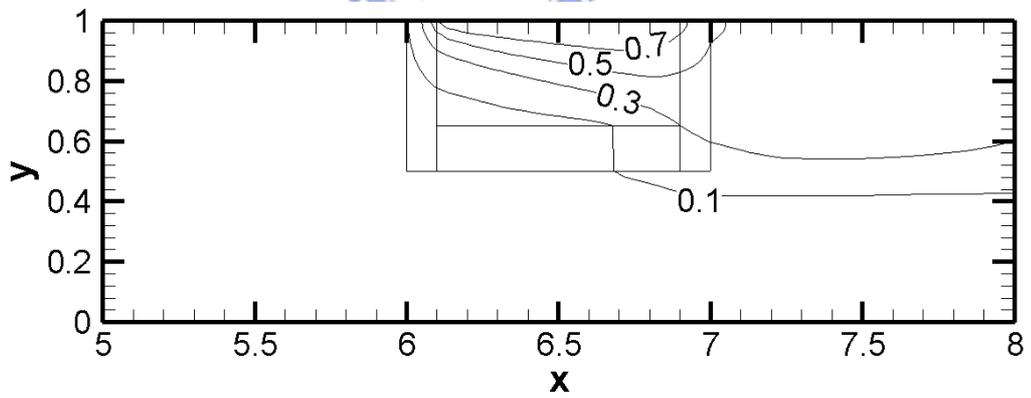


圖 4-3-8 (c) 等溫度線圖

第五章 結論

本文以數值方法探討溫度與溼度對氣體感測器之影響。分析所得之計算結果，綜合成如下結論：

- 1、在雷諾數較小時，感測器開口朝上的配置方式對短暫存在的氣體感測能力較佳，而開口朝下的配置則能較快達到正確的濃度值，而隨雷諾數變大兩者的差異會逐漸變小。因此若是做為警報器，建議採用開口朝上的設置方式，至於以量測為目的時，則建議開口朝向下方，能夠較快得到準確的結果。
- 2、若入口處的濃度部分較濃，部分較稀，則建議將感測器設置在較濃的那一邊，如此可以得到較準確的感測結果。



參考文獻

1. K. Ihokura, J. Watson, "The stannic oxide gas sensor : principles and applications."
2. K. Vafai, "Convection flow and heat transfer in variable porosity media." *Journal of Fluid Mechanics* 147, 233-259 (1984) .
3. R. Shannard, S. Whitake, "The effective thermal conductivity for a point contact porous medium: an experimental study." *Int. J. Heat Mass Transfer* 32, 503-512 (1989) .
4. S. V. Patankar, "Numerical heat transfer and fluid flow."
5. 傅武雄，謝文健，"利用有限元素法解析密閉空間內自然對流問題。"國立交通大學，碩士論文，中華民國七十六年六月。
6. A. Bejan, "Convection heat transfer."
7. F. M. White, "Viscous fluid flow."
8. K. A. Hoffmann, S. T. Chiang, "Computational fluid dynamics for engineers volume I."
9. K. A. Hoffmann, S. T. Chiang, "Computational fluid dynamics for engineers volume II."
10. M. N. Özisik, "heat conduction."
11. O. Aydm, "Aiding an opposing mechanisms of mixed convection in a shear-and buoyancy-driven cavity." *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, No. 7, pp. 1019-1028, (1999) .
12. R. W. Fox, A. T. McDonald, "Introduction to fluid mechanics."
13. 傅武雄，李至恩，"垃圾乾燥過程之數值計算。"國立交通大學，碩士論文，中華民國九十二年六月。

14. 傅武雄，鄭昭生，”旋轉圓柱對於密閉空間內自然對流的影響。”國立交通大學，碩士論文，中華民國八十年六月。
15. 傅武雄，柯文旺，”多孔性介質中自然對流與強制對流熱質傳現象之研究。”國立交通大學，博士論文，中華民國八十九年七月。
16. 傅武雄，劉維元，”多孔性介質的熱傳分析。”國立交通大學，碩士論文，中華民國八十三年六月。
17. 傅武雄，吳瑞銘，”置於噴霧氣流中等熱通量楔形物之熱傳分析。”國立交通大學，碩士論文，中華民國七十五年六月。
18. 傅武雄，黃新鉗，”加裝多孔凸塊以增強熱傳效率之研究。”國立交通大學，博士論文，中華民國八十五年五月。

