

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文

管道流中含固體基座之多孔性介質對熱傳增益之研究

A Study of Thermal Enhancement by Adding Porous Media

Combined with Solid Base in Channel Flow



研究生：張瑞軒

指導教授：傅武雄 博士

中華民國九十八年七月

管道流中含固體基座之多孔性介質對熱傳增益之研究

A Study of Thermal Enhancement by Adding Porous Media

Combined with Solid Base in Channel Flow

研究生：張瑞軒

Student：Ruei-Shiuan Chang

指導教授：傅武雄

Advisor：Wu-Shung Fu

國立交通大學

機械工程學系



Submitted to Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Mechanical Engineering

July 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

管道流中含固體基座之多孔性介質對熱傳增益之研究

研究生：張瑞軒

指導教授：傅武雄

國立交通大學機械工程學系

摘要

本研究利用數值方法分析含基座之多孔性介質置於管道中高溫加熱面對於壁面熱傳的影響。探討多孔介質厚度比例、基座厚度比例、孔隙率等不同參數下對於高溫壁面熱傳之影響，並且和完全多孔介質、完全固體實心以及空渠道做熱傳增益效率之比較。

由數值計算結果得知，於多孔介質下加入固體基座能夠提升熱傳效果。而過度的增加多孔介質厚度並不會提升熱傳效果，反而會使阻抗過大而流體不易通過，導致熱量不易排出，反而降低熱傳效果。因此一般會選擇使用孔隙率較高之介質，較符合其增益效率。

A Study of Thermal Enhancement by Adding Porous Media Combined with Solid Base in Channel Flow

Student : Ruei-Shiuan Chang

Advisor : Wu-Shung Fu

Department of Mechanical Engineering

National Chao Tung University

Abstract

A study of heat transfer enhancement by adding porous media combined with solid base in a channel flow is investigated. The characteristics of the flow and thermal fields are analyzed numerically. Effects of porous medium and the solid base with variable thickness and variable porosity on the heat transfer rate are examined.

The results show that adding solid base under the porous medium increases the heat transfer, and is better than the whole porous one. An optional selection of the thickness and the porosity of the porous medium strongly depends on the flow condition. Considering the heat transfer rate with the pressure drop, it also shows that the higher porosity goes with the higher efficiency.

誌謝

我由衷的感謝指導老師傅武雄教授在這兩年來給予課業和論文上的指導，以及在生活各方面上的關心與照顧，在此謹致最高的謝忱與敬意。同時也感謝機械系諸師長在課業方面的指導。另外要特別感謝博士班學長連信宏以及李崇綱在數值模擬計算以及軟體使用上的協助以及指導。還有實驗室同窗張良任、劉益舟、學弟學長們在精神上的鼓勵讓我可以順利突破難關。

更要感謝父母含辛茹苦的養育之恩，與家人和親友的支持與關懷，今日方能順利完學業。最後僅將此喜悅與所有關心我的人分享。



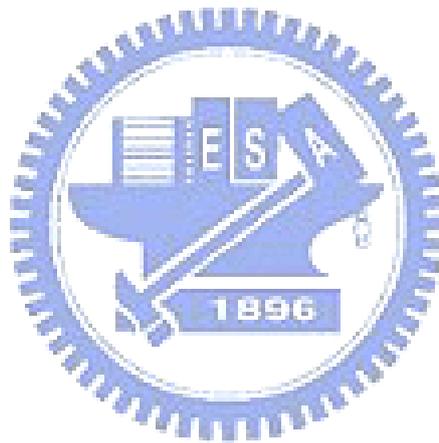
目錄

中文摘要	I
英文摘要	II
誌謝	III
目錄	IV
表目錄	V
圖目錄	VI
符號表	VIII
一、緒論	1
二、物理模式	7
2-1 分析假設及統御方程式	7
2-2 無因次化	12
三、數值方法	14
3-1 離散方程	16
3-2 邊界處理	19
3-3 程式流程	19
3-4 收斂條件	19
3-5 程式驗證	20
四、結果與討論	25
五、結論	49
參考文獻	50



表目錄

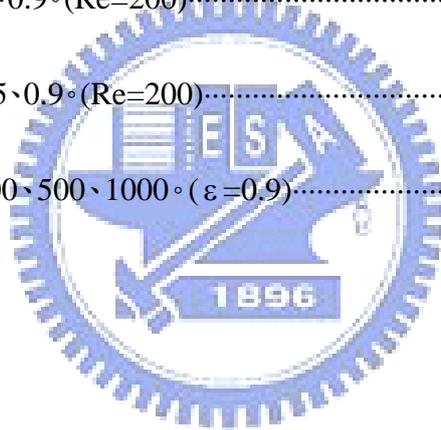
表 3-1 格點測試結果.....	23
表 4-1 不同基座厚度 H_b 與雷諾數 Re 之計算結果.....	47
表 4-2 不同基座厚度 H_b 與孔隙率 ε 之計算結果.....	48



圖目錄

圖 1-1 近年來 CPU 瓦數隨時間成長趨勢.....	4
圖 1-2 各式散熱裝置.....	5
圖 1-3 實驗室自製散熱裝置.....	6
圖 2-1 物理模式圖.....	8
圖 3-1 界面處格點示意圖.....	21
圖 3-2 程式流程圖.....	22
圖 3-3 程式計算結果驗證.....	24
圖 4-1(a) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.2, \varepsilon=0.9$ 之流線圖.....	31
圖 4-1(b) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.2, \varepsilon=0.9$ 之等溫線圖.....	31
圖 4-2(a) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.5, \varepsilon=0.9$ 之流線圖.....	32
圖 4-2(b) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.5, \varepsilon=0.9$ 之等溫線圖.....	32
圖 4-3(a) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.2, \varepsilon=0.5$ 之流線圖.....	33
圖 4-3(b) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.2, \varepsilon=0.5$ 之等溫線圖.....	33
圖 4-4(a) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.5, \varepsilon=0.5$ 之流線圖.....	34
圖 4-4(b) $Re=200, Pr=0.7, H_b=0.5, \varepsilon=0.5$ 之等溫線圖.....	34
圖 4-5 $H_p=0.8, H_b=0.2, \varepsilon=0.9$	35
圖 4-6 $H_p=0.5, H_b=0.5, \varepsilon=0.9$	36
圖 4-7 $H_p=0, H_b=1$, 實心固體凸塊.....	37

圖 4-8	$H_p=1, H_b=0, \varepsilon=0.9$, 無基座多孔凸塊	38
圖 4-9	$H_p=0, H_b=0$, 空渠道(without heat sink)	39
圖 4-10	$\varepsilon=0.9, H_b=0, 0.2, 0.5^\circ$ (Re=200)	40
圖 4-11	$\varepsilon=0.9, H_b=0, 0.2, 0.5$, 介質入口速度切面圖	41
圖 4-12	$\varepsilon=0.5, H_b=0, 0.2, 0.5^\circ$ (Re=200)	42
圖 4-13	$\varepsilon=0.5, H_b=0, 0.2, 0.5$, 介質入口速度切面圖	43
圖 4-14	$H_b=0.2, \varepsilon=0.5, 0.9^\circ$ (Re=200)	44
圖 4-15	$H_b=0.5, \varepsilon=0.5, 0.9^\circ$ (Re=200)	45
圖 4-16	$H_b=0.5, \text{Re}=200, 500, 1000^\circ$ ($\varepsilon=0.9$)	46



符號表

B_0	停滯熱導率係數	
C_p	比熱	[kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]
D_a	達西數 ($Da = K/H^2$)	
d_p	多孔性介質顆粒直徑	[m]
D_p	顆粒直徑與多孔凸塊長柱比值 ($D_p = d_p/L_p$)	
D_T	熱散逸傳導率經驗常數	
F	慣性參數 ($F = 1.75/(\sqrt{150}\epsilon^{1.5})$)	
h	槽道高度	[m]
h_p	凸塊高度	[m]
h_b	基座高度	[m]
H_p	無因次凸塊高度 ($H_p = h_p/h$)	
H_b	無因次基座高度 ($H_b = h_b/h$)	
k_f	流體熱傳導係數	[W m ⁻² K]
k_s	固體熱傳導係數	[W m ⁻² K]
k_e	多孔性介質等效熱傳導係數	[W m ⁻² K]
k_d	多孔性介質停滯熱傳導係數	[W m ⁻² K]
k_t	多孔性介質熱散逸熱傳導係數	[W m ⁻² K]
K	滲透率 ($K = \epsilon^3 d_p^2 / 150(1 - \epsilon^2)$)	[m ²]
l	Van Driest 壁函數	
l_1	槽道長度	[m]
l_2	槽道入口至凸塊前緣之距離	[m]
l_3	凸塊至出口之距離	[m]
l_p	凸塊之長度	[m]
\overline{Nu}	平均紐塞數	

Nu_x	局部紐塞數	
p	壓力	$[N\ m^{-2}]$
P	無因次壓力	
Pr	普朗特數 ($Pr = \nu/\alpha$)	
Re	雷諾數 ($Re = \rho_f u_0 h/\mu$)	
T	溫度	$[K]$
T_0	進口流體溫度	$[K]$
T_w	高溫壁面溫度	$[K]$
u, v	x 和 y 方向速度	$[m\ s^{-1}]$
U, V	X 和 Y 方向之無因次速度	
u_0	進口流體之平均速度	$[m\ s^{-1}]$
x, y	卡式座標	$[m]$
X, Y	無因次卡式座標	



希臘符號

α	熱擴散係數	$[m^2\ s^{-2}]$
ε	孔隙率	
ε_e	等效孔隙率	
Λ	多孔性介質內固體與液體熱傳導係數比值	
θ	無因次溫度	
μ	黏滯係數	$[kg\ m^{-1}\ s^{-1}]$
ν	動黏滯係數	$[m^2\ s^{-1}]$
ρ	密度	$[kg\ m^{-3}]$
ω	Van Driest 壁函數之經驗常數	

上標

n 疊代次數

下標

e 等效值

f 工作流體

p 多孔性介質內之流體

s 固體相態，在此為鋁



第一章 緒論

近年來，電子產業蓬勃發展，積體電路設計製程技術日新月異，不斷朝向輕、薄、短、小、發展是必然的趨勢。體積不斷擠壓，同時也要求更高的運算能力、更高的效能，導致高功率密度的結果。雖然晶片密度與效能提升，但卻產生更多的功耗、廢熱、雜訊、以及更容易受靜電破壞等，晶片的發熱密度不斷增加，散熱問題也越來越嚴重。而熱的分布越來越不均勻，晶片將持續在高熱狀態下運作，使用壽命也會呈指數性衰減，造成產品的可靠度問題。目前電子元件的發熱量達到每平方公分數十瓦的等級，以 CPU 為例，如圖 1-1，且接點可承受的溫度約在攝氏 150 度以下。電子散熱問題如無法獲得適當解決，將阻礙晶片及電子產品的發展與推出，同樣的問題也發生在光電、通信、電力、航太及生醫等產業的關鍵元件上，足見「熱管理」在各產業扮演著相當舉足輕重的角色。依據美國航太相關統計資料顯示：電子零件發生故障時，55% 主要來自於溫度因素。因此為了維持元件於額定溫度下運作，必須將此密集的熱量能有效散逸於系統外之環境。

因此，為了增加空氣的冷卻效率，一般所採用的散熱途徑大致上有兩種：一為增加其散熱面積，另一種則是提高其熱傳導係數。在諸多增加散熱面積的方法中，目前普遍使用加裝散熱裝置(heat sink)，如常見的各式散熱鰭片，或是利用多孔性介質材料，如圖 1-2，由於多孔性介質材料可提供大量流體的熱交換面積，普遍認為其具有熱傳增益的功能，故不僅電子散熱，甚至於在許多工業上，如過濾系統、熱交換器、化工填充床反應器、食品乾燥、熱管等等均可看到其應用，也因此近來對多孔性介質熱傳與傳輸現象的研究普遍受到重視，其內流場之物理性質分析、理論推導、數學模式建立以及數值計算方式，過去以來一直受到各方熱烈的討論。

回顧多孔性介質相關研究歷史，最早可追溯到 Darcy[1]，於 1856 年以實驗研究流體在均勻介質(砂)內沿著單一方向的流動現象，並獲得流率與壓力差成正比的結果，即為達西定律(Darcy' s law)

$$u = -\frac{K}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1-1)$$

基本上達西定律僅適用於流速、介質滲透度及孔隙相當低的情況。因此必須滿足下式

$$O\left(\frac{uK^{1/2}}{\nu}\right) \ll 1 \quad (1-2)$$

由於達西定律有使用上的限制，Forchheimer[2]於 1901 年接著提出當流體速度較大時，應考慮慣性項之二階非線性方程式，將達西定律修改成

$$-\frac{dp}{dx} = \alpha\mu u + \beta\rho u^2 \quad (1-3)$$

為了滿足不滑移壁面之固體邊界條件，現今之研究者大部分習慣使用 Brinkman[3]於 1947 年所提出之模式，即所謂的 Brinkman equation，其型式為

$$\nabla p = -\frac{\mu}{K}\bar{u} + \mu_e \nabla^2 \bar{u} \quad (1-4)$$

直到 Vafai 與 Tien[4]使用體積平均法推導同時考慮固體邊界與慣性力對熱、流場影響，發展出較完整之多孔性介質的傳輸方程式。其結果指出包含固體邊界效應(solid boundary effect)與慣性效應(inertia effect)之非達西效應(non-Darcian effect)在高孔隙率、高普朗特數(Prandtl number)及高壓力梯度的流場中相當顯著。Benenati 及 Brosilow[5]量測於填充床上孔隙率的變化，得知孔隙率為邊界之距離函數。Vafai[7]則解析槽道效應(channeling effect)與慣性力對多孔性介質熱傳與流場之影響，結論為於高孔隙率及高雷諾數(Reynolds number)的條件下，槽道效應在提高紐塞數上有明顯的貢獻。Vafai 等人更經由對均勻顆粒尺寸之多孔性介質進行強制對流的實驗與數值分析結果比對，得知若在數值分析時忽略了固體邊界效應和槽道效應，則將會導致實驗與數值分析結果產生偏差，因此建議所有非達西項，包含固體邊界、慣性效應、槽

道效應均應在數值分析中同時加入，以獲得較為可信之結果。

另一個受到廣泛討論的議題則是流體與多孔性介質的介面(interfacial surface)處理，Beavers 與 Joseph[8]提出使用速度梯度(velocity gradient)而非直接引用速度的經驗式來描述外流場與多孔性介質介面的傳輸現象。Vafai 與 Thiyagaraja[9]則同時以解析解與數值方法考慮三種介面型態之問題，證實 Beavers 與 Joseph[8]經驗式的正確性。Huang 與 Vafai[10]則討論在平板外流場上放置多孔性介質之方塊矩陣對平板熱傳的影響，其考慮的效應有達西效應、慣性效應、以及邊界效應，但視多孔性介質之孔隙率為均一，導致忽略近壁面上之槽道效應，並忽略近壁面的熱逸散現象，結果發現減少雷諾數、達西數及增加慣性參數會降低介質熱傳效果，並增加多孔性介質後方出現迴流的可能性。

探討熱交換現象時，上述文獻利用熱平衡假設，將流場與多孔性介質個別的能量方程式合併為一，即一維模式(one-equation model)，並發展不少等效熱傳係數(effective conductivity)之經驗公式[12][13]。

由於流體在多孔性介質中流動時，兩者間會有巨大接觸面積。以熱交換的觀點而言，多孔性介質具有龐大的傳熱面積為其優點，但伴隨而增大的阻抗則為缺點。無論是加裝多孔凸塊或是散熱鰭片，其原理跟目的皆相同，無非是希望利用增加接觸面積來提升熱傳效果。不過，實際上無論是多孔凸塊或是散熱鰭片，其構造除了本體部分也具有基座部分，如圖 1-2，其厚度選擇並無定論。且過去對於多孔性介質之理論研究，多半是直接將多孔性介質置於流場中，直接將多孔凸塊與高溫加熱面接觸，而實際實驗上，其基座厚度勢必影響到實驗結果，並不能簡單忽略之。所以本文希望，除了計算多孔性介質部分，另外再加入固體基座部分，將過去單純多孔性介質部分分為上半部多孔性介質以及下半部固體實心部分，除了流場會受到凸塊影響而有所改變，壁面高溫處熱傳導也將由壁面通過固體，再傳到多孔性介質，藉此能夠更加貼近於真實情況。

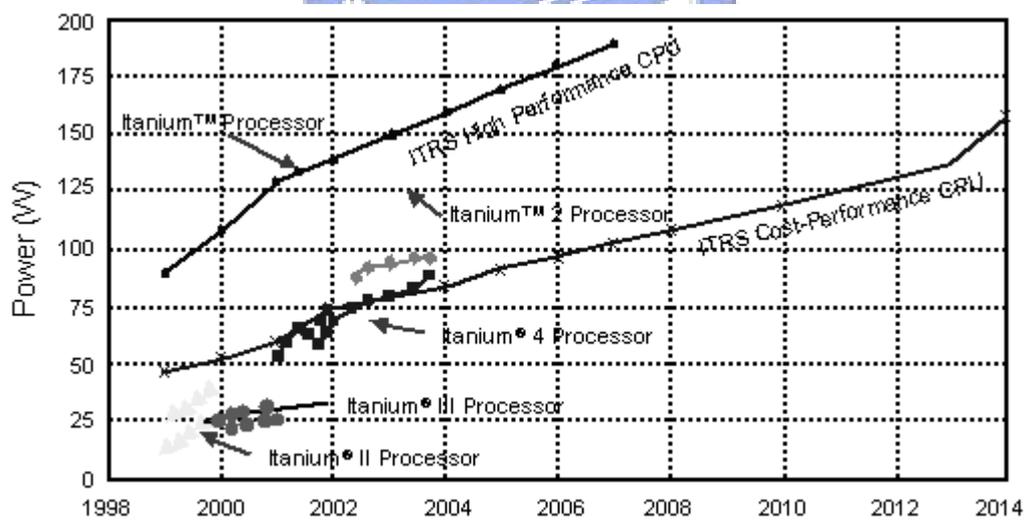


圖 1-1 近年來CPU瓦數隨時間成長趨勢圖

<資料來源: www.tomshardware.com>

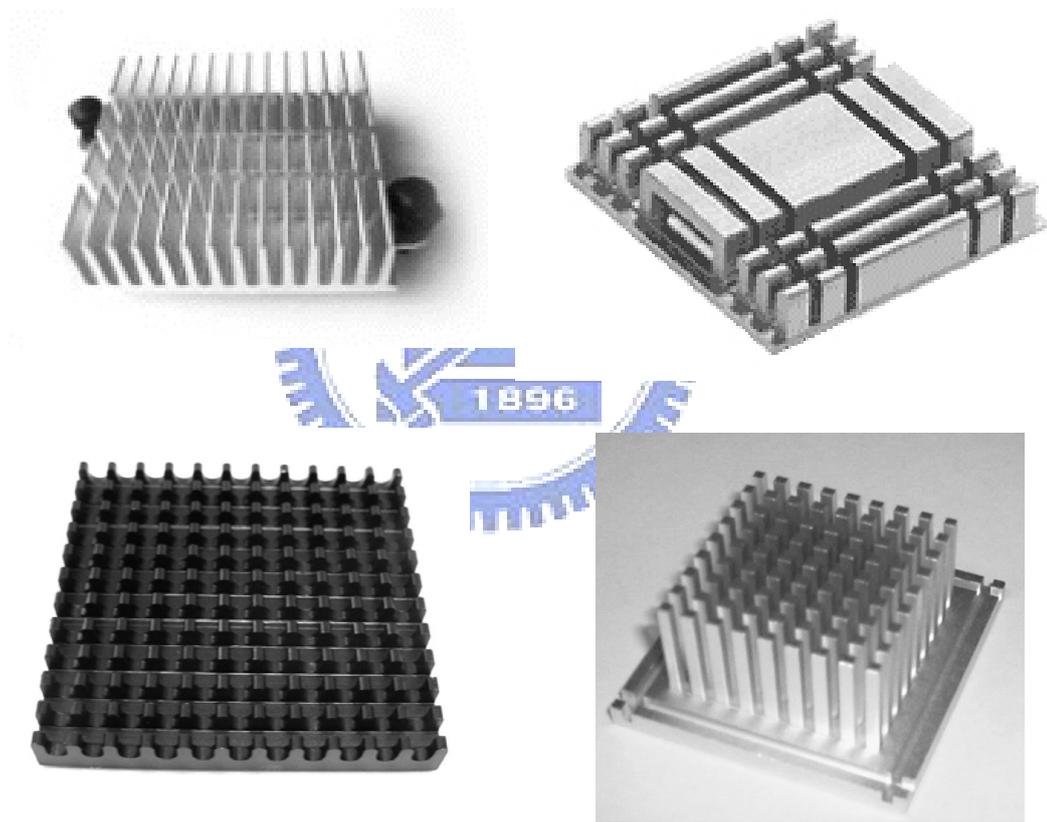


圖 1-2 市面上各式散熱裝置(heat sink)

<資料圖片來源：永太興科技股份有限公司>

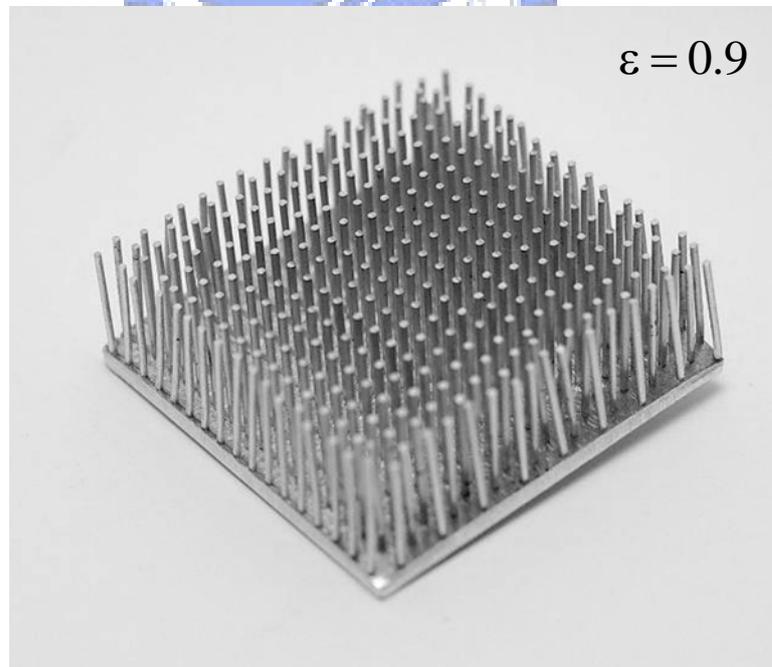
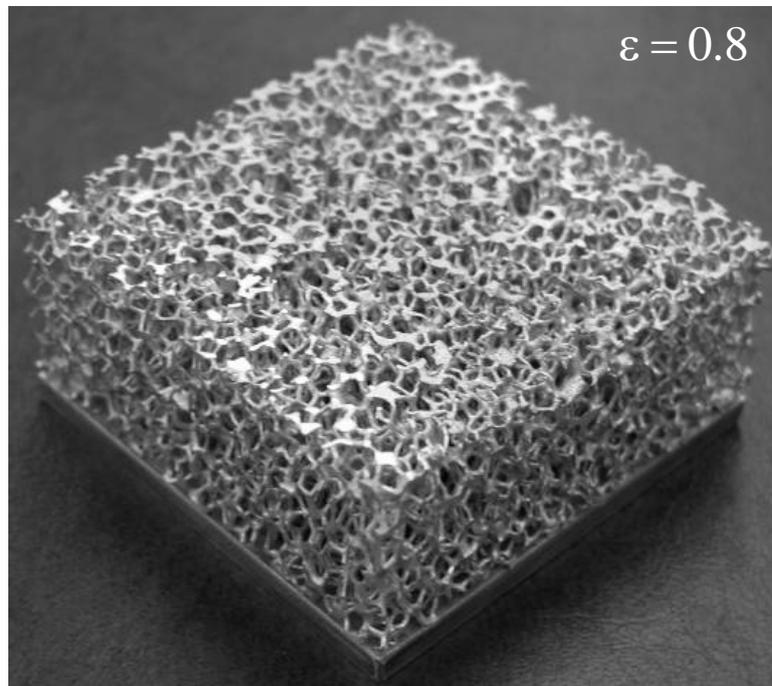


圖 1-3 實驗室自製散熱裝置

第二章 物理模式

本文研究的對象為利用增加接觸面積提高熱傳效果之散熱裝置，且考慮其基座影響，將一多孔性介質凸塊置於管道內高溫壁面。

使用之物理模式如圖 2-1。水平擺設之二維槽道長度為 l_1 ，高度為 h 。在長度為 l_2 之入口區之後，於槽道下板處有一長度為 l_p 且溫度為 T_w 之高溫加熱區，其中 l_p 設定為管道高度一半 $h/2$ 。於高溫加熱區上置於一高度為 h_s 之散熱裝置 (heat sink)， h_s 設定為管道高度一半，其中上半部為多孔性介質，厚度 h_p ，下半部固體基座，厚度為 h_b 。除高溫加熱區之外，其餘上、下板均為絕熱狀態。下游則為長度 l_3 之延伸區，此處要求 l_3 必須滿足在出口處之速度分佈達到完全發展 (fully developed) 之要求。入口速度分佈為平均速度 u_0 之拋物線分佈，入口溫度 T_0 較高溫加熱區溫度 T_w 低。



2-1 分析假設及統御方程式

整個物理模型可分為三個區域：內、外流場以及固體部分。多孔凸塊上半流體穿過之區域為內流場，下半為固體實心區域，其餘區域則視為外流場。

為了簡化分析之複雜性，本文採用以下數點假設：

- (1) 流體為牛頓流體，且性質為常數，流場為穩態、二維、單相，且不可壓縮流。
- (2) 重力影響忽略不計。
- (3) 多孔性介質為球形顆粒所組成。其材料不會變形且不會與所通過之流體產生化學反應。
- (4) 多孔性介質之等效黏滯係數假設與外流場之黏滯係數相同[20]。
- (5) 能量方程式為單方程式，並採用 Van Driest[11]壁函數來模擬橫向熱散逸。
- (6) 多孔性介質的固相與流體在熱平衡狀態。

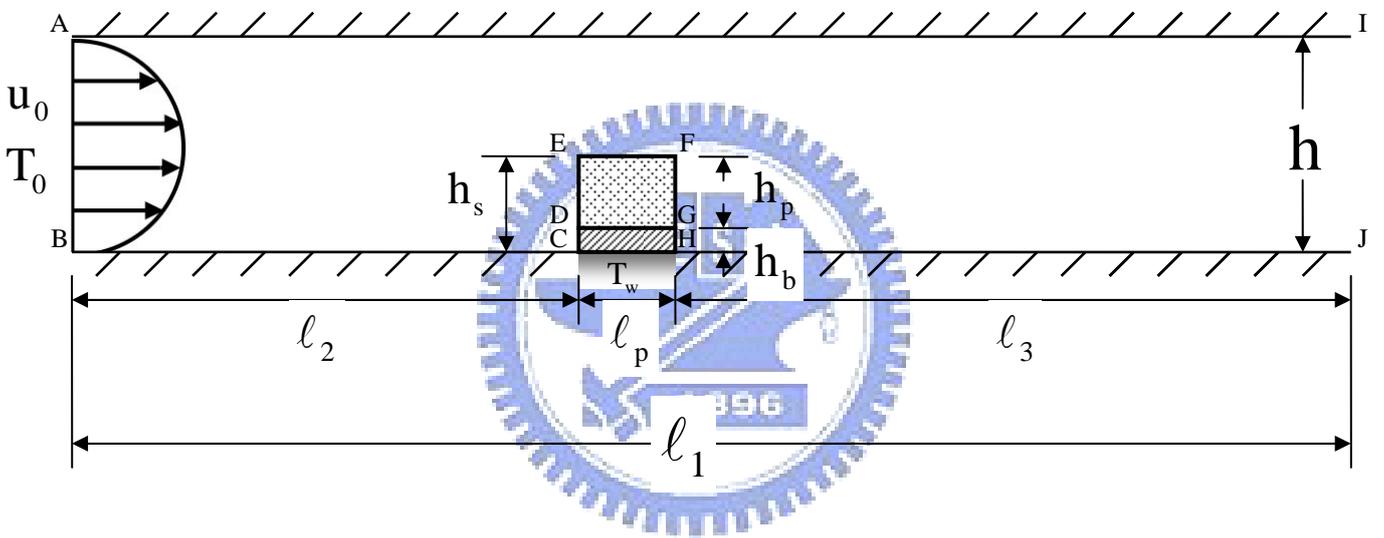


圖 2-1 物理模式圖

基於以上物理模式與假設，統御方程式可寫為下列各式，其中下標 f 表示外流場區域，下標 p 表示多孔性介質內之流場，下標 s 表示固體。

(1)外流場之統御方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial u_f}{\partial x} + \frac{\partial v_f}{\partial y} = 0 \quad (2-1)$$

動量方程式：

x 方向

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

y 方向

$$\rho_f \left(u_f \frac{\partial v_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial v_f}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p_f}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_f}{\partial y^2} \right) \quad (2-3)$$

能量方程式：

$$\rho_f C_{p_f} \left(u_f \frac{\partial T_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \right) = k_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) \quad (2-4)$$

(2)內流場之統御方程式

多孔性介質內的動量方程式由於考慮了內外流場的交互作用以及壁面的孔隙率變化，採用 Hsu-Cheng[15]模式之定義。介質內流體的等效黏滯係數 μ_e ，根據[20]假設該值直接等於流體的黏滯係數 μ 。能量方程式則使用配合 Van Driest 壁函數[11]之單方程式模式。

連續方程式：

$$\frac{\partial u_p}{\partial x} + \frac{\partial v_p}{\partial y} = 0 \quad (2-5)$$

動量方程式：

x 方向

$$\rho_f \left[u_p \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u_p}{\varepsilon} \right) + v_p \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u_p}{\varepsilon} \right) \right] = -\frac{\partial p_p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_p}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu \varepsilon}{K} u_p - \frac{\rho_f \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\bar{u}| u_p \quad (2-6)$$

y 方向

$$\rho_f \left[u_p \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_p}{\varepsilon} \right) + v_p \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_p}{\varepsilon} \right) \right] = -\frac{\partial p_p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_p}{\partial y^2} \right) - \frac{\mu \varepsilon}{K} v_p - \frac{\rho_f \varepsilon F}{\sqrt{K}} |\bar{v}| v_p \quad (2-7)$$

式(2-6)及(2-7)右邊第三項為達西阻力，其代表因多孔性介質存在造成的壓力損失，右邊第四項為慣性阻力，此項為在高流速孔隙間流體混合所造成的額外阻力。孔隙率 ε (無因次)、滲透度 K (無因次)、慣性參數 F (無因次)之經驗式如下列所示，此為 Vafai[7]所建議的 Ergun[16]模式。

$$\varepsilon = \varepsilon_e \left[1 + r_1 \exp \left(-\frac{r_2 \Delta s}{d_p} \right) \right] \quad (2-8)$$

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (2-9)$$

$$F = \frac{1.75}{(\sqrt{150} \varepsilon^{1.5})} \quad (2-10)$$

其中：

ε_e ：多孔性介質之等效孔隙率(無因次)

r_1 、 r_2 ：實驗常數

Δs ：離周圍介面最近之距離

d_p ：顆粒直徑(m)

能量方程式：

$$\rho_f C_{p_f} \left(u_p \frac{\partial T_p}{\partial x} + v_f \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) = k_e \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) \quad (2-11)$$

其中：

$k_e = k_d + k_t$ ，為等效熱傳導係數，

本文假設由停滯傳導率 (stagnant conductivity) k_d 及熱逸散傳導率 (thermal dispersion conductivity) k_t [11] 所組成，其中後者是用來模擬橫向熱散逸。

a. k_d 之定義採用 Zehner-Schlunder 模式[17]，型式為：

$$\frac{k_d}{k_f} = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \frac{2\Lambda\sqrt{1 - \varepsilon}}{\Lambda - B_0} \times \left[\frac{B_0\Lambda(\Lambda - 1)}{(\Lambda - B_0)^2} \ln \left(\frac{\Lambda}{B_0} \right) - \frac{B_0 + 1}{2} - \frac{\Lambda(B_0 - 1)}{\Lambda - B_0} \right] \quad (2-12)$$

$$\Lambda = \frac{k_s}{k_f} \quad (2-13)$$

$$B_0 = 1.25 \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^{10/9} \quad (2-14)$$



b. k_t 則由 VanDriest 壁函數[11]來模擬，其型式如下

$$\frac{k_t}{k_f} = D_T \text{Pr} \text{Re}_p |\bar{u}_p| \ell \quad (2-15)$$

D_T 為經驗值，等於 0.3[11]，而 Re_p 則為定義於顆粒球徑之雷諾數，定義如下

$$\text{Re}_p = \frac{u_p^* d_p}{\nu_f} \quad (2-16)$$

其中 u_p^* 為在多孔性介質內流線方向之截面平均速度。

而 ℓ 則為 VanDriest 壁函數，定義為

$$\ell = 1 - e^{-\Delta s / \varpi d_p} \quad (2-17)$$

此處 ϖ 等於 3.5[11]。

(3) 固體之熱傳導方程式

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} = 0 \quad (2-18)$$

2-2 無因次化

為了數值計算上的便利，本文採用以下方式對內外流場之統御方程式進行無因次化。H 為入口高度、 u_0 為入口平均速度、 T_0 為入口溫度、 T_w 為高溫加熱區之溫度、 L_p 為多孔性介質長度。

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{h} & Y &= \frac{y}{h} & P_f &= \frac{p_f}{\rho_f u_0^2} & P_p &= \frac{p_p}{\rho_p u_0^2} \\ U_f &= \frac{u_f}{u_0} & U_p &= \frac{u_p}{u_0} & V_f &= \frac{v_f}{u_0} & V_p &= \frac{v_p}{u_0} \\ Da &= \frac{K}{h^2} & D_p &= \frac{d_p}{L_p} & |\bar{U}| &= \sqrt{U_p^2 + V_p^2} \\ \theta_f &= \frac{T_f - T_0}{T_H - T_0} & \theta_p &= \frac{T_p - T_0}{T_H - T_0} & \theta_s &= \frac{T_s - T_0}{T_H - T_0} \\ \alpha_f &= \frac{k_f}{\rho_f C p_f} & \alpha_e &= \frac{k_e}{\rho_f C p_f} & \alpha_s &= \frac{k_s}{\rho_s C p_s} \\ Pr_f &= \frac{\mu}{\alpha_f \rho_f} & Pr_e &= \frac{\mu}{\alpha_e \rho_f} & Pr_s &= \frac{\mu}{\alpha_s \rho_s} \end{aligned}$$

凸塊無因次厚度、多孔介質無因次厚度、基座無因次厚度

$$H_s = \frac{h_s}{h} \quad H_p = \frac{h_p}{h_s} \quad H_b = \frac{h_b}{h_s} \quad (2-19)$$

(1)無因次化之外流場統御方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial U_f}{\partial X} + \frac{\partial V_f}{\partial Y} = 0 \quad (2-20)$$

動量方程式：

x 方向

$$U_f \frac{\partial U_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial U_f}{\partial Y} = -\frac{\partial P_f}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_f}{\partial Y^2} \right) \quad (2-21)$$

y 方向

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

能量方程式：

$$U_f \frac{\partial \theta_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re Pr}_f} \left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial Y^2} \right) \quad (2-23)$$

(2)無因次化之內流場統御方程式

連續方程式：

$$\frac{\partial U_p}{\partial X} + \frac{\partial V_p}{\partial Y} = 0 \quad (2-24)$$

動量方程式：

x 方向

$$U_p \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_p}{\varepsilon} \right) + V_p \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_p}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_p}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_p}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{Re Da}} \varepsilon U_p - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon U_p \quad (2-25)$$

y 方向

$$U_p \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_p}{\varepsilon} \right) + V_p \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_p}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_p}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_p}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon V_p - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon V_p \quad (2-26)$$

能量方程式：

$$U_p \frac{\partial \theta_p}{\partial X} + V_f \frac{\partial \theta_p}{\partial Y} = \frac{1}{\text{RePr}_e} \left(\frac{\partial^2 \theta_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_p}{\partial Y^2} \right) \quad (2-27)$$

(3) 無因次化之固體熱傳導方程式

$$\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial Y^2} = 0 \quad (2-28)$$

經過無因次化後，以下面的邊界條件進行計算。



2-3 邊界條件

入口(AB)：

$$U_f = -6(Y^2 - Y) \quad V_f = 0 \quad \theta_f = 0 \quad (2-29)$$

上下壁面(AI、BC、HJ)：

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

出口(IJ)：

$$\frac{\partial U_f}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial V_f}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = 0 \quad (2-31)$$

加熱壁面(CH)：

$$\theta_s = 1 \quad (2-32)$$

內外流場介面(DE、FG)：

$$U_f = U_p \quad V_f = V_p \quad P_f = P_p \quad (2-33)$$

$$\frac{\partial U_f}{\partial X} = \frac{\partial U_p}{\partial X} \quad \frac{\partial V_f}{\partial X} = \frac{\partial V_p}{\partial X} \quad (2-34)$$

$$\theta_f = \theta_p \quad k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = k_e \frac{\partial \theta_p}{\partial X} \quad (2-35)$$

內外流場介面(EF)：

$$U_f = U_p \quad V_f = V_p \quad P_f = P_p \quad (2-36)$$

$$\frac{\partial U_f}{\partial Y} = \frac{\partial U_p}{\partial Y} \quad \frac{\partial V_f}{\partial Y} = \frac{\partial V_p}{\partial Y} \quad (2-37)$$

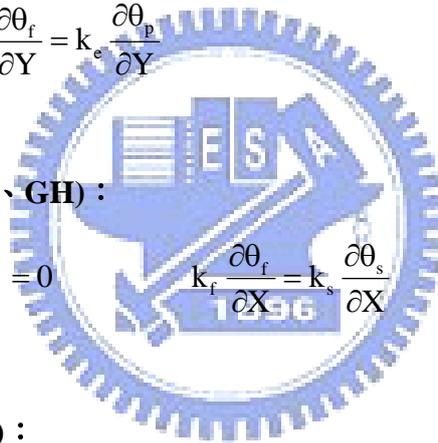
$$\theta_f = \theta_p \quad k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = k_e \frac{\partial \theta_p}{\partial Y} \quad (2-38)$$

外流場與固體介面(CD、GH)：

$$U_f = 0 \quad V_f = 0 \quad k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial X} = k_s \frac{\partial \theta_s}{\partial X} \quad (2-39)$$

內流場與固體介面(DG)：

$$U_f = 0 \quad V_f = 0 \quad k_e \frac{\partial \theta_p}{\partial Y} = k_s \frac{\partial \theta_s}{\partial Y} \quad (2-40)$$



第三章 數值方法

本研究之數值計算區域分為三個部份：

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

流場計算方式使用 SIMPLE-R[18]法，首先應用控制容積法(control volume method)配合幕次級數法(power-law scheme)將統御方程式予以離散化，搭配交錯網格(staggered mesh) 求解熱、流場之統御方程式。固體部份則利用有限差分的顯式(explicit)法計算其熱傳導。

3-1 離散方程式

離散方程式中下標 p 表示中心格點， n 、 s 、 w 、 e 分別表示上下左右之格點。下標 nb 表示周圍鄰接點，即包括 n 、 s 、 w 、 e 各點。

(1) 外流場離散方程式

外流場之 x 方向動量方程式如下

$$U_f \frac{\partial U_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial U_f}{\partial Y} = -\frac{\partial P_f}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_f}{\partial Y^2} \right) \quad (3-1)$$

外流場之 y 方向動量方程式如下

$$U_f \frac{\partial V_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial V_f}{\partial Y} = -\frac{\partial P_f}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_f}{\partial Y^2} \right) \quad (3-2)$$

x 方向動量方程式進行離散之後可得

$$a_e U_e = \left[\sum (a_{nb} U_{nb}) \right] + (P_p - P_e) \Delta Y \quad (3-3)$$

$$a_e = \sum a_{nb} \quad (3-4)$$

y 方向動量方程式進行離散之後可得

$$a_n V_n = \left[\sum (a_{nb} V_{nb}) \right] + (P_p - P_N) \Delta X \quad (3-5)$$

$$a_n = \sum a_{nb} \quad (3-6)$$

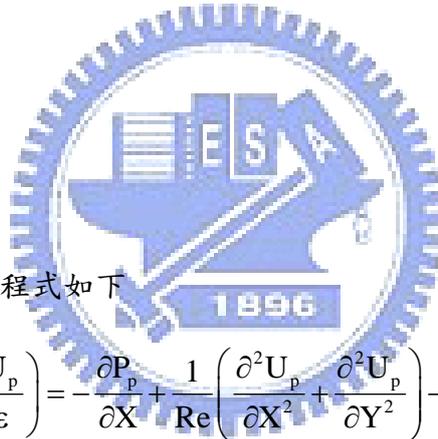
外流場之能量方程式如下

$$U_f \frac{\partial \theta_f}{\partial X} + V_f \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re Pr}_f} \left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial Y^2} \right) \quad (3-7)$$

進行離散之後可得

$$e_p \theta_p = \sum e_{nb} \theta_{nb} \quad (3-8)$$

$$e_p = \sum e_{nb} \quad (3-9)$$



(2) 內流場離散方程式

內流場之 x 方向動量方程式如下

$$U_p \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_p}{\varepsilon} \right) + V_p \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_p}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_p}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_p}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{Re Da}} \varepsilon U_p - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon U_p \quad (3-10)$$

內流場之 y 方向動量方程式如下

$$U_p \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_p}{\varepsilon} \right) + V_p \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_p}{\varepsilon} \right) = -\frac{\partial P_p}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_p}{\partial Y^2} \right) - \frac{1}{\text{Re Da}} \varepsilon V_p - \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon V_p \quad (3-11)$$

內外流場的差別在於多出了等號右側第三及第四項(達西項及 Forchheimer 項)，根據文獻[13][19]之方法來簡化問題，直接將多孔性介質之動量方程式類比為 Navier-Stokes 方程式，將多出的項視為源項(source term)處理，如下所示：

x 方向動量方程式進行離散之後可得

$$a_e U_e = \left[\sum (a_{nb} U_{nb}) \right] + (P_P - P_E) \Delta Y \quad (3-12)$$

$$a_e = \sum a_{nb} - S \quad (3-13)$$

$$S = - \left(\frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon + \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon \right) \Delta X \Delta Y \quad (3-14)$$

y 方向動量方程式進行離散之後可得

$$a_n V_n = \left[\sum (a_{nb} V_{nb}) \right] + (P_P - P_N) \Delta X \quad (3-15)$$

$$a_n = \sum a_{nb} - S \quad (3-16)$$

$$S = - \left(\frac{1}{\text{ReDa}} \varepsilon + \frac{F|\bar{U}|}{\sqrt{\text{Da}}} \varepsilon \right) \Delta X \Delta Y \quad (3-17)$$

內流場之能量方程式如下

$$U_p \frac{\partial \theta_p}{\partial X} + V_f \frac{\partial \theta_p}{\partial Y} = \frac{1}{\text{RePr}_e} \left(\frac{\partial^2 \theta_p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_p}{\partial Y^2} \right) \quad (3-18)$$

進行離散之後可得

$$e_p \theta_p = \sum e_{nb} \theta_{nb} \quad (3-19)$$

$$e_p = \sum e_{nb} \quad (3-20)$$

(3) 固體熱傳離散方程式

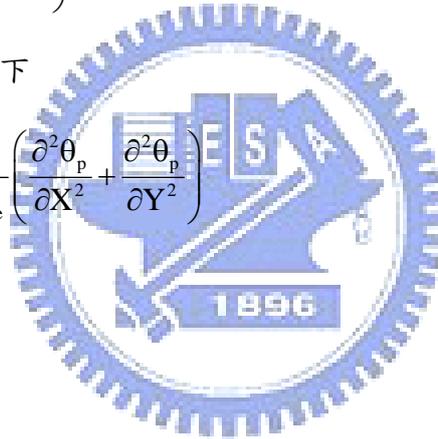
固體熱傳導方程式如下

$$\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial Y^2} = 0 \quad (3-21)$$

進行離散之後可得

$$e_p \theta_p = \sum e_{nb} \theta_{nb} \quad (3-22)$$

$$e_p = \sum e_{nb} \quad (3-23)$$



3-2 邊界處理

為了避免物理性質在界面處突然產生的變化影響計算結果之準確性，本研究對於熱、流物性的處理依據 Patankar[18]之建議，採用調和平均(harmonic mean)的方式來處理交界面間的性質。

(1) 渠道上下平面及進出口處之邊界

在原有計算範圍外設一虛擬格點，此格點需要之邊界虛擬值，如速度及溫度，以物理邊界與其附近計算點之線性外差得之；壓力值則利用壓力梯度為零之條件給定。

(2) 多孔性介質內外流場界面問題

參考圖 3-1，x 方向之速度 U_{pf} 位於界面上，根據式(2-33)至式(2-35)之條件，界面上之速度為連續，故計算界面附近之 U_p^{n+1} 及 U_f^{n+1} 值時需代入前次計算之界面速度 U_{pf}^n 值，此 U_{pf}^n 值以界面周圍之值線性內插得到。而 y 方向之速度，並沒有落在界面之上，並沒有界面速度 V_{pf} 之問題，且 V_f^{n+1} 及 V_p^{n+1} 在計算時會彼此使用到前一次計算之值，故連續性將自動滿足。

3-3 程式流程

程式計算流程同一般 SIMPLE-R 法之計算流程，不同之處是加入內、外流場判斷，若格點位在內流場，則 S 以式(3-13)及(3-17)代入，反之則為零。計算流程圖如圖 3-2。

3-4 收斂條件

相對誤差收斂條件：

$$\frac{\max |\Phi^{n+1} - \Phi^n|}{\max |\Phi^{n+1}|} \leq 10^{-5}, \Phi = U, V, P, \theta$$

質量守恆收斂條件：

$$(\dot{m}_{in} - \dot{m}_{out})_{all} \leq 10^{-3}$$

3-5 程式驗證

格點測試計算一方型多孔介質置於渠道內長寬等於渠道高度之一半，利用流經多孔介質質量，以及渠道出口質量守恆，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後，決定採用 300*100 之格點配置。

本文計算多孔介質置於渠道內之流場及溫度場，故以下分別對做內、外流場、溫度場之計算與文獻做比對跟驗證。內流場動量方程式之測試，圖 3-3(a)，為等效孔隙率與達西數均為定值的條件下，本文與 Hadim[20]結果之比較，兩者之偏差相當小。外流場測試，在一空渠道內進口給予均勻流流入，計算至完全發展流並與解析解比對，最大誤差小於 0.7%。溫度場方面，圖 3-3(b)為採用多孔介質之單方程式模式之能量方程式，配合 Van Driest 壁函數，與 Cheng 及 Hsu[11]之結果比較，最大誤差約為 1.7%。

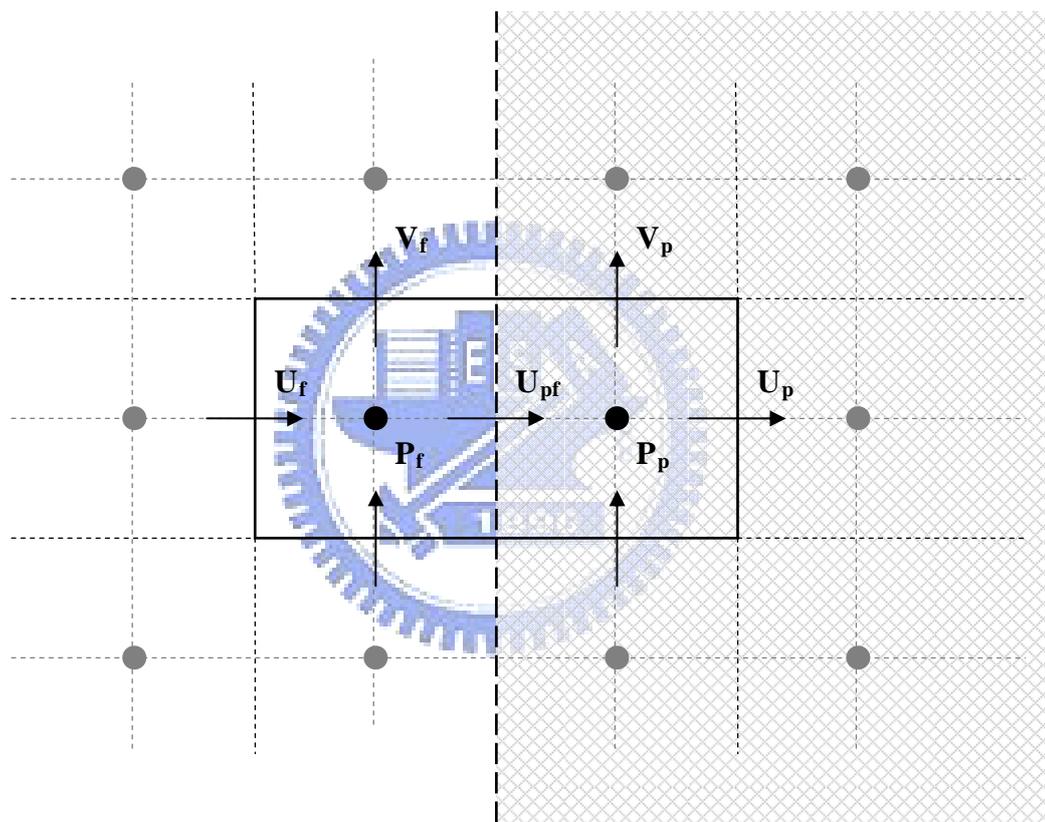


圖 3-1 界面處格點示意圖

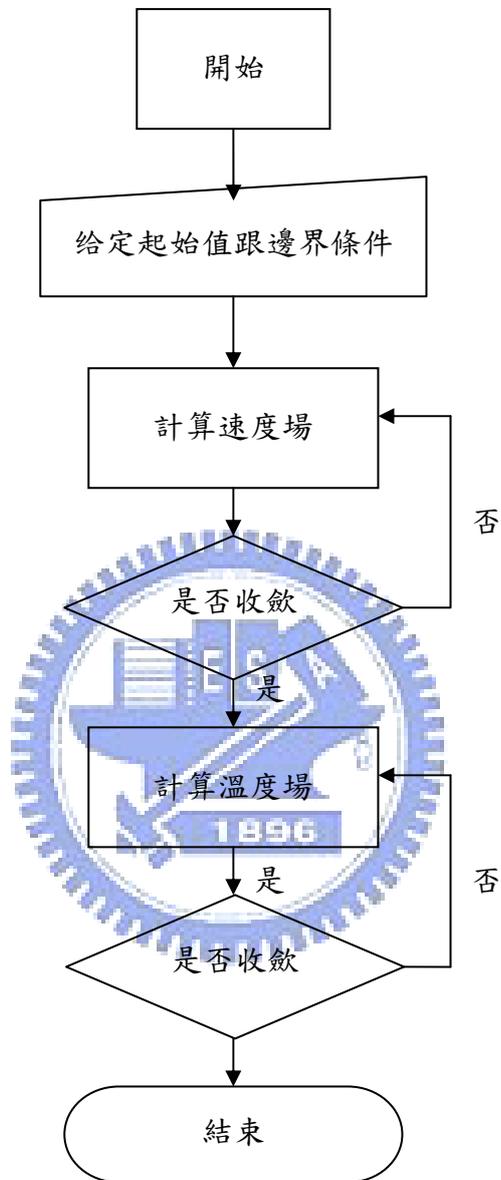
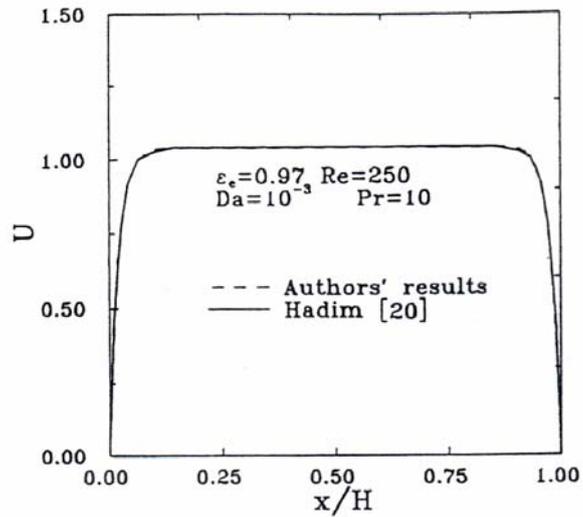


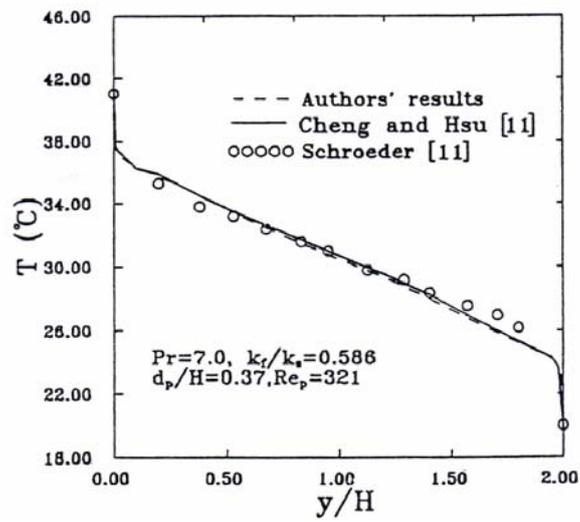
圖 3-2 程式流程圖

表 3-1 格點測試結果 (Re=200, Hp=0.5, Dp=0.1, ε=0.5)

case	$\Delta X_{\min}, \Delta Y_{\min}$	$n_x \times n_y$	\dot{m}_p / \dot{m}_{in}	$(\dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}) / \dot{m}_{out}$
1	0.02、0.02	150*50	0.1262	0.098
2	0.02、0.01	150*100	0.1271	0.048
3	0.01、0.01	300*100	0.1272	0.021
4	0.01、0.005	300*200	0.1280	0.018



(a) 介質內之流場比對



(b) 介質之溫度場比對

圖 3-3 程式計算結果驗證

第四章 結果與討論

4-1 流場及溫度場計算結果分析

影響多孔性介質性質的參數主要有兩項，第一項為孔隙率 ε (porosity)，即多孔介質中空隙部分與全部體積之比例，孔隙率愈高即代表該多孔介質愈空，反之則代表其介質內固相愈緊密；其次則是多孔介質的顆粒直徑 d_p ，顆粒直徑也是多孔介質中一項重要參數，相同孔隙率之下愈小的顆粒直徑即代表多孔介質內相同的固相體積由更細的顆粒組成，其會導致介質內流體與固相擁有更大的接觸面積，但是同時也造成流場中阻抗的增加，所以這兩項是影響多孔性介質於計算上性質表現之主要參數。本文選擇主要改變孔隙率來觀察其性質的影響，對於顆粒直徑若未特別提及，所有計算皆假設無因次化後之顆粒直徑 D_p 為 0.1。流場計算部份，本文選擇空氣作為工作流體，而影響流場的主要參數為雷諾數，同時雷諾數也會影響多孔介質中之達西阻力項，可見式(2-25)及式(2-26)等號右側第三項，而計算溫度場時，除了外流場的主要影響參數普朗特數外，影響多孔介質等效熱傳係數之參數除了孔隙率之外，主要是固相跟液相之熱傳導係數比值，式(2-12)，就是多孔介質內固相之構成材料，而一般散熱裝置多以銅或鋁為材料，因為其具有極佳之熱傳導，為熱的優良導體，而本文計算選擇鋁作為計算多孔介質固相以及純固體基座之材料，其熱傳導係數 k_s 為 $237 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ 。且關於單純多孔性介質凸塊置於渠道之熱流場研究，過去已經有許多文獻探討，改變各種參數包括孔隙率、顆粒直徑、雷諾數、幾何外型等等對於熱流場影響之相關結果就不再累述。下面將直接討論本文之主要目的，將多孔介質搭配固體基座之計算結果。

圖 4-1 到 4-4 為本文將多孔性介質搭配固體基座置於渠道中之計算結果，基座無因次厚度 H_b 定義為實際基座厚度比上凸塊高度，即 $H_b = h_b/h_s$ ，多孔介質無因次厚度 H_p 定義為 $H_p = h_p/h_s$ ，其中圖 4-1、4-2 為孔隙率 0.9 之情況，圖 4-3、

4-4 為孔隙率 0.5 之情況，包括了流線圖以及等溫線圖。首先從流線圖來看多孔介質對於流場之影響，流體流經多孔性介質，受到介質內阻力之影響，流體有向上推擠而偏折之現象，大部分流體會從介質上方流過，少部份流體穿越多孔介質，且於介質後方出現迴流，跟流體於渠道中通過一實心凸塊之結果比較，不同的地方是其迴流發生處有沿後之現象，此現象是由於有部份流體從介質後方流出，繼續往前直到不足以克服壁面黏滯阻力，於是在流出後方一段距離之後行成迴流。比較高低孔隙率的情況，孔隙率高流體容易通過，迴流沿後發生的情況較明顯，反觀孔隙率低的情況，如圖 4-2，流體通過較為不易，通過之流量及速度也都較低，迴流較早發生，尤其是基座厚度較厚時，如圖 4-4，其迴流產生已經相當近似於直接通過固體凸塊的情況。

溫度場的部份，由於基座部分在計算時，採用熱導性極佳之金屬作為參數，相對於周圍流體來說，其溫度變化在固體內部幾乎沒有改變，幾乎是直接等於高溫壁面之溫度，所以可看到在固體內並無等溫線分布。綜觀圖 4-1 到圖 4-4 中的四張等溫線圖，可看出其等溫線分布跟流線分布以及後方迴流區在外型上皆有相對應之關係，從圖 4-3 及 4-4 可明顯發現，相較於圖 4-1 及 4-2 其迴流上方主流速度較大，迴流也較明顯，以至於溫度分布在該處有明顯凸起。若再觀察多孔介質內之等溫線分布，可發現孔隙率高之情況，如圖 4-1、4-2，其流體通過多孔介質部分較多，其溫度分布即呈現流體經過介質被加熱且帶離介質之情形，與實際狀況相符，而反觀孔隙率低的情況，如圖 4-3、4-4，其孔隙率只有 0.5，代表流體只佔介質中一半之體積，另外一半則是固相部份，其表現出的結果則是通過介質之流量較少，而整體溫度受到固相熱傳的影響，溫度分布幾乎籠罩了整個介質區域。一般流場而言，等溫線分布較密，即代表其熱傳效果較佳，反之等溫線分布較疏，則是代表其熱傳效果差，不過這僅適用於純流場的情況，對於多孔介質中同時混合著固相及液相之情況，既無法直接從圖上準確得知其中之流量多寡，亦無法從圖上得知介質中等效熱傳導係數，以及固相及液相相對應之關係，因此並無法直接由等溫線圖判斷其整體熱傳效果之好壞與多寡。

4-2 沿固體邊界之熱傳分析

圖 4-5 到 4-9 為雷諾數 $Re=200$ ，普朗特數 $Pr=0.7$ ，孔隙率 $\varepsilon=0.9$ ，各種情況下，沿固體邊界(A-B-C-D)之局部紐塞數分布圖，其中多孔介質與基座交界面上(B-C)之局部紐塞數定義如下：

$$Nu_{s(\text{porous})} = \frac{h_s H}{k_f} = -\frac{k_e}{k_f} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (4-1)$$

迎風面(A-B)及背風面(C-D)之局部紐塞數則為：

$$Nu_s = \frac{h_s H}{k_f} = -\frac{\partial \theta}{\partial X} \quad (4-2)$$

由圖 4-5 曲線分布可知，基座厚度 $H_b=0.2$ 的情況下，左右兩面所能提供的熱傳效果有限，絕大部分熱傳是經由基座頂面所傳出，幾乎佔了全部之熱傳量，迎風面(A-B)佔總熱傳之 4.5%，背風面(C-D)僅佔 0.5%。曲線最大值位於左上角頂點處，此為高溫固體與低溫流體最先接觸之點，為熱傳效果最佳處，之後沿著界面遞減。而凸塊後方受迴流影響，熱集中情況嚴重，從圖 4-1 到 4-4 等溫線圖中也可看出凸塊後方溫度呈現區域性高溫，為熱傳效果最差處。比較圖 4-6，基座厚度 $H_b=0.5$ 之情況，曲線分布相當類似，但因為基座厚度增加的緣故，迎風面之熱傳熱已經較為提升，佔總熱傳量之 7.1%，頂面亦是沿界面遞減，而背風面同樣是熱傳效果很低，僅佔全部之 0.9%，並無太大改善。再跟圖 4-7，實心凸塊作比較，其迎風面高度已經達管道高度之一半，熱傳量則是佔全部之 26.4%，背風面佔 3.1%，雖然主要熱傳仍然是經由頂面傳出，不過迎風面之熱傳已經佔了相當的部分。加入實心凸塊能夠提升熱傳效果的原因有兩點，第一點是計算時設定基座為熱傳導極佳之金屬，比照一般散熱裝置所使用的材料，如銅或鋁；第二點為，由於管道設定的限制，當凸塊厚度為管道高度之一半，會導致凸塊上部接觸面通過之流體加速為兩倍，以致於跟空流管時比較，熱傳效果有顯著的提升。圖 4-8 為未加入基座之整塊多孔介質，沿高溫壁面上之局部紐塞數分布圖，其定義同式(4-1)，圖 4-9 則是空渠道時，單純利用流體流經高溫壁面之情況，同時比較可知，圖 4-8 之熱傳效果較 4-9 僅有略為提升，而加入基座後(圖 4-5、4-6)

或是實心凸塊(圖 4-7)之熱傳效果提升都較為明顯。

4-3 沿基座底面之熱傳量分析

對於整體熱傳效果，將直接利用底面(A-D)之熱傳討論，定義如下：

$$H_x = -\left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} \quad (4-3)$$

圖 4-10 為孔隙率 $\varepsilon = 0.9$ ，流場在 $Re=200$ ， $Pr=0.7$ 之情況下，不同基座厚度下，沿基座底面之熱傳量分佈圖。分別為 $H_b=0$ 、 0.2 以及 0.5 之計算結果，並且跟空流管時之曲線作比較。由圖可知，就結果來看可知 $H_b=0.2$ 時整體熱傳效果最好，其次為 $H_b=0.5$ ，且效果都優於不加入基座($H_b=0$)之情況，圖 4-11 為流體進入多孔介質凸塊界面上之 x 方向速度剖面圖，垂直方向為無因次高度 Y ， 0 到 0.5 處為凸塊高度，由圖明顯可見，加入基座之後，流入多孔介質界面上之速度梯度(Y 座標 0.1 及 0.25 處)比未加入基座時(Y 座標為 0 處)陡峭，這是熱傳效果提升的主要原因，且比較 $H_b=0.2$ 跟 0.5 之情況，可發現兩者於接觸面上之速度梯度相差不多，而 $H_b=0.2$ 時，流經過多孔介質之流量較大，因此綜合上之熱傳效果較佳。

圖 4-12 為同樣條件下，孔隙率 0.5 之計算結果，提高孔隙率可以提升多孔介質內等效熱傳導率，也代表著與流體接觸面積的增加，理論上熱傳效果應當會較佳。從曲線上來看可發現，孔隙率為 0.5 的情況下曲線彎曲幅度較大，流體剛進入多孔介質處有極佳的熱傳，由該處速度剖面圖，圖 4-13 可知，其入口處速度於靠近壁面處突起，此乃多孔介質槽道效應之結果，其效果在孔隙率為 0.9 時並無法明顯顯現。比較孔隙率為 0.5 時， H_b 為 0.2 跟 0.5 的曲線可發現， 0.2 於入口處擁有最佳之熱傳效果，但是隨後下降幅度較大，因為孔隙率較小流體所能通過的空間相對的減少，雖然增加與固體之接觸面積，提高等效熱傳導率，但是伴隨而來的是大幅增加的阻抗，導致流體不易通過，多孔介質內的流體動量流失，以致於到後半熱傳效果不佳，反而形成熱量堆積不易排出的情況。比較兩種

厚度可發現， H_b 為 0.2 時於前端熱傳較佳，因為剛進入多孔介質的流體速度充足，但是由於多孔介質厚度較厚，隨即快速減弱，速度偏折的情況較嚴重，以致於後段熱傳效果低落，反觀 H_b 為 0.5 的情況，由於其固體基座厚度較高，而多孔介質厚度較低，本身通過多孔介質之流量就比較少，所以曲線前段較低，而後端下降幅度也較緩和。

圖 4-14 為基座厚度 0.2 時兩種孔隙率之曲線圖，由圖可知孔隙率較高時整體曲線較平滑，而孔隙率較低時於前段熱傳效果較佳，後段則呈較大幅度下降，其原因如前段所述，由於孔隙率較低，流體於多孔介質中受到之阻抗較大，使速度降低導致熱傳效果降低，所以整條曲線幅度較大。圖 4-15 則是基座厚度 $H_b=0.5$ 時兩種孔隙率之曲線圖，相較於圖 4-14， $H_b=0.2$ 基座厚度較低之情況，其曲線下滑程度較平緩，因為流體在多孔介質中受阻力而流失動能的情況較不嚴重。可從這得到一個結論，即是降低多孔介質之孔隙率能夠增加等效熱傳導係數，但是也增加了流體通過之困難性，如果在流體可以順利通過的前提下，其整體熱傳效果會有相當大的提升，反之若增加阻抗導致流體無法通過，反而會阻礙熱傳，造成反效果。圖 4-16 為孔隙率為 0.9，基座厚度為 0.2、0.5 時，雷諾數分別為 200、500、1000 之計算結果，表 4-1 為其數據整理結果。很顯然在高雷諾數下，無論是基座厚度 0.2 或是 0.5，熱傳效果皆有顯著的提升，且流入多孔介質之流量也較多。除此之外，其結果也顯示出，在不同的雷諾數下，基座厚度 0.2 之熱傳效果都比 0.5 要好。

表 4-2 為整理後之綜合比較表，其中為 \overline{Nu} 平均熱傳量， \overline{Nu}_0 為空渠道下之平均熱傳量， ΔP_0 為空渠道下之壓降， \dot{m}_p/\dot{m}_i 為流入多孔介質流量與截面上所有流量之比值。由表可知，case1 及 case4，完全多孔介質之熱傳效果並不如預期的好，代表其介質有部份並沒有發揮熱傳增益的效果，再與 case7，完全實心固體的情況比較，單純以熱傳量而言，反而不如直接加上實心凸塊之效果，而 case2、3、5、6 加上基座的情形，整體而言大於未加入基座的效果，約略等於實

心凸塊。雖然實心凸塊熱傳增益效果看似很好，但是對於管道所增加的阻抗也是相當大，因此，若再考慮各情況下對於管道壓降增加之影響，定義熱傳增益與壓降比之效率值 η 為：

$$\eta = \frac{\overline{\text{Nu}}/\overline{\text{Nu}}_0}{(\Delta P/\Delta P_0)^{1/2}} \quad (4-4)$$

由表 4-2 可知，一般選用孔隙率較高之多孔介質較符合其阻抗增加幅度下之熱傳增益效率，避免阻抗過大導致流體不易通過，反而造成熱量集中無法散出。



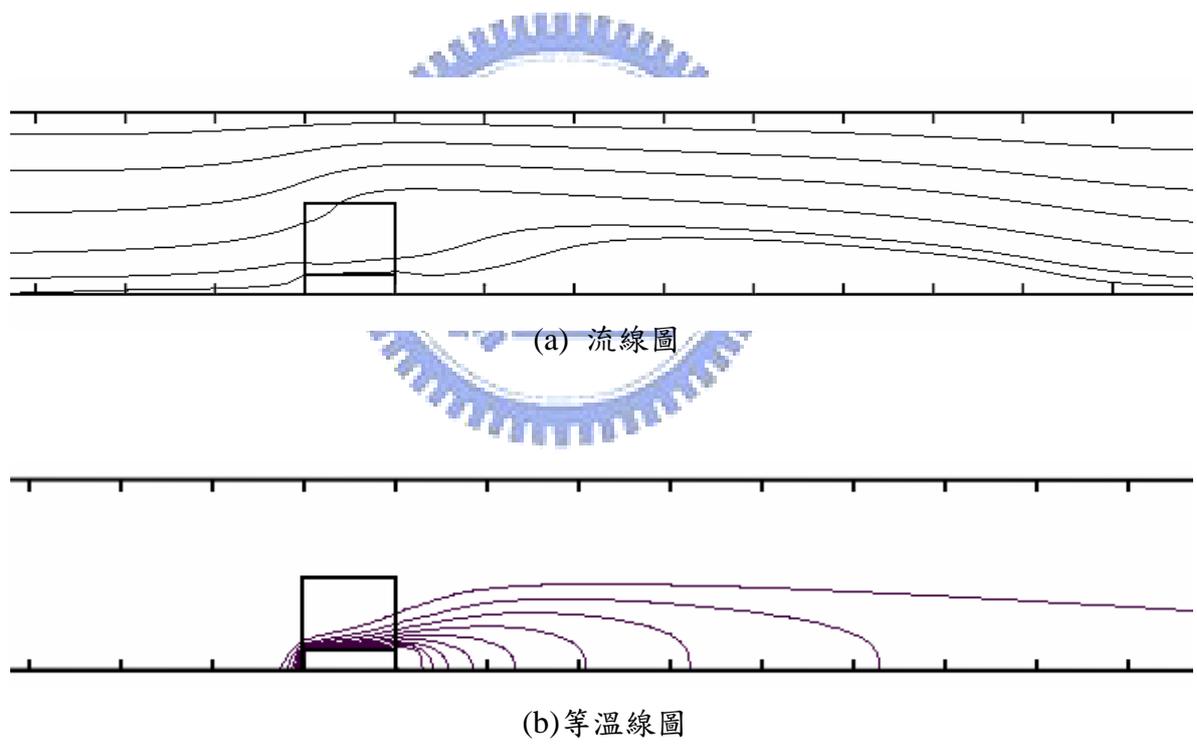


圖 4-1 $Re=200$, $Pr=0.7$, $H_b=0.2$, $\varepsilon=0.9$

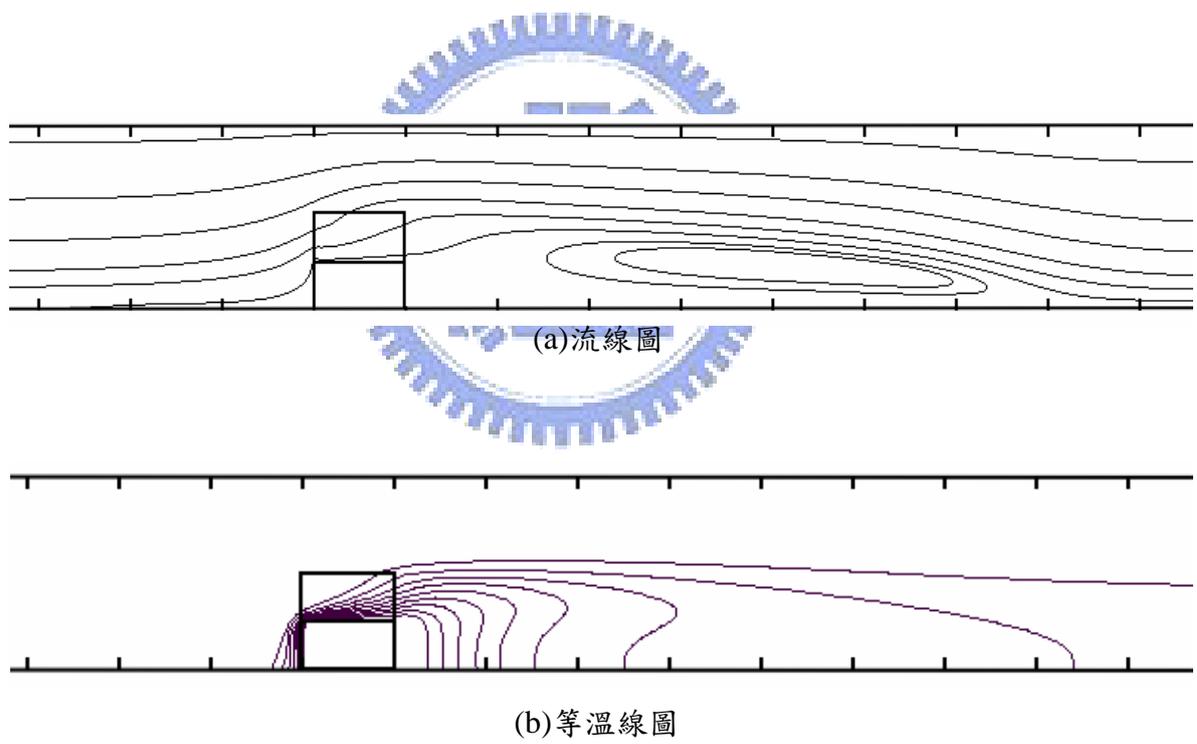


圖 4-2 $Re=200$, $Pr=0.7$, $H_b=0.5$, $\varepsilon=0.9$

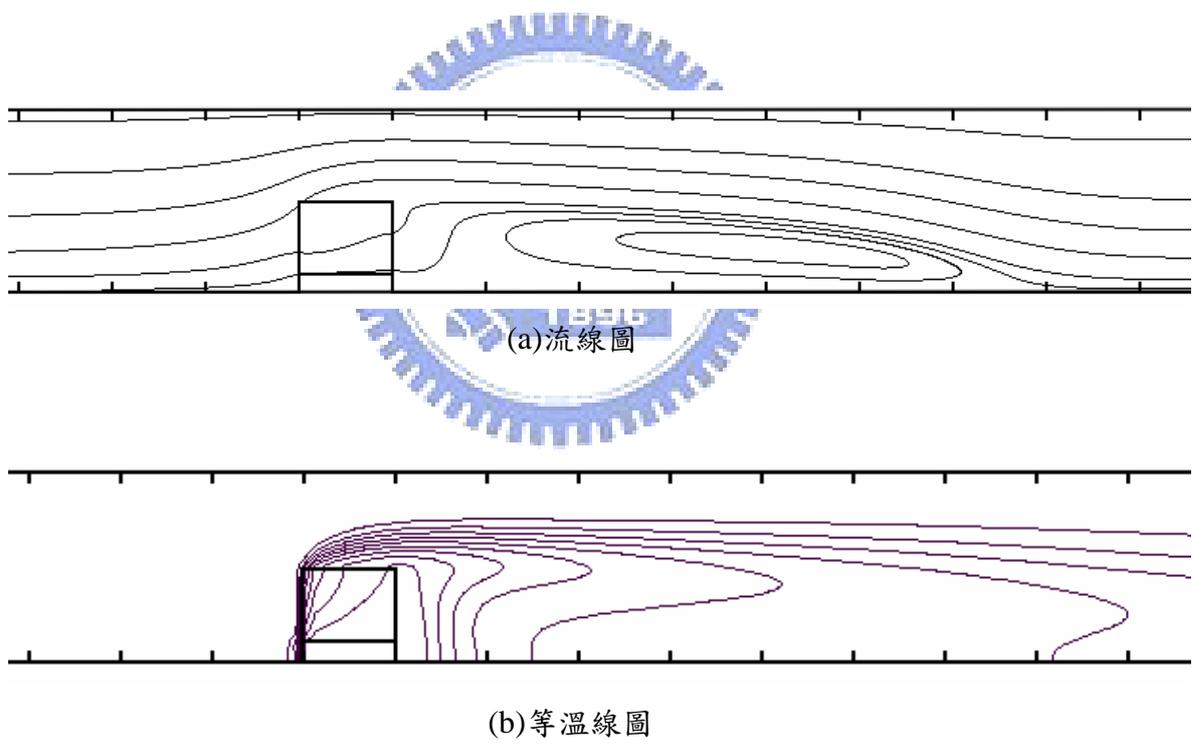


圖 4-3 $Re=200$, $Pr=0.7$, $H_b=0.2$, $\varepsilon=0.5$

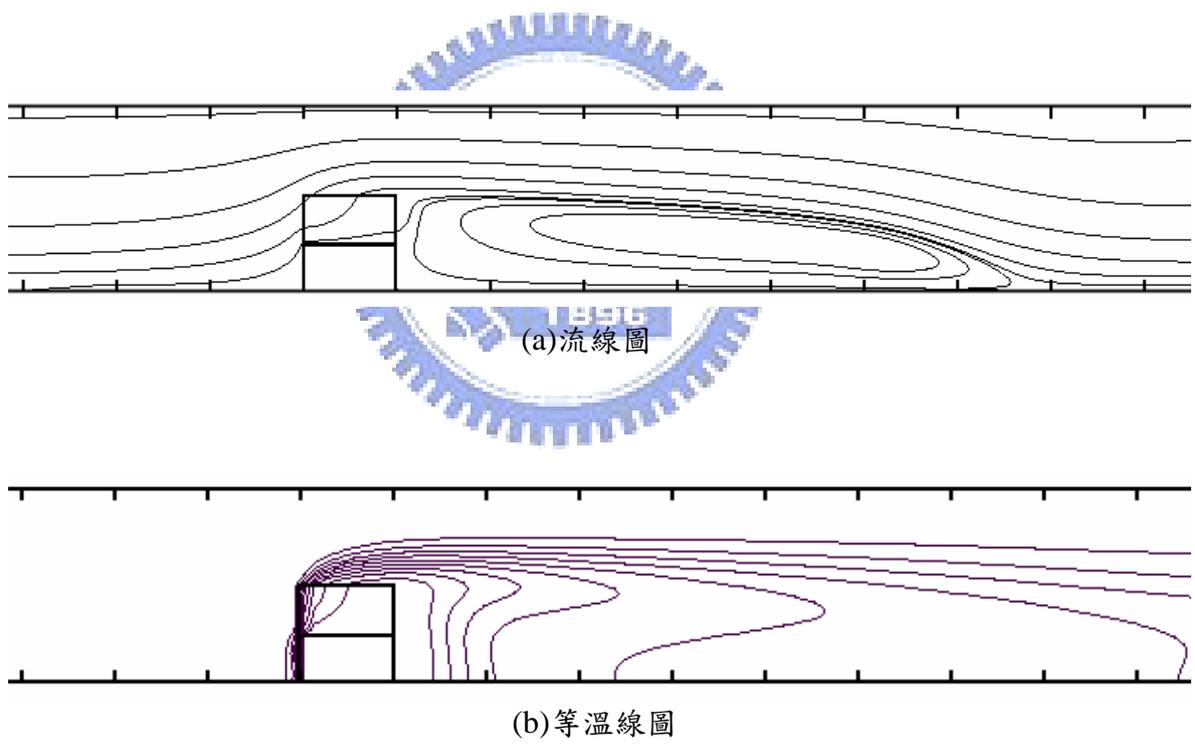


圖 4-4 $Re=200$, $Pr=0.7$, $H_b=0.5$, $\varepsilon=0.5$

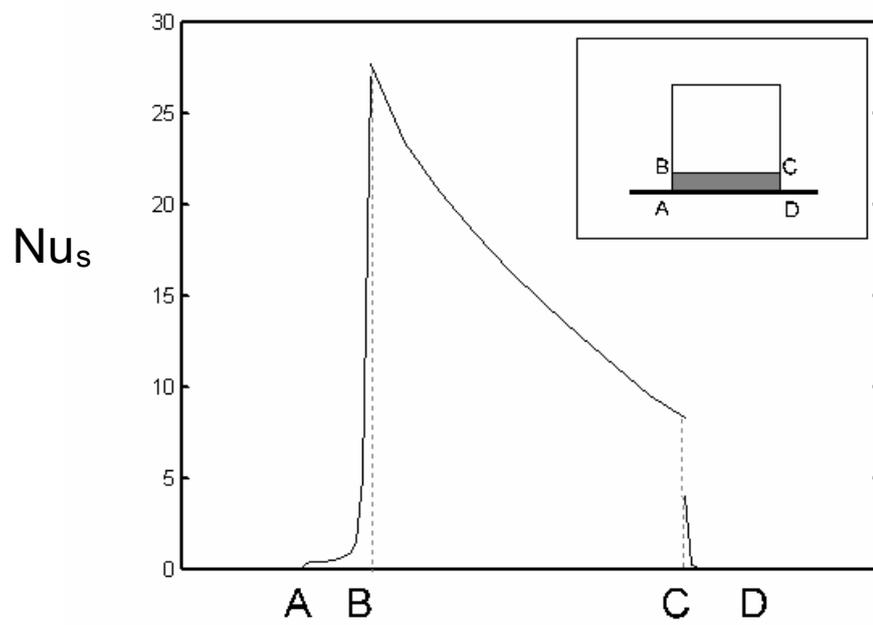


圖 4-5 $H_p=0.8$, $H_b=0.2$, $\varepsilon=0.9$

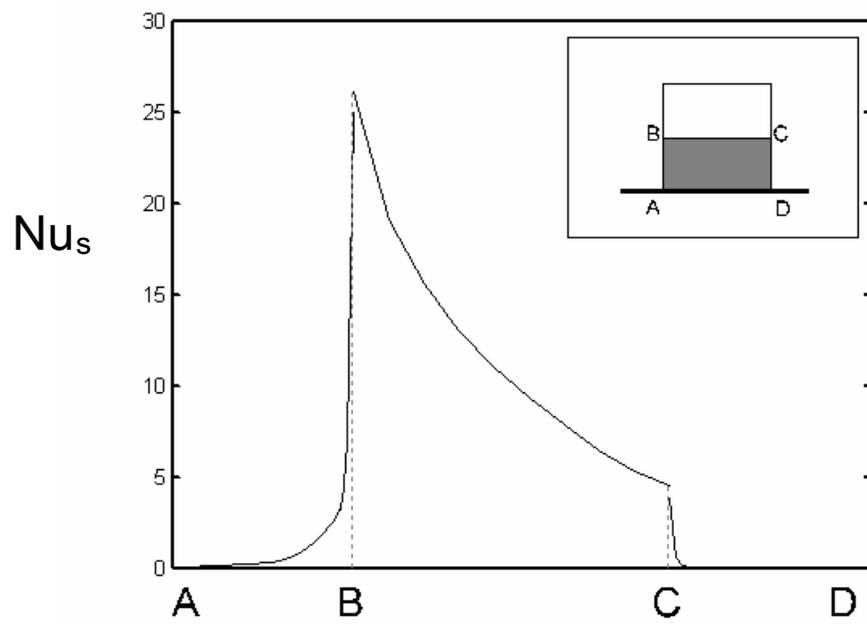


圖 4-6 $H_p=0.5$, $H_b=0.5$, $\varepsilon=0.9$

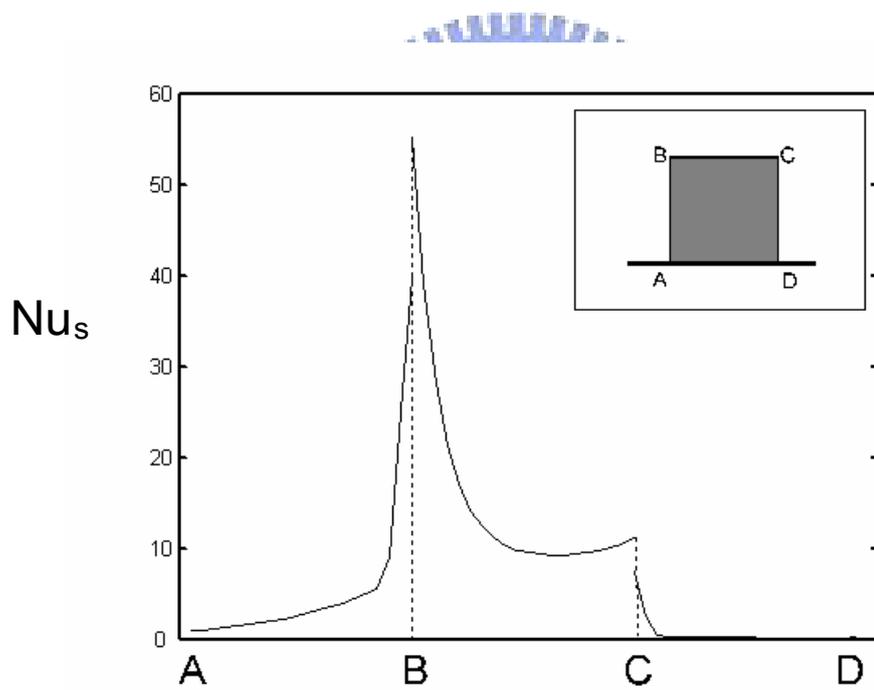


圖 4-7 $H_p=0$, $H_b=1$, 實心固體凸塊

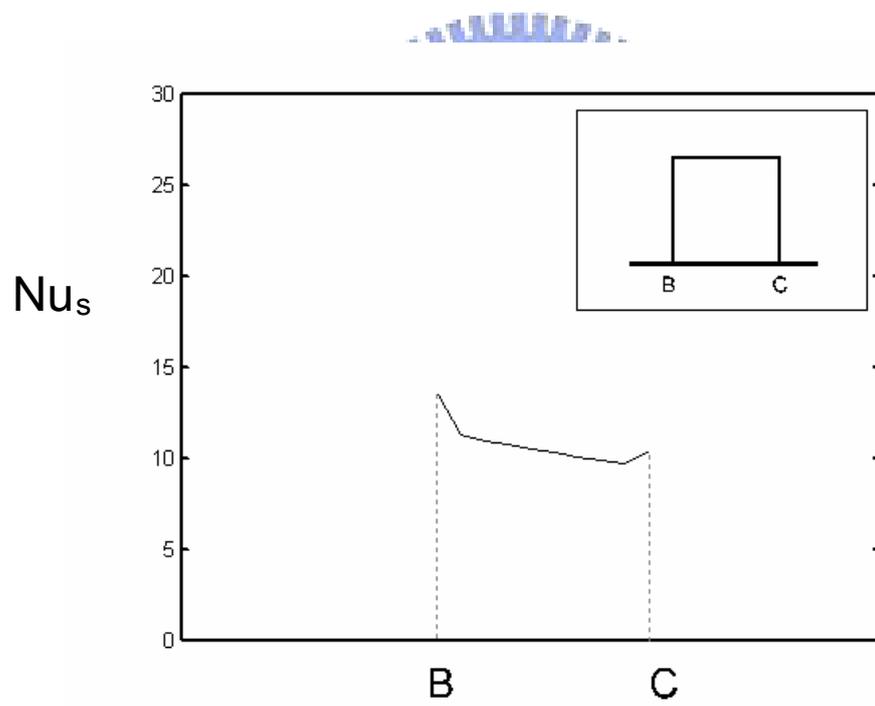


圖 4-8 $H_p=1$, $H_b=0$, $\varepsilon=0.9$, 無基座多孔凸塊

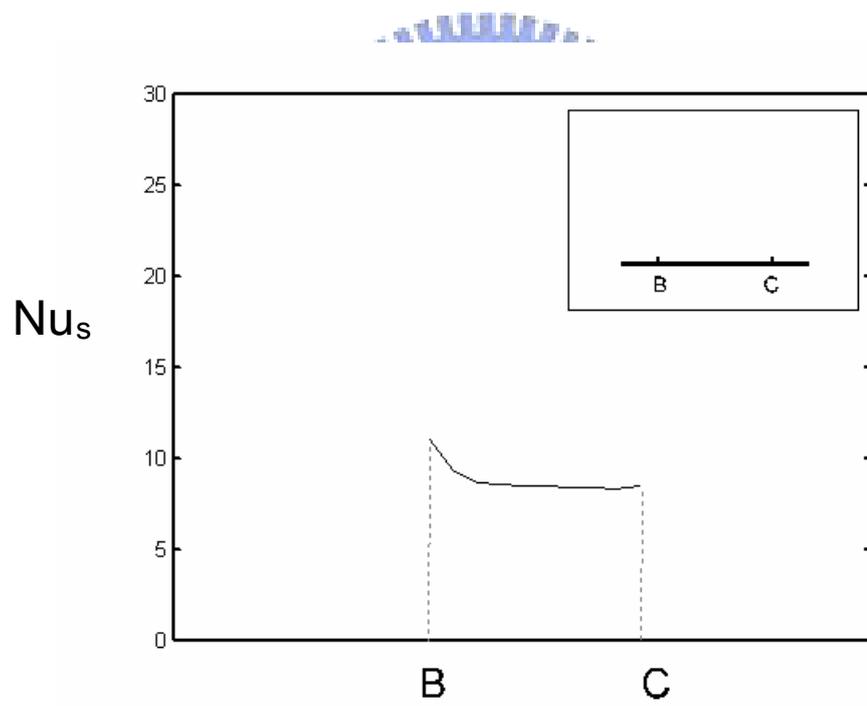


圖 4-9 $H_p=0$, $H_b=0$, 空渠道(without heat sink)

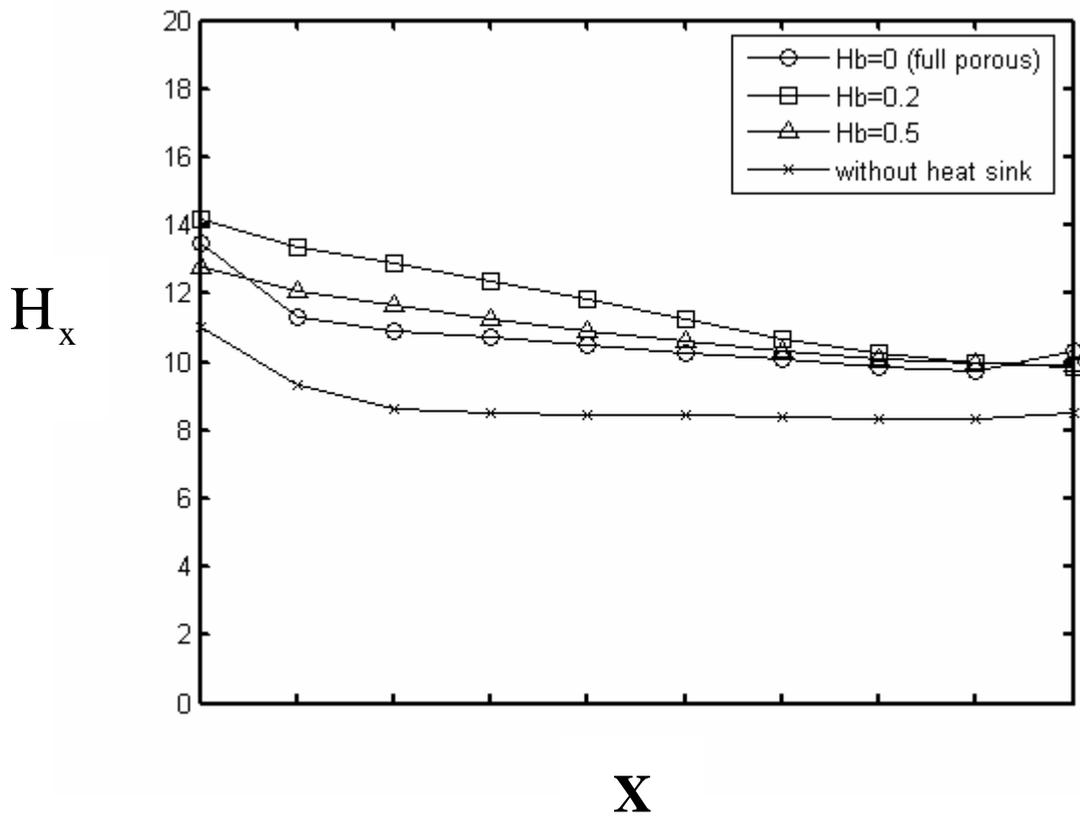


圖 4-10 $\epsilon=0.9$, $H_b=0$ 、 0.2 、 0.5 。(Re=200)

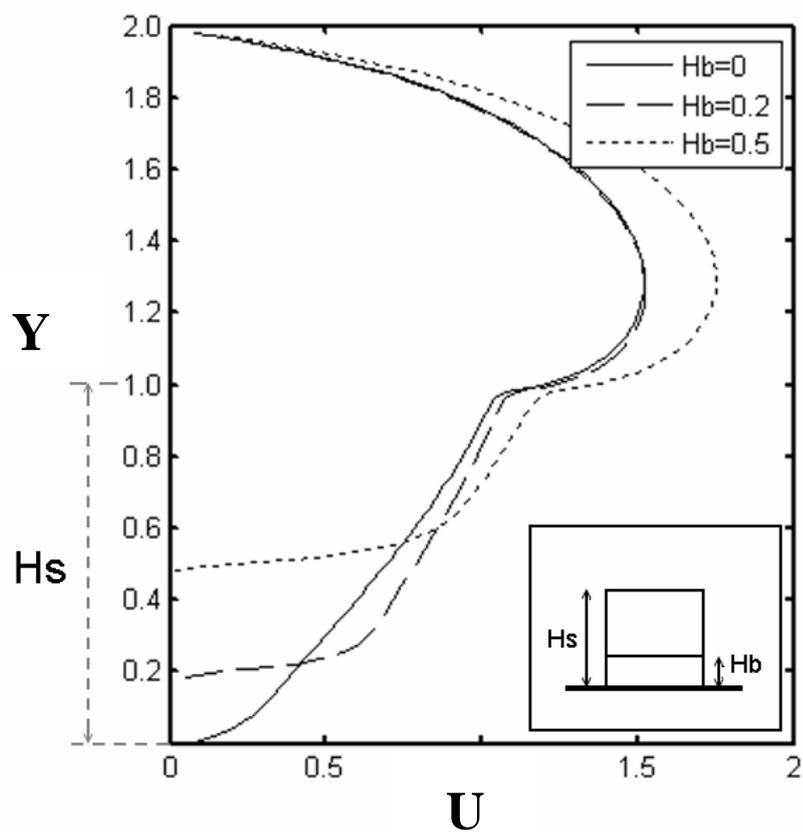


圖 4-11 $\varepsilon=0.9$, $H_b=0、0.2、0.5$, 介質入口速度切面圖。
($Re=200$)

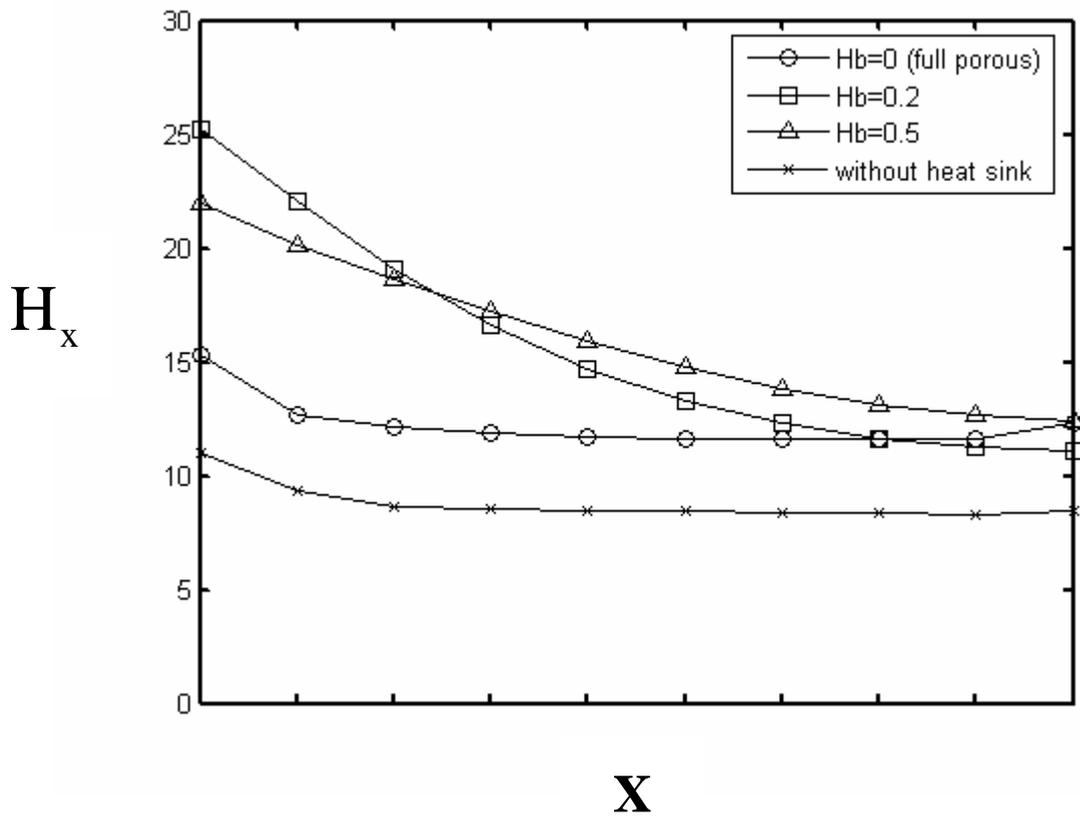


圖 4-12 $\epsilon=0.5$, $H_b=0$ 、 0.2 、 0.5 。(Re=200)

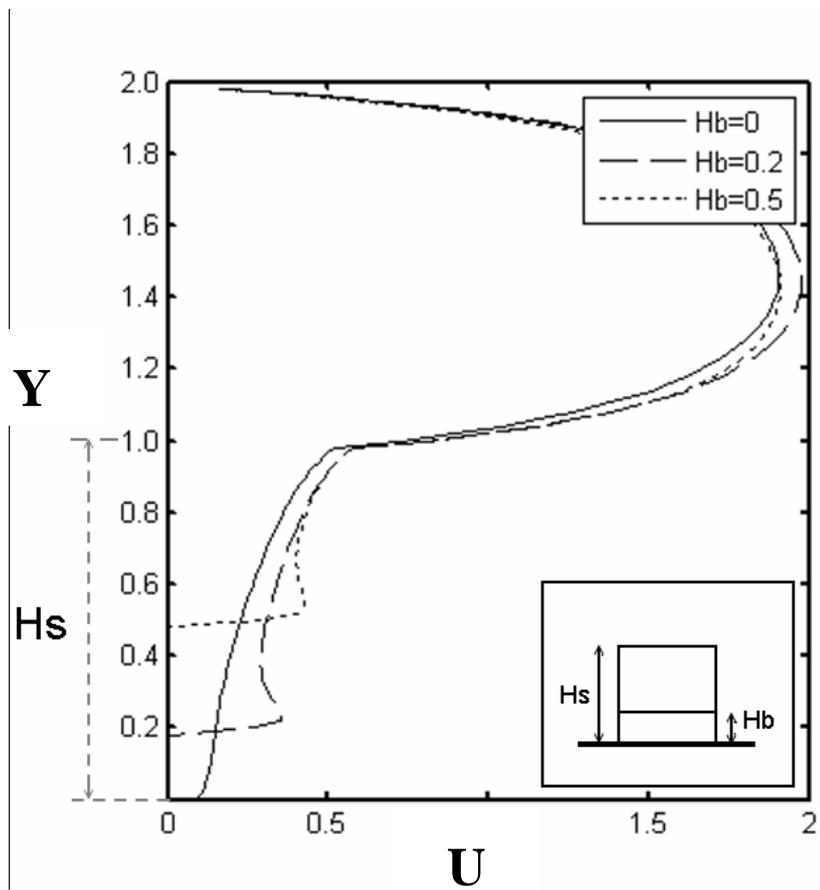


圖 4-13 $\varepsilon=0.5$ ， $H_b=0、0.2、0.5$ ，介質入口速度切面圖。
($Re=200$)

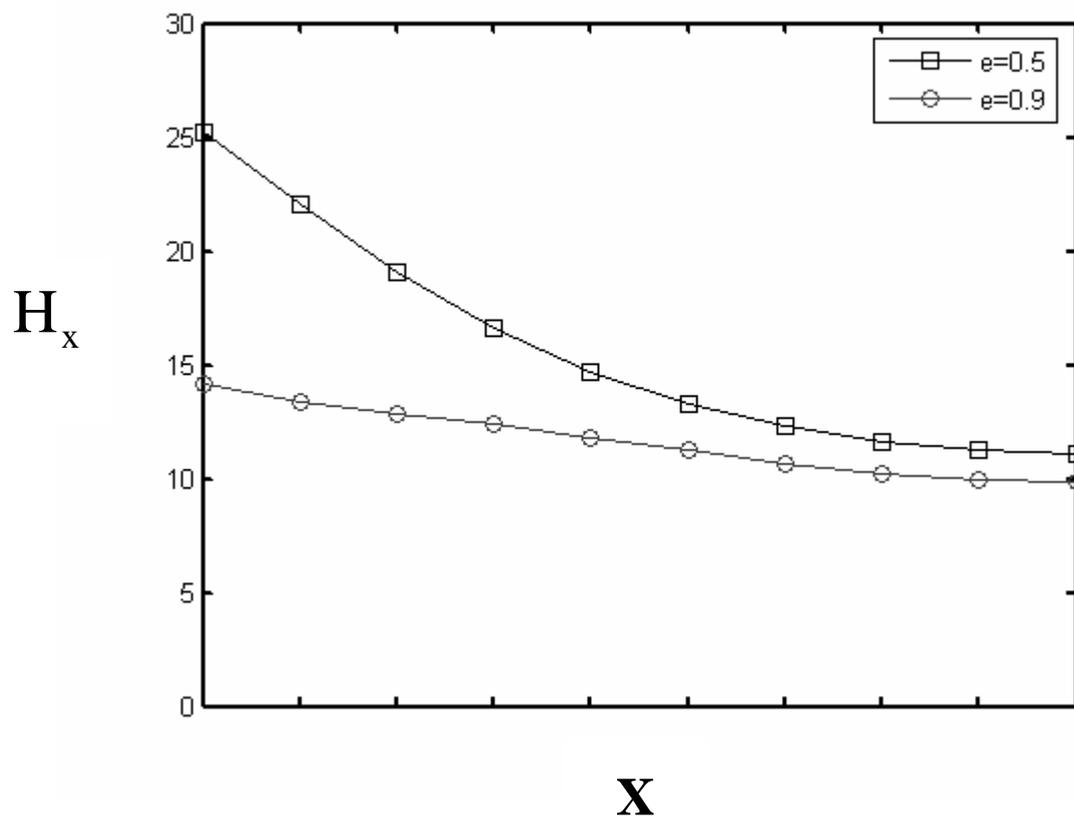


圖 4-14 $H_b=0.2$, $\varepsilon=0.5$ 、 0.9 。(Re=200)

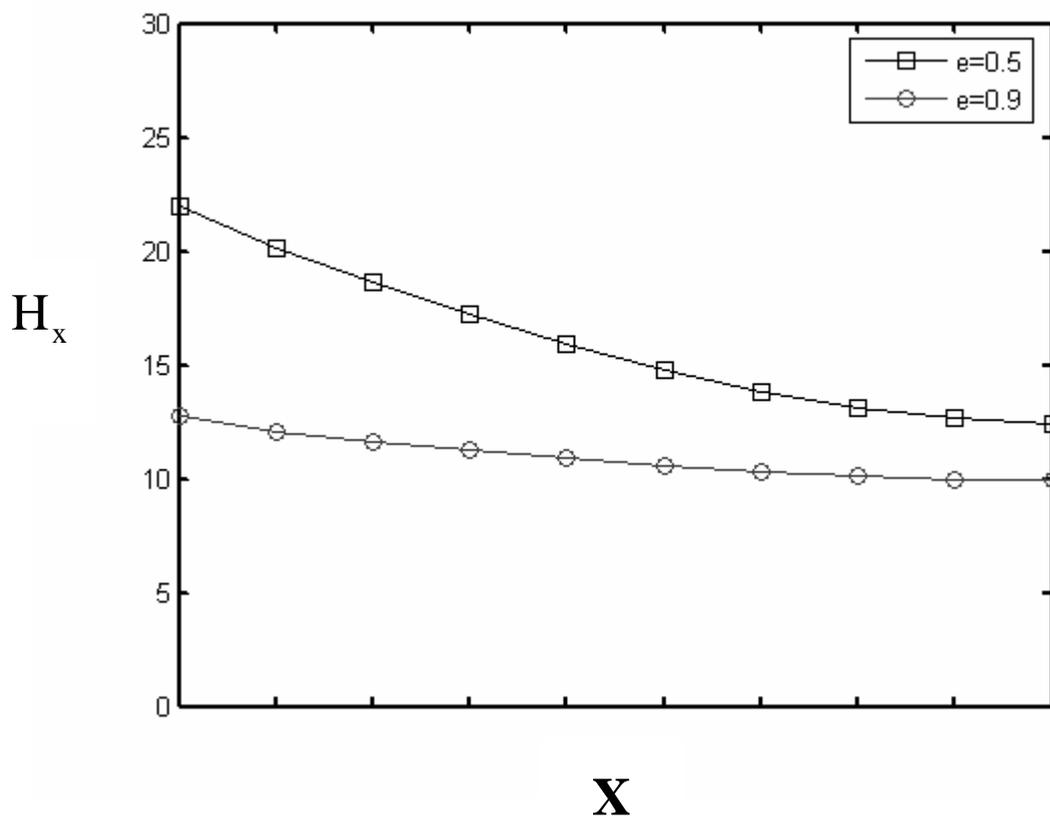


圖 4-15 $H_b=0.5$, $\varepsilon=0.5$ 、 0.9 。(Re=200)

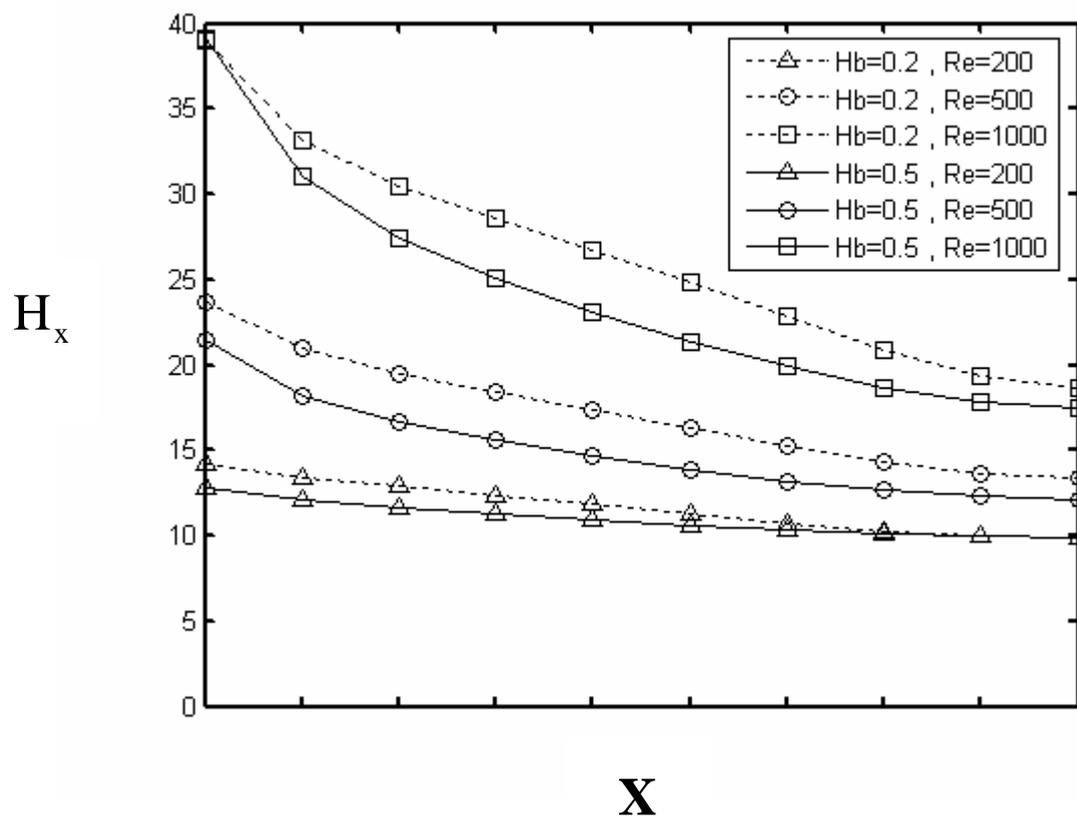


圖 4-16 $H_b=0.2、0.5, Re=200、500、1000$ 。($\epsilon=0.9$)

表 4-1 不同基座厚度 H_b 與雷諾數 Re 之計算結果。($\varepsilon=0.9$ 、 $Pr=0.7$)

case	H_b	Re	\overline{Nu}	\dot{m}_p/\dot{m}_i
1	0.2	200	15.33	0.350
2	0.2	500	26.5	0.387
3	0.2	1000	44.91	0.390
4	0.5	200	13.91	0.250
5	0.5	500	22.16	0.265
6	0.5	1000	40.2	0.273

表 4-2 不同基座厚度 H_b 與孔隙率 ε 之計算結果。(Re=200、Pr=0.7)

case	H_b	e	\overline{Nu}	\overline{Nu}/Nu_0	$\Delta P/\Delta P_0$	η	\dot{m}_p/\dot{m}_i
1	0	0.9	11.94	1.28	1.54	1.03	0.352
2	0.2	0.9	15.33	1.65	2.47	1.03	0.350
3	0.5	0.9	13.91	1.50	2.70	0.91	0.250
4	0	0.5	13.15	1.41	4.05	0.70	0.101
5	0.2	0.5	15.73	1.69	4.18	0.83	0.100
6	0.5	0.5	16.08	1.73	4.69	0.80	0.076
7	Full solid block		15.01	1.61	5.23	0.70	
8	Without heat sink		9.30	1.00	1.00	1.00	

第五章 結論

本文以數值計算方法研究多孔性介質搭配固體基座之熱傳增益效率，探討多孔介質厚度比例、基座厚度比例、孔隙率、雷諾數對於高溫壁面熱傳之影響，並且和完全多孔介質、完全固體實心以及空渠道做比較，所得的模擬結果綜合為下所述：

1. 多孔介質加入基座能夠提升熱傳效果。
2. 單純提高多孔介質厚度未必能提升熱傳效果，必須視情況而定，否則可能反而阻礙熱傳。
3. 降低孔隙率可增加與流體接觸面積以及提高等效熱傳導係數，但阻抗會大幅提升，若流體可順利通過，可獲得更佳之熱傳效果，但同時也必須付出極大的流體動量損耗。
4. 若考慮阻抗與熱傳增益效率，加裝高孔隙率之多孔介質較符合一般實際使用情況。



參考文獻

1. H. Darcy, Les fontains publiques de la ville de Dijon, Paris, Victor Dallmont, 1856.
2. P. Forchheimer, Wasserbewguing durch boden, Z. Ver. Deutsch Ing. 45, 1782-1788, 1901.
3. H. C. Brinkman, "A Calculation of the viscous force exterted by a flowing fluid on a dense swarm of particles", Applied Science Research, Al., 27-34, 1947.
4. K. Vafai and C. L. Tien, " Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, pp.195-203, 1981.
5. Benenati, R. F. and Brosilow, C. B. , "Void Fraction Distribution in a Bed of Spheres", AICHE. J. , Vol. 8, pp.359-361, 1962.
6. K. Vafai, "Convection flow and heat transfer in variable-porosity media", J. Fluid Mech. 147, 233-259, 1984.
7. K. Vafai and R. L. Alkire and C. L. Tien, "An Experimental Investigation of Heat Transfer in Vasriable Porosity Media", Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME., Vol. 107, p.642-647, 1985.
8. G. S. Beavers and D. D. Joseph, "Boundary condition at a naturally permeable wall", J. Fluid Mech. 30, 197-207, 1967.
9. K. Vafai and R. Thiyagaraja, "Analysis of flow and heat transfer at theinterface region of a porous medium", Int. J. Heat Mass Transfer 30, 1391-1405, 1987.
10. P. C. Huang and K. Vafai, "Flow and heat transfer control over an external surface using a porous block array arrangement, Int. J. Heat Mass Transfer 36, 4019-4032, 1993.

11. P. Cheng and C. T. Hsu, "Applications of Van Driest's mixing length theory to transverse thermal dispersion in a packed-bed with boundary walls", *Int. Heat Mass Transfer*, 13, 613-625, 1986.
12. K. F. Wong and A. Dybbs, "An experimental study of thermal equilibrium in liquid saturated porous media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, 234-235, 1976.
13. D. R. Shonnard and S. Whitaker, "The effective thermal conductivity for a point-contact porous media : an experimental study", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32, No.3, 503-512, 1989.
14. P. Cheng and H. Zhu, "Effects of radial thermal dispersion on fully-developed forced convection in cylindrical packed tubes", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, No.11, 2372-2383, 1987.
15. C. T. Hsu and P. Cheng, "Thermal dispersion in a porous medium", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33, 1587-1594, 1990.
16. D. A. Nield, and A. Bejan, "Convection in porous media", Springer-Verlag, New York, 1991.
17. C. T. Hsu, P. Cheng, and K. W. Wong, "Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37, 2751-2759, 1994.
18. S. V. Patankar, "Numerical heat transfer and fluid flow", Hemisphere, Washington. D. C., 1980..
19. D. Poulikakos, "Buouancy driven convection in a horizontal fluid layer extending over a porous substrate", *Physics of Fluids*, 29, 3949-3957, 1987.
20. A. Hadim, "Forced convection in a porous channel with localized heat sources", *ASME, J. Heat Transfer*, 116, 465-472, 1994.

21. 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。
22. 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。
23. Pei-Xue Jiang, Guang-Shu Si, Meng Li, Ze-Pei Ren, “Experimental and numerical investigation of forced convection heat transfer of air in non-sintered porous media”, *ETF SCIENCES*, 28, 545-555, 2003.
24. H. Hadim, M. North, “Forced convection in a sintered porous channel with inlet and outlet slots”, *Int. J. Thermal Sciences*, 44, 33-42, 2004.
25. A. Barletta, E. Magyari, I. Pop, L. Storesletten, “Mixed convection with viscous dissipation in an inclined porous channel with isoflux impermeable walls”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007.

