

行政院國家科學委員會專題研究計畫 期中進度報告

利用噴流增進活塞熱傳效率之研究(2/3)

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC94-2212-E-009-006-

執行期間：94年08月01日至95年07月31日

執行單位：國立交通大學機械工程學系(所)

計畫主持人：傅武雄

報告類型：精簡報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中華民國 95 年 5 月 25 日

利用噴流增進活塞熱傳效率之研究(2/3)

計畫編號:94-2212-E-009-006

計畫執行起迄:2005. 08. 01~2006. 07. 31

計畫主持人:傅武雄

摘要

本文主要目的在以數值方法探討活塞內部加裝一冷卻渠道，觀察此渠道在近進口流、活塞做往復運動下以及浮力效應作用下，渠道內部流場和溫度場的變化，並討論冷卻流體對活塞高溫壁面的熱傳增益。

本研究採用葛拉金有限元素法，配合 Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) 座標描述方法，首先探討冷卻流體在往復運動下的流場和溫度場之變化，以瞭解這類問題的運動機制，並進而針對不同引擎的擺置方式、流場雷諾數以及浮力效應，比較其對活塞高溫壁面的熱傳增益。綜合所獲得的研究結果，當活塞運動後，會在活塞高溫壁面附近產生類似牽引和推擠流體現象，使得原本附在高溫壁面上之溫度邊界層受到擾動而被破壞和縮小，熱傳效果會有效提升。而當進口流速度及重力方向相反的狀況下，高溫流體會因為浮力效應被帶離壁面，熱傳效率有提升的現象。

The aim of this numerical analysis is to investigate the variations of flow and thermal fields in the cooling channel within the reciprocating piston, and discuss the heat transfer effect of the cooling flow on the heated crown of the piston.

At first, a Galerkin finite element formulation with ALE method is adopted to investigate the variations of the flow and thermal fields induced by the reciprocation of the piston. Then, the heat transfer effect on different model set up such like different Reynolds numbers, Grashof numbers, and piston's

relative angles from horizon, will be shown and discussed. Based on the above procedures, the results show that the reciprocating piston may draw and push the cooling flow. This phenomenon will destroy the thermal boundary layer and contract its thickness. Therefore, the heat transfer rate is enhanced remarkably. On the other hand, when inlet flow direction is set up against gravity, heated fluid will be taken away from high temperature surface by buoyancy, that way enhances heat transfer efficiency.

關鍵字：振動活塞、ALE、自然對流

一、緒論

本文主要目的在以數值方法探討活塞內部加裝一冷卻渠道，觀察此渠道在近進口流、活塞做往復運動下以及浮力效應作用下，渠道內部流場和溫度場的變化，並討論冷卻流體對活塞高溫壁面的熱傳增益。

由於活塞冷卻通道內之冷卻流體會隨活塞作往復運動，其流場與其熱傳特性除與管道的幾何形狀有關外，也會受系統往復運動時所產生的往復力影響，形成流場邊界隨往復運動移動之特殊流場，可歸屬於移動邊界的問題。Grassmann and Tuma [1]在1979年以實驗量測一受脈動力之平滑管流，於紊流狀態下之質傳特性。結果證明其 Sh. no. (Sherwood number)可增加至一般穩態管流的250%。Patera and Mikic [2]指出此現象是因為流體受脈動力影響，自壁面處產生分離(separation)及回流(flow reversal)兩種混合(mixing)現象，進而增加了流場的不穩定性(hydrodynamics instability)所造成的效果。Kim [3]等人更利用數值模擬方法，發現受脈動力影響之流場，其熱傳特性也會受其所施的脈動力大小不同而有所差異。Bergles [4]在1996年的美國國家熱傳會議邀請演講中，指出近年來工業界提昇熱

傳性能的技術有環形管流 (coiled tubes)、表面粗糙法(rough surface)、衝擊噴射(jet impingement)等實用技術。其中以表面粗糙法之內設凸起物(rib)較被廣泛採用，於工業應用中，很多熱交換器及燃器渦輪葉片內，即利用各種不同形式之凸起物來提昇熱傳性能，因為凸起物本身穿透流場次邊界層(sub-layer)，並引生渦流(eddy)及增加紊流強度(turbulence intensity)，使得熱傳性能得以提昇。而自 60 年代即有許多有關此方面的研究，例如 Webb [5]，Lewis [6] 等人，以實驗量測或數值模擬來探討於平滑管中加裝凸起物對熱傳性能的影響，結果都證明其熱傳效果都遠比平滑管來得好。Han [7]以雷諾數從 7000 至 9000 之紊流流場在內設凸起物之方管中進行實驗，發現因加裝凸起物所受的影響，其 Local Stanton Number 可增加至平滑管的 150% -220%，往後持續性的研究大都朝向改變入口區的形狀、長度，以及改變凸起物的幾何形狀與裝設位置等方面進行。Chang [8]利用實驗量測方法，比較內設凸起物之靜止流場與受往復運動之動態流場的熱傳性能。結果發現往復運動下的熱傳效果，會隨著往復運動速度的增加而提昇，當達到其實驗中的最高往復運動速度時，熱傳效果可比在靜止流場中增加 45%。

對於所探討的移動邊界問題，欲以數值方法模擬時，必須考慮流體與物體間的移動介面，為了實際上的需要，理應採用拉格朗日方法，如此方能模擬這類問題，但是當移動邊界所造成的流場之外另有其他流場存在時，則容易產生誤差，乃至於無法得到收斂解。因此，單獨採用拉格朗日或尤拉方法，均無法適切的描述這類流場，為了解決此一缺點，以便能適切的模擬上述的移動邊界問題，Noh [9]提出了一種結合了拉格朗日和尤拉方法特徵的方法，稱為 Couple Lagrangian-Eulerian method，首先用於計算包含可動液體邊界之二維液動問題，證明這種方法能適切的用於描述移動邊界問題。Hirt 等人[10]

則採用了 Couple Lagrangian-Eulerian method，並利用有限差分(finite difference)方法處理可壓縮與不可壓縮流場的移動邊界問題，並將此方法改稱為 arbitrary Lagrangian-Eulerian method (ALE)，對於 ALE 的使用方法、穩定性、準確度和網格處理方式有初步的描述。Hughes 等人[11]則率先將 ALE 應用在有限元素(Finite Element)的分析上來解決黏性不可壓縮流場之自由表面問題，對於 ALE 方法所牽涉到的座標轉換關係有著詳盡與深入的說明，並驗證了 ALE 方法使用因具有自由液面所產生的波動問題有較佳的收斂結果。

本研究主要目的有二：一為探討活塞內側流域加上浮力效應的影響；另一為，對活塞內側流場施以一振動的振幅及頻率的影響，研究內容將改變各種不同的參數，如 Re 、 Gr 及重力的方向，來探討該流場在周期內的旋渦剝離現象，瞬時的高溫面熱傳率，及時間上的平均熱傳效率值，以期有能夠改善增加熱傳率的相關參數設定，及物理模型的擺置。本研究延續廖[31]對於移動邊界問題採 ALE 的方法，描述流場和溫度場的變化，主要內容分成三個部份：首先利用葛拉金有限元素法(Galerkin Finite Element Method) [26]搭配 ALE 座標系統，計算穩態在有強制進口流影響的狀況下，浮力效應大小改變、強制對流效應改變及重力方向改變，對於系統內部流場及溫度場的影響；第二部份則為計算加以一固定振幅及頻率的擾動，並改變浮力效應大小、改變強制對流的效應及改變重力方向，觀察其穩定周期內的流場、溫度場變化；第三部分則利用上述的分析結果，計算管道內流體之熱傳係數，比較各項參數改變對高溫面熱傳效率、平均時間熱傳率的影響，並針對廖[31]的分析結果作比較，以增加活塞頂部熱傳分析研究的完整性。希望藉由此分析結果，對工業界實務應用上有所幫助，並提供活塞內部冷卻系統設計的參考。

二、數學模式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{J}g) = \tilde{J} \left[\frac{\partial g}{\partial t} + \nabla \cdot (gw) \right] \quad (2-7)$$

式(2-7)為將物質定義域中的任意物理量轉換為參考定義域中之物理量的關係式。將質量、動量與能量方程式以張量表示

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-8)$$

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (2-9)$$

式中

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-10)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial e}{\partial x_j} = \rho v_j b_j - p \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \quad (2-11)$$

將式(2-8)、式(2-9)與式(2-11)帶入轉換公式式(2-7)的等號右側得

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{J}) = \tilde{J} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho(w_j - v_j)) \quad (2-12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i \tilde{J}) = \tilde{J} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i(w_j - v_j)) + \tilde{J} \left(\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \right) \quad (2-13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e \tilde{J}) = \tilde{J} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho e(w_j - v_j)) + \tilde{J} \left(\rho v_j b_j - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j) \right) \quad (2-14)$$

式(2-12)、式(2-13)與式(2-14)即為 ALE 形式之統御方程式。

Hughes [11, 19] 等對於 ALE 的運動學理論有詳細的探討，並定義了三種座標定義域：在 ALE 法中，參考座標系統的移動速度是可以任意給定的，因此計算網格的移動速度與流體速度間彼此獨立，可以根據計算的需要給定適當的網格速度。本研究依據不同的物理邊界條件，將網格速度分為三種區域：

1. 固定邊界上，網格速度為 0。
2. 移動邊界上，網格速度等於壁面速度，亦與移動邊界上的流體等速。
3. 在固定邊界與移動邊界間，網格速度可以依需求設定，以避免網格過度扭曲導致計算發散，使數值計算發散。此網格速度可以是定值，也可以是隨時間而變化的變數。在本研究中則根據格點與壁面間的距離，使網格速度成線性分布。

三、物理模式

本研究探討混合對流現象對於活塞做往復運動，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。在分析上，本研究有進口流速度和重力方向同向及反向的兩種狀況，物理模式圖如圖 3-1 所示。

為了簡化分析，本研究做了以下的假設：

1. 工作流體為空氣，流場除浮力項外，為二維不可壓縮層流流場。
2. 在溫差不大的狀況下，工作流體各項性質除重力項的密度外皆為常數。
3. 重力在 y 方向，並以 Boussinesq 簡化程序簡化之。
4. 流體與物體之界面滿足無滑動條件 (no-slip condition)，亦即移動面之流體速度等於渠道壁面之運動速度。

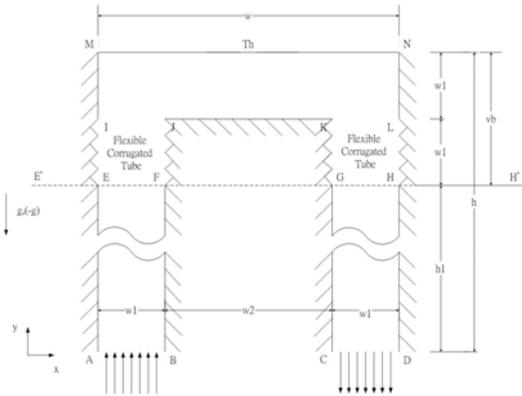


圖 3-1 物理模式圖

無因次化之 ALE 型式的流場統御方程式，表示如下：

連續方程式：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3-2)$$

動量方程式：

X 方向：

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial U}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (3-3)$$

Y 方向：

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial V}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \theta \quad (3-4)$$

能量方程式：

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + (U - \hat{U}) \frac{\partial \theta}{\partial X} + (V - \hat{V}) \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (3-5)$$

其中 \hat{U} ($\hat{U} = \hat{u}/V_0$) 和 \hat{V} ($\hat{V} = \hat{v}/V_0$) 分別為計算網格在 X 方向和 Y 方向之移動速度。對於上述的網格移動速度，由於本研究探討的問題為移動邊界在垂直渠道中向上或向下運動，因此並不需要 X 方向之網格速度，設定 $\hat{U} = 0$ ；而在 Y 方向的網格速度，根據前一章 ALE 法對網格速度的描述，在渠道 EFJI、GHLK 中的網格移動速度 \hat{V} 則在 y 方向採用線性分佈的方式，這樣是為了避免靠近移動界面 \overline{EH} 往上附近的網格過度變形，造成在計算上發散。靠近移動界面 \overline{EH} 附近的網格移動速度較慢，而愈往上速度愈快，渠道 MNIL 在 Y 方向的速度為均勻而且最快。

初始條件：

針對本文的分析，穩態的流場皆由流場內計算值為零開始。而對於較高的 Re 及 Gr，皆以較低的 Re 及 Gr 數值解為初始值，以求得更高的網格不移動穩態流場溫度場解。另外對於暫態的分析，皆是由穩態分析結果為初始值開始計算，亦即在執行暫態流場計算之前，必須先求得穩態流場內之速度場、溫度場分佈。

邊界條件：

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

$$U = V = 0, \quad \partial \theta / \partial X = 0$$

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

$$U = 0, \quad V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \quad \partial \theta / \partial X = 0$$

在移動邊界 \overline{MN} ：

$$U = 0, \quad V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \quad \theta = 1$$

在移動邊界 \overline{JK} ：

$$U = 0, \quad V = \begin{cases} 0 & \tau = 0 \\ V_b & \tau > 0 \end{cases}, \quad \partial \theta / \partial Y = 0$$

在流體入口面 \overline{AB} ：

$$U = 0, \quad V = 1, \quad \theta = 0$$

在流體出口面 \overline{CD} ：

$$\partial U / \partial Y = \partial V / \partial Y = 0, \quad \partial \theta / \partial Y = 0$$

本研究所採用之工作流體為空氣，其普朗特數為 $\text{Pr} = 0.71$ 。此外，本文將在穩態狀況下及暫態振盪振幅 $L_c = 0.5$ 、振盪頻率 $F_c = 0.2$ ，針對雷諾數 Re、Gr，以及重力方向各種不同參數改變狀況下的流場與溫度場分佈做深入的探討與比較，各種狀況之參數組合如表 3-2 所示。本文將 Gr 維持在 $Gr = 40000$ 及 $Gr = 10^7$ ，因此同樣的 Gr 會有不同的 Gr/Re^2 比值。另外在重力方向和進口流速度相同的 Case 中，因為計算較難收斂，僅做 $Gr/\text{Re}^2 = 17.5$ 來作浮力效應增強的比較。

W	W ₁	W ₂	h	h ₁
7	1	5	52	50

表 3-1 無因次幾何長度

高溫面表面之局部紐塞數 Nu_x (local Nusselt number) 和平均紐塞數 \overline{Nu} (average Nusselt number) 分別定義如下：

$$Nu_x(X, \tau) = -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (3-12)$$

$$\overline{Nu}(\tau) = \frac{1}{W_{BC}} \int Nu_x dX \quad (3-13)$$

四、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) [31] 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 [32] 處理動量方程式中的非線性項。

最終即可獲得線性化之有限元素方程式，如下所示：

$$\int_{\Omega} \left[N_i \frac{U^{m+1}}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial U^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial U^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial U^m}{\partial Y} \right) \right. \\ \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial X} \left(\frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial U^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega$$

$$= \int_{\Omega} \left[N_i \frac{U_r}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial U^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial U^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma} N_i \frac{\partial U^m}{\partial t} d\Gamma - \int_{\Gamma} P N_i n_x d\Gamma \quad (4-15a)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left[N_i \frac{V_r}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial V^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial V^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial V^m}{\partial Y} \right) \right. \\ & \left. + \lambda \frac{\partial N_i}{\partial X} \left(\frac{\partial U^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial V^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial V^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega} \left[N_i \frac{V_r}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial V^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial V^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{Re}} \int_{\Gamma} N_i \frac{\partial V^m}{\partial t} d\Gamma - \int_{\Gamma} P N_i n_y d\Gamma \end{aligned} \quad (4-15b)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left[N_i \frac{\theta_r}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial X} + (V^m - \hat{V}) \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial Y} + U^{m+1} \frac{\partial \theta^m}{\partial X} + V^{m+1} \frac{\partial \theta^m}{\partial Y} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial N_i}{\partial X} \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial X} + \frac{\partial N_i}{\partial Y} \frac{\partial \theta^{m+1}}{\partial Y} \right) \right] d\Omega \\ & = \int_{\Omega} \left[N_i \frac{\theta_r}{\Delta \tau} + N_i \left(U^m \frac{\partial \theta^m}{\partial X} + V^m \frac{\partial \theta^m}{\partial Y} \right) \right] d\Omega + \frac{1}{\text{RePr}} \int_{\Gamma} N_i \frac{\partial \theta^m}{\partial t} d\Gamma \end{aligned} \quad (4-15c)$$

對於格點的疏密分佈，本文採用 11200 和 10386 個元素所獲得的結果非常接近，而為了增加計算之準確性以及較好的收斂性，本研究採用 11200 個元素之計算網格。

在渠道長度的測試，本文以 Fox & McDonald[33]的方程式敘述圓管流場達到完全發展雷諾數、管徑及管道長度的關係。其式為 $L/D \cong 0.06 \text{Re}$ ，以本文預計測試最高的雷諾數 500 來計算，可得渠道長需 30 倍特徵長度的無因次長度。但考慮到浮力效應的影響，出口面必須要達到均溫，將該面設定成溫度梯度為零的邊界才較為合理；再加上本文物理模型渠道轉彎及振動對流場的影響，來做流道長度測試，並以不影響流場觀測區為原則，發現當 $h=52$ 時可以讓管道水平部分的觀測區不受流道長度影響。

五、結果與討論

圖 5-3 為 $Gr/\text{Re}^2 = 1$ 及 $Gr/\text{Re}^2 = 250$ 高溫壁面的局部熱傳率 Nu_x 分佈圖。當浮力效應較低時 ($Gr/\text{Re}^2 = 1$)，進口流體可以直接衝擊高溫壁面，在 $X=1.4$ 附近有較高的熱傳效果，隨後流體向右流經高溫壁面，熱傳效率逐漸降低。雖然管道的左、右上角都有迴流

區，左邊的迴流區較靠近進口流體，因此熱傳效率優於右邊的迴流區。當浮力效應升高 ($Gr/\text{Re}^2 = 250$)，進口的強制流體不易衝散靠近高溫壁面的溫度層化區，浮力效應讓該整區的流體往上堆擠，較冷的空氣對該區衝擊的影響相對變小，因此整個溫度層化區中的熱傳效益極低，所以局部紐塞數分佈幾乎為常數，是一個極為穩定的狀態。

圖 5-6 為 $\text{Re} = 200$ ， $Gr/\text{Re}^2 = 1$ 、250 和 $\text{Re} = 500$ ， $Gr/\text{Re}^2 = 0.16$ 、40，且重力方向和進口流速度相反的高溫面局部紐塞數比較圖。由於重力方向和進口流體速度方向相反，不論 $\text{Re} = 200$ 或 $\text{Re} = 500$ ，浮力效應較強者較容易在活塞頂部形成溫度層化區，溫度邊界層變厚而且均勻分布，熱傳效果變差，且整個高溫壁面的熱傳效率幾乎是常數。當浮力效應減弱時，強制對流則主導熱傳效益，在高溫壁面的衝擊點附近，則形成熱傳效率最大的區域，隨後向右隨著流體和高溫面不斷的做熱傳遞而減小。另外左上角的迴流區較靠近進口冷卻流體，右上角的迴流區則靠近溫度較高的出口流體，因此左側高溫壁面的紐塞數高於右側高溫壁面的紐塞數。另外雷諾數較高者由於有較高的慣性力，活塞頂部熱傳效率較好。

圖 5-9 為 $\text{Re} = 200$ ， $Gr/\text{Re}^2 = 1$ ，重力方向和進口強制流相同、重力方向和進口強制流相反，以及 $\text{Re} = 200$ ， $Gr/\text{Re}^2 = 17.5$ ，重力方向和進口強制流相同的局部紐塞數比較圖。改變重力相對進口流速度的方向，浮力效應會分別有將熱流體帶離高溫壁面以及將熱流體推向高溫壁面的現象，因此在熱傳效率上有所差異，重力和進口流速度方向相同的狀況整體熱傳效率較好。此外，從圖 5-7 的可以發現，進口流體在左側管道會和高溫面形成往上流動的熱流體對抗，提早轉入水平管道，而圖 5-1 的情況則相反，因此左側高溫壁面的熱傳效率較低。流體流經右側壁面時，由於流體溫度已經升高，因此右側壁面的熱傳效率相差不大。當重力和進口流速

度方向相同，提升浮力效應為 $Gr/Re^2 = 17.5$ 時，有較高速且量較多的冷卻流體直接衝擊頂部高溫面，約在 $X = 1.4$ 附近有局部熱傳率突增的情形。水平管部分，因為有流體緊貼壁面流動，局部熱傳率亦較高。左管左壁面附近，因為浮力效應增強，該區的流體被帶往離高溫面更遠的地方，局部熱傳率也較高。

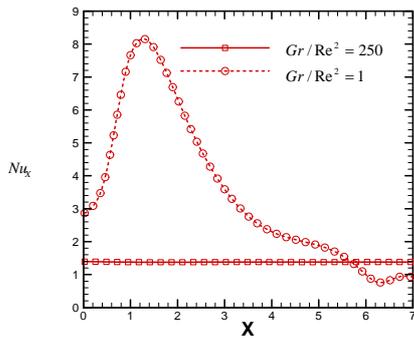


圖 5-3 $Re = 200$ $Gr/Re^2 = 1$ 、 $Gr/Re^2 = 250$ ，穩態流場之高溫面局部 Nu_x 分佈圖

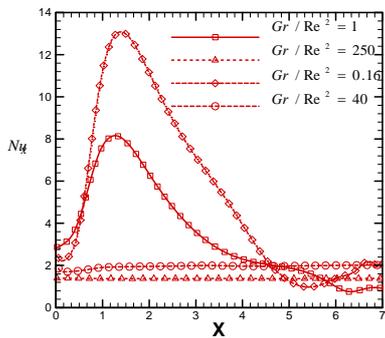


圖 5-6 $Re = 500$ $Gr/Re^2 = 0.16$ 、 40 ； $Re = 200$ $Gr/Re^2 = 1$ 、 250 ；重力和進口流反向，穩態流場之高溫面局部 Nu_x 分佈圖

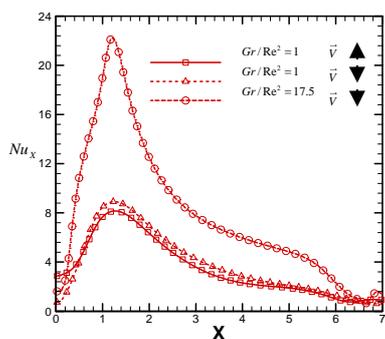


圖 5-9 $Re = 200$ $Gr/Re^2 = 1$ 、 17.5 ，重力方向分別和進口流

相同， $Re = 200$ $Gr/Re^2 = 1$ ，重力方向分別和進口流相反，穩態流場之高溫面局部 Nu_x 分佈圖

圖 5-19 為當重力方向與進口強制流相反， $Gr/Re^2 = 1$ 、 $Gr/Re^2 = 250$ 下，各經過 70τ ，到達周期穩定的平均紐塞數對時間的變化分佈。可以發現由於浮力效應的影響， $Gr/Re^2 = 250$ 時流道振動對活塞頂部的熱傳影響已經非常小，平均紐塞數分佈遠小於 $Gr/Re^2 = 1$ 的平均紐塞數分佈，並且比較早進入穩定週期變化。

圖 5-23 為 $Re = 200$ ， $Gr/Re^2 = 1$ 及 $Re = 500$ ， $Gr/Re^2 = 0.16$ 的高溫面平均紐塞數對時間的分佈比較圖。圖中可以發現， $Re = 200$ ， $Gr/Re^2 = 1$ 下約在 $\tau = 5$ 後活塞頂部的平均熱傳率達到穩定週期現象，而 $Re = 500$ ， $Gr/Re^2 = 0.16$ 要在約 $\tau = 10$ 後才達到穩定週期。另外在固定的 $Gr = 40000$ ，增加雷諾數，浮力相對於進口流、活塞移動對流場的影響降低，因此活塞頂部的平均熱傳率會增加。

圖 5-27 為 Re 分別為 200 ， $Gr/Re^2 = 1$ 、 250 及 500 ， $Gr/Re^2 = 0.16$ 、 40 ，且重力方向和進口流速度相反的高溫面平均紐塞數對時間分佈比較圖。從圖中發現，增加雷諾數和降低 Gr 值可以增加活塞頂部的熱傳效率，而降低雷諾數或增加 Gr 值流場會在活塞高溫面附近形成層化區，讓活塞頂部的熱傳效率降低。

圖 5-31 為 $Re = 200$ 、 $Gr/Re^2 = 1$ 、 $F_c = 0.2$

及 $L_c = 0.2$ ，重力和進口流速度相同及重力和進口流速度相反的活塞頂部平均紐塞數對時間分佈的比較圖。在雷諾數同樣是 $Re = 200$ 及浮力效應 $Gr/Re^2 = 1$ 之下，進口流速度和重力方向同向，浮力會將高溫壁面附近的熱流體帶離高溫壁面，而進口流速度和重力方向反向，則浮力會將高溫壁面附近的熱流體更帶向高溫壁面，因此在熱傳效率上會有前者較高的結果。另外由穩定周期下平均紐塞數最高值和最低值的差異中發現，當重力和

進口流速度方向相同時，活塞做往復運動會對平均熱傳率有更大的擾動。

六、結果建議

本研究採用 Arbitrary Lagrangian-Eulerian method 並利用葛拉金有限元素法模擬活塞內部加裝之冷卻流道，在隨活塞作往復運動下之流場和溫度場變化機制，並探討其對活塞頂部高溫壁面之熱傳增益情形。經由模擬結果並綜合前述各章節之內容可獲得以下結論：

1. 當重力方向和進口流速度相反，浮力效應從較弱的狀況下增強時，高溫流體會累積在活塞流道頂端，高溫流體區內部的熱傳遞現象漸漸由熱傳導主導，形成溫度層化區。進口流比較不容易將活塞頂部的流體溫度層化區衝散，導致活塞頂部的熱傳效率降低。
2. 當重力方向和進口流速度相反，活塞內部冷卻流體之雷諾數增加時，流場會具有較大的慣性力，除了導致流體衝擊高溫壁面的現象更加明顯外，流體在隨活塞作往復運動期間，流道內部流場的擾動會隨著雷諾數的增加而增加並增大，因此活塞頂部高溫壁面的熱傳效益會明顯地隨著雷諾數的增加而增加。
3. 當改變活塞的擺置角度，旋轉 180° 後，重力方向和進口流體速度的方向相同，左側管道浮力和流體流向相反，為反向抵抗流，右側管道浮力則和流體流向相同，為助益流。管道內的浮力會將熱的流體帶離高溫壁面，因此高溫面的熱傳效率有提高的現象。再加上流道往復運動對流場的影響，更加容易增加流道內冷流體對活塞頂部接觸的效果，而有熱傳效率增加的情形。
4. 活塞作往復運動時，在各週期中流場的變化極為相似，總體平均紐塞數會產生類似週期性的變化。

本研究延續廖的研究，並且針對浮力效應對流場的影響，做活塞擺置角度的相關研

究，所獲得的結果不但對於一些隨活塞作往復運動之動態熱流相關方面問題的運動機制有一初步的瞭解，另外對於更有應用價值在浮力效應的影響下，活塞擺置角度的相關熱流機制。但過程中仍有部分簡化值得在未來加入探討，而有以下數點建議繼續研究：

1. 本論文僅提供數值模擬計算的分析結果，雖然有多組數據能說明其流場與溫度場分佈現象，但若搭配實驗方式探討動態移動邊界問題，並與數值結果比較，將能更清楚其運動機制，並有助於找尋更有效率的改善方法。
2. 對於大部分工程問題來說，所遇到之流場大多為紊流、可壓縮流場，而引擎內活塞的往復運動便屬於其中一例。在本研究中，假設活塞內部冷卻流體之雷諾數都是層流、不可壓縮流場，對於活塞高速往復運動，內部冷卻流體之雷諾數動輒3、4000 或者更高，相關的壓力變化對流體密度的影響不容忽略，與真實的狀況確實有一段差距。因此，應發展紊流及可壓縮流之計算程式，以便能以數值計算來模擬實際之物理現象。
3. 以實際的活塞內部冷卻系統來說，渠道內之流場與溫度場都是三維方向的分佈與變化，尤其在動態之移動邊界情況下，流場的分佈以及溫度場的變化機制都相當複雜，應建立三維的有限元素法計算程式，發展一套適合的演算法。

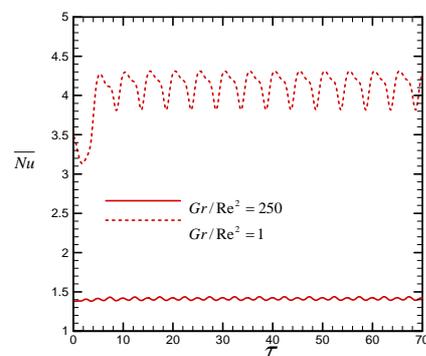


圖 5-19 $F_c = 0.2$ 、 $L_c = 0.5$ ， Gr/Re^2 分別為 1 及 250，且重力方向和進口流相反的高溫面平均紐塞數對時間分佈圖

參考文獻

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. 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.
9. 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.
10. 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.
11. 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.
12. A. Huerta and W. K. Liu, "Viscous Flow With Large Free Surface Motion," Computer

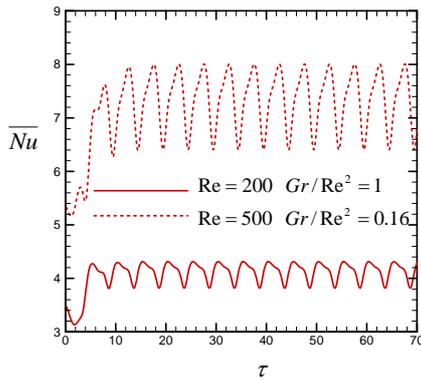


圖 5-23 $F_c = 0.2$ 、 $L_c = 0.5$ ， Re 分別為 200 及 500， Gr/Re^2 分別為 1 及 0.16 且重力方向和進口流相反的高溫面平均紐塞數對時間分佈圖

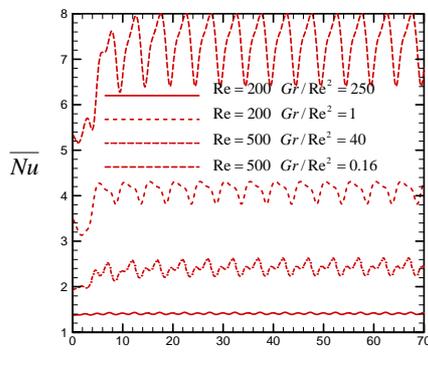


圖 5-27 $F_c = 0.2$ 、 $L_c = 0.5$ ， Re 分別為 200 及 500， Gr/Re^2 分別為 250、1、40 及 0.16 且重力方向和進口流速度相反的高溫面平均紐塞數對時間分佈比較圖

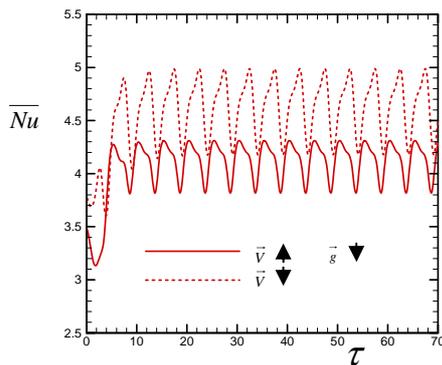


圖 5-31 $Re = 200$ ， $Gr/Re^2 = 1$ ， $F_c = 0.2$ ， $L_c = 0.5$ ，重力方向分別和進口流相同及相反的高溫面平均紐塞數對時間分佈圖

- Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 69, pp. 277-324, 1988.
13. 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.
 14. 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.
 15. A. Huerta, and W. K. Liu, "Viscous Flow Structure Interaction," *Journal of pressure vessel technology*, Vol. 110, pp. 15-21, 1988.
 16. 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.
 17. 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.
 18. H. H. Hu, "Direct Simulation Of Flows Of Solid-liquid Mixtures," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, pp. 335-352, 1996.
 19. 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.
 20. 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。
 21. 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。
 22. 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。
 23. 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。
 24. W. K. Liu, H. Chang, J. S. Chen, and T. Belytschko, "Arbitrary Lagrangian-Eulerian Petrov-Galerkin Finite Element For Nonlinear Continua," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 68, pp. 259-310, 1988.
 25. S. Chippada, T. C. Jue, and B. Ramaswamy, "Finite Element Simulation Of Combined Buoyancy And Thermocapillary Driven Convection In Open Cavities," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 38, pp. 335-351, 1995.
 26. 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.
 27. D. W. Pepper and J. C. Heinrich, *The Finite Element Method: Basic Concepts And Applications*, Taylor&Francis, 1992.
 28. 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。
 29. 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。
 30. 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。
 31. 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。
 32. 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
 33. Robert W. Fox & Alan T. McDonald *Introduction to Fluid Mechanics*, FIFTH EDITION.
 34. 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。