

第一章、緒論

近年來為因應許多工程上的需要，機械元件所需承受的熱負載不斷增加，為解決此一現象所衍生的元件損害與故障，熱機構熱傳效應的提昇一直是重要的研究課題。

船舶的引擎為船舶推進的動力來源，一旦引擎發生故障，將造成船舶無法正常繼續航行。而位於引擎燃燒室附近之機械元件，因長期處在高溫高壓的熱負載狀態下，容易且經常發生故障。燃燒室內之活塞，其頂部直接與汽缸內之火焰接觸，除了承受爆炸瞬間的極大壓力外，亦從燃氣中吸收了大量的熱量，若活塞頂部溫度過高，又不能及時冷卻，使用日久，將造成活塞燒損或龜裂，這不只使引擎無法正常運轉，發揮其最大效率，也會使維修營運成本增加。而實際的活塞頂部受到引擎室爆炸的影響溫度非常之高，該區流場受溫度效應影響的比例非常大，因此自然對流效應不容忽視。

目前使用多孔性介質以增強熱傳效果的方式已經是眾所皆知，且在電腦的發熱源加裝多孔性介質來加強散熱上也是慣用的手法了，但是關於使用在引擎散熱管道上的相關文獻或是實驗卻仍為罕見，因此本研究的主要目的為，在有浮力效應的影響下，探討於活塞內側流域加入多孔性介質對散熱效果的影響。

第二章、物理模式

本研究探討加入多孔性介質之後，混合對流現象對於活塞做往復運動時，活塞內側流場及溫度場變化的影響。為了符合實際情況，將設計邊界會隨活塞做往復運動而移動的渠道模組，其中圖 2-1 即為渠道模組隨活塞在汽缸內做往復運動之示意圖，無因次幾何參數則如表 2-1 所示。

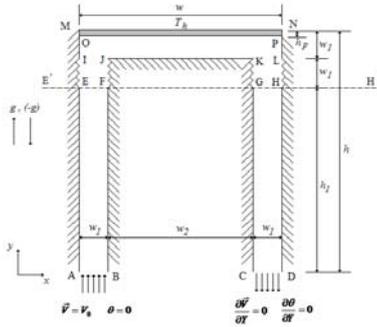


圖 2-1 物理模式圖

w	7
w_1	1
w_2	5
h	51
h_1	49
h_p	0.3

表 2-1 無因次幾何長度

本研究分別以進口速度 v_0 、外界溫度 T_0 和渠道寬度 w_1 為特徵速度、溫度和長度，無因次參數群可表示如下：

$$X = \frac{x}{w_1}, Y = \frac{y}{w_1}, U = \frac{u}{v_0}, V = \frac{v}{v_0}, V_b = \frac{v_b}{v_0}, U_{fp} = \frac{u_{fp}}{v_0}, V_{fp} = \frac{v_{fp}}{v_0}, P_{fp} = \frac{P_{fp} - P_\infty}{\rho_f v_0^2}, P = \frac{p - p_\infty}{\rho v_0^2}$$

$$\tau = \frac{t v_0}{w_1}, \theta = \frac{T - T_0}{T_H - T_0}, \theta_{fp} = \frac{T_{fp} - T_0}{T_H - T_0}, Re = \frac{v_0 w_1}{\nu}, Pr = \frac{\nu}{\alpha_f}, Pr_e = \frac{\nu}{\alpha_e}, Gr = \frac{g \beta (T_H - T_0) w_1^3}{\nu^2}$$

$$Sr = F_c = \frac{f_c w_1}{v_0}, Da = \frac{K}{w_1^2}, |\bar{U}| = \sqrt{U_{fp}^2 + V_{fp}^2} \quad (2-1)$$

因此統馭方程式可以寫成以下形式，分為內流場（多孔性材料之內）與外流場兩部份：
內流場：

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

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{fp}}{\partial \tau} + (U_{fp} - \varepsilon \hat{U}) \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) + (V_{fp} - \varepsilon \hat{V}) \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_{fp}}{\varepsilon} \right) \\ = -\frac{\partial P_{fp}}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_{fp}}{\partial Y^2} \right) - \frac{\varepsilon}{\text{Re} Da} V_{fp} - \frac{F\varepsilon}{\sqrt{Da}} |\bar{V}_{fp}| V_{fp} + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \varepsilon \theta_{fp} \end{aligned} \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial \theta_{fp}}{\partial \tau} + (U_{fp} - \hat{U}) \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial X} + (V_{fp} - \hat{V}) \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr}_e \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_{fp}}{\partial Y^2} \right) \quad (2-5)$$

外流場：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial U}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (2-7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial V}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \theta \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial \theta}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr} \text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2-9)$$

邊界條件

在壁面邊界 \overline{AE} 、 \overline{BF} 、 \overline{CG} 、 \overline{DH} ：

$$\begin{aligned} U = V = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \end{aligned} \quad (2-10)$$

在移動壁面 \overline{EI} 、 \overline{FJ} 、 \overline{GK} 、 \overline{HL} 、 \overline{IM} 、 \overline{LN} ：

$$U = 0, V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (2-11)$$

在移動邊界 \overline{MN} ：

$$U = 0, V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \theta = 1 \quad (2-12)$$

在移動邊界 \overline{JK} ：

$$U = 0, V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (2-13)$$

在流體入口面 \overline{AB} :

$$U = 0, V = 1, \theta = 0 \quad (2-14)$$

在流體出口面 \overline{CD} :

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (2-15)$$

在內外流場交界面 \overline{OP} :

$$\begin{aligned} U &= U_{fp} & V &= V_{fp} & \theta &= \theta_{fp} \\ \frac{\partial U}{\partial Y} &= \frac{\partial U_{fp}}{\partial Y} & \frac{\partial V}{\partial Y} &= \frac{\partial V_{fp}}{\partial Y} & k_f \frac{\partial \theta}{\partial Y} &= k_e \frac{\partial \theta_{fp}}{\partial Y} \end{aligned} \quad (2-16)$$

第三章、數值方法

本研究的數值方法採用葛拉金有限元素法 (Galerkin finite element method)。所有元素均為八節點二次等參元素，並引入處罰函數 (penalty function) 處理壓力項和連續方程式，使所需計算的變數僅為 U 、 V 和 θ ，對於時間項則採用後向差分隱式法 (backward different implicit method)。此外，應用牛頓拉斐遜 (Newton-Raphson) 迭代法處理動量方程式中的非線性項。速度和溫度均採用四邊形八節點二次等參元素。最後所得之離散方程式如以下所示：

內流場：

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{U_{fp, \Delta\tau}^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U_{fp}^m \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_{fp}^{m+1}}{\varepsilon} \right) + (V^m - \varepsilon \hat{V}) \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_{fp}^{m+1}}{\varepsilon} \right) + U^{m+1} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U_{fp}^m}{\varepsilon} \right) + V^{m+1} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U_{fp}^m}{\varepsilon} \right) \right) \right. \\ & \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial X} \left(\frac{\mathcal{U}_{fp}^{m+1}}{\partial X} + \frac{\mathcal{V}_{fp}^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\mathcal{U}_{fp}^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\mathcal{U}_{fp}^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{N_i \varepsilon}{\text{Re Da}} U_{fp}^{m+1} + \frac{N_i F \varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}} \sqrt{(U_{fp}^m)^2 + (U_{fp}^m)^2} U_{fp}^{m+1} \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{U_{fp, \tau}}{\Delta\tau} + N_i \left(U_{fp}^m \frac{\partial \mathcal{U}_{fp}^m}{\partial X} + V_{fp}^m \frac{\partial \mathcal{U}_{fp}^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial \mathcal{U}_{fp}^m}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_e} P_{fp} N_i n_x d\Gamma \end{aligned} \quad (3-1)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{V_{fp, \Delta\tau}^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U_{fp}^m \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_{fp}^{m+1}}{\varepsilon} \right) + (V^m - \varepsilon \hat{V}) \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_{fp}^{m+1}}{\varepsilon} \right) + U^{m+1} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V_{fp}^m}{\varepsilon} \right) + V^{m+1} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V_{fp}^m}{\varepsilon} \right) \right) - N_i \frac{Gr}{\text{Re}^2} \varepsilon \theta_{fp} \right. \\ & \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial Y} \left(\frac{\mathcal{U}_{fp}^{m+1}}{\partial X} + \frac{\mathcal{V}_{fp}^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\mathcal{V}_{fp}^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\mathcal{V}_{fp}^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{N_i \varepsilon}{\text{Re Da}} V_{fp}^{m+1} + \frac{N_i F \varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}} \sqrt{(U_{fp}^m)^2 + (U_{fp}^m)^2} V_{fp}^{m+1} \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{V_{fp, \tau}}{\Delta\tau} + N_i \left(U_{fp}^m \frac{\partial \mathcal{V}_{fp}^m}{\partial X} + V_{fp}^m \frac{\partial \mathcal{V}_{fp}^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial \mathcal{V}_{fp}^m}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_e} P_{fp} N_i n_y d\Gamma \end{aligned} \quad (3-2)$$

$$\int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{\theta_{fp}^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U_{fp}^{m+1} \frac{\partial \theta_{fp}^{m+1}}{\partial X} + (V_{fp}^m - \hat{V}) \frac{\partial \theta_{fp}^{m+1}}{\partial Y} + U_{fp}^{m+1} \frac{\partial \theta_{fp}^m}{\partial X} + V_{fp}^{m+1} \frac{\partial \theta_{fp}^m}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re Pr}_e} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial \theta_{fp}^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial \theta_{fp}^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega$$

$$= \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{\theta_{fp,\tau}}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial \theta_{fp}^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial \theta_{fp}^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{RePr}_e} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial \theta_{fp}^m}{\partial n} d\Gamma \quad (3-3)$$

外流場：

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{U^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial U^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial U^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial U^m}{\partial Y} \right) \right. \\ & \quad \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial X} \left(\frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial U^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{U_\tau}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial U^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial U^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial U^m}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_e} P N_i n_x d\Gamma \end{aligned} \quad (3-4)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{V^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial V^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial V^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial V^m}{\partial Y} \right) \right. \\ & \quad \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial Y} \left(\frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial V^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{V_\tau}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial V^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial V^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial V^m}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_e} P N_i n_y d\Gamma \end{aligned} \quad (3-5)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{\theta^{m+1}}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial \theta^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial \theta^m}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega_e} \left[N_i \frac{\theta_\tau}{\Delta\tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial \theta^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial \theta^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{RePr}} \int_{\Gamma_e} N_i \frac{\partial \theta^m}{\partial n} d\Gamma \end{aligned} \quad (3-6)$$

數值計算流程詳細的步驟如下：

1. 在穩態流場下，經由網格測試決定最佳的計算網格分佈和元素數量。
2. 求得穩定流場下之流場與溫度場，作為暫態解的初始值；純自然對流的狀況下直接以流域內所有速度溫度為零開始作暫態分析。
3. 計算各網格點的網格速度，並檢查初始條件與邊界條件有無錯誤。
4. 求得所需的各項參數（矩陣、形狀函數等）。
5. 反覆解聯立方程組求速度場，直到每一格點的速度及溫度值滿足下列收斂條件。

$$\left| \phi^{m+1} - \phi^m / \phi^{m+1} \right| < 10^{-3} \quad , \text{ 式中 } \phi \text{ 表示 } U、V \text{ 及 } \theta。 \quad (3-7)$$

7. 繼續下一個時間的運算，直到達到預設的時間。

第四章、結果與討論

圖 4-1 為 $Re=200$, $Gr/Re^2=1$ 重力方向和進口流相同及相反之穩態流場高溫面局部紐塞數分佈圖。在管道倒置時，因為浮力效應的影響，在左側壁面的熱傳效果較差，但是在直接衝擊的部份熱傳效果較好。而在流經一段距離後，因為流體的溫度都已經提升到差不多的程度，所以 $X=3$ 以後位置的熱傳效率相差不大。圖 4-2 為 $Re = 200$, $Gr/Re^2 = 1$, 往復運動振幅及頻率各為 $F_c = 0.2$ 、

$L_c = 0.5$ ，一個穩定週期的無因次出口切面 \overline{CD} 質流率圖。其中無因次質流率定義為 \dot{M} ，相當於 $\sum_i V(X_i) \times \Delta X$ 。

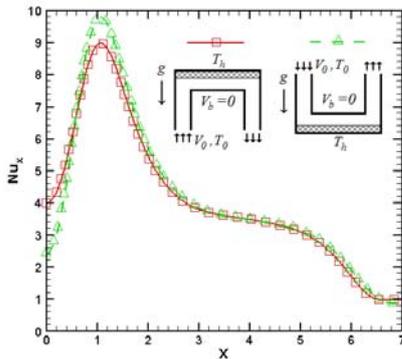


圖 4-1、 $Re=200$, $Gr/Re^2=1$, 重力方向和進口流相同及相反之穩態流場高溫面局部 Nu_x 分佈圖

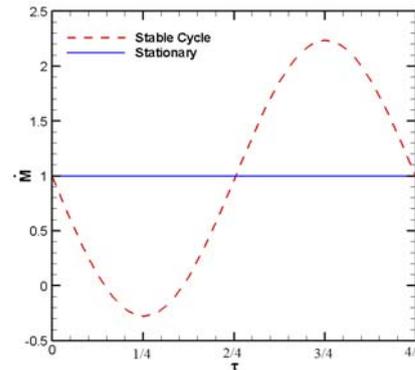


圖 4-2、 $Re=200$, $Gr/Re^2=1$, $F_c=0.2$, $L_c=0.5$, 一穩定週期及活塞固定不動的出口質量隨時間變化圖

圖 4-3(a)、4-3(b)分別為 1/4、2/4 週期和 3/4、4/4 週期和穩態之局部紐塞數比較圖。從圖 4-3(a) 中局部紐塞數的分佈可以發現，在 1/4 週期時有熱傳率有三個局部峰值現象，也就是有三次衝擊的狀況發生，其中一個出現在靠近右側壁面的地方。活塞做往復運動時，高溫面會有二次以上衝擊現象發生，而穩態則沒有這樣的現象。活塞往復運動下，流道壁面移動會牽引流體，而短時間內上下移動的流道使流體無法完全沿著管道向右流動，流體會隨著管道的上下移動而上下晃動，因此會發生這種再次撞擊的現象，而當此衝擊深入多孔性介質中，就會造成該區域的局部紐塞數上升。當時間到達 2/4 周期時，這種衝擊的力道已減弱不少，所以局部紐塞數便下降，但局部紐塞數的峰值仍然維持三個。在圖 4-3(b)中可以看到局部紐塞數已經變得比穩態時還低，也就是說該時段的熱傳效率是較差的，尤其是在 3/4 周期時。從 2/4 週期~3/4 週期時，由於活塞向下移動並且持續的加速，多孔性介質中的流體不易流出，因此就被持續的加熱，直到 3/4 週期~4/4 週期時，由於活塞的持續減速，流體會因為慣性力而甩出，較冷的流體就可以適時的補充進多孔性介質中，於是該瞬間的局部紐塞數便得以稍微上升。

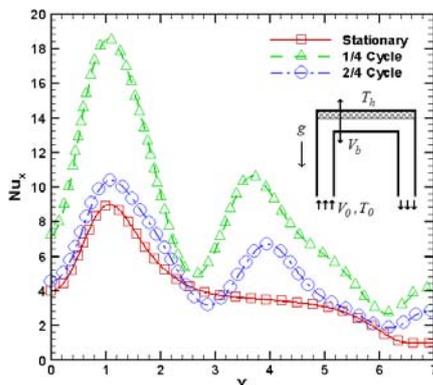


圖 4-3(a)、 $Re=200$, $Gr/Re^2=1$, $F_c=0.2$, $L_c=0.5$, 重力方向和進口流相反, 1/4、2/4 週期瞬間之局部紐塞數比較圖

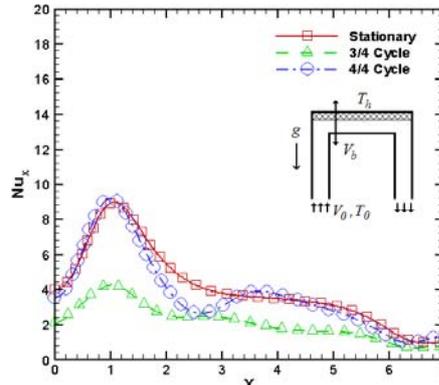


圖 4-3(b)、 $Re=200$, $Gr/Re^2=1$, $F_c=0.2$, $L_c=0.5$, 重力方向和進口流相反, 3/4、4/4 週期瞬間之局部紐塞數比較圖

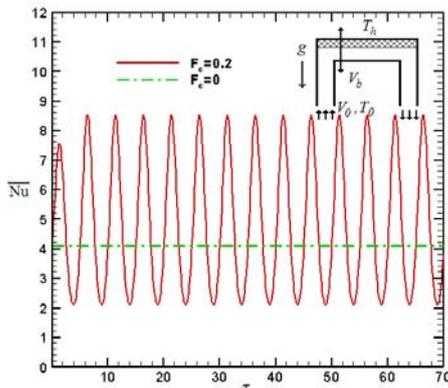


圖 4-4、 $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1$ ， $F_c=0.2$ ， $L_c=0.5$ ，重力方向和進口流相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖

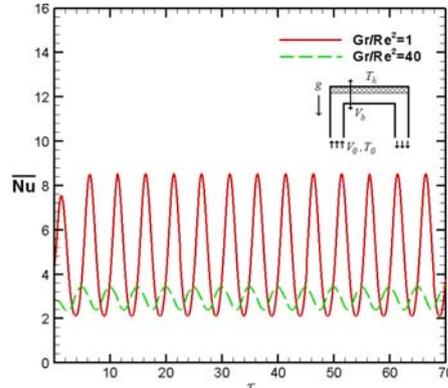


圖 4-5、 $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1、40$ ， $F_c=0.2$ ， $L_c=0.5$ ，重力方向和進口流相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖

圖 4-4 為高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖，從圖中可以發現活塞在加裝了多孔性介質後，流場從穩態開始運動時，只需要 2 個週期流場便可以達到週期性穩定，且活塞在開始向上運動到最高點時為熱傳效率開始上升的時段；而當活塞到達上始點並開始向下運動到下始點這時段，熱傳效率會持續下降到谷底。雖然活塞在震盪時，其平均紐塞數有時會比穩態時高，有時又變得比較低，但是以時間平均來說，其熱傳效果仍然是比穩態時高，因此活塞震盪時可以提高一定的熱傳效率。圖 4-5 為重力方向和進口流相反， $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1、40$ 的條件下，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖。可以看到由於浮力作用的加強， $Gr/Re^2=40$ 之平均紐塞數變化已經變得較小，且和 $Gr/Re^2=1$ 的變化曲線有一個相位差；在浮力效應較小的時候，活塞上升會使熱傳效果變好，但隨著浮力效應的增加，活塞上升的這段期間，反而是熱傳變差的時候，而其中的差異就是在浮力效應越高時，高溫流體佔據水平管道的區域變大，且產生的浮力也會幫助流體流進多孔性介質之中，所以浮力效應增高且活塞上升時，多孔性介質附近的流體都是較高溫的流體，於是此時的熱傳效率變得較差；但是浮力效應低且活塞上升時，在多孔性介質附近的溫度層化區不大，所以進入多孔性介質內的流體是較為低溫的狀態，所以此時高溫面的熱傳效率較好。而圖中也可以看到，雖然 $Gr/Re^2=1$ 的平均紐塞數雖然有時候會比 $Gr/Re^2=40$ 低，但是若以時間的平均來說，在浮力效應低的情況（ $Gr/Re^2=1$ ）下，該高溫面的熱傳效率較好。

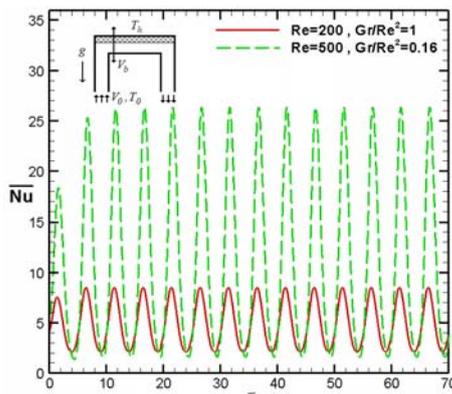


圖 4-6、 $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1$ ； $Re=500$ ， $Gr/Re^2=0.16$ ， $F_c=0.2$ ， $L_c=0.5$ ，重力方向和進口流相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖

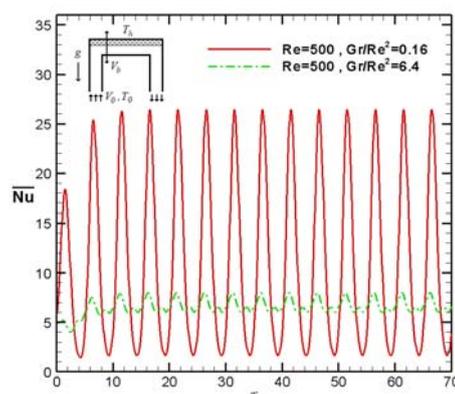


圖 4-7、 $Re=500$ ， $Gr/Re^2=0.16、6.4$ ， $F_c=0.2$ ， $L_c=0.5$ ，重力方向和進口流相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖

圖 4-6 為重力方向和進口流相反， $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1$ 、 $Re=500$ ， $Gr/Re^2=0.16$ 的條件下，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖。由於此時的浮力效應較低，因此隨時間分佈的曲線相當類似，都是在活塞上升時，其熱傳效率會變好，但在下降時熱傳效率變差，兩者的平均紐塞數隨時間變化曲線相位差很小；平均來說， $Re=500$ 的情況下，平均紐塞數的時間平均（ $\overline{Nu}_{avg} = \frac{1}{\tau} \int \overline{Nu}(\tau) d\tau$ ）大概是 12，約是 $Re=200$ 之情況下的兩倍。圖 4-7 為重力方向和進口流相反， $Re=500$ ， $Gr/Re^2=0.16、$

6.4 的條件下，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖。在浮力效應較小時，因為流體缺乏額外的浮力來克服在多孔性介質內流動之阻力，因此在活塞下降的過程中，該平均紐塞數顯得較低。當浮力效應較高時，在一個運動週期內平均紐塞數有兩次高峰，分別為活塞上升以及向下到最大速度之瞬間，由於此時之 Gr/Re^2 比值設定為 6.4，和 $Re=200$ 時之 $Gr/Re^2=40$ 的設定差距較大，因此所表現出來的現象較為類似浮力效應低 ($Gr/Re^2=0.16$) 的情況，也就是在活塞上升時的高溫面熱傳效率較好。

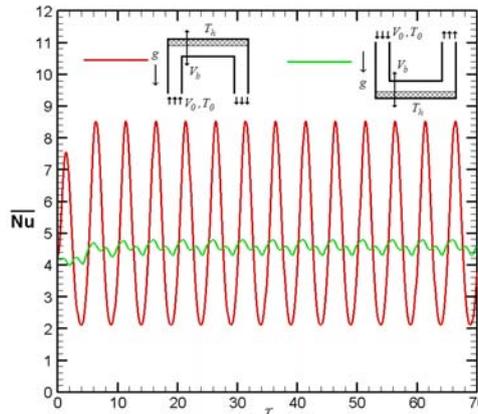


圖 4-8、 $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1$ ， $F_c=0.2$ ， $L_c=0.5$ ，重力方向和進口流相同及相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖

圖 4-8 為 $Re=200$ ， $Gr/Re^2=1$ 下，重力方向和進口流相同及相反，高溫面之平均紐塞數隨時間變化圖，在圖中可以看到活塞倒置（重力方向和進口流相同）時的平均紐塞數隨時間變化不大，不會如同活塞正置（重力方向和進口流相反）之平均紐塞數變異如此大。這是因為在 $1/4$ 週期時，活塞正置不易受到左方壁面之高溫流體滯留區的影響，平均紐塞數變的較高，但在 $3/4$ 週期且活塞倒置時，高溫流體因為浮力而向上流動，於是容易地被在管道裡流動的冷卻流體帶走，因此此時熱傳效率比活塞正置時好。

第五章、結論

本研究採用 ALE 法及葛拉金有限元素法模擬活塞內部加裝多孔性介質之散熱管道，其隨活塞做往復運動的流場和溫度場變化機制，並探討加裝多孔性介質之後對高溫面熱傳的增益，所得的模擬結果將綜合為以下所述：

1. 加入多孔性介質後，可以改善活塞頂部高溫壁面的熱傳效果。
2. 活塞開始振動時，在低浮力效應下的平均紐塞數變化較大，但整體的平均紐塞數對時間的平均還是比高浮力效應的大，也就是浮力效應加強會使熱傳效率降低。
3. 在相同的浮力效應的影響下，進口流速度較高時，活塞頂面的熱傳效果較好。
4. 重力方向與進口流相同時的高溫面熱傳效率較重力方向與進口流相反時差。

REFERENCE:

1. P. P. Grassmann, and M. Tuma, "Applications of the Electrolytic Method- II. Mass Transfer within a Tube for Steady, Oscillating and Pulsating Flows," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 22, pp. 799-804, 1979.
2. A. T. Patera, and B.B. Mikic, "Exploiting Hydrodynamic Instabilities Resonant Heat Transfer Enhancement," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 29, No. 8, pp. 1127-1138, 1986.
3. S. Y. Kim, B. H. Kang, and A. E. Hyun, "Heat Transfer in the Thermally Developing Region of a Pulsating Channel Flow," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 17, pp. 1257-1266, 1993.
4. A. E. Bergles, "Heat Transfer Enhancement - The Encouragement and Friction in Tubes with Repeated-Rib Roughness," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, No. 4, pp. 601-617, 1971.
5. R. L. Webb, E. R. G. Eckert, and R. J. Goldstein, "Heat Transfer and Friction in Tubes with Repeated-Rib Roughness," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, No. 4, pp. 601-617, 1971.
6. M. J. Lewis, "An Elementary Analysis for Predicting the Momentum and Heat Transfer Characteristics of a Hydraulically Rough Surface," ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 97, No. 2, pp. 249-267, 1975.
7. J. C. Han, "Heat Transfer and Friction in Channels with Two Opposite Rib-Roughed Walls," ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 106, pp. 774-781, 1984.
8. A. E. Bergles, "Recent Development in Convective Heat-Transfer Augmentation," Applied Mechanics Reviews, vol.26, pp.675-682, 1973.
9. A. E. Bergles, "Survey And Evaluation of Techniques to

- Augment Convective Heat and Mass Transfer,” Heat and Mass Transfer, vol.1, pp.331-424, 1969.
10. A. E. Bergles and R. L. Webb, “A Guide to the Literature on Convective Heat Transfer Augmentation,” Advances in Enhanced Heat Transfer-1985, S. M. Shenkman, J. E. O’Brien, I. S. Habib, and J. A. Kohler, Vol. HTD-Vol.43, pp.81-90, ASME Symposium, 1985.
 11. S. W. Chang and L. M. Su, “Influence of Reciprocating Motion on Heat Transfer Inside a Ribbed Duct with Application to Piston Cooling in Marine Diesel Engines,” Journal of Ship Research, Vol. 41, No. 4, pp. 332-339.
 12. Wu-Shung Fu, Wen-Wang Ke, Ke-Nan Wang, “Laminar Forced Convection in a Channel With a Moving Block,” International Journal of Heat and Mass Transfer Vol. 44(13), pp.2385-2394, 2001.
 13. W. F. Noh, “A time-dependent two-space-dimensional coupled Eulerian-Lagrangian code,” in: B. Alder, S. Fernbach and M. Rotenberg, eds., Methods in computational Physics, Academic Press, New York, Vol. 3, p. 117, 1964.
 14. C. W. Hirt, A. A. Amsden, and H. K. Cooks, “An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds,” Journal of Computational Physics, Vol. 14, pp. 227-253, 1974.
 15. T. J. R. Hughes, W. K. Liu, and T. K. Zimmermann, “Lagrangian- Eulerian Finite Element Formulation For Incompressible Viscous Flows,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 29, pp. 329-349, 1981.
 16. A. Huerta and W. K. Liu, “Viscous Flow With Large Free Surface Motion,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 69, pp. 277-324, 1988.
 17. T. Belytschko, D. P. Flanagan, and J. M. Kennedy, “Finite Element Methods With User-Controlled Meshes For Fluid-Structure Interaction,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 33, pp. 669-688, 1982.
 18. J. Donea, S. Giuliani, and J. P. Halleux, “An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Finite Element Method For Transient Dynamic Fluid Structure Interactions,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 33, pp. 689-723, 1982.
 19. A. Huerta ,and W. K. Liu, “Viscous Flow Structure Interaction,” Journal of pressure vessel technology, Vol. 110, pp. 15-21, 1988.
 20. T. Nomura and T. J. R. Hughes, “An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Finite Element Method For Interaction Of Fluid And A Rigid Body,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 95, pp. 115-138, 1992.
 21. T. Nomura, “Finite Element Analysis Of Vortex-Induced Vibrations Of Bluff Cylinders,” Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 46, pp. 587-594, 1993.
 22. H. H. Hu, “Direct Simulation Of Flows Of Solid-liquid Mixtures,” International Journal of Multiphase Flow, Vol. 22, pp. 335-352, 1996.
 23. A. Masud and T. J. R. Hughes, “A Space-Time Galerkin/Least-Squares Finite Element Formulation Of The Navier-Stokes Equation For Moving Domain Problems,” Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 146, pp. 91-126, 1997.
 24. 楊德良，張仁德，”結構物在風場中之數值模擬研究”，行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告，1995。
 25. 黃建平，”無塵室內工作人員移動對塵粒擴散之影響”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，1996。
 26. 楊肅正，”穩定流場下剛體移動衍生之熱流現象”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，1997。
 27. 楊肅正，”擺動矩形體在流動場中之流場與熱傳特性研究”，國立交通大學機械工程研究所博士論文，2000。
 28. R. Teman, “Navier Stokes Equations”, 3rd Edition, North Holland Amsterdam, 1984.
 29. K. H. Huebner, E. A. Thornton and T. G. Byrom, ”The Finite Element Method for Engineers”, 3rd Edition, John Wiley & Sons, 1995.
 30. J. Wang and M. S. Gadala, “Formulation And Survey Of ALE Method In Nonlinear Solid Mechanics,” Finite Elements in Analysis and Design, Vol. 24, pp. 253-269, 1997.
 31. D. W. Pepper and J. C. Heinrich, The Finite Element Method: Basic Concepts And Applications, Taylor & Francis, 1992.
 32. 林清貴，”往復運動對半封閉渠槽的流場與熱傳影響之數值模擬”，國立清華大學動力機械工程研究所碩士論文，2002。
 33. 劉謹德，”通道內設凸起物往復運動時混合對流之熱傳研究”，國立成功大學造船暨船舶機械工程研究所碩士論文，2001。
 34. 黃睿哲，”往復通道加裝凸起物紊流場觀察與數值模擬分析”，國立成功大學造船暨船舶機械工程研究所碩士論文，2001。
 35. 廖英皓，”活塞頂部之熱傳分析”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，2003。
 36. 賴昱志，”增進活塞熱傳效益之數值模擬”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，2004。
 37. Orhan Aydm, “Aiding And Opposing Mechanisms Of Mixed Convection In A Shear- And Buoyancy-Driven Cavity,” International Communications in Heat and Mass Transfer Vol.26, No.7, October, 1999, pp. 1019-1028
 38. Robert W. Fox & Alan T. McDonald Introduction to Fluid Mechanics, FIFTH EDITION.
 39. 謝文健，”利用有限元素法解析密閉式空間內自然對流問題”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，1987。
 40. 劉維元，”多孔性介質的熱傳分析”，國立交通大學機械工程研究所碩士論文，1994。
 41. 黃新鉗，”加裝多孔凸塊以增強熱傳效率之研究”，國立交通大學機械工程研究所博士論文，1997。
 42. Kambiz Vafai, 1984, “Convection Flow and Heat Transfer in Variable-Porosity Media”, J. Fluid Mech., Vol. 147, pp.233-259.
 43. P. Nithiarasu, K. N. Seetharamu, T.Sundararajan, “Natural Convective Heat Transfer In a Fluid Saturated Variable Porous Medium”, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 16, pp. 3955-3967, 1997.
 44. C. Taylor and T. G. Hughes, “Finite Element Programming of The Navier-Stokes Equations”, Pineridge Press Swansea, 1981.
 45. B. M. Irons, “A Frontal Solution Program for Finite Element Analysis”, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.2, pp.5-32, 1970.
 46. P. Hood, “Frontal Solution Program for Unsymmetric Matrices”, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.10, pp.379-399, 1976.