

# 第一章 前 言

## 1 - 1 簡介

運用冷卻技術來帶走熱量提昇熱傳效果發展已臻成熟，冷卻技術在新進工業和國防科技上的實際應用可列舉如下：

1. 燃氣渦輪引擎、火箭推進器、雷射武器等高功率的需求下，我們必須在有限的散熱面積上傳遞極大的熱量，以達到提高熱傳量的需求。

2. 飛行器的導航系統及電子裝備等高精密度的系統，我們極需精密的溫度控制系統，以確保其性能的穩定。

3. 在電腦及各種飛行器之電子設備小型化的要求下，我們必須在極小的空間裝置大量的零件，並排除所產生的熱量。

就燃氣渦輪引擎而言，增加渦輪機入口總溫度可以提昇渦輪引擎之熱力效率(thermal efficiency)，降低其燃油的比耗(specific fuel consumption)，增高飛機的比推力(specific thrust)及燃氣輪機的比功率(specific power)。長期在高溫度環境運作下，燃氣輪機熱段機件（如渦輪葉片和轉輪），其材料雖不斷改進但所能承受最高溫度有其限制，在盡可能增高燃氣溫度與輪機性能的同時，為求避免入口溫度超過葉片材料所能承受熱應力(thermal stress)、高溫潛變(creep)、高溫氧化等限制因素，因而導致葉片產生材料衰減(material degradation)造成葉片產生嚴重的損害，則必須極力冷卻這些機件，使渦輪

葉片本身的溫度低於材料所許可之最高承受溫度，如此燃氣渦輪機之葉片才能確保正常運作。

隨著科技進步，先進燃氣渦輪機之性能大幅提昇，推力重力比亦相對的升高，實用燃氣輪機進口溫度已可達  $2000^{\circ}\text{C}$  但葉片溫度卻逐年增加（以每年平均昇高  $20^{\circ}\text{C}$  之速率增長），運用熱傳技術所能帶走之熱量，遠低於材料所能承受之最高溫度，如圖一 (Wilson, 1985)，因此熱傳效率有待於做更進一步之提昇。為了保持葉片結構不因高溫而受損，必須導入一氣流至翼剖型之葉片，作為渦輪引擎葉片系統冷卻之用途。

渦輪引擎葉片的冷卻其主要是藉由前段壓縮機之高壓空氣帶走熱量，在此方面的冷卻方法一般可區分為三類，如圖二 (Cohen et al., 1996) 及圖三：

1. 管外冷卻 (external cooling)，其主要為薄膜冷卻 (film cooling)。
2. 衝擊冷卻 (impingement cooling)。
3. 管內冷卻 (internal cooling)。

薄膜冷卻法顯著的效果有二：第一是冷卻氣體全面地接觸葉片表面，有助於熱量傳遞；第二是冷卻氣體由噴流孔流出，在葉片表面形成一薄膜，阻絕外界高溫傳入葉片，能保護葉片減少受到高溫破壞。衝擊冷卻乃利用管內氣流流經衝擊孔，形成高速氣流衝擊葉片前緣內部表面，以降低葉片前緣溫度。管內冷卻法是將氣流導入葉片內部流道，達到熱傳效果，一般渦輪引擎葉片內部的流道是以徑向方向 (spanwise) 分佈，流道表面有不同之結構如平滑壁、粗糙面、柱狀面及多孔結構等，典

型冷卻流體流入渦輪葉片內之剖面圖，如圖三，本文乃著重於管內冷卻方面研究，即徑向旋轉管流熱傳冷卻。

徑向旋轉管流之流場結構及熱傳特性比靜止固定管流複雜許多，此乃由於旋轉所產生的科氏力(*coriolis force*)及離心浮力(*centrifugal buoyancy force*)形成二次流(*secondary flow*)的流場，工作流體進入未旋轉未加熱之流道內時，流場的速度會呈對稱分佈於流道內如圖四之(a)及圖五之(a)所示，工作流體進入徑向旋轉未加熱之流道內時，在徑向向外流的狀況下，因流體受旋轉產生之科氏力效應的影響，流體會往後隨壁方向擠壓，靠近後隨壁之流場的速度梯度分佈會比未旋轉時之分佈高如圖四之(b)所示，因而增加後隨壁處的熱傳效應，同時，因科氏力效應的影響，流體受到一與主流方向垂直的力量，形成二次流(*secondary flow*)，增加流場的紊流性，提高流場的熱傳效應，在徑向向內流的狀況下，流場的速度分佈與徑向向外流類似，受科氏力效應影響其流場速度分佈偏向前導壁如圖五之(b)所示，工作流體進入徑向旋轉加熱流道內時，由於流道壁面加熱造成壁面與主流間產生溫度差形成浮力效應，增加流場的紊流性，一般將旋轉產生的離心力與浮力效應結合形成離心浮力，結合主流效應、科氏力效應及離心浮力效應所形成的速度分佈如圖四之(c)及圖五(c)所示，由上述可知，徑向迴轉加熱蛇行管道內的流場分佈、熱傳效應、徑向向內流及徑向向外流等問題相當複雜，亟待我們進一步釐清。

## 1-2 文獻回顧

從燃氣渦輪機發明迄今不到一世紀，在效率上的改良已成為大幅之改善，影響燃氣渦輪機效率的變數非常多，如雷諾數-強制對流( $Re$ , Reynolds number-force convection)效應、旋轉數( $Ro$ , Rotation number)-科氏力效應、浮力參數-離心浮力效應、管道之高寬比( $AR$ , aspect ratio)-管道幾何形狀效應、主流場流動方向效應，這些參數一直是渦輪引擎葉片設計的關鍵問題。在旋轉的加熱管道內，由於高轉速及工作流體溫度成梯度變化導致密度不同而產生浮力，關於浮力對混合對流之貢獻，早期在此方面研究有 Eckert et al. (1953), Metais and Eckert (1964), Buhr (1974), Brundrett and Burroughs (1976), Abdelmeguid and Spalding (1979)等學者發現當他們在向外流(outward flow)情況下，浮力效應將減少層流之熱傳率，而增加紊流之熱傳率；然而對於向內流(inward flow)之情況下，浮力效應能增加層流及紊流之熱傳率。

近年來關於渦輪葉片冷卻方面文獻，多著重在旋轉引起之效應與熱傳間的關係及流道幾何形狀不同對流場與熱傳影響，在旋轉管道對流熱傳實驗中於不同幾何因次條件下可歸納如附表一與表二，其實驗條件有：管道之大小及形狀、轉速、流體機制、壁面熱邊界層條件及溫差等，一般研究旋轉管內流熱傳效應，若以流道種類區分略可分為：單通道管流、U形二通道管流及蛇形多通道管流，針對上述類別更可進一步將流道截面幾何細分為圓形、矩形、方形、三角形等，在管壁方面又可區分成平滑壁及管壁外加擾流子（如：鰭片(fin)、肋(rib)、柱

(Pin)等), 相同文獻分別歸類如下：

#### A. 單通道平滑壁流道

Morris (1965)及 Morie and Nakayama (1967)對平行軸旋轉之加熱圓管內熱傳之研究中顯示：在層流情況下，由於旋轉將產生一對與主流場方向垂直之二次流，造成速度及溫度場成非對稱性分佈達到提昇熱傳效果，而且在管內流速不變時，科氏力效應隨旋轉半徑減少而增加，進而降低壓降量與熱傳率。至於紊流情況，由 Nakayama (1968)研究得知：科氏力效應非常小，通常可以忽略，隨轉速增加二次流效應亦增加，如果將其他因子固定不變，則紐塞數比 ( $Nu/Nu_0$ ) 與阻力係數比 ( $\lambda/\lambda_0$ ) 隨主流場平均速度增加而遞減，在層流情況下則反之。

Morie et al. (1986,1971)在徑向旋轉加熱圓形管道研究中假設沿著管壁之速度及溫度邊界層均達全展 (fully developed)，發現熱傳量因旋轉而增加，在沿周圍朝外方向之局部紐塞數則較少變化。

Clifford et al. (1984)在旋轉等腰三角管道紊流對流熱傳實驗中與非旋轉情況比較顯示，因旋轉產生科氏力加速度能增加管道平均熱傳量，至於增加浮力對徑向向外流情況下，則會降低管道熱傳量。

Ito and Nanbu (1976)量測徑向旋轉圓形管道內全展流摩擦係數，發現旋轉會使壁面摩擦增加。

Harasgama and Morris (1988)旋轉管道在不同截面形狀（圓形、方形、三角形）之熱傳實驗中得知，在徑向向外流情

況下，增加浮力將減少平均熱傳量，在徑向向內流情況下則反之。

Imao et al. (1989)在旋轉圓管全展層流分析研究中發現：旋轉圓管中軸流速度大於管中心之包斯艾爾流(Poiseuille flow)，當轉速變大，接近管壁處將會有回流(back Flow)產生。

Hwang and Jen (1990)在等溫旋轉管道內對流熱傳分析顯示：紐塞數比隨普蘭特爾數( $Pr$ , Prandtl number)、雷諾數( $Re$ , Reynolds number)、旋轉雷諾數( $Re_{\Omega}$ , rotational Reynolds number)、培克萊特數( $Pe$ , Peclet number)增加而增加。

Morris and Ghavami-Naser (1991)於徑向旋轉矩形管道熱傳量測實驗得知：由科氏力產生的橫向二次流有助於後隨壁(Pressure side)熱傳量，提昇管壁與流體間的溫差能增加後隨壁面與前導壁(suction side)熱傳量，此乃因旋轉浮力影響結果。

Hwang and Soong (1989)及 Soong et al. (1991)在徑向旋轉等溫矩形管道在不同寬高比(0.2, 0.5, 1.0, 2.0, 5.0)且主流場雷諾數範圍從 700 至 20000(涵蓋層流、過渡流(transition flow)及紊流)之實驗結果得知：由科氏力產生的二次流能增加熱傳量，而在層流與轉換流區域  $Re$  小於 8600，離心浮力效應展現降低熱傳反效果，而寬高比乃決定二次流形成及強度的臨界參數。

Wanger et al. (1991a, 1991b)在旋轉蛇形管平滑壁徑向向外流及向內流熱傳實驗中發現：旋轉效應對熱傳影響與流體流動方向有關，相同條件下向外流其熱傳增加量大於向內流情

況，旋轉數增加對於徑向向外流熱傳量會產生大量變化，而在向內流則變化不大，一般增加密度比會增加熱傳量，在徑向向內流的增加量則明顯少於向外流。

Kuo et al. (1993)對徑向旋轉方形管道在壁溫為均勻熱通量(uniform heat flux)條件下，研究管道內對流熱傳效應顯示：旋轉能使熱傳增加量提昇，特別是前導壁之熱傳量，且隨流場雷諾數增加熱傳增加量乃沿向內流方向逐漸增加。

Kuo and Hwang (1997)在不同寬高比(0.5,1.0,2.0)對於徑向旋轉矩形管道向外流其對流熱傳影響研究中得知，較高旋轉數會增加熱傳率，尤其是在正壓面上，至於旋轉浮力在低雷諾數時會減少熱傳率，但在高雷諾數時則相反；此外，寬高比為1.0時其熱傳率最大，其次為在0.5情況下，最小則為2.0。

## B. 在單通道壁面加肋流道

Liou and Hwang (1992)在加熱矩形管道熱傳與摩擦係數實驗，雷諾數範圍由5000至50000，肋的位置間隔(pitch)與高度比分別是10,15,20及肋的高度與管道高度比為0.13等參數條件下得知，紐塞數及壓力係數分佈在 $X/H=40$ 以後可達到全展狀態，且長度平均紐塞數比(length mean Nusselt number ratio)僅與管道長度有關而與普蘭特爾數及雷諾數無關，其關係式可以表示成 $\bar{Nu}_m/\bar{Nu}_p = 1 + 1.84/(X/De)$ 。

Park et al. (1992)在五種不同管道高寬比(0.25,0.5,1,2,4)加肋旋轉管道熱傳性能研究中得知：較小寬高比之熱傳量比較大寬高比為佳，在管道為方形(寬高比為

1) 時，以  $60^\circ/45^\circ$  角度安置肋所提供之熱傳量最大。

Hsieh and Hong (1995) 於徑向旋轉加肋管道之熱傳係數實驗結果：在低雷諾數情況下，紐塞數隨旋轉數增加而減少，在高雷諾數時則相反。轉數增加將增加後隨壁與前導壁熱傳量，同時由於旋轉結果使平均紐塞數增加量最大值落於後隨壁上，而最小值則落在前導壁上。

Hong and Hsieh (1993) 在交錯肋(staggered rib)與並列肋(in-line rib)兩種管道之熱傳與摩擦因子量測實驗中顯示：紊流流場摩擦因子大小僅與肋的置放方向有關而與雷諾數大小無關，在交錯肋情況下，位於入口處之紐塞數比值相當大，隨管道位置後移而大幅陡降；在並列肋情況下，位於入口處紐塞數之比值較交錯肋情況小，其值隨管道後移則以緩慢趨勢遞減。在加肋面上平均熱傳比值隨雷諾數增加而遞減，平均摩擦因子則反之，不過該二比值均隨管道高寬比增加而減少。

### C. U 型二通道平滑壁流道

Guidez (1989) 在冷卻旋轉管道熱傳研究中得知：在後隨壁上紐塞數比明顯的隨轉數增加而遞增，在前導壁上則相反，上述效應則隨雷諾數增加而減弱。

Han and Zhang (1992) 及 Han et al. (1993) 於旋轉方形不等溫平滑壁旋轉管道局部熱傳研究中，分別以不同邊界層情況下實驗，在四面壁均等溫條件下，前導壁熱傳係數隨轉數先減少然後增加，後隨壁則隨轉數增加持續增加；在四面管壁均等熱通量及後隨壁壁溫高於前導壁且側壁不加熱保持絕熱兩種



情況下，跟隨壁與前導壁之熱傳係數均較等溫壁情況大。

Hwang and Kuo (1996)於方形旋轉管道向外流與向內流情況比較，在徑向向外流時科氏力產生強烈的橫向二次流而增加前導壁熱傳量，至於徑向向內流情況則相反。當流場雷諾數增加時，對於徑向向外流會減少旋轉浮力因而增加熱傳量，然而對於徑向向內流則會使旋轉浮力增加。

Han et al. (1994) 對方形徑向旋轉管道向外流局部熱傳率，針對四種加熱邊界條件做研究：四面壁等壁溫；前導壁與後隨壁溫度比分別為 1.05 與 1.10；僅後隨壁加熱及僅前導壁加熱。

#### D. U 型二通道壁面加肋流道

Parsons et al. (1995)在一旋轉二通道方形加肋管道於不同旋轉模態及加熱條件實驗顯示：旋轉模態由  $0^\circ$ （流道方向與旋轉軸之夾角）至  $45^\circ$  變化，其科氏力及橫向二次流效應隨之變小，致使第一流道跟隨壁及第二流道前導壁其紐塞數比增加。

Zhang et al. (1994) 在矩形壁面加肋與壁面加肋－凹槽二種管道下之熱傳與摩擦比較得知：加肋－凹槽管道其熱傳量及紊流場強度均較純加肋管道為大。

Dutta and Han (1996)在矩形光滑壁面及加肋壁面二通道兩種情況下旋轉效應將增加第一流道正壓面及第二流道前導壁（上述二壁面稱為不穩定面）熱傳量，此乃因薄冷邊界層(thin cooler boundary)與旋轉使流場紊流性增加的結果；相同條件卻使第一流道負壓面與第二流道後隨壁（上述二必面稱為穩定

面)熱傳量減少，此乃因厚熱邊界層(thick warmer boundary)的關係。較高旋轉數會使流道後隨壁與前導壁間熱傳量差值增加，較小旋轉數則反之；而在不穩定面上，加肋壁管道其熱傳量與旋轉數關係則與光滑壁面管道情況相似(但於 $Nu/Nu_0$ 值較大時除外)。

#### E. 蛇形管平滑壁流道

Yang et al. (1992)在旋轉蛇形管流局部熱傳研究中得知：在彎道部份，由於二次流強烈影響，使該區熱傳量顯著增加，然而旋轉對於局部熱傳性質雖有明顯影響，但對於平均熱傳係數則影響不大，此乃因第一彎道處其流場熱力性質已達全展狀態，雖然該區旋轉會造成紊流性質增加，但卻不再明顯地增加熱傳效益。

Mochizuki et al. (1994)於旋轉蛇形管道熱傳實驗顯示：徑向向外流在前導壁其熱傳率隨轉速增加而遞減，至於後隨壁其熱傳率隨轉速增加而遞增，此種熱傳特性在徑向向內流則相反。彎道處之熱傳率一般較直管道為大，因此整個流道平均熱傳率受 $180^\circ$ 彎道處流場影響最深。

Hwang and Kuo (1997)在徑向旋轉蛇形管道熱傳關係實驗中得知：由於旋轉結果將增加向外流情況下跟隨壁與向內流情況下前導壁之熱傳率，而在第一流道及第三流道其旋轉效應最為明顯。

#### F. 蛇形管壁面加肋流道

Yang et al. (1993)於旋轉蛇形加肋流道局部熱傳研究中顯示：管壁上加肋將增加擾流效應能明顯地提昇熱傳量，在加肋蛇形四通道情況下，旋轉對於熱傳量改變之效應以第一、二直線流道之跟隨壁及第三直線流道之前導壁最明顯，在此雷諾數對於管壁之熱傳不論是在靜止或旋轉情況下，均扮演極重要角色，至於紐塞數比值受雷諾數之影響則較不明顯。

綜合上述可知，旋轉管內冷卻方面研究充滿了變數與複雜性，就測試段的變化就有：流道是單通道、U 型管或蛇行管、流道的形狀、流道是與旋轉軸平行或垂直、徑向向外流或徑向向內流、壁面是否加肋及肋的排列方式等；就參數上的變化就有：壁面是等熱通量、壁面是等溫度、部份壁面加熱、主流的速度、工作流體加壓或不加壓及旋轉軸的轉速等。上述的文獻中，我們可總括出，旋轉管內冷卻受到主流效應、科氏力效應及離心浮力效應的影響，主流的速度愈高，強制對流的效應愈強，科氏力效應與旋轉轉速呈正比，徑向向外流的狀況下，流體會壓向跟隨壁，增加跟隨壁處的摩擦效應並形成較薄的邊界層，使得後隨壁處的局部熱傳提高；徑向向內流的狀況下，流體因科氏力壓向前導壁，使得前導壁處的局部熱傳提高，離心浮力效應結合了因旋轉產生的離心力與壁面及工作流體間溫差產生的浮力，此為構成橫向二次流的要素之一，流體與壁面間的溫差愈大，密度比愈大，流體的對流效應愈強，在壁面加肋的情況下，流體在流道內的紊流性會比平滑壁的情況下強，熱傳效果因而提高，尚存在著許多問題等待探討。此外流體進入

流道內時，會有發展區(entrance region)產生，流體流過彎道時，在一些局部的地方會有渦流形成，這些地方的熱傳效應是如何，在壁面加肋的狀況下，熱傳的變化又是如何，均有待進一步的實驗與分析。

### 1-3 研究目的

旋轉蛇行管道中內壁面與流體間熱交換的問題相當複雜，主要原因是由於這個問題包含有旋轉所產生的科氏力效應、流體流速所產生的強制對流效應、壁面溫度與流體溫度間溫差所產生的浮力效應及流道幾何形狀所造成熱傳增益與分佈不同，對於葉片冷卻的設計人員這些條件都會對我們葉片設計造成很大的影響，因此分析這些結合效應對管道內熱傳的影響極為重要。

由於過去的文獻中，對於彎道區域溫度分佈的實驗擷取，皆採用大區域範圍的平均溫度，因此，彎道處所得之熱傳現象為一平均量，並無法表現出彎道區域實際之局部熱傳分佈。對於彎道地區由於受到彎道幾何外形效應、科氏力效應及離心浮力效應的影響，其熱傳特性極為複雜且缺少較詳細之直接量測數據，本實驗將特別對彎道區域作詳細量測。

## 第二章 理論分析

由於旋轉散熱通道中的流場相當複雜，為幫助了解其物理現象，科氏力及離心浮力等，本文介紹旋轉流場的理論分析。

為了分析方便，在此選擇一非慣性座標系  $OXYZ$  代替常用的慣性座標系  $O'X'Y'Z'$  來分析旋轉方面的問題，如圖六，令  $\vec{r}_0$  及  $\vec{\Omega}$  分別代表  $O'X'Y'Z'$  相對於  $OXYZ$  的位移向量及角速度向量，於某瞬時  $t$  時，粒子  $P$  與  $Q$  均在相同位置，經過  $\delta t$  時間後， $P$  位移至  $P'$ ，而  $Q$  相對於  $OXYZ$  座標下，為一固定粒子，但對於  $O'X'Y'Z'$  座標而言則位移至  $Q'$  處，在  $t + \delta t$  時，各點間有下列關係式：

$$PP' = QQ' + Q'P' \quad (2-1)$$

其中  $QQ'$  可表示成

$$QQ' = (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \delta t \quad (2-2)$$

粒子  $P$  於  $OXYZ$  座標下，其速度向量由定義可知

$$\vec{v} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \left( \frac{PP'}{\delta t} \right) = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \left( \frac{Q'P'}{\delta t} \right) + (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad (2-3)$$

上式中  $\lim_{\delta t \rightarrow 0} \left( \frac{P'P'}{\delta t} \right)$  代表一絕對位移改變率可寫成  $\frac{d\vec{r}}{dt}$ ，而  $\lim_{\delta t \rightarrow 0} \left( \frac{Q'P'}{\delta t} \right)$  為一相對於旋轉座標位移改變率可寫成  $\frac{\partial \vec{r}}{\partial t}$ ，故 (2-3) 式重新表示成

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad (2-4)$$

同理粒子  $P$  於  $OXYZ$  座標下，其加速度向量可表示成

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{\Omega} \times \vec{v}) \quad (2-5)$$

將(2-4)式代入(2-5)式展開得

$$\ddot{\mathbf{a}} = \frac{\partial^2 \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t^2} + 2(\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \frac{\partial \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t}) + (\frac{\partial \ddot{\boldsymbol{\Omega}}}{\partial t} \times \ddot{\mathbf{r}}) + \ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times (\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \ddot{\mathbf{r}}) \quad (2-6)$$

若粒子 P 以 O'X'Y'Z' 為參考座標，重新考慮其速度  $\ddot{\mathbf{v}}$  與加速度  $\ddot{\mathbf{a}}$  表示，則由圖四可知有下列關係

$$\ddot{\mathbf{R}} = \ddot{\mathbf{r}} + \ddot{\mathbf{r}}_0 \quad (2-7)$$

上式中  $\ddot{\mathbf{R}}$  代表粒子 P 相對於 O'X'Y'Z' 位移向量， $\ddot{\mathbf{r}}_0$  代表 OXYZ 相對於 O'X'Y'Z' 之位移向量。

$$\ddot{\mathbf{v}} = \frac{d\ddot{\mathbf{R}}}{dt} = \frac{d\ddot{\mathbf{r}}}{dt} + \frac{d\ddot{\mathbf{r}}_0}{dt} \quad (2-8)$$

上式中  $\frac{d\ddot{\mathbf{r}}_0}{dt} \equiv \ddot{\mathbf{v}}_0$ ，並將(2-4)式代入上式得速度表示式為

$$\ddot{\mathbf{v}} = \frac{\partial \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t} + (\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \ddot{\mathbf{r}}) + \ddot{\mathbf{v}}_0 \quad (2-9)$$

同理加速度則可表示如下

$$\ddot{\mathbf{a}} = \frac{d\ddot{\mathbf{v}}}{dt} = \frac{\partial^2 \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t^2} + 2(\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \frac{\partial \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t}) + (\frac{\partial \ddot{\boldsymbol{\Omega}}}{\partial t} \times \ddot{\mathbf{r}}) + \ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times (\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \ddot{\mathbf{v}}) + \ddot{\mathbf{a}}_0 \quad (2-10)$$

上式中  $\ddot{\mathbf{a}}_0 \equiv \frac{d\ddot{\mathbf{v}}_0}{dt}$ 。

於(2-10)式中  $\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times (\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \ddot{\mathbf{v}})$  項即為向心加速度，而  $2(\ddot{\boldsymbol{\Omega}} \times \frac{\partial \ddot{\mathbf{r}}}{\partial t})$  項即為科氏加速度。

對於一牛頓流體(Newtonian fluid)，其動量守恆可以表示成一向量式(Schlichting, 1968)如下

$$\rho \frac{D\ddot{\mathbf{v}}}{Dt} = -\nabla P + \rho \ddot{\mathbf{F}} + \mu \nabla^2 \ddot{\mathbf{v}} + \frac{\mu}{3} \nabla(\nabla \cdot \ddot{\mathbf{v}}) \quad (2-11)$$

其中  $\rho$  為流體密度， $\mu$  為流體黏滯係數， $\ddot{\mathbf{F}}$  為物體力，假設

在不可壓縮流條件下 ( $\nabla \cdot \vec{V} = 0$ )，則 (2-11) 式化簡為

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \vec{F} + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2-12)$$

其中  $\nu \equiv \frac{\mu}{\rho}$ ， $\nu$  為流體動力黏滯係數。

在不考慮物體力時，由 (2-10) 及 (2-12) 式可得：

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} + 2(\vec{\Omega} \times \vec{V}) + [(\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) + A_0] = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2-13)$$

其中  $[(\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) + A_0]$  為一保守力場，可以  $\nabla \Phi \equiv (\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) + A_0$

來表示， $\Phi$  為一純量函數，則 (2-13) 可化簡成

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} + 2(\vec{\Omega} \times \vec{V}) = -\nabla \left( \frac{P}{\rho} + \Phi \right) + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2-14)$$

對 (2-14) 式取旋度 (Curl) 並經代數運算後可得

$$\frac{D\vec{\xi}}{Dt} = (\vec{\xi} \cdot \nabla) \vec{V} + \nu \nabla^2 \vec{\xi} - 2\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{V}) \quad (2-15)$$

其中  $\vec{\xi} \equiv \nabla \times \vec{V}$ ， $\vec{\xi}$  為渦度 (vorticity)。

假設在流體靜力狀態 (hydrostatic state) 條件下  $V=0$ ，且  $P = P_0 + P'$  及  $\rho = \rho_0 + \rho'$ ，下標  $0$  代表流體靜力條件 (hydrostatic condition)，上標 代表擾動變動量。應用 Boussinesq approximation  $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$  關係式，並將  $P$  與  $\rho$  二關係式代入 (2-14) 式中，經整理得到下列結果

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} + 2(\vec{\Omega} \times \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \nabla P' + \beta(T - T_0) \nabla \Phi + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (2-16)$$

將 (2-16) 式以 (2-15) 形式表示得

$$\frac{D\vec{\xi}}{Dt} = (\vec{\xi} \cdot \nabla) \vec{V} + \nu \nabla^2 \vec{\xi} + 2(\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{V} + \nabla \times [\beta(T - T_0) \nabla \Phi] \quad (2-17)$$

(I) (II) (III) (IV) (V)

上式中(I)、(II)、(III)項乃著名的漢荷茲流體動力方程式(Helmholtz equation of hydrodynamics)，(I)項代表時間導數(含時變項與對流項)，(II)項代表渦流拉伸項(vortex-stretching)，(III)項代表黏滯力擴散項(viscous diffusion)，(IV)、(V)項為科氏力與離心力個別形成的渦度產生項(vorticity generation)。

重新整理(2-13)式可表示成

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -2\rho(\vec{\Omega} \times \vec{V}) - \rho[(\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) + A_0)] - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (2-18)$$

在本實驗中測式段為一方形四通道蛇行管道，由(2-17)式中可知  $-\rho(2\vec{\Omega} \times \vec{V})$  項為科氏力(coriolis force)作用項， $-\rho \times [\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})]$  為離心浮力作用項，其對於流道中主流場效應探討分別如下：

在第一流道中，如圖四

旋轉方向為  $\vec{\Omega} = \Omega \vec{j}$

主流場方向為  $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$  其中  $w \gg u, w \gg v$

位移向量為  $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$  其中  $z \gg x, z \gg y$

因此科氏力效應重新表示如下：

$$-\rho(2\vec{\Omega} \times \vec{V}) = -2\rho[\Omega \vec{j} \times (u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k})] = 2\rho(-\Omega w\vec{i} + \Omega u\vec{k}) \quad (2-19)$$

由於  $\Omega w \gg \Omega u$ ，所以科氏力主要作用方向為  $(-)\vec{i}$ ，將致使主流場速度分佈朝正壓面偏移。

而離心浮力效應則可以表示如下：

$$-\rho[\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})] = -\rho\{\Omega \vec{j} \times [\Omega \vec{j} \times (x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k})]\}$$



$$\begin{aligned}
&= -\rho[\vec{\Omega}_j \times (\Omega z \vec{i} - \Omega x \vec{k})] \\
&= \rho(\Omega^2 x \vec{i} + \Omega^2 z \vec{k})
\end{aligned} \tag{2-20}$$

由於  $\Omega^2 z \gg \Omega^2 x$ ，所以離心浮力主要作用方向為  $(+)\vec{k}$ ，與主流場方向相同；因管道壁面為熱壁，故接近壁面之流體其密度較管道中間流體為低，因此管道中間流體其離心力較大，將致使主流場速度分佈峰值提昇且略向管道中央偏移。

在第二流道中，如圖五

旋轉方向為  $\vec{\Omega} = \Omega \vec{j}$

主流場方向為  $\vec{V} = u \vec{i} + v \vec{j} - w \vec{k}$  其中  $w \gg u, w \gg v$

位移向量為  $\vec{r} = x \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k}$  其中  $z \gg x, z \gg y$

因此科氏力效應重新表示如下：

$$-\rho(2\vec{\Omega} \times \vec{V}) = -2\rho[\vec{\Omega}_j \times (u \vec{i} + v \vec{j} - w \vec{k})] = 2\rho(\Omega w \vec{i} + \Omega u \vec{k}) \tag{2-21}$$

由於  $\Omega w \gg \Omega u$ ，所以科氏力主要作用方向為  $(+)\vec{i}$ ，將致使主流場速度分佈朝負壓面偏移。

而離心浮力效應則可以表示如下：

$$\begin{aligned}
&-\rho[\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})] = -\rho\{\vec{\Omega}_j \times [\vec{\Omega}_j \times (x \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k})]\} \\
&= -\rho[\vec{\Omega}_j \times (\Omega z \vec{i} - \Omega x \vec{k})] \\
&= \rho(\Omega^2 x \vec{i} + \Omega^2 z \vec{k})
\end{aligned} \tag{2-22}$$

由於  $\Omega^2 y \gg \Omega^2 z$ ，所以離心浮力主要作用方向為  $(+)\vec{k}$ ，與主流場方向相反，將致使主流場速度分佈峰值變小，且整個速度分佈較為平緩。

在靜止且不加熱的矩形管道內，流場速度分佈如圖七，由(2-17)式可知在加熱旋轉管道中，科氏加速度與離心浮力效應對於流場扮演極重要角色，科氏力在  $xy$  截面上會形成一對垂直

之渦流，此對渦流有助於增加流場混合性，得到較好的熱傳效果，旋轉冷卻管道中在高轉速及冷卻流體溫度梯度變化大時則存在浮力效應，其與轉軸位置及其主流場流動方向亦存在著互動關係，主流、科氏力與離心浮力結合的效應如圖四與圖五所示。

### 第三章 實驗方法

### 3-1 實驗設備

實驗系統主要可分為四部份，分別為機台本體系、實驗測試段、冷卻系統、數據擷取系統，實驗儀器設備圖，如圖八。

#### 3-1-1 機台本體

本實驗機台乃為模擬燃氣渦輪機旋轉冷卻葉片而設計，依大部結構可分為旋轉主軸及真空測試區，旋轉主軸主要動力來源乃藉著一具交流馬達配合著變頻器控制轉數，用以模仿真實旋轉葉片，其轉數量測則藉由一遮蔽式轉速計讀取，機台最大安全轉數為 2500rpm。

#### 3-1-2 實驗測試段

實驗所用測試段雖採用具有低熱傳導係數之電木為材質，但是還是會有熱傳導存在因而有熱損失情況發生，為使實驗進行時熱損失降至最低，我們將測試段置於密閉室內以減少測試段內的熱量藉由空氣進行對流將熱量傳出，以提高實驗之準確性，並將流道(截面為方形)設計成一蛇行四通道如圖九，並透過一支撐段安置在旋轉軸上如圖十，測試段的截面水利直徑(Hydraulic diameter)為 10mm，管道長為 100mm，平均旋轉半徑為 530mm，平均旋轉半徑與水利直徑比為 53，在管壁內埋設 143 點測溫點，其中 45 點測溫點為將熱電偶焊在厚 0.5mm 且直徑為 2.5mm 的銅片上，並貼齊流道分佈與三個轉彎處，其

他 98 點測溫點則將熱電偶焊在厚 0.5mm、長 7mm、寬 3mm 的銅片上貼齊於流道壁面與側邊，因銅片的熱傳性極佳，此時測溫點所量測到的溫度將可顯示該局部區域的平均溫度。其次，在管壁四面上先貼一層厚 0.1mm 絕電材料，再貼一層 0.02mm 不銹鋼片作為加熱片，銅片、絕電材料及加熱片間則採用熱傳性極佳的導熱膠作為黏著劑，絕電材料目的在防止不銹鋼片與銅片間彼此導通影響熱電偶量測訊號，加熱片則透過一電力滑環 (power slip ring) 連接至一部電源供應器，通以電流達到加熱效果。當經過加壓冷卻後的空氣導入流道中，則會和加熱的管道進行熱交換將熱量帶走，由此可分析其熱傳特性來模擬實際渦輪葉片冷卻情形。

### 3-1-3 冷卻系統

在整體實驗儀器中，需要進行冷卻的部份有二，測試段入口空氣冷卻及轉軸軸封冷卻。

1. 測試段入口溫度冷卻：本實驗中所採取的工作流體為空氣，在空氣進入測試段前，我們先利用空氣壓縮機將空氣增壓（目的在增加空氣密度），隨即引入一冰水機進行空氣冷卻（目的在提昇進出口溫度差），空氣經加壓冷卻後始進入流道。

2. 轉軸軸封冷卻：為使空氣進入轉軸而不會有漏氣現象造成壓力損失，我們在兩個軸承部位安置一以陶瓷為介面的軸封，來防止漏氣產生，為避免因高速旋轉造成陶瓷介面摩擦過熱，乃利用一高置水槽對軸封進行循環冷卻。

### 3-1-4 數據擷取系統

在測試段蛇行管道中，安置了 143 點測溫點，除進、出口各佈一點來量測空氣之進、出溫度，其餘 141 點則平均分佈兩側壁及底部各處，如圖九，而溫度量測方式乃利用 T-TT-30 型熱電偶導線量取待測點之訊號，並將訊號傳入一資料記錄器將電位差訊號轉變成溫度讀值，其中熱電偶導線與資料記錄器間連接為透過一具訊號滑環(slip ring)作為連接介面，由於滑環僅有十九組接點，最多只能量測十八組數據，但在測試段中卻有 143 點測溫點，滑環明顯不敷使用，因此我們將測溫點分為九組分組量測。

### 3-2 實驗程序

本實驗設備繁複，每一項設備彼此間均有關連性，在操作時有其一定先後順序，如操作不當不但影響實驗之確定性，嚴重將造成實驗人員危害，為確保每次實驗均能安全進行，我們訂定標準實驗步驟如下：

1. 檢查各轉動件螺絲是否鬆動及各密閉元件是否安置妥當。
2. 開啟各項儀表電源，使每項儀表均能讀取各項儀器之訊號，防止有錯誤訊息發生。
3. 啟動轉軸軸封冷卻循環系統，對轉軸軸封進行冷卻。
4. 控制變頻器使動力馬達開始運轉並將轉速固定在 200rpm。
5. 啟動排煙風扇及真空幫浦，對密閉室進行抽真空。
6. 啟動冰水機並將冷卻液溫度降至 -2°C 以下。

7. 啟動空氣壓縮機，將儲氣槽內空氣加壓至 7 大氣壓，並調整檢壓閥將出口壓力限制在 5 大氣壓。
8. 待密閉室內真空度低於 10 Torr 時開啟進氣閥門，讓高壓冷卻空氣進入測試段管道內。
9. 開啟電源供應器電源，檢查遙控開關是否正常，並將電流通入加熱片開始加熱。
10. 啟動資料記錄器，開始監測並記錄測試段流道內各溫點之溫度讀值。
11. 待流道內各點溫度均以達到穩態，此刻則可以開始變化各實驗參數進行實驗。

### 3-3 實驗參數

本實驗乃以實際燃氣渦輪機相關的參數範圍作為研究的對象，實驗所得到的相關數據，如附表二，如此可將熱損從實驗中分離，精確地求出熱傳特性與參數之間的關係，以提供燃氣渦輪引擎設計者參考運用。

## 第四章 靜止蛇形管道內熱傳

本章節之實驗條件為將空氣加壓至 5 大氣壓，並將流量大小控制在  $Re=20800, 31200, 41600$  三種情況下，且將冷卻流體進出口溫差控制在  $10K, 15K, 20K$  三種條件下，用以觀察不同流速造成之強制對流效應，以及藉不同熱通量造成之浮力效應，對蛇形管道內熱傳的影響。測試段方位為平行重力場方向且向上。

由於本實驗為具三個彎道之蛇行管道，流體流至彎道處時，受到彎道外形的影響，局部地區可能形成迴流區而使熱傳減少，或受到流體衝擊壁面的影響造成熱傳增加，也會受到浮力效應的影響形成二次流對熱傳造成影響，因此彎道處之熱傳現象極為複雜，有必要詳細的測量。因此我們於每一彎道流道底部處分別佈有 45 個測溫點，將每一彎道切為五個截面，五個截面的位置分別位於  $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$  處，每一截面又分別平均分佈三個測溫點 (B1, B2, B3)，如圖 (十一) 所示，使我們能詳細觀察彎道中不同位置處熱傳的分佈，由於直道中沿不同路徑 (即 B1, B2, B3) 間熱傳性質較一致，為減少量測點數，僅沿中間之 B2 路徑量測，並以其結果表示 B1 及 B3 之數據。

在本實驗中，我們分析內壁面熱傳分佈是藉由局部紐賽數 (local Nusselt number,  $Nu_z$ ) 表示，其表示如下

$$Nu_z = \frac{h_z D}{k_{air}} \quad (4-1)$$

$$h_z = \frac{Q_{net}}{A(T_{w,z} - T_{b,z})} = \frac{Q_{total} - Q_{loss}}{A(T_{w,z} - T_{b,z})} \quad (4-2)$$

$h_z$  : 空氣之局部熱對流係數

$D$  : 管道水力直徑，此為定值 10mm。

$k_{air}$  : 空氣熱傳導係數，因壓力變化對該係數影響不大，故只考慮流體溫度變化對其影響，可由空氣性質表查得如附錄 B。

$Z$  : 沿流道方向距離

$Q_{net}$  : 淨熱量

$Q_{total}$  : 總熱量

$Q_{loss}$  : 測試段熱損

$T_{w,Z}$  : 管壁局部壁溫

$T_{b,Z}$  : 冷卻流體局部體積平均溫度

$A$  : 管道截面積

熱損的估算，是先將測試段進出口封閉，防止氣流進入測試段，並將測試段通以電流加熱，由於沒有外界氣流與管道壁面進行熱交換，故待達穩態狀況時，此時所供給的熱量即等於由測試段散失至周遭環境之熱損，熱損估算可見附錄 A。

#### 4 - 1 流道壁面溫度與流體溫度

本實驗是以熱電偶所量測得流道壁面溫度，配合事先控制好的壓力(5 atm)、流量及一定幾何形狀的測試段，求得我們測試段的熱傳分佈，流道壁面溫度及流體溫度分佈如圖(十二)至圖(十四)所示，由於實驗數據是在測試段於穩態的情況下擷取而得，我們可以觀察得進出口壁面溫差與流體進出口溫差相



同，轉彎處壁面溫度會下降。且轉彎處靠外側壁溫度會較靠內側壁溫度低，這是由於靠外側壁熱損較大的緣故。

#### 4-2 相同雷諾數、相同進出口溫差

首先，我們觀察在單一雷諾數(分別為 20800, 31200, 41600)、單一進出口溫差(分別為 10K, 15K, 20K)的情況下，測試段流道底部熱傳的分佈，在各壁面扣去熱損的影響並以紐賽數表示流道熱傳變化，如圖(十五)至圖(二十三)所示。在直流道中，流體的紐賽數皆有些許下降的趨勢，且其值均與 Dittus-Boelter(1930)關係式所求得之紐賽數值接近，在第一直流道處，自流體入口開始紐賽數會呈現些微下降，其下降量皆約 25，此乃由於流體由發展區進入全展區，而第二、三、四直流道亦皆呈現下降的趨勢，此乃由於流體先經過彎道，彎道處紊流性增大，熱傳效果好，紐賽數較直流道處大。Dittus-Boelter(1930)關係式表示如下：

$$Nu_{\infty} = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad (4-3)$$

由圖(十五)至圖(二十三)可發現於流道轉彎處其紐賽數皆較直流道紐賽數為高，表示彎道處熱傳效果均較直流道為佳，此乃由於轉彎處紊流強度較大結果，由圖中亦可發現，第三彎道處的紐賽數會高於第二彎道處的紐賽數，第二彎道處的紐賽數會高於第一彎道處的紐賽數，此乃由於愈後面彎道的紊流性受到前面彎道的影響，因而流體更為紊亂，增加後面彎道的熱傳。

### 4 - 3 不同雷諾數、相同進出口溫差

雷諾數的大小決定了強制對流效應的強度其表示如下：

$$Re = \frac{\rho W_o D}{\mu} \quad (4-4)$$

$\rho$  : 冷卻流體密度

$W_o$  : 冷卻流體速度

$D$  : 管道水力直徑

$\mu$  : 冷卻流體黏滯係數

當雷諾數愈大時，表示流體的速度愈快，單位時間內流體所能帶走的熱量愈多，熱傳的效果愈好。如圖(二十四)至圖(三十二)所示，在相同進出口溫差的條件下，不論沿 B1, B2, 或是 B3 路徑，在不同雷諾數的情況下，雷諾數愈高者，其紐賽數皆愈高，亦表示熱傳愈好。由圖中，亦可發覺，流體在彎道處的熱傳效果皆比直流道的熱傳來的好，此為彎道處有分離流產生，增加流體的紊流性，此外，外側壁附近更因邊界層變薄，致使熱傳量增加。由圖(二十七)至圖(二十九)沿 B2 之量測所示，流體在每一彎道處其局部地區紐賽數會略高於前一彎道處之紐賽數，但差異不大，由圖(二十四)至圖(二十六)沿 B1 之量測所示，在第二彎道處時，流體的紐賽數會明顯的高於直流道及其他彎道處的紐賽數，此因在第二彎道處時，B1 靠近於外側壁(見圖十一)，流體會衝擊冷卻外側壁，使靠外側壁的熱傳效果較佳，在第一、三彎道處時，紐賽數只略微高於直流道處的紐賽數，這可能是由於此時 B1 靠近於內側壁，此處有迴流區產生，減低了熱傳的效應。由圖(三十)至圖(三十二)沿 B3 之量測

所示，B3 於第一、三彎道處明顯紐賽數較其他位置處高，而在第二彎道處明顯紐賽數較其他彎道處低，此乃因 B3 於第一、三彎道靠外側壁，於第二彎道靠近內側壁。

如圖(二十四)所示，同樣相對於雷諾數  $Re=20800$ 、進出口溫差  $10K$  且沿 B1 的條件下，愈高強制對流效應紐賽數愈高，在直流道的情況下，雷諾數  $Re=41600$  時的紐賽數最多可提高約百分之六十五，而彎道處最多約可提高百分之七十。如圖(二十七)所示，沿 B2 時，雷諾數  $Re=41600$  時比  $Re=20800$  時的紐賽數有相似的提高。如圖(三十)所示，沿 B3 時，雷諾數  $Re=41600$  時比  $Re=20800$  時的紐賽數最高亦可提高約百分之六十五，而彎道處最多約可提高百分之九十。

#### 4 - 4 相同雷諾數、不同進出口溫差

在實驗中，我們藉由改變熱通量，將冷卻流體進出口溫度控制在三種溫差的情況下，分別為  $10K$ ,  $15K$ ,  $20K$ ，藉此觀察由於高溫壁面與低溫流體間溫差所造成浮力效應。

圖(三十三)至圖(四十一)顯示，在相同雷諾數、不同進出口溫差的情況下，在直流道與彎道靠內壁處之熱傳。以圖(三十三)為例，在雷諾數相同( $Re=20800$ )，沿 B1 的各位置，相對於進出口溫差為  $10K$  時的情況，進出口溫差為  $15K$  的紐賽數，在直流道的部份最多可提高百分之九，彎道處最多則可提高百分之二十五；而進出口溫差為  $20K$  的紐賽數，在直流道的部份最多可提高百分之九，彎道處最多可提高百分之四十。以圖(三十六)為例，在雷諾數相同( $Re=20800$ )，沿 B2 的各位置，相對於

進出口溫差為 10K 時的情況，進出口溫差為 15K 的紐賽數，在直流道的部份最多可提高百分之九，彎道處最多則可提高百分之十五；而進出口溫差為 20K 的紐賽數，在直流道的部份最多可提高百分之九，彎道處最多可提高百分之二十九。而以圖(三十九)為例，在雷諾數相同( $Re=20800$ )，沿 B3 的各位置，相對於進出口溫差為 10K 時的情況，進出口溫差為 15K 的紐賽數，在直流道的部份最多亦可提高百分之九，彎道處最多則可提高百分之三十；而進出口溫差為 20K 的紐賽數，在直流道的部份最多可提高百分之九，彎道處最多可提高百分之六十五。

由上述可知，在直流道處，提高進出口溫差，其熱傳量的增益僅增加些許(最高百分之九)，並不明顯。而在彎道處，推測由於內、外側壁面溫差形成的浮力，產生一使流體向外側壁擠壓的效應，置使靠外側壁的熱傳有較明顯的差異。

綜合上述各點討論可得下列幾點結論：

- (1) 當雷諾數愈高時，因流體紊流性增加，因而紐賽數增加。
- (2) 在直流道中，自流體入口開始紐賽數會呈現些微下降，此乃由於流體由發展區進入全展區，而第二、三、四直流道亦皆呈現下降的趨勢，此乃由於流體先經過彎道，彎道處紊流性增大，熱傳效果好，紐賽數較直流道處大。
- (3) 在彎道中，在外側處，因受流體較強烈之衝擊，紐賽數增加，此為對流主導的熱傳現象，而靠內側處，因有迴流，紐賽數下降，此為傳導主導的熱傳現象，位於中間者，其紐賽數則介於上述二者之間。且愈下游彎道，其紐賽數愈高。

## 第五章 徑向旋轉蛇形管道內熱傳

本章節之實驗條件除轉速外與第四章相似。轉速控制在 250rpm，用以觀察流體熱傳分佈受旋轉所產生的科式力效應及離心浮力效應的影響。

我們於本章節對測溫點的分佈如圖(十一)所示，跟隨壁分佈分別為 L1, L2 及 L3，而前導壁則分別為 T1, T2 及 T3，使我們能觀察流道不同位置處熱傳的分佈。

### 5-1 與 Tzeng (1999) 紐賽數之比較

在雷諾數與旋轉數接近，且相同進出口溫差 (10K) 及相同幾何形狀 ( $D=10\text{mm}$ , 管道為正方形) 的條件下，如圖(四十二)所示，在直流道中，除第一流道後隨壁處紐賽數差值可達百分之十二外，其餘直流道處後隨壁及前導壁紐賽數差值在百分之七以內，因而可確定本實驗之數據可信度。在每一彎道地區，Tzeng (1999) 將彎道平均分為兩個區域，每一區域佈有一長為 12mm 寬為 8mm 的銅片，每一銅片埋有一測溫點，經分析而得每一區域的平均紐賽數值，本實驗則將每一彎道分為五個角度 ( $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  及  $180^\circ$ )，每個角度平均分佈三個測溫點。此因量測點數過多，為與 Tzeng (1999) 之數據作比較，乃將各角度三個測溫點溫度加以平均並分析，可得每一角度處之平均紐賽數值。由圖(四十二)可知，彎道處熱傳分佈與 Tzeng (1999) 所得結果有較大差距，因此彎道處熱傳分析有必要進一步加以討論。

### 5-2 科氏力效應

當測試段處於旋轉時，由於旋轉所形成的科式力會使流道中的流體擠壓或偏離不同的壁面，對壁面熱傳造成影響，因科氏力的作用方向與冷卻流體運動方向有關，因而造成各流道壁面熱傳情形的不同。在測試段第一流道的情形中，冷卻流體的流動方向是徑向向外流，由第二章的理論分析可知，科氏力為  $-2\rho(\vec{\Omega} \times \vec{v})$ ，其科氏力作用方向朝後隨壁，在第二流道中，冷卻流體的流動方向則是徑向向內流，因此其科氏力作用方向朝前導壁，第三、四流道冷卻流體流動方向分別與第一、二流道相同，因此其科氏力作用方向亦同於第一、二流道。在第一流道中，由於科氏力所造成的二次流流向前導壁，因此前導壁的熱傳效果較後隨壁為佳，反之第二流道中，科氏力所造成的二次流流向後隨壁，因此後隨壁的熱傳效果較前導壁為佳。在雷諾數分別為  $Re=20800$  及  $Re=31200$ ，而轉速為  $250\text{rpm}$  情況下如圖(四十三)至圖(五十一)所示，第一流道前導壁紐賽數大於後隨壁，到了第二流道後隨壁的紐賽數則高於前導壁，相同的，第三流道前導壁紐賽數又高於後隨壁，而第四流道處前導壁處又微低於後隨壁。如圖(四十四)，在第一流道至第四流道的情況下，其前導壁與後隨壁間熱傳的差異以第一流道處最為明顯，而第四流道處差異最小，這可能由於愈後面的流道受到流體經過多個彎道效應及較低轉速的影響，使愈後面流道處熱傳受科氏力影響愈不顯著。比較相同雷諾數測試段靜止時的紐賽數，除第一流道外，其他流道處靜止條件下的紐賽數約介於前導壁與後隨壁之間，並沒有顯著比靜止時熱傳佳，此可能由於我們實驗的轉速仍太低，科氏力效應仍小於彎道幾何外形對流體熱

傳的增益。

### 5 - 3 離心浮力效應

於旋轉的實驗中，彎道處受旋轉效益的影響，使彎道處的熱傳現象與相同雷諾數 ( $Re=20800$ ) 時靜止所得的熱傳現象有明顯的不同，在前章已敘述，在靜止的彎道內熱傳實驗中，不論何種雷諾數、何種進出口溫差，靠內側壁時，熱傳效果較差；靠外側壁時，熱傳效果較佳。但於旋轉的實驗中，彎道處的熱傳結果卻非呈現如此分佈，其熱傳分佈與所處彎道位置與旋轉軸間距離有關，其由於壁面及流體間溫差、旋轉半徑與轉速所造成的離心浮力效應，由理論分析知，離心浮力為  $-\rho(\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}))$ 。由文獻已知，在紊流狀態時，熱傳效果隨離心浮力效應愈大其效應愈佳，本實驗流體處於紊流狀態，因而其旋轉浮力隨旋轉半徑愈大其值愈大，造成的熱傳效果愈佳，如圖(四十三)至圖(四十五)所示，第一彎道與第三彎道離旋轉軸的距離較第二彎道離旋轉軸的距離大，因而不論前導壁或後隨壁，第一、三彎道處的熱傳效果皆較第二彎道佳。比較第一彎道時的熱傳分佈，平均前導壁與後隨壁的紐賽數，靠內側壁的紐賽數約 100，流道中間處的紐賽數約 150，靠外壁處的紐賽數約 200；比較第二彎道時的熱傳分佈，平均前導壁與後隨壁的紐賽數，靠內側壁的紐賽數約 150，流道中間處的紐賽數約 110，靠外壁處的紐賽數約 80，而第三彎道與第一彎道相似。

由圖(四十三)所顯示的結果，在第二彎道處，旋轉時沿 L1 及 T1 路徑的熱傳效益會低於靜止時，此由於當測試段旋轉時會



產生一向外的離心力，使得靠外側壁處產生較厚的邊界層，靠內壁處產生較薄的邊界層，因而在靠外壁處旋轉反抑制熱傳效益。而在第一、三彎道靠外壁處，由圖(四十四)顯示，由於受到離心力及浮力效應的擠壓，形成一較薄邊界層，因此靠外壁處，熱傳明顯較靜止時佳，而靠內壁處，則因離心力與浮力效應的影響，會形成一較厚邊界層，熱傳因而較差

在探討直流道處離心浮力效應，本實驗以  $Re=20800$  為例，轉速控制在  $250\text{rpm}$ ，利用加入不同熱通量將冷卻流體進出口溫差控制在  $10, 15, 20(K)$  三種條件。一般藉由決定浮力效應的葛拉秀夫參數及決定離心力的旋轉數所形成的旋轉浮力參數  $\overline{Gr}_{\Omega}^*$  作為離心浮力強度的依據，其定義為：

$$\overline{Gr}_{\Omega}^* = \frac{\overline{Gr}_{\Omega}}{Re^2} \quad (5-1)$$

$$\overline{Gr}_{\Omega}^* = \beta(T_{b,o} - T_{b,i})\left(\epsilon + \frac{Z}{D}\right)Re^2 Ro^2 \quad (5-2)$$

其中  $\beta = 1/\overline{T_b}$

$T_{b,o} - T_{b,i}$  = 各直行流道終點與起點冷卻流體溫差

$\epsilon + \frac{Z}{D}$  = 測試段管道中段與旋轉軸之距離

在此觀察四個直行流道處，離心浮力效應對應管壁熱傳的影響如圖(五十二)，圖中定縱座標為  $(\overline{Nu}/\overline{Nu}_o)$  熱傳無因次比值，橫座標以旋轉浮力參數  $\overline{Gr}_{\Omega}^*$  為單位，熱傳無因次比值與旋轉浮力參數的求法均以各個直行流道平均方式來計算。在第一直行流道處，因溫差形成浮力流方向與主流場流動方向相反，因此使整個流場紊流性增強有助於熱傳提升，於相同旋轉數情

況下發現當冷卻流體進出口溫差愈大時，旋轉浮力參數愈大，前導壁與後隨壁熱傳係數亦隨之增加，反之旋轉浮力參數愈小，其差距變小；當進入第二直行流道，其後隨壁與前導壁間熱傳係數差距變小，原因是在第二直行流道其浮力流與主流場流動方向相同，故對整個流場有加速作用，此加速效應會敕平流場紊流性，將不利於壁面熱傳。於第三流道其主流流動方向與浮力流相反，其熱傳特性與第一流道相似；而第四流道其主流流動方向與浮力流相同，其熱傳特性則與第二流道相似。

## 第六章 結論

本文針對旋轉蛇行管道中內壁面與流體間熱交換進行實驗，採用三種雷諾數，分別為  $Re=20800, 31200, 41600$ ，希望藉此了解強制對流效應對熱傳效益的影響，亦將轉速控制在  $250\text{rpm}$ ，藉此了解科氏力對熱傳分佈與增益的影響。此外此外控制三種不同的進出口溫差，分別為  $10\text{K}, 15\text{K}, 20\text{K}$ ，希望藉此了解離心浮力效應對熱傳的影響。

由實驗分析中，可了解本實驗直流道處之熱傳現象受到強制對流效應、科氏力效應及離心浮力效應的影響，其所得結果與過去文獻所得的結論一致。而在彎道處的熱傳現象，我們則可歸納出下列結論：

#### 靜止蛇行四通道彎道區域局部熱傳現象

蛇行四通道具三個  $180^\circ$  度轉彎處，在轉彎處因其有分離流產生，彎道處的紊流強度會較直流道處強，因而使彎道處的熱傳效果較佳，彎道局部地區熱傳分佈比較，靠內壁處其熱傳較差，而靠外壁處其熱傳效果較佳，其原因為，靠內壁處有迴流區產生，降低熱傳的效益，而靠外壁處流體會衝擊外壁面，增益了熱傳的效應。

#### 徑向旋轉蛇行四通道彎道區域局部熱傳現象

徑向旋轉蛇行四通道中，彎道地區的熱傳現象與靜止時有明顯不同。在旋轉的狀況下，彎道處之熱傳分佈受到離心浮力的影響。旋轉半徑愈大，彎道區域流體受到的離心浮力效應愈強，熱傳效果愈佳。在第一、三彎道靠外壁處，由於受到離心

力，形成一較薄邊界層，因此靠外壁處，熱傳明顯較靜止時佳，而靠內壁處，則因離心力與浮力效應的影響，會形成一較厚邊界層，熱傳因而較差；在第二彎道靠外壁處，於靜止時，主流方向為徑向向內，且流體直接衝擊外側壁，而在旋轉的情況下，旋轉會形成一徑向向外的離心力，因此，在外側壁處會形成一較靜止時厚的邊界層，抑制了熱傳量。