

第一章

緒論

1-1 前言

在鋼鐵工業中，生產線上可細分為許多程序，每一個程序的操作，都足以成為影響整個生產線品質良率的重要因素。其中對於鋼材的軋延即有不同的壓製法，如冷軋或熱軋，不同的過程可以製造出不同物性的鋼材，本文就鋼帶熱軋的程序進行溫度分析與討論。當高熱的鋼材進入熱軋生產線時經由與工作軋體的接觸迅速的將熱量傳輸進入軋體，軋體因受熱而膨脹，若不設法控制軋體的膨脹尺寸，將導致軋延鋼帶的厚度產生不均勻或是邊波的情形發生。所以為了控制鋼帶熱軋的精準度與延長軋輪的使用壽命，一個快速反應且精確的控溫系統是必須的，為了發展此系統與清楚瞭解軋體內部溫度分佈，一直以來有許多學者從事著相關的研究工作。

1-2 文獻回顧

Cerni[1]假設冷卻軋體僅由對流冷卻，且軋體受熱僅由線條型熱源供給，在此前提下分析軋體的表面溫度分佈，Cerni 的結果也為後來的研究者提供了一個參考的基準。

Hogshead[2]將 Cerni 的方法加以簡化，且以穩態為條件進行溫度分佈解析，得到軋體表面溫度分佈的穩態解。繼 Hogshead 之後

Stevens、Irens 和 Harper[3]以實驗方式量測在熱軋過程中輓體受到熱鋼胚傳入熱量及外加熱傳機構的散熱，得到描述輓體暫態溫度分佈的量測數據。

Parke 和 Baker[4]發展了一個二維的暫態模型，使用有限差分法以研究輓體在熱軋過程中暫態溫度變化，這種模型後來被廣泛的使用與改造。如 Wilmott 與 Mignon[5]發展了包含軸向與半徑方向的二維模組，一樣使用有限差分法，假設徑向的邊界條件皆為等效，研究出輓體內的暫態溫度分佈，特別的是他們考慮了輓體冷卻時的水壓、流率與噴頭噴灑角度這些因素。

Haubitzer[6] 研究輓體的二維模型，半徑方向以 Kelvin functions 表示，徑向以 Fourier 級數展開，並以表面溫度為控制條件，解得輓體溫度分佈的穩態解。Paula[7]以 Haubitzer 的研究為基礎，研究輓體在熱軋過程中，在輓體的受熱表面受到固定的熱量傳入，其餘面積則以對流冷卻失去熱量，分析出輓體的溫度分佈。但 Paula 在熱對流冷卻表面，以不同區域進行不同程度的散熱條件，相較於 Cerni 以均一熱對流來進行散熱冷卻有較準確的結果，在 Paula 的研究中也得到相對於輓體不同轉速，熱傳滲透的深度也會不同，對於高轉速反而會有較薄的滲透深度。

Pallone[8]考慮軸向溫度分佈，以拉普拉斯積分尋求暫態解，並且考慮了噴頭角度，而 Devadas 與 Samarasekera[9]僅考慮半徑方向，以有限差分法求暫態溫度分佈，並研究了冷卻水流率、表面濕潤角度，冷卻水噴頭擺放位置以及潤滑劑的種類對溫度的影響。而後來 Samarasekera 與 Ye 又做出了一樣的條件，但同時考慮軸向與徑向來計

算暫態溫度分佈。

Van Steden 與 Tellman[10]分別就軸向與半徑方向以及軸向與徑向發展模型，並且加入了冷卻水噴灑角度、輓體表面溫度、噴嘴與輓體之間的距離、冷卻水流率與噴灑水壓等等的參考因素，求得暫態溫度分佈。

Hwang[11]考慮了圓周方向與半徑方向，發展穩態的溫度分佈，使用的方法是有限元素法，也加入了潤滑劑種類與噴頭位置等參考因素。而 Patula 考慮軸向與半徑方向發展穩態溫度分佈的模型，且使用 Bessel function 求解。Wang 與 Tseng[12]則採用徑向與半徑方向並以有限差分法求輓體溫度的穩態分佈，並且考慮純對流單相冷卻。

Ryu 與 Lee[13] 使用有限體積法解二維輓體模型，他們研究模型在經過多次的熱軋及多次的空冷時，輓體的溫度變化。結果發現經過越多次的循環，熱量越往輓體的中心傳遞，且整體的溫度也會逐漸的升高。他們也模擬了只有空冷未加任何強制對流進行散熱，即輓體只有自然對流散熱，藉此分析出在不同時間點的溫度分佈。

Guo[14] 使用各種不同方法分析輓體溫度,以有限元素法及 Runge kutta 法去分析輓體一維及二維模型。以電腦計算時間中，使用二維正合解所花的時間會是最多。研究中指出每一種方法都有其優缺點，分析二維系統會比一維系統更加的精確，但是相對所耗費的電腦時間也更多。

Lin 與 Chen[15]亦建立數值模型，假設軋延過程為二維以減少電腦計算時間，然後於三維控制體積之下使用有限差分法，來預測工作輓輪的溫度分佈與工作輓輪在軋延過程中的熱膨脹狀況，對此三維非

穩態熱傳模擬模型，不論是在熱軋延過程中、與空氣的對流冷卻、與冷卻水的對流冷卻，或是冷卻水的沸騰現象以及工作軋輪的熱輻射現象，其所有的邊界條件皆假設為可控制的，而此模擬結果與實驗所得之結果極為吻合，並且比較前人所建立之二維模型，其結果也是極相近的。

前人大部分的發展模型都是僅考慮單一維度或兩個維度，絕少有將軸向、圓周方向以及徑向都一併考慮，這是因為軋體的形狀特性為半徑固定的圓柱，故可假設對某方向為平衡對稱，如此可減少計算的難度與時間。此外，此方面的研究多使用一特定的比例來套用於軋體的軸向長度與鋼帶的寬度，如此可順利假設熱源為單一由軋體與鋼帶接觸區域提供。



1-3 研究目的

熱軋鋼材對於國內各工業的影響甚鉅，大至車輛機具，小至馬達模型，對於鋼材軋延的精度都是需求極高的後段產業，若在前段熱軋製程中無法達到中下游各產業的需求，將導致生產力下降。

本研究的目的是在於建立一個工作軋體的熱傳模型，假設軋體冷卻純以對流模式進行，求出軋體之暫態溫度分佈。除了求取軋體之暫態溫度分佈，本文並分析各參數對軋體溫度的影響，以達成較佳控制方法，使其軋延厚度更加均勻，並提高鋼材熱軋廠的產品良率。

第二章

物理模式

本章中研究熱軋工作輓體溫度分佈，物理模型如圖 1 所示，熱軋廠中單座軋延輓輪組共有四根輓輪，由上而下分別為上背輓、上工輓、下工輓及下背輓，受熱軋延鋼帶由兩工作輓輪中通過達到軋延鋼材的目的。當鋼胚通過工輓時，因鋼胚的高溫所帶入的大量熱量將導致工輓受熱變形，故上下背輓的功用在於能夠提供上下工輓垂直應力，避免工作輓輪因受熱而嚴重彎曲導致鋼材受力不均影響產物的厚薄誤差。

由於工輓的物理模型具有上下對稱的特性，故本研究中僅考慮上工輓的效應，且輓體在軋延過程中因高速運轉可忽略 θ 方向的溫度變化，將溫度在 θ 方向視為一等效溫度場。故在本研究中僅考慮 r 方向與 z 方向建立軸對稱的輓體模型如圖 2。在模型中定義座標起點為輓輪中央，考慮工作輓體溫度函數 T 為半徑方向 r 、軸向 z 與時間 t 的函數 $T = T(r, z, t)$ ，並以此為基礎而建構本研究之物理模型。

2-1 統御方程式

本研究中工作輓體的物理模型如圖 2 所示，考慮輓體以二維座標 $T = T(r, z, t)$ 的統御方程式可表示如下：

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.1)$$

上式中 $a = \frac{k}{\rho c}$ 為輓體的熱擴散係數(thermal diffusivity), ρ 為密度(density), c 為比熱(specific heat), k 為熱傳導係數(thermal conductivity),

2-2 初始條件

當尚未進行軋延製程之前輓體暴露於空氣之中並沒有接觸鋼胚故無熱量之進出,溫度與室溫 T_{surr} 相同,故初始條件(initial condition)如下:

$$T(r, z, 0) = T_{surr} \quad (2.2)$$

T_{surr} 為工輓未接觸到鋼胚之前,週遭的空氣溫度。



2-3 邊界條件

因輓體表面並非完全皆可接觸受軋延的鋼帶,故 z 方向可分為有熱量進入與無熱量進入的部分,而 r 方向亦然,故需考慮邊界條件(boundary conditions)包含受熱區域與僅受對流散熱區域,可表示如下:

(1) 因假設輓體溫度分佈的軸對稱性,故在 $r=0$ 之處為絕熱,故其邊界條件可表示如下。

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2.3)$$

(2) 因模型中僅軋體上表面有熱量進入, $r < R$ 的部分皆為對流散熱的區域, 而又可細分為不同方向的散熱, 故分別列出各區域不同的邊界條件如下。

(a) $0 < r < R_n$

$$z = -z_3 \quad k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) \quad (2.4)$$

$$z = z_3 \quad -k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) \quad (2.5)$$

(b) $r = R_n$

$$-z_3 \leq z \leq -z_2 \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad (2.6)$$

$$z_2 \leq z \leq z_3 \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad (2.7)$$

(c) $R_n < r < R$

$$z = -z_2 \quad k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) \quad (2.8)$$

$$z = z_2 \quad -k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) \quad (2.9)$$

(3) $r = R$ 的區域為軋體表面, 在此區域為鋼帶軋延區域, 即為熱量進入軋體的主要區域, 但鋼帶的寬度並不一定與軋面等長, 兩邊會有一部份僅有對流效應的區域, 而軋體加熱表面有熱量進入且同時做熱對流散熱。

$$-z_2 \leq z \leq -z_1 \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad (2.10)$$

$$-z_1 \leq z \leq z_1 \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) - q'' \quad (2.11)$$

$$z_1 \leq z \leq z_2 \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad (2.12)$$

(4) 週期性軋延

在熱軋廠中，受軋延鋼胚的長度是有限的，因為我們不能無限制的持續軋延，否則將會導致工作軋輪因長時間持續受熱而損毀變形，進而使得受軋延鋼胚厚薄不均，故在實際的製程中將以一週期來進行軋延、冷卻的循環。今吾人設定一循環週期為 t_p (Period)，且設定軋延時間為 t_R (Rolling time)，以及冷卻時間為 t_C (Cooling time)，可得 $t_p = t_R + t_C$ 。而週期性軋延的邊界條件與前述之無間斷的軋延僅相差於軋延區域在冷卻時間時無熱量進入，故可得邊界條件如下

$$r = R, -z_1 \leq z \leq z_1$$

$$0 < t < t_R \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) - q'' \quad (2.13)$$

$$t_R < t < t_p \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) \quad (2.14)$$

2-4 無因次化

在本研究中無因次參數定義如下：

$$\Theta = \frac{T - T_{surr}}{q'' R / k} \quad \mathbf{t} = \frac{\mathbf{a}}{R^2} t \quad \bar{r} = \frac{r}{R}$$

$$\bar{z} = \frac{z}{R} \quad Bi = \frac{hR}{k}$$

上述參數中 R 為輓體的半徑長度，在本研究中為無因次化之特徵長度 (Characteristic Length)， Bi (Biot number)代表熱傳導熱阻與熱對流熱阻之比值[16]，可將統御方程式無因次如下：

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \bar{z}^2} \quad (2.15)$$

初始條件：

$$\Theta(\bar{r}, \bar{z}, 0) = 0 \quad (2.16)$$

上式中 Θ 為無因次化溫度，當輓體未進行軋延時，溫度與外在環境室溫相同，因此輓體初始無因次溫度為零。

邊界條件：

(1) 在 $\bar{r} = 0$ 處無任何熱量進出，該位置之熱傳導為零。

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{r}} = 0 \quad (2.17)$$

(2) 在 $0 < \bar{r} < 1$ 的區域中，因非輓體受熱區域，故僅考慮不同位置與不同方向的熱對流效應。

$$(a) \quad 0 < \bar{r} < \bar{r}_n$$

$$\bar{z} = -\bar{z}_3 \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.18)$$

$$\bar{z} = \bar{z}_3 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.19)$$

$$(b) \quad \bar{r} = \bar{r}_n$$

$$-\bar{z}_3 \leq \bar{z} \leq -\bar{z}_2 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{r}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.20)$$

$$\bar{z}_2 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_3 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{r}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.21)$$

$$(c) \quad \bar{r}_n < \bar{r} < 1$$

$$\bar{z} = -\bar{z}_2 \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.22)$$

$$\bar{z} = \bar{z}_2 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.23)$$

(3) 在軋體表面 $\bar{r} = 1$ 處因鋼帶的寬度不一定等於軋體長度，故兩端有部分長度僅作散熱，而中央區域為高溫鋼胚軋延的部分，故有熱量進入。

$$-\bar{z}_2 \leq \bar{z} \leq -\bar{z}_1 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.24)$$

$$-\bar{z}_1 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_1 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{z}} = \frac{hR}{k} \Theta + 1 = Bi\Theta + 1 \quad (2.25)$$

$$\bar{z}_1 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_2 \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.26)$$

(4) 週期性軋延

在週期性的軋延過程中，相同的吾人將無因化後之時間分為受軋延時間 t_R 與冷卻時間 t_C 而總週期 $t_P = t_R + t_C$ ，可得其邊界條件如下

$$\bar{r} = 1, -\bar{z}_1 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_1$$

$$0 < t < t_R \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{hR}{k} \Theta - 1 = Bi\Theta - 1 \quad (2.27)$$

$$t_R < t < t_P \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{hR}{k} \Theta = Bi\Theta \quad (2.28)$$



第三章

數值模式

本研究採用的數值方法為隱性(implicit)有限體積法，如圖 3 將輓體切割為若干格點，對每一個格點取控制體積，每個控制體積內每一時刻皆必須維持能量平衡(energy balance)[17]，由此可以導出各個格點的溫度離散方程式。將所有離散後的方程式依格點位置列成矩陣，完成矩陣後以 LU 法解矩陣，以求出下一個時階的溫度分佈。本章就各個不同條件的格點做出分類，並列出其控制體積、面積與格點溫度，以及矩陣排列方法和解反矩陣的方法。



3-1 輓體的離散方程式

分割格點完成後，對每一點取控制體積，則可推導離散方程式。

以圖 3 之內部點 0 為例來討論，首先列出其控制體積與面積：

$$A_{i-1,j} = A_{i+1,j} = \mathbf{p} \left(\bar{r} + \frac{\Delta \bar{r}}{2} \right)^2 - \mathbf{p} \left(\bar{r} - \frac{\Delta \bar{r}}{2} \right)^2 = 2\mathbf{p} \bar{r} \Delta \bar{r}$$

$$A_{i,j+1} = \mathbf{p} \left(\bar{r} + \frac{\Delta \bar{r}}{2} \right) \Delta \bar{z}$$

$$A_{i,j-1} = \mathbf{p} \left(\bar{r} - \frac{\Delta \bar{r}}{2} \right) \Delta \bar{z}$$

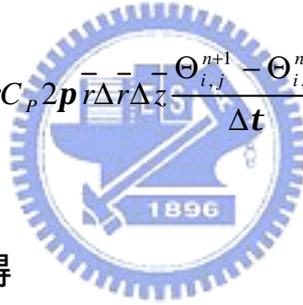
$$V = A_{i-1,j} \Delta \bar{z} = 2\mathbf{p} \bar{r} \Delta \bar{r} \Delta \bar{z} \quad (3.1)$$

對每個表面積進出的能量分別為

$$\begin{aligned}
 \dot{Q}_W &= -kA_{i-1,j} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = k2p\Delta r \frac{-\Theta_{i-1,j}^{n+1} - \Theta_{i,j}^{n+1}}{\Delta z} \\
 \dot{Q}_E &= kA_{i+1,j} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = k2p\Delta r \frac{-\Theta_{i+1,j}^{n+1} - \Theta_{i,j}^{n+1}}{\Delta z} \\
 \dot{Q}_N &= -kA_{i,j+1} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = kp \left(r + \frac{\Delta r}{2} \right) \Delta z \frac{-\Theta_{i,j+1}^{n+1} - \Theta_{i,j}^{n+1}}{\Delta r} \\
 \dot{Q}_S &= kA_{i,j-1} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = kp \left(r - \frac{\Delta r}{2} \right) \Delta z \frac{-\Theta_{i,j-1}^{n+1} - \Theta_{i,j}^{n+1}}{\Delta r}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

而儲存在控制體積中的能量為

$$\dot{E}_{ST} = rC_p V \frac{\partial \Theta}{\partial t} = rC_p 2p r \Delta r \Delta z \frac{\Theta_{i,j}^{n+1} - \Theta_{i,j}^n}{\Delta t} \tag{3.3}$$



經(3.2)及(3.3)能量平衡得

$$\dot{Q}_W + \dot{Q}_E + \dot{Q}_N + \dot{Q}_S = \dot{E}_{ST} \tag{3.4}$$

由(3.4)式化簡可得

$$\begin{aligned}
 &\left[\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{\Delta t} \right] \Theta_{i,j}^{n+1} - \frac{1}{2\Delta z^2} \Theta_{i-1,j}^{n+1} - \frac{1}{2\Delta z^2} \Theta_{i+1,j}^{n+1} - \frac{1}{2\Delta r^2} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r} \right) \Theta_{i,j+1}^{n+1} \\
 &- \frac{1}{2\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r} \right) \Theta_{i,j-1}^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \Theta_{i,j}^n
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

將方程式簡化為

$$a_{i,j}\Theta_{i,j}^{n+1} + b_{i,j}\Theta_{i-1,j}^{n+1} + c_{i,j}\Theta_{i+1,j}^{n+1} + d_{i,j}\Theta_{i,j+1}^{n+1} + e_{i,j}\Theta_{i,j-1}^{n+1} = f_{i,j}\Theta_{i,j}^n \quad (3.6)$$

而其他邊界點，參照前一章節所列之邊界條件可將所有點的離散方程式推導，如表 1。

3-2 數值計算過程

當所有點的離散方程式皆被推導出後，建立一係數矩陣 A 、由前一時階溫度計算所得之矩陣 B 以及下一時階的溫度矩陣 X ，使用 LU 法來解出各時間的溫度分佈。



(1) A 矩陣排列方法

首先確定矩陣 A 為 $N \times N$ 的矩陣， N 為輓體切割的總格點數，再依照各個點的順序來確定在矩陣中的列位置，如第一點即位於 $A_{1,j}$ ，第 N 點便置於 $A_{N,j}$ ，確定每點係數在矩陣中的列位置後，再考慮每列的係數位置。以下各點係數皆以(3.6)式之代號表示。

假設 Z 方向共切割為 M 個點，則取總格點數中第 K 點可得各係數的位置如下

$$A_{k,k} = a_K$$

$$A_{k,k-1} = b_K$$

$$A_{k,k+1} = c_K$$

$$\begin{aligned}
A_{k,k+M} &= d_K \\
A_{k,k-M} &= e_K \\
B_k &= f_K
\end{aligned}
\tag{3.7}$$

同理將各點係數依上述之原則導入 A 矩陣及 B 矩陣。

(2) LU 法

待上述之 A、B 矩陣完成後，吾人使用 LU - Method 解矩陣，其原理如下所示

$AX = B$ ， X 矩陣為下一時階之溫度分佈矩陣

令 $A = LU$ ，可依 L 、 U 矩陣特性求出其值

故得 $LUX = B$ ，令 $LZ = B$ ，可以求出 Z 矩陣

再以 $UX = Z$ ，即可求出 X 矩陣，此即為 LU 法。

(3) 求解與收斂條件

當求出 $t = t_0$ 之 X 矩陣，將該 X 矩陣指定為 $t = t_0 + \Delta t$ 之 B 矩陣，再以上述步驟反覆代入求解。當計算經過一長時間之後，溫度變化將逐漸減小趨近收斂，在此設定收斂條件，當

$$\left| \frac{\Theta_{i,j}^{n+1} - \Theta_{i,j}^n}{\Theta_{i,j}^{n+1}} \right| < 10^{-8}$$
 便可使程式

迴圈停止運算，而此時的 X 矩陣即為鞴體的溫度分佈。

第四章

結果與討論

本章將討論各參數對輓體溫度分佈變化的影響，及週期軋延時輓體溫度的變化。首先吾人對計算格點數目進行測試，圖 4 為 $Bi=10$ 時輓體表面 $z=0$ 處溫度穩態解對 r 及 z 方向的格點數目之關係，圖中 M 代表 r 方向分別取 5、10、20 及 40 四種溫度格點， N 代表 z 方向分別取 24、48、96、192 及 240 五種格點。經過比較發現當 r 方向取 20 個格點時， z 方向取 48 跟 96 僅僅只有 0.07% 的誤差，而當 z 方向取 48 個格點時， r 方向取 20 跟 40 僅僅只有 0.008% 的誤差，因此本研究中 r 方向取 20 個格點， z 方向取 48 個格點。輓體上各長度如圖 2 分別為， r 方向 $\overline{0r_1}=0.6$ 及 $\overline{r_1r_2}=0.4$ 而 z 方向 $\overline{0z_1}=1$ 、 $\overline{z_1z_2}=0.6$ 與 $\overline{z_2z_3}=0.8$ 。

4-1 各參數對輓體溫度分佈的影響

在熱軋過程中，高溫鋼帶與低溫輓體接觸時，熱量藉由熱傳導作用由鋼帶傳入輓體，而工輓兩側的冷卻水噴頭即時以大量冷水沖灑在非輓咬區的輓體表面，藉由冷卻水的熱對流將輓體的熱量帶走。在尚未軋延時，輓體溫度與環境溫度 T_{surr} 相同，隨著軋延時間增加，輓體溫度逐漸升高，經過長時間的軋延後將趨近一固定值，圖 5 為輓體表面在不同的 Bi 下經過長時間軋延後 $z=0$ 處的穩態溫度隨時間的變化

圖，從圖中可看出在不同 Bi 數的條件下，經過長時間的軋延均會達到一接近穩態的溫度。

4-1-1 Bi 數對輓體溫度分佈的影響

由 $Bi = \frac{R_{COND}}{R_{CONV}} = \frac{R/kA}{1/hA} = \frac{hR}{k}$ 可知 Bi 數為熱傳導熱阻與熱對流熱阻的

比值[16]，當 Bi 數越大熱傳導的熱阻值相較於熱對流的熱阻值來的大，輓體內熱傳導的效果較為不佳，而表面熱對流的效果會比較明顯。由於熱對流的效果表現在表面的散熱程度好壞，故在本研究中 Bi 數越大，輓面的散熱效果會優於輓體內的熱傳導，從圖 5 中可發現當 Bi 數越大時，輓體最後的平衡溫度會較低。

圖 6 及圖 7 分別為 Bi=1 及 10 時，對於不同的 z 座標，比較不同的 r 座標得到的溫度對位置變化圖，可以發現輓體的溫度分佈以 z=0 最高向外逐漸降低，若是比較相同的 z 座標不同的 Bi 可以發現 Bi 越大，r 方向的溫差越小，顯示 Bi 越大輓體散熱越好，整體的溫度差距越小。

圖 8 及圖 9 分別為 Bi=1 及 10 時，輓體達到穩態解時的等溫線分佈圖，由圖中可以發現因為輓體本身物理形狀兩邊對稱的特性，使得輓體的溫度分佈會有對中間 z=0 對稱的情況。當 Bi 較小時，熱傳導熱阻相對於對流熱阻來的較小，故輓體內的熱傳導會有較好的效果，導致輓體內部溫度分佈較均勻而 Bi=10 時，輓體表面散熱效果會比 Bi=1 時好，故圖 10 中可以發現兩側輓軸的部分溫度分佈較為稀疏，而中央

部分分佈比較密集，即熱量傳導到兩側的效果沒有 Bi 小時好。

由此可知較大的 Bi ，表示輓體受到較高的熱對流效應，即外在環境帶走熱量的能力越強，輓體的表面溫度較低。

4-1-2 鋼帶平移所造成的現象

在軋延過程中，鋼帶不一定會一直保持在輓面的中央，有可能因為其他的原因做調整，使鋼帶對 z 方向有平行的偏移，如圖 10 及圖 11 中分別為 $Bi=1$ 時對 z 方向做出 0.1 及 0.2 偏移距離時輓體達到穩態解時的等溫線分佈圖。由圖中可看出，當在 z 方向平移 0.1 的距離時，輓輪表面最高溫的點也隨著偏移 0.1 的距離，此時輓體的溫度分佈不會有如同前節所述的對稱現象。相同的，當 z 方向平移 0.2 的距離時，最高溫的點也會平移 0.2 的距離，所以可知當軋延鋼帶的位置有改變時，輓體的溫度分佈也隨之改變，且溫度分佈的對稱性也隨著改變。

4-2 週期性軋延過程的溫度分佈

4-2-1 Bi 數對溫度分佈的影響

在熱軋延過程中，生產線並非無止境持續軋延的動作，若是持續不停的軋延將會使得輓體過度膨脹使得鋼帶厚度不均勻或是導致工輓損毀。故實際的熱軋過程是一個週期性的製程，鋼胚經由傳輸線分段輸送至輓輪組，當輓輪接觸到鋼胚時，將持續一段時間熱量由熱鋼胚

傳入工軋，當軋延時間結束後，鋼胚離開軋輪組，至下一段鋼胚到達之前，工軋僅有冷卻水帶走熱量做散熱。本文定義軋體的加熱時間 t_R 與冷卻時間 t_C ，兩段時間和為一個週期 t_P 。

圖 12 為軋體在長時間週期性軋延過程中的軋體中央 $z=0$ 該點的溫度隨時間變化圖，圖 13 為溫度達到週期性穩態 (Steady Periodic) 時的溫度隨時間變化圖，由圖 12 及 13 可以發現，當經過長時間軋延後軋體的溫度會達到隨著軋延週期震盪的溫度變化。圖 14 為在不同 Bi 下相同軋體在一個週期中的溫度對時間變化圖，由圖 14 可以看出當 Bi 越大時，軋體的對流熱阻較小，軋體表面的散熱較佳，導致達到週期性穩態之後的溫度也會較低。故當 Bi 增加，對軋體有較好的散熱效果，軋體的溫度也隨之下降。



4-2-2 不同軋延週期軋體的溫度變化

在週期性軋延過程中，鋼胚是分段進入軋輪組，當鋼帶接觸軋輪時由鋼帶提供熱量，當鋼帶離開軋面時由外界冷卻水帶走熱量，在鋼鐵廠中工作人員可以控制鋼帶的長度與冷卻時間的長短來對軋體的溫度變化作更精密的控制，故對軋體而言，軋體受到的加熱時間及散熱時間會有所變化。

圖 15 為軋體表面 $z=0$ 點溫度隨時間變化圖，軋體處於相同的軋延週期 ($t_P=1200$)，但加熱時間 t_R 不同分別為 $t_R=600$ 、 $t_R=400$ 及 $t_R=200$ ，而圖中橫座標為時間除以軋延週期使其範圍為 0 到 1。因為週期固定，所以加熱段愈長相對散熱段愈短，造成軋體受熱時間長而散熱時間短

溫度相對較高，若加熱段較長使輓體有較長的時間進行散熱，導致輓體相對溫度較低。

圖 16 為輓輪表面 $z=0$ 處於不同軋延週期的溫度隨時間變化圖，分別為 $t_p=1200$ 、 $t_p=1400$ 及 $t_p=1600$ ，但加熱時間 t_R 相同為 $t_R=600$ ，即固定加熱時間改變不同的散熱時間，一個週期中輓體的溫度變化由圖中可看出當 $t_p=1600$ 時較 $t_p=1200$ 平衡溫度來的低，因為加熱段時間相同，週期越長散熱時間越長，輓體溫度也相對較低。



第五章

結論

本研究藉由數值方法探討輓體在熱軋過程中的溫度變化與分佈，並藉由不同的參數改變得到數值解，藉以探討各參數對於輓體溫度所產生的影響。綜合前一章所得到的結果，可得以下結論。

1. Bi 對輓體溫度的影響：當 Bi 較小時，表面對流熱阻較大，即外在散熱條件較差，熱量不易從輓體散出去，因此溫度會比較高。增加 Bi 時，外在的對流效應會加大，冷卻水較容易從輓體帶走熱量，導致輓體溫度較低。因此輓體的溫度隨 Bi 的增加而下降，高 Bi 對於輓體有較好的散熱效果。
2. 溫度分佈的對稱性：因輓體物理模型的特性，當鋼帶經過輓面正中央時，輓體的溫度分佈會有對稱的情況，若鋼帶有所偏移時，輓體的溫度分佈也隨之偏移，此時輓體的最高溫度點便會隨著偏移。
3. 週期性軋延輓體的溫度變化：在週期性軋延中，增加 Bi 會使輓體有較佳的散熱效果，溫度也會下降。鋼帶與鋼帶之間的軋延間隔時間會影響輓體的溫度高低，若是增加軋延間隔時間即為增加散熱時間，輓體的溫度相對的較低。

參 考 文 獻

1. Cerni, S. , 1961, “The temperature and thermal stress in the the rolling of metal strip” , Iron and Steel Engineer Year Book, pp. 717.
2. Hogshead, T. H. , 1967, “Temperature distribution in the rolling of metal” , Ph. D. thesis, Carnegie-Mellon Univ. , Pittsburgh, Pa.
3. Stevens, P. G. , Iven, K. P. and Harper, P. , 1971, “Increasing work-roll life by improved roll-cooling practice”, Journal Iron Steel Institute, vol. 209, pp. 1-11.
4. Parke, D. M. and Baker, J. L. L. , 1972, “Temperature effects of cooling work roll”, Iron Steel Eng. , vol. 49, pp. 83-88.
5. Wilmott, S. and Mignon, J. , 1973, “Thermal variations of thec amber of the working rolls during hot rolling”, C. R. M. Report, No. 34, March, pp. 17-34.
6. Haubitzer, W. 1974, “Steady-state temperature distribution in rolls” , Arch. Eisenhuettenwes. , vol. 46, pp. 635-638.
7. Patula, E. H. , 1981, “Steady-state temperature distribution in a rotation roll subject to surface heat fluxes and convective cooling” , J.Heat Transfer, Tran. ASME, vol. 03, pp. 36-41.
8. Pallone, G. T. , 1983, “Transient temperature distribution in work rolls during hot rolling of sheet and strip” , Iron and Steel Engineer,

Dec. pp. 21-26.

9. Devadas, C. and Samarasekera, V. , 1986, “Heat transfer during hot rolling of steel strip” , Ironmaking and Steelmaking, vol. 13, No. 6 , pp. 311-321.
10. Van Steden, C. and Tellman, J. G. M. , 1984, “A New Method of Designing a Work Roll Cooling System for Improved Productivity and Strip. Quality” , Proc. 4th Intl. Steel Rolling Conference: The Science and. Technology of Flat Rolling.
11. Hwang, S. M. , Joun, M.S. and Kang, Y. H. , 1993, Finite Element Analysis of Temperature , Metal Flow , and Roll Pressure In Hot Strip Rolling, Journal of Engineering for Industry, Tran.of the ASME, vol. 115, pp. 290-298.
12. Tseng, A. A. , 1984, “Finite difference solution for heat transfer in roll rotating at high speed” , Numerical Heat Transfer, vol. 7, pp.113-125.
13. Ryu, H. and Lee, H. B. , 1999, “Thermal behavior of work roll in hot strip rolling” , Posco Technical Report, vol. 4, pp. 103-109.
14. Guo, R. M. , 2001, “Evaluation of thermal profile models using various solution method” , AISE Conference Cleveland, pp. 23-26.
15. Lin, Z.C. , and Chen, C.C. , 1995, “Three-dimension heat-transfer and thermal-expansion analysis of the work roll during rolling” ,

Journal of Material Processing Technology, vol. 49, pp.125-147.

16. Incropera, F. and Dewitt, D. , “Fundamentals of Heat and Mass Transfer”, JOHN WILEY & SONS, 4th edition, pp.215.
17. Hwu, Y. J. , 1999, ” The Theorem of Finite Difference Method for an Axial Symmetrical Heat Transfer Problem ” China Steel Co. inner data, pp.1-7.



	a	b	c
點 0	$\frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{1}{\Delta r^{-2}} + \frac{1}{\Delta t}$	$-\frac{1}{2\Delta z^{-2}}$	$-\frac{1}{2\Delta z^{-2}}$
點 1	$\frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{2}{\Delta r^{-2}} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z}$	0	$-\frac{1}{\Delta z^{-2}}$
點 2、6	$\frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{1}{\Delta r^{-2}} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z}$	0	$-\frac{1}{\Delta z^{-2}}$
點 3、7	$\frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{1}{\Delta r^{-2}} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z} + \frac{Bi}{2\Delta r}$	0	$-\frac{1}{\Delta z^{-2}}$
點 4、8、12、16	$\frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{1}{\Delta r^{-2}} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta r}$	$-\frac{1}{2\Delta z^{-2}}$	$-\frac{1}{2\Delta z^{-2}}$
點 5	$\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta z^{-2}} + \frac{2Bi}{3\Delta r} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{2Bi}{3\Delta z} + \frac{1}{3\Delta r^{-2}} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{2}{3\Delta r^{-2}} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right)$	$-\frac{1}{3\Delta z^{-2}}$	$-\frac{2}{3\Delta z^{-2}}$

表 1 各類型格點係數表

	a	b	c
點 9、10、11	$\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta r}$	$-\frac{1}{2\Delta z^2}$	$-\frac{1}{2\Delta z^2}$
點 13、17	$\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z} + \frac{Bi}{2\Delta r}$	$-\frac{1}{\Delta z^2}$	0
點 14、18	$\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z}$	$-\frac{1}{\Delta z^2}$	0
點 15	$\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta z^2} + \frac{2Bi}{3\Delta r} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{2Bi}{3\Delta z} + \frac{1}{3\Delta r^2} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r}\right) + \frac{2}{3\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r}\right)$	$-\frac{2}{3\Delta z^2}$	$-\frac{1}{3\Delta z^2}$
點 19	$\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{2}{\Delta r^2} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{Bi}{2\Delta z}$	$-\frac{1}{\Delta z^2}$	0
點 20	$\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{2}{\Delta r^2} + \frac{1}{\Delta t}$	$-\frac{1}{2\Delta z^2}$	$-\frac{1}{2\Delta z^2}$

續表 1

	d	e	f
點 0	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1+\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 1	$-\frac{2}{\Delta r^{-2}}$	0	$\frac{1}{\Delta t}$
點 2、6	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1+\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 3、7	0	$-\frac{1}{\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 4、8、12、16	0	$-\frac{1}{\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 5	$-\frac{1}{3\Delta r^{-2}}\left(1+\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$-\frac{2}{3\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r^-}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$

續表 1

	d	e	f
點 9、 10、 11	0	$-\frac{1}{\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t} + \frac{2}{\Delta r}$
點 13、 17	0	$-\frac{1}{\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 14、 18	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1+\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$-\frac{1}{2\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 15	$-\frac{1}{3\Delta r^{-2}}\left(1+\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$-\frac{2}{3\Delta r^{-2}}\left(1-\frac{\Delta r}{2r}\right)$	$\frac{1}{\Delta t}$
點 19	$-\frac{2}{\Delta r^{-2}}$	0	$\frac{1}{\Delta t}$
點 20	0	$-\frac{2}{\Delta r^{-2}}$	$\frac{1}{\Delta t}$

續表 1

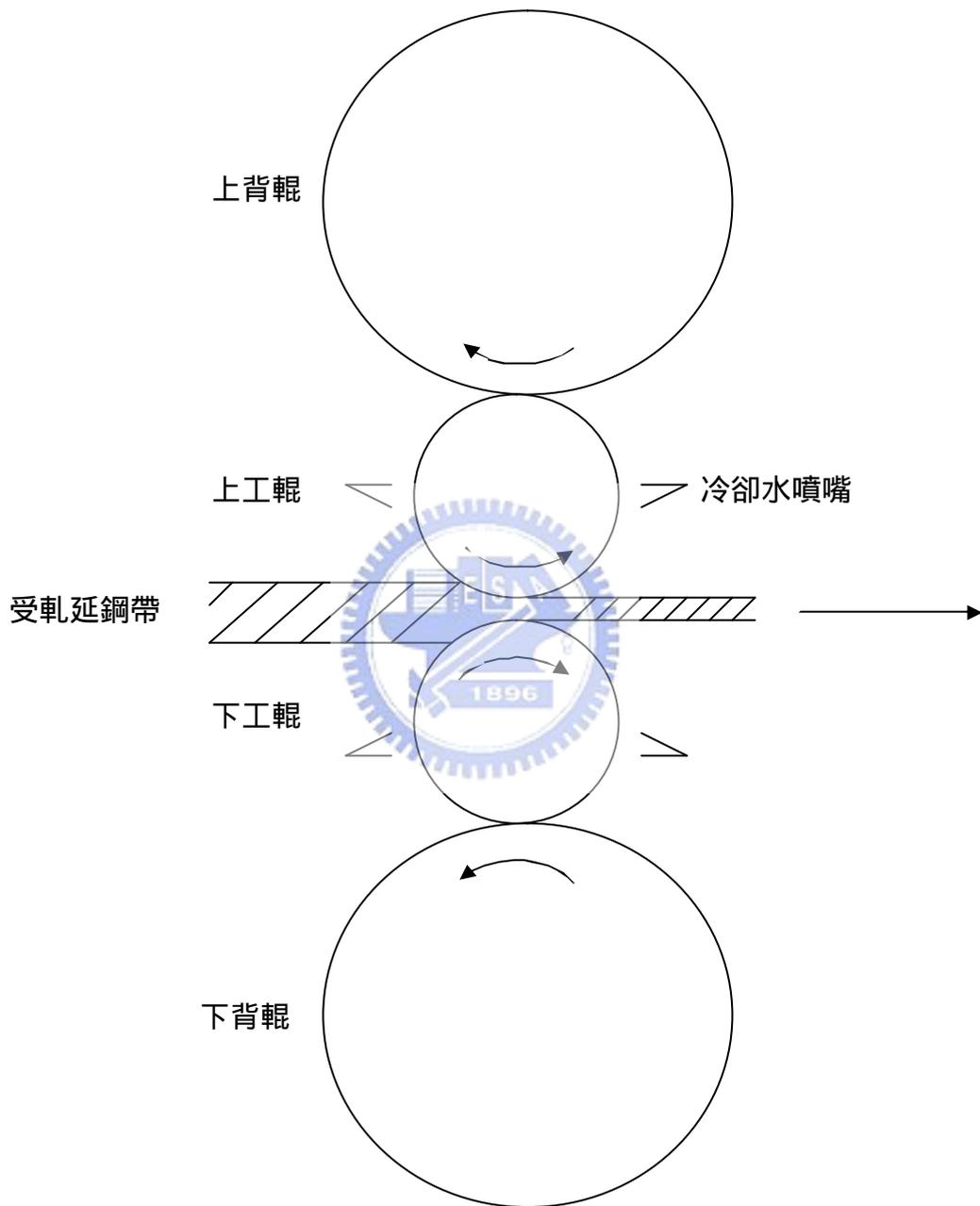


圖 1 熱軋輥輪組側面示意圖由上而下分別為上背輥、上工輥、下工輥及下背輥，鋼帶由上下工輥間通過。

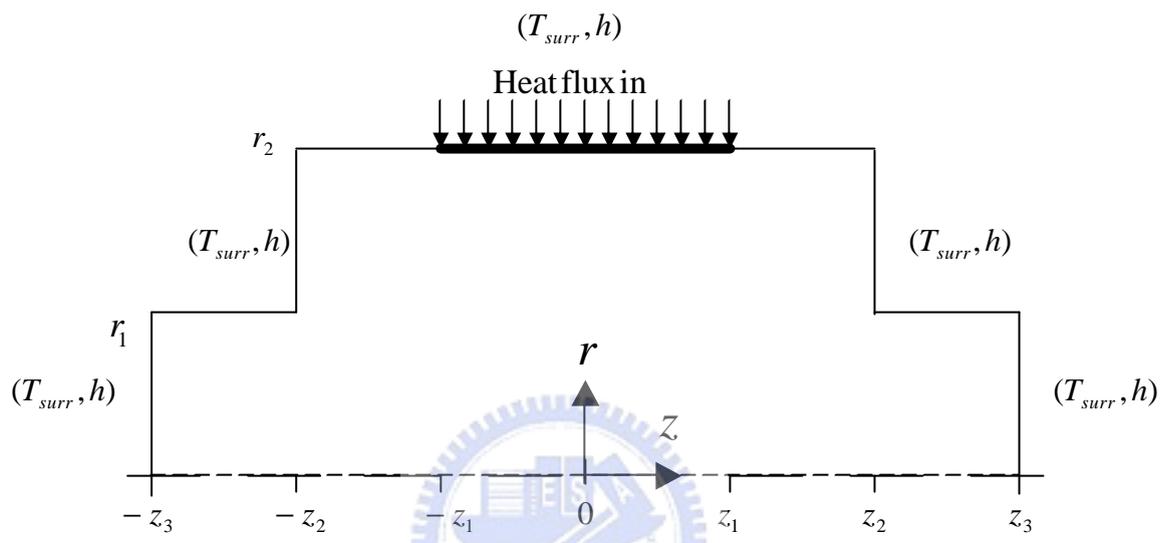


圖 2 軸對稱工作輥輪示意圖

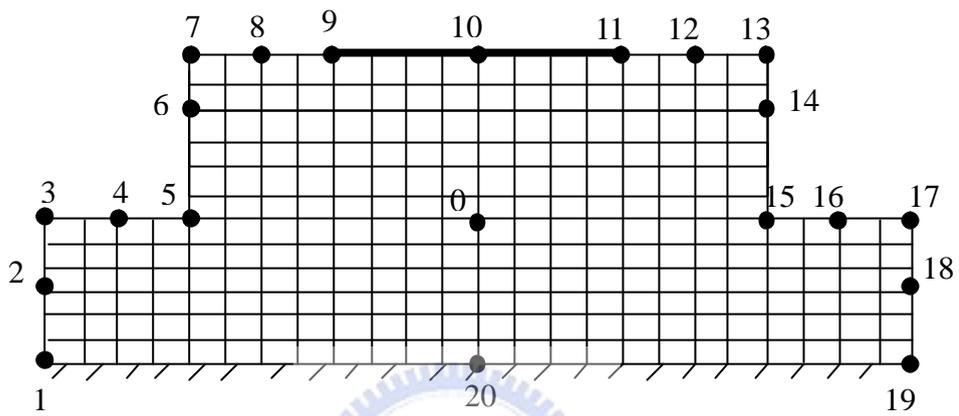


圖 3 輓體格點類型分類圖

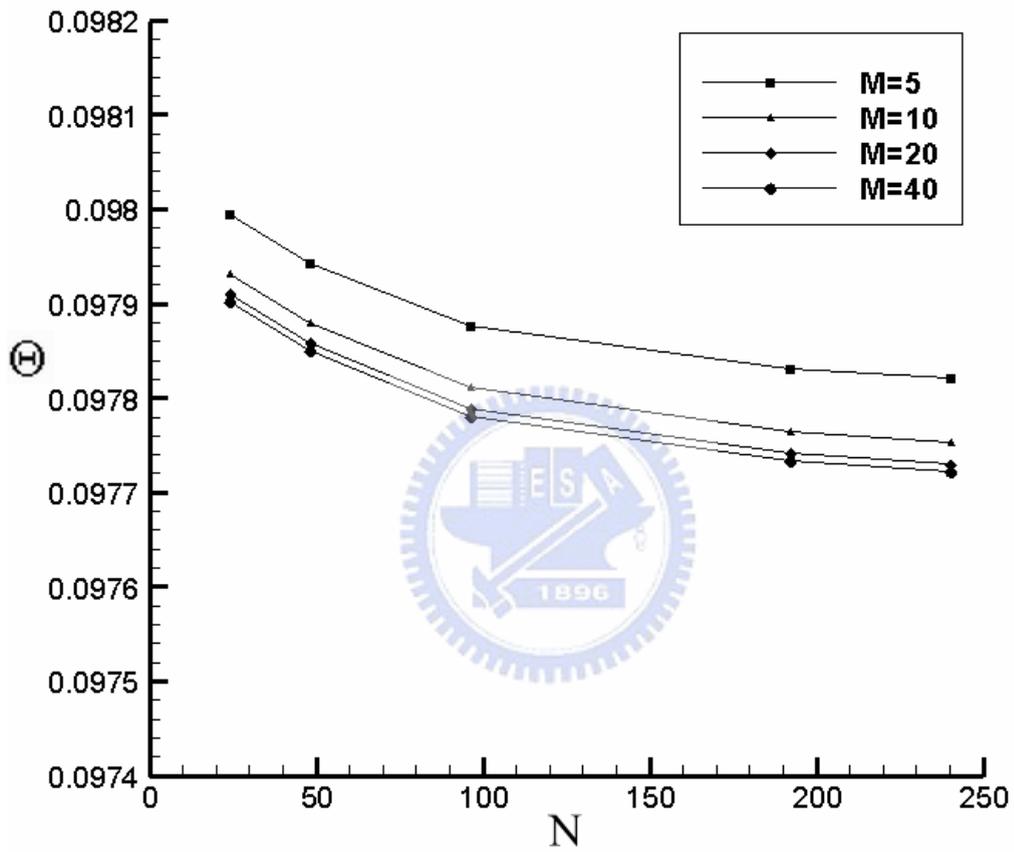


圖 4 輓體溫度格點測試圖，圖中 M 代表 r 方向格點切割數，
N 代表 z 方向格點切割數

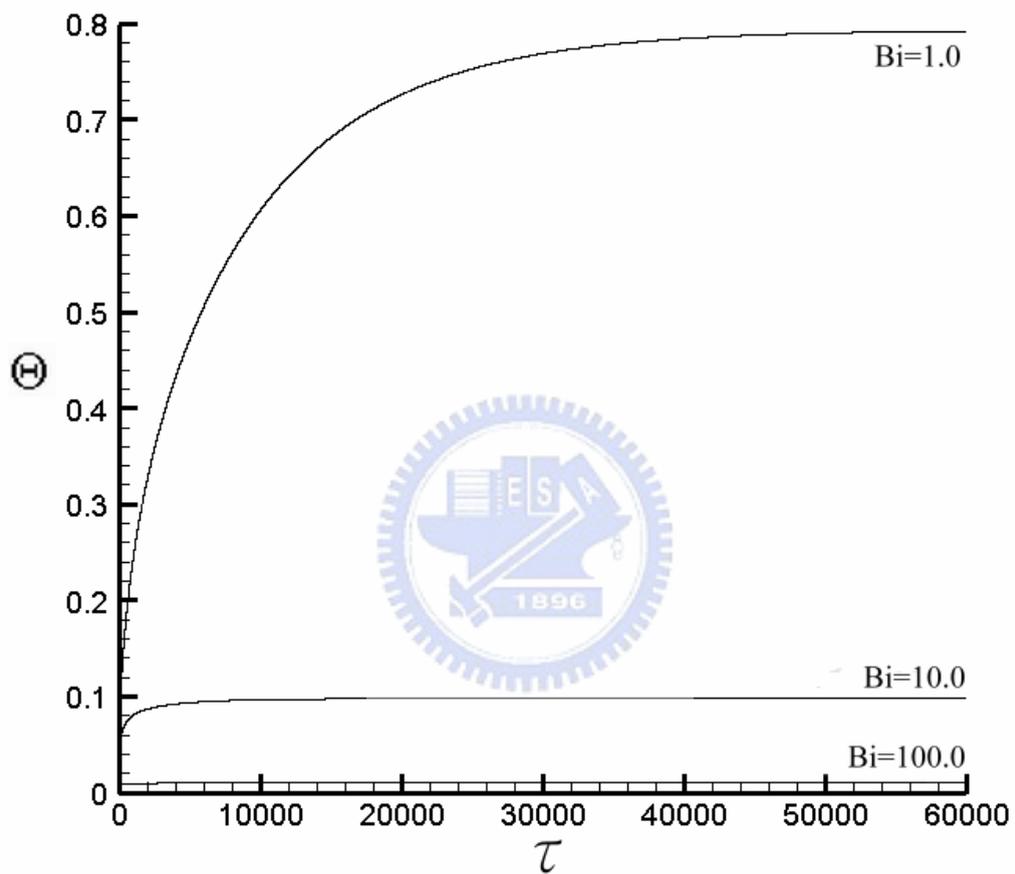


圖 5 輓體表面 $z=0$ 點在不同 Bi 條件下經過長時間軋延後
溫度隨時間變化圖

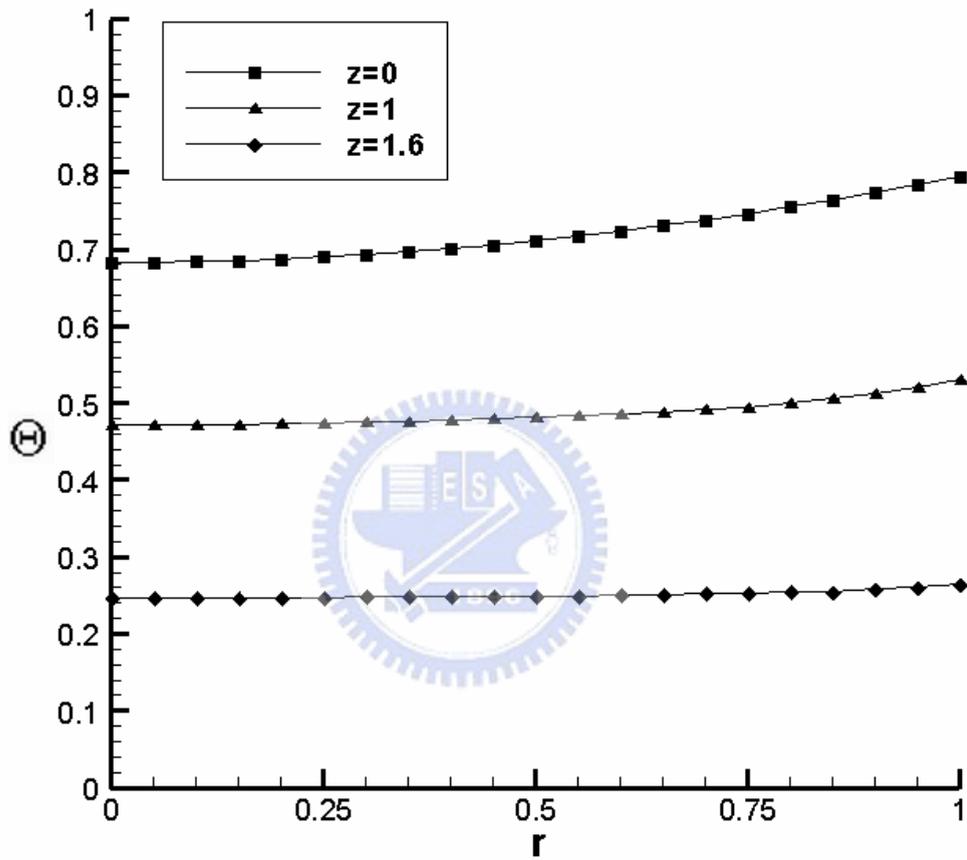


圖 6 輓體表面 $z=0$ 處在 $Bi=1$ 時，取不同 z 座標對 r 的溫度變化圖

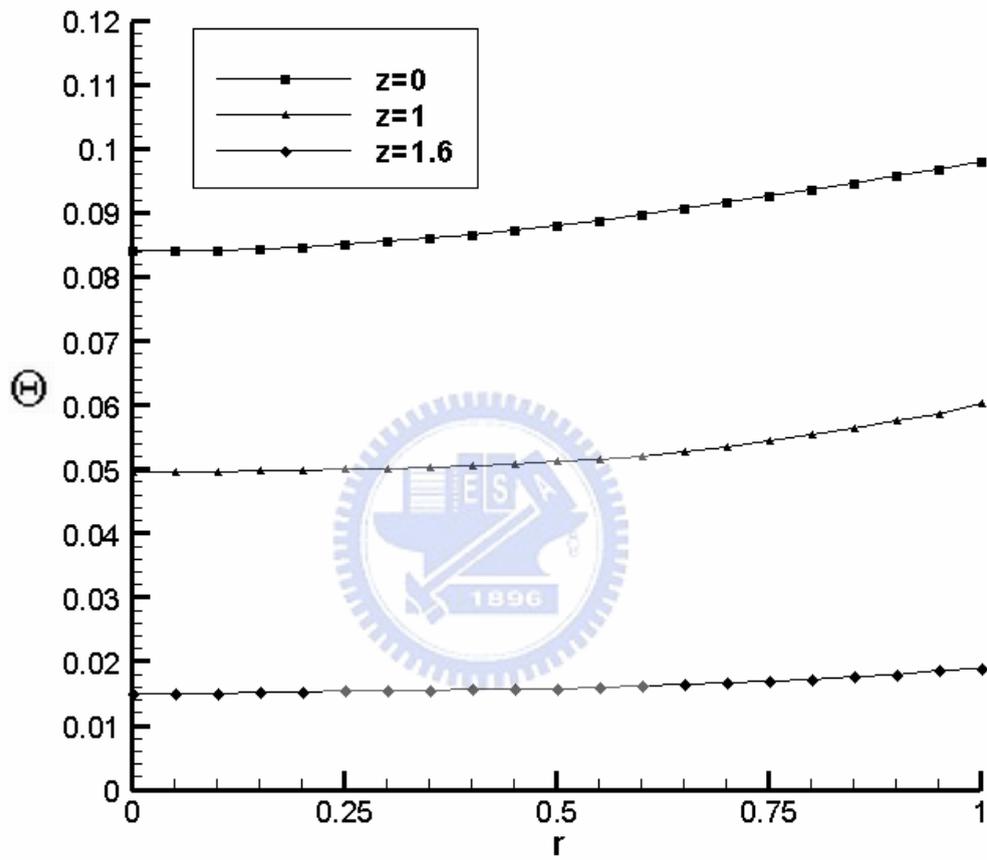


圖 7 輓體表面 $z=0$ 處在 $Bi=10$ 時，取不同 z 座標對 r 的溫度變化圖

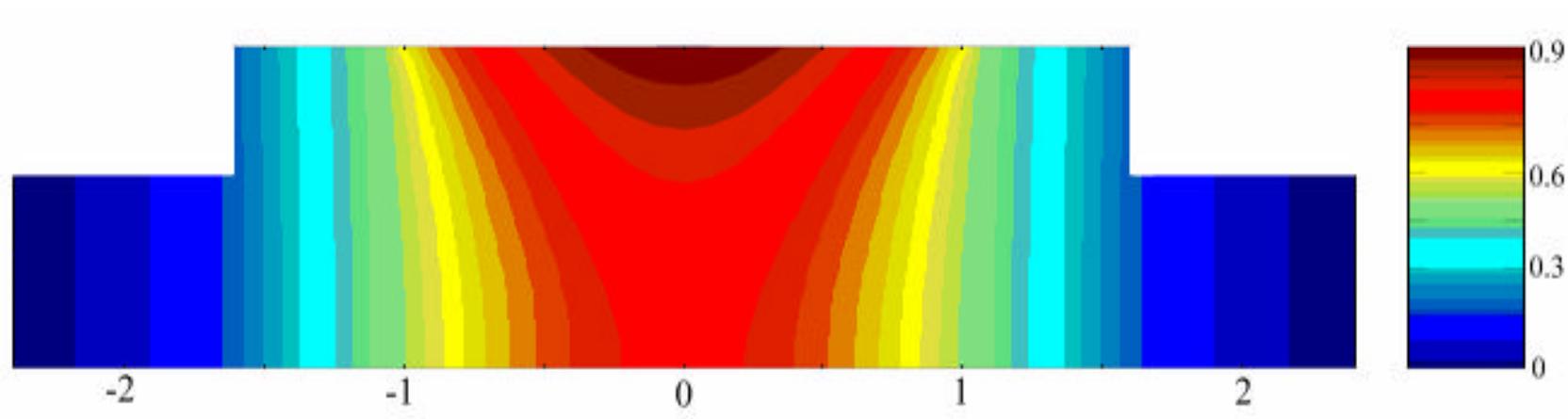


圖 8 $Bi=1$ 時，輓體的等溫線分佈圖



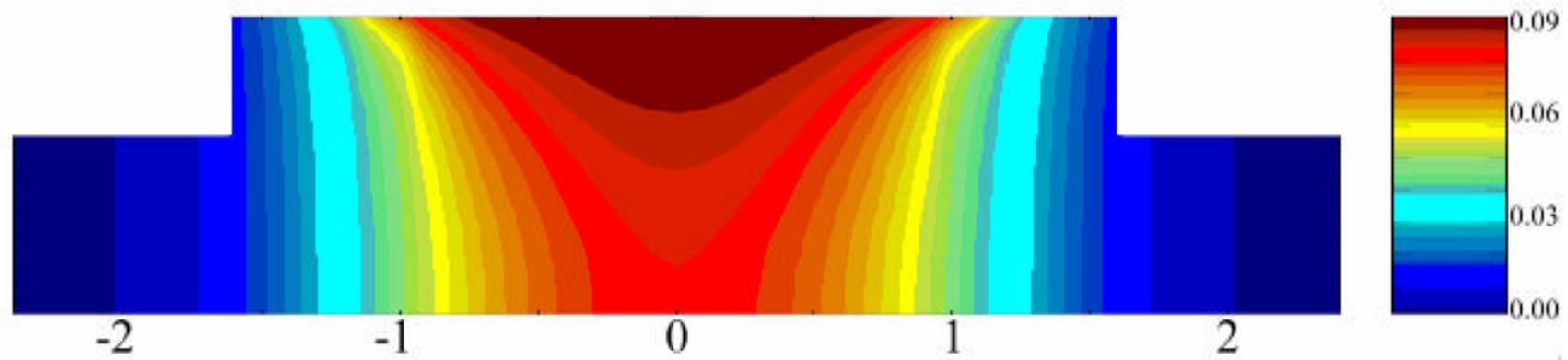


圖 9 $Bi=10$ 時，輓體的等溫線分佈圖



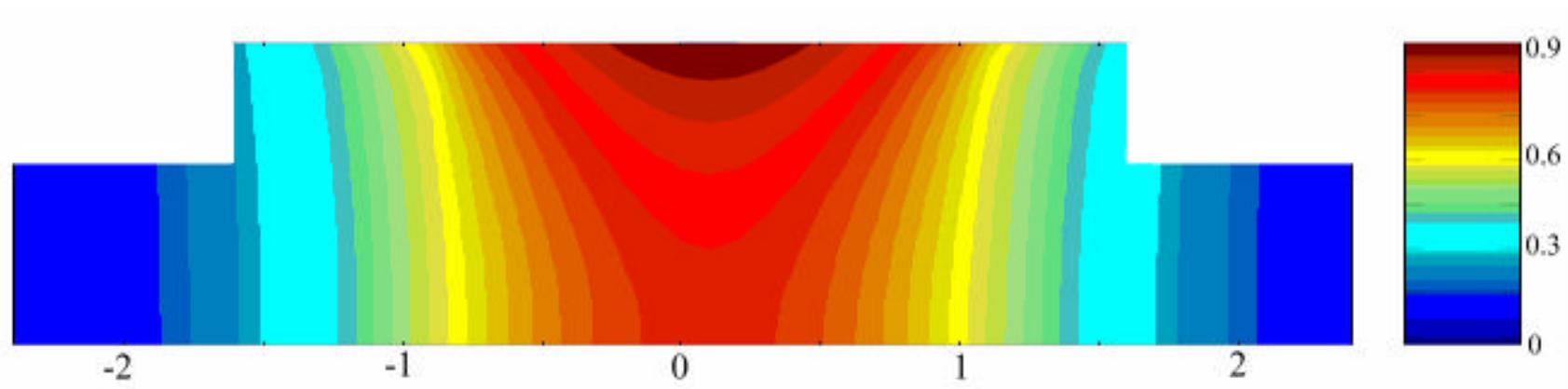


圖 10 當 $Bi=1$ ，將鋼帶平移 0.1 時的等溫線分佈圖



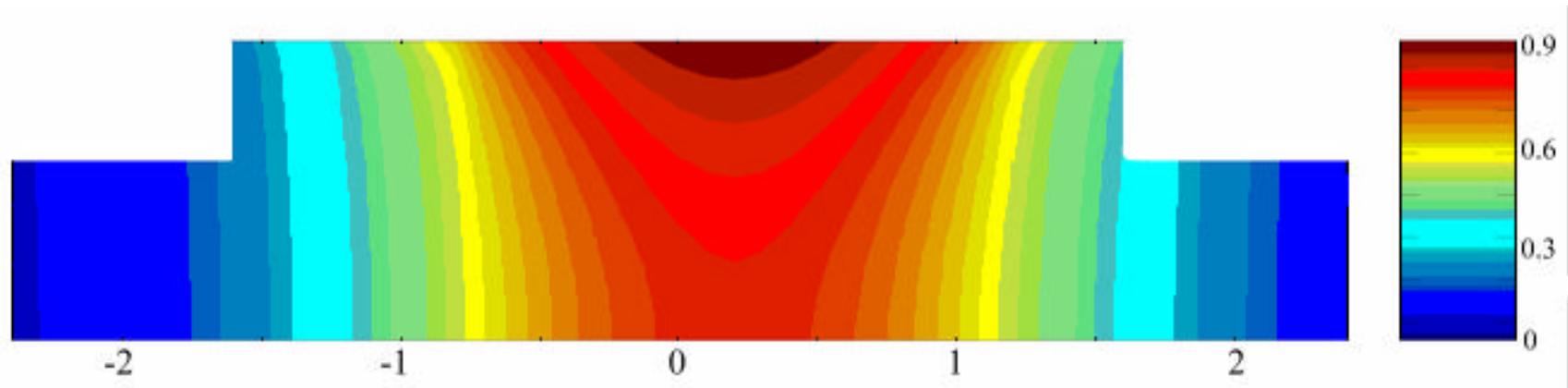


圖 11 當 $Bi=1$ ，將鋼帶平移 0.2 時的等溫線分佈圖



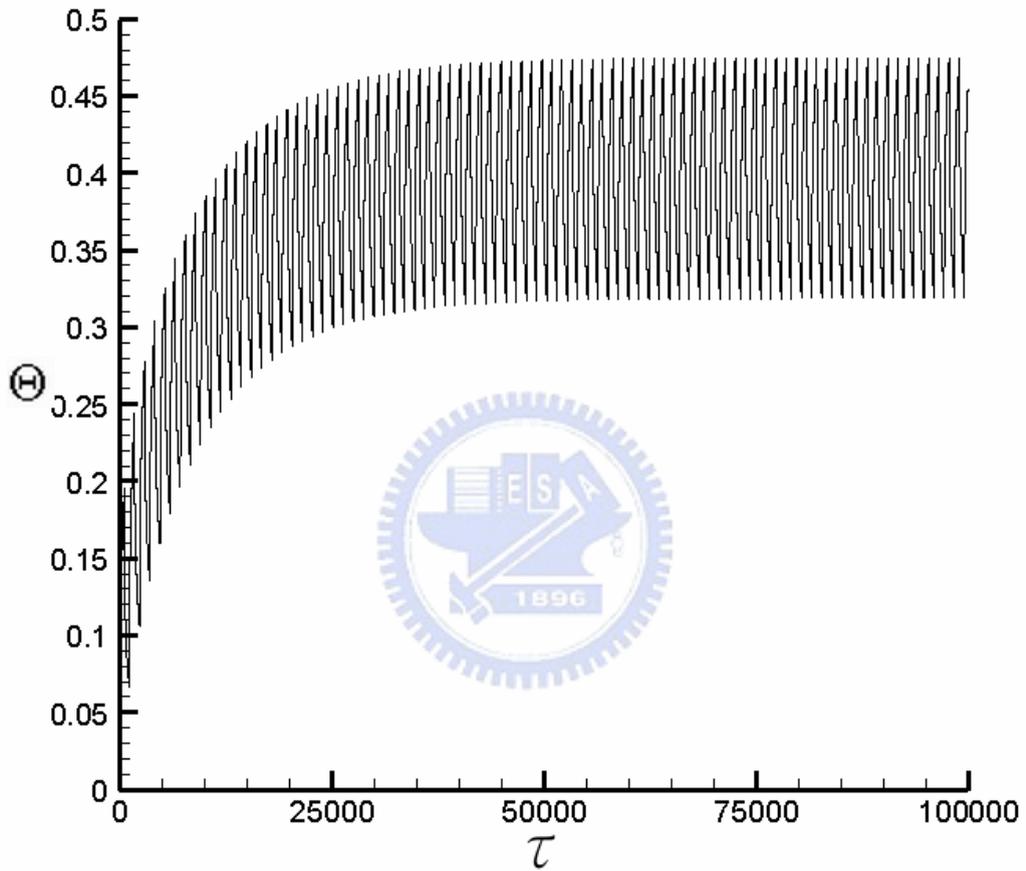


圖 12 輓體表面 $z=0$ 處經過長時間週期性軋延的溫度隨時間變化圖
 其中 $Bi=1.0$, 軋延週期 $t_p=1200$, 加熱時間 $t_R=600$, $t_C=600$ 。

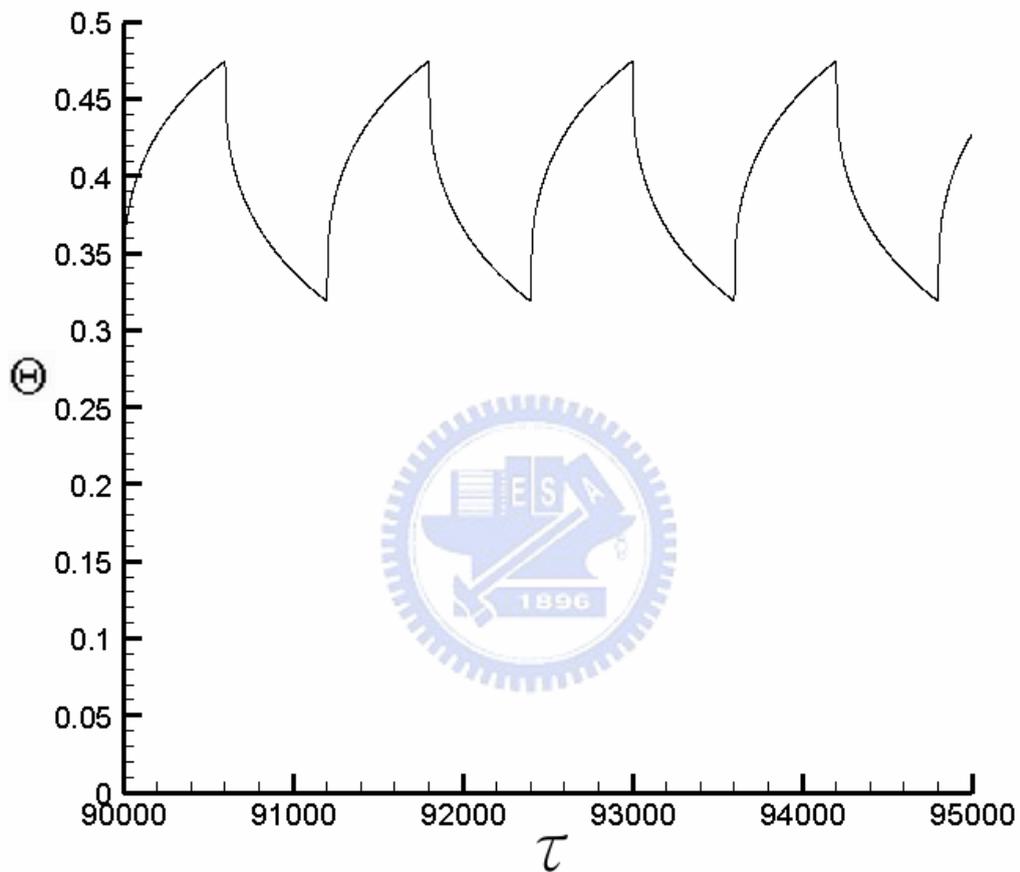


圖 13 輓體於週期性軋延時達到週期性穩態時的溫度隨時間變化圖

其中 $Bi=1.0$, 軋延週期 $t_p=1200$, 加熱時間 $t_R=600$, 冷卻時間

$t_C=600$

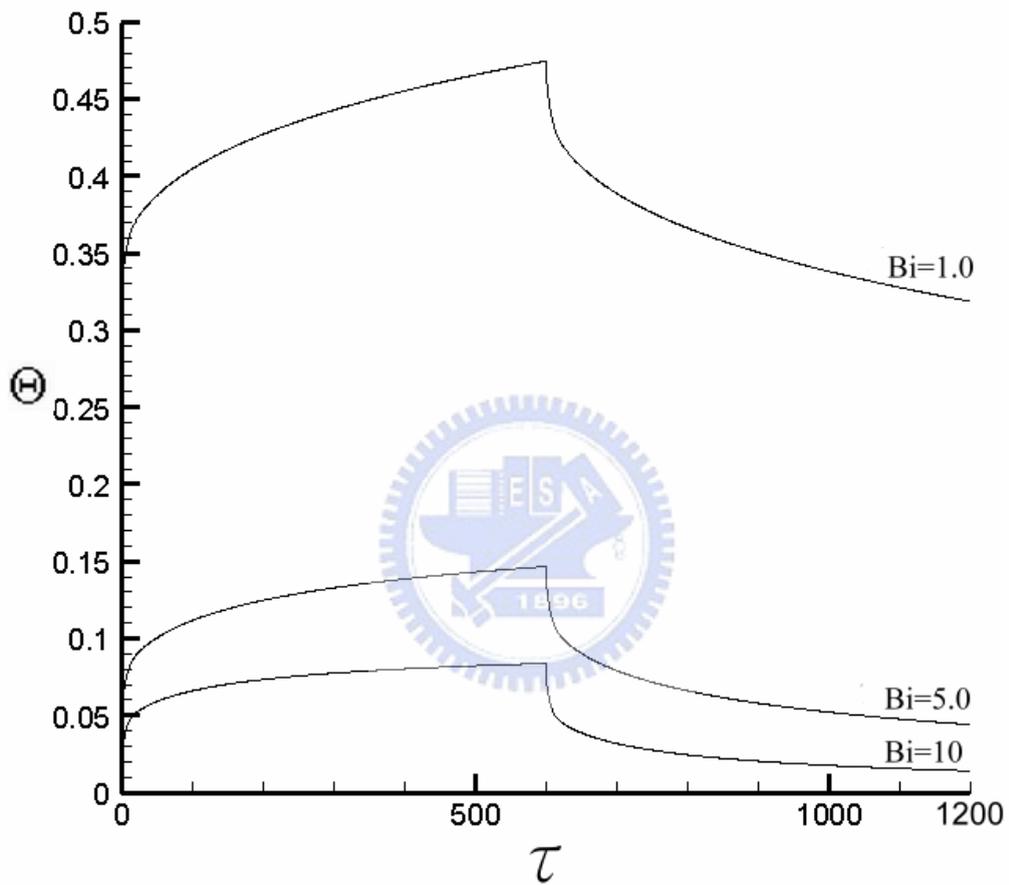


圖 14 輥體表面 $z=0$ 處遭遇不同 Bi 時, 單一週期的溫度隨時間變化圖

其中軋延週期 $t_p=1200$, 加熱時間 $t_R=600$, 冷卻時間 $t_C=600$

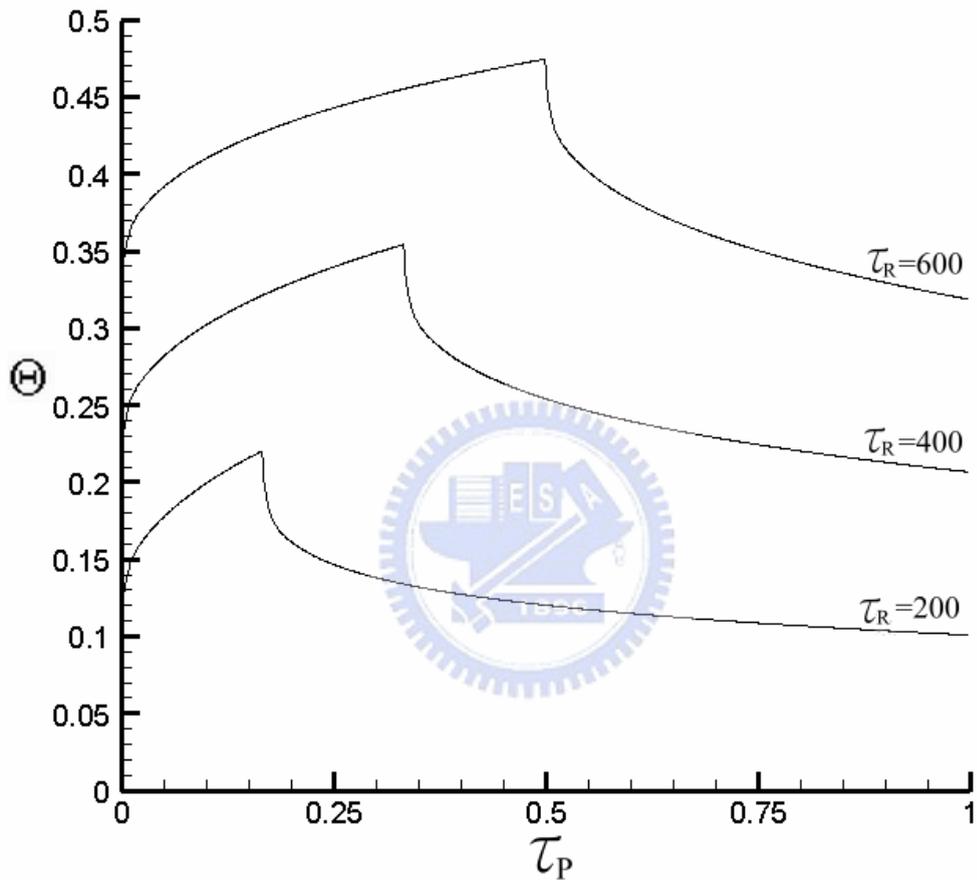


圖 15 軋體表面 $z=0$ 處在相同軋延週期，不同加熱時間的溫度隨時間變化圖，其中 $Bi=1.0$ ，軋延週期 $t_p=1200$ ， t_R 為加熱時間

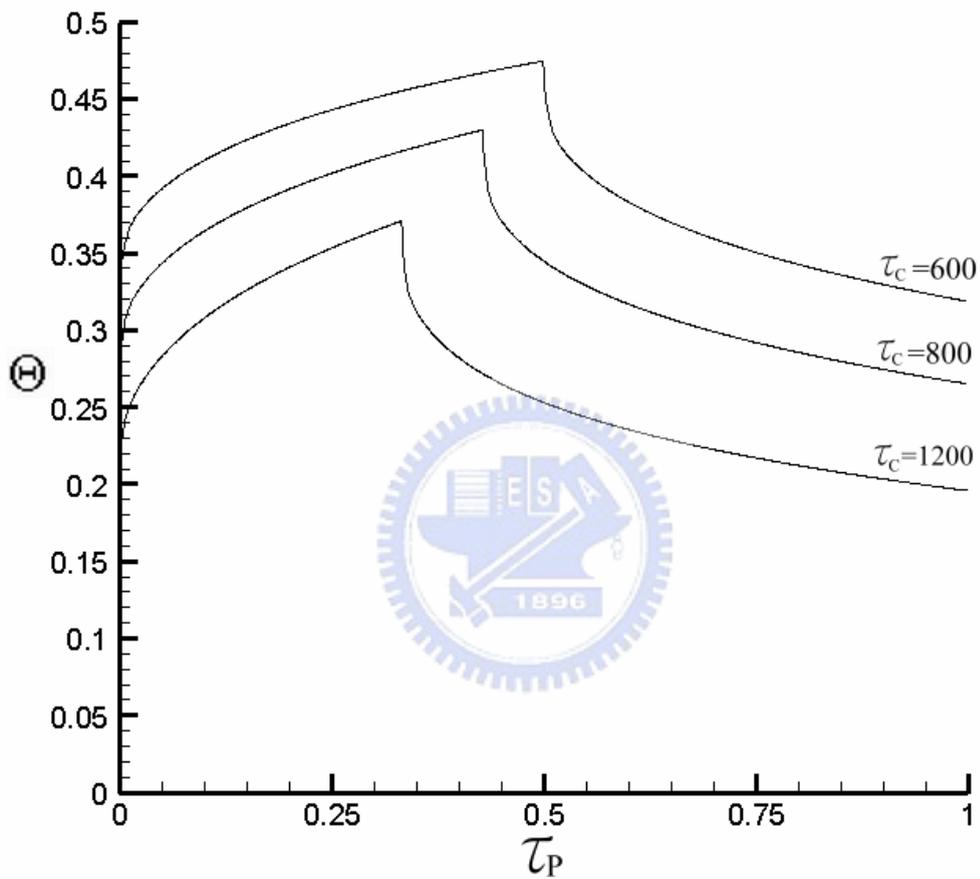


圖 16 軋體表面 $z=0$ 處在不同軋延週期，相同加熱時間的溫度變化圖
 其中 $Bi=1.0$ ，加熱時間 $t_R=600$ ， t_P 為軋延週期， t_C 為冷卻時間