

第一章 序論

1.1 前言

隨著科技發展的一日千里，電子設備與產品不斷朝著高效能與微小化發展。由於散熱面積縮小而發熱量增加導致熱通量大增，而且大部分的電子元件（如：CPU 晶片、LED...等。）都有其操作溫度範圍，高於該範圍便會使得元件的效能與壽命大大減低；因此，必須透過散熱設計將微小面積所產生的大量的熱移轉至周圍空氣，故而電子裝備的冷卻將是推進電子技術更往前邁進的重要關鍵，其相關研究近年亦逐漸受到廣泛重視。

目前散熱技術的研究分為數個範疇，其中在熱交換器的部份，大致可分為液體冷卻與空氣冷卻兩種模式，液體冷卻主要是透過高壓流體流經熱交換器將熱吸收而移除，通常用於發熱量極高的元件的散熱，然而，由於具有液體洩漏的風險且成本較高，其使用率在生產成本極為苛扣的電子裝備系統中並不廣泛。而在空氣冷卻的部分又可分為強制對流冷卻與自然對流冷卻，空氣強制對流是利用風扇使空氣流經鰭片而將熱吸收並移除至周圍空氣中，是常見用於發熱量較高的元件的散熱方式；自然對流冷卻則是利用空氣隨溫度升高而密度降低的特性，在熱源上空氣受熱而密度降低造成周圍空氣的流動而將熱移除至環境中，由於所能帶走的熱有限，所以通常必須同時利用熱輻射散熱，在使用的範疇上也以低發熱量元件或較為嚴苛的環境條件為主。

所謂較為嚴苛的環境條件包括空間過於狹窄、操作過程中移動

頻率高，放置於室外不便使用風扇（如 LED 路燈），造成無法配置強制對流的熱交換器而必須仰賴自然對流的方式將熱移除。對於高發熱量卻具有嚴苛環境條件的元件，我們必須努力提昇自然對流的散熱效能，包括增加散熱面積、減少自然對流流阻等方式，而散熱面積較大、流阻較低的針狀鰭片陣列(針狀鰭片 陣列)是目前自然對流研究領域極有興趣研究改良的主要對象。

影響針狀鰭片陣列在自然對流下散熱效能的因素除卻流體本身的物理性質與熱源和流體的溫度差外，幾何條件如針狀鰭片陣列的直徑、排列方式、間距、散熱長度、針狀鰭片形狀與放置角度等因素對流場發展所造成的助益或阻礙是主要影響其效能的最大因素。本研究的主要目的就是利用數值模擬探討針狀鰭片陣列的幾何條件對流場造成的影響，並找出特定邊界條件下較好的幾何配置。



1.2 文獻回顧

由於本研究是針對幾何條件的改變對針狀鰭片陣列在自然對流下散熱效能的影響做探討，因此在文獻的收集上主要在過去前人所作相關於自然對流下不同幾何配置條件之針狀鰭片陣列的研究與不同幾何截面形狀造成散熱效能的影響研究兩部份進行探討。

而關於水平擺設的針狀鰭片陣列的流場甚為複雜，故在文獻探討上自水平擺設的平板之自然對流研究為始，做為水平擺設的針狀鰭片陣列之流場研究之基礎。

1.2.1 幾何配置

在自然對流中，不同的幾何配置條件包括：排列方式（對正式 (inline) 或交錯式 (staggered)）、直徑大小、針狀鰭片長度、間距大小、陣列長度、傾斜角度...等，對於發熱源的周圍流場與散熱效能都有很大的影響，因此，有許多研究者關注在不同幾何尺寸的發熱源下幾何配置條件的影響，並試圖找出彼此之間的關連性。

最早提出相關研究發現的是在 1948 年，Eckert et al. [1] 測量三個直徑 22.3mm、均溫、水平放置的圓管在不同幾何配置下 Nusselt 數的變化。研究發現，當放置兩根圓管（相對位置是垂直上下擺設）的時候，下方的圓管的 Nu 值與只擺一根圓管是一樣的，可是上方的圓管的 Nu 值就只有下方圓管的 87%，若再上方再擺上第三根圓管時，最下方的圓管仍維持一樣的 Nu 值，第二根僅剩 83%，而最上方的第三根圓管僅有 65%，這是因為第二根的圓管處在第一根圓管所造成的氣流的尾流 (wake) 中，所接觸到的空氣是受到第一根圓管加熱過的，溫差變小導致 Ra 值變小而使得 Nu 值降低，故而越上方的圓管的 Nu 值就越差。但若將第二根圓管水平平移一個半徑變成交錯式排列，則所得第二根圓管的 Nu 是第一根圓管的 103%，而第三根圓管則變為 86%；這是因為上方的圓管不直接處在下方的尾流中，故而溫差減小的幅度不大，但仍是得到氣流帶來速度增加的好處使得 Nu 值比在對正式排列的情況下要大的多。該研究首度說明了多個發熱體的相對位置造成的交互關係對流場與散熱效能的影響，並提出了交錯式排列比對正式排列好的結論。

1969 年，Lieberman et al. [2] 以一系列（10 個）直徑 0.127mm 的加熱線圈探討在自然對流下不同間距與傾斜角度對流場及散熱效能的

影響。在相對位置垂直擺放（指底板垂直、針狀鰭片水平的擺放方式）之下，當間距太小（37.5 倍直徑）會使得線圈表面溫度隨高度上升而上升，但是當間距超過一定大小後（112.5 倍直徑），尾流造成的增溫效應減小而氣流的速度幫助散熱，線圈溫度反而會隨高度上升而下降，然而當間距太大時（150 倍直徑），增溫效應與氣流速度的大大減低使得上方的線圈幾乎完全不受下方線圈影響。而在傾斜角度方面，底板和垂直方向夾 60 度與 90 度的配置由於增加了其他方向的氣流引進（如圖 1.1 所示），所得到的散熱效能（Nu 值）比 0 度與 30 度好很多，而傾斜的 60 度的配置又比水平擺放的 90 度要好。由此得知，發熱體的擺放間距與陣列的角度都具有其最佳值。

由於發現間距大小與發熱體個數都會對單列垂直排列的發熱體散熱效能造成影響，於是陸續有許多研究者投入相關的研究。在 1972 年，Marsters [3] 分別以 3, 5, 9 根水平均勻熱通量圓柱以不同間距垂直排列，以觀察陣列間距及圓柱個數對散熱效能的影響。研究發現，當間距過窄時，由於上方的圓柱會處在鄰近下方圓柱的尾流中，而使得散熱效能降低，圓柱的溫度會隨高度增加而增加；而當間距拉得越大，上方的圓柱處在遠尾流（far wake）中，所接觸的氣流不僅增溫效果不明顯，且帶有一定的速度，使得對流散熱情形不僅止於自然對流的浮力效應，因此圓柱溫度反而隨著高度上升而下降。同樣的在較多根圓柱的情況下，縱然是較小的間距，最上方的圓柱仍是會因為受到較大速度的氣流散熱而得到比下方鄰近圓柱較低的溫度。實驗結果證明單列圓柱可能隨間距的不同而有比單一圓柱較好或較差的散熱效果，但都隨 Ra 值增加而具有更大的 Nu 值。

Tokura et al. [4] 則在 1983 年提出在兩平板間單列圓柱在改變圓

柱個數、圓柱間距、平板間距下對散熱效能影響之研究。跟據實驗所拍得的等溫線圖片，發現當間距不算太小的時候，不論後方圓柱怎麼增加，第一個圓柱的流場與熱傳情形除了在上方（ $\Phi=180$ 度）附近稍有不同之外，其餘均與單一圓柱相當類似；而當間距相當窄的時候，圓柱的上下方（ $\Phi=0,180$ 度）處在幾乎不流動的死水區，造成相當差的熱傳效能，而當間距拉大時，第二根以上的圓柱下方的熱傳效果會變好，甚至超越單一圓柱，流場的表現漸漸類似於強制對流。研究結果發現，熱傳效能隨著間距與直徑的比例及圓柱個數增加而增加，並可得到Nu與各項影響參數之間的經驗公式。而在增加兩平板的情況下發現，不同位置的圓柱對於平板造成的煙囪效應(chimney effect)的反應不一；其中以對最下方第一個圓柱的熱傳效果有最明顯的改善，且有平板間距的最佳值存在。

1994 年Sadeghipour et al. [5] 則在低Ra值下，觀察當單列水平均溫圓柱從一個增至八個時，其散熱效能的變化。研究發現，隨著間距的擴大可以使得Nu值變大，但當間距擴大至一定程度後（間距/直徑 >15 ），再增加間距也不會使得效能變好，與Lieberman et al. [2] 的結果吻合；然而隨著圓柱個數的增加，所產生的浮力效應會使整列圓柱被強烈的上昇氣流包圍，間距的大小影響Nu值的效應也逐漸消退。研究者並針對實驗結果提出了該範圍的經驗公式。以上關於單列發熱體研究之使用參數範圍與結果歸納於表 1.1。

而關於水平間距對自然對流散熱的影響，則有 Farouk et al. [6] 在 1983 年提出以數值模擬研究兩列水平排列的圓柱對流場及溫度場造成的影響，研究觀察到當氣流通過單列水平排列的圓柱後，由於產生尾流造成低壓，而使氣流受到吸引而往圓柱後方集中的情

形，進而拉動周圍的空氣造成漩渦（如圖 1.2）；此外，在 Ra 值較小的時候， Nu 值會隨著水平間距的增加而上升，當 Ra 值達 10^5 時， Nu 值反而隨著水平間距的增加而下降。研究者也提出兩列水平排列的圓柱分別以對正式及交錯式排列的結果，研究發現上方圓柱在交錯式下的配置的散熱效能並沒有比對正式好，這是因為交錯式的配置雖可以讓第二排圓柱避開溫度較高的空氣，但同時較高速的氣流流經第二排圓柱的面積也相對減少，因此也降低了散熱的效能，但這可能與水平間距的大小有關，不一定表示交錯式的配置比對正式差。

1985 年，Sparrow et al. [7] 率先提出了將自然對流與輻射合併考量入針狀鰭片陣列的散熱效能分析，研究者改變間距、針狀鰭片直徑與長度，使用共 18 組不同的針狀鰭片陣列進行實驗。由實驗發現，散熱效能隨著針狀鰭片長度增加而增加，雖然這樣明顯的趨勢可能來自輻射散熱的助益，但仍可見針狀鰭片的鰭片效率(fin efficiency)非常高；而隨著 Ra 值越高(輻射效應相對較小)，針狀鰭片陣列具有最佳間距的趨勢就越明顯，並發現最佳的空隙度(porosity)（指陣列中空隙與總體積的比例值）約在 78~85% 之間，且在相同散熱面積下，直徑的改變對效能影響很小。而在單位面積散熱效能的部份，針狀鰭片的長度越短效能越好，且 Ra 值較小的時候此現象更為明顯。研究並指出在實驗中輻射散熱佔的比例約有 25~45%，但該文並沒有將輻射散熱自整體散熱中扣除，因此較難判定其幾何配置對單純自然對流散熱造成的影響。

1989 年，Aihara et al. [8] 改變針狀鰭片陣列的高度、水平與垂直間距、陣列高度，得到針狀鰭片密度範圍在 $1.08-10.58 \text{ pins/cm}^2$ 的

59 種不同的配置進行實驗得到不同Ra值之下平均的Nu值，實驗中將鰭片底板垂直擺放並於底板加熱，為獲得其流場分布的特性，讓鋅粒子充滿氣流，以照片觀察流場。在流場觀測的部份可以發現：氣流從兩側被引進的情形遠小於從底部引入的氣流（如圖 1.3），因此針狀鰭片陣列的寬度對於整體效能的影響甚小，此外由於受到針狀鰭片擾流的影響，出口的氣流要比入口混亂很多。文中並經由數值估算出熱輻射的散熱量，並將熱輻射的散熱量自實驗結果中扣除，再藉由單一平板與單排針狀鰭片的自然對流經驗公式及鰭片的熱傳導公式提出一條與實驗結果接近符合的經驗公式。

1990 年，Zografos et al.[9]分別在對正式與交錯式的排列下對三種不同直徑(D)與兩相鄰圓柱圓心距離(W)比例（1/3、1/2、2/3）的針狀鰭片陣列進行實驗。在以數值估算熱輻射散熱量的部份，研究者發現該實驗的輻射散熱量(僅 5%)較其他研究者所做的低許多，認為這是因為針狀鰭片高度降低與Ra值拉大所造成的，故而認為可忽略該實驗中輻射所造成的影響。研究發現，在加熱瓦數過低或針狀鰭片過於密集時，黏性力的效應十分顯著，流體會有流不動的“阻塞(choke)”現象；而隨著加熱瓦數升高，間距較大的針狀鰭片陣列的對流係數會急遽上升，至一定程度後便因達到紊流而趨於平緩；而隨著高度的上升，對流係數會因為所接觸到的空氣已經預熱過、溫度差減少而下降，但是當高度上升至一定程度時，因為空氣較熱而密度更低，故而上升速度增加，使得對流係數下降的趨勢減緩，但整體而言，還是在較低的位置有較好的對流係數值。實驗發現，過小間距的針狀鰭片陣列因黏滯力的阻礙，其Nu值甚至不如單一平板；而在同樣的間距下對正式排列會比交錯式好一些，但隨著間距的縮

小兩者的差距也會變小（註：這兩者不宜直接比較，因為雖然是相同的間距，但交錯式的空隙度相對較差，應以空隙度為準則較合理）。此外，研究中也比較了垂直擺放與和垂直夾 15 度、30 度的擺置效果，發現三者的差異非常微小，故研究者認為散熱效能對於角度的改變並不敏感，對照Lieberman et al. [2]的研究，這可能是研究者嘗試的傾斜角度不夠大的緣故。

由以上的文獻可知，隨著間距的增加有助於散熱效能的提升，但是當間距過大時不僅對對流散熱沒有助益，反而減少了散熱的有效面積，所以間距的大小有其最佳值存在，普遍的認知為間距的最佳值與和直徑的相對比例有相當的關係[8,9]。Bejan et al. [10]則在 1995 年提出了較不一樣的看法，他們首先藉由理論分析水平均溫與均發熱量圓柱陣列在自然對流下的散熱：設想當間距很小的時候，空氣因受阻而流得很慢，是以最大的發熱量就是該流量下空氣所能吸收最大的熱能，再設想當間距很大的時候，空氣因受阻小所以流的很快，所以最大散熱量變成發熱體所能傳給空氣最多的熱能；由於間距不可能無限大或無限小，因此真正的散熱量與間距的關係式必定介於兩條曲線之間，而研究者就藉由以上兩條曲線推斷出最佳的間距與Ra值和間距與直徑的比例有關，也和陣列的高度（即氣流發展長度）有很大的關係。研究者並藉由數值模擬結果修正所推測的最佳化間距的公式且藉由實驗與之印證。論文中也指出根據實驗與數值模擬的結果發現：均溫與均發熱量對於最佳間距的影響並不明顯。

關於找出最佳的間距配置，Fisher et al. [11,12]提出了另一角度的做法，研究者以解析法分析一外罩有煙囪的針狀鰭片陣列(如圖

1.4)，發現可由最佳化之空隙度得到最低熱阻，但最佳的空隙度又與Ra值和針狀鰭片的直徑有關；一般而言，最佳的空隙度約在90%以上，但隨Ra值與直徑的增加而減少。研究者並分別在三種空隙度的針狀鰭片陣列與三種不同高度的煙囪下進行實驗，由於邊界條件的不同（理論是設底板為均熱通量，而實驗則是使底板為均溫。），其實驗結果與理論解析稍有出入，但在趨勢上大致符合。而由於內部的浮力效應會使得靠近底板的氣流速度最快而靠近溫度較低的煙囪的氣流速度最慢，因而也造成整體的平均速度不如理論所預期的大。此外其實驗也指出，較低的空间度由於散熱面積大，所以可以將平板降到較低的溫度，而較高的空隙度由於流阻小、Nu值大，所以底板溫度亦不至於太高；而當煙囪高度越高，有較強的引流效果，可以發揮較好的浮力效應，故可使低空隙度模組的流速增加而有更好的散熱效果，故而當煙囪高度增加時，最佳的空隙度也可以降低。缺憾的是，該研究在實驗的配置上以相同直徑的針狀鰭片配置，且空隙度差異較小，並無法說明直徑對於最佳空隙度的影響。

在2004年，Boyalakuntla et al.[13]以Fluent模擬一底板垂直擺設之圓柱針狀鰭片陣列，陣列外罩有一封閉外殼作為煙囪的情形，發現流場與溫度場的分布在底板均溫或均熱通量的情況不盡相同，且當Ra值較小時，流場發展至一定距離之後流場與溫度場幾乎不再改變，而當Ra值甚大的時候（ $>10^9$ ），溫度場可以隨高度降低而拉到更低的溫度，而隨著高度的增加，貼近加熱面的氣流會引出更高的速度，而貼近冷卻面的氣流則因流量守恆與黏滯力而降低了速度，氣流的活動要比低Ra值時要活躍許多。研究也發現，在較低的Ra值時平均的Nu值不大隨Ra值改變，而當Ra值突破 10^7 之後，Nu值隨Ra

值增加而增加。而在 $Ra=10^9$ 的時候，對於Nu值而言針狀鰭片的水平間距有最佳值存在，但垂直間距卻沒有，吾人認為此因Ra值太大使得尾流的效應不明顯所致。其研究中亦指出，底板與垂直方向夾角越大所得到的Nu值雖越低，但差異甚小，吾人認為此亦可能因Ra值太大且煙囪限制了氣流的走向所造成的結果。

Huang et al. [14]則在 2006 年改變間距或針狀鰭片長度，提出六個不同的正方形針狀鰭片陣列在水平向上、垂直、水平向下擺置的實驗比較結果。實驗發現，整體散熱效能會隨著間距與針狀鰭片長度的降低而增加；而水平向上與垂直的擺設的效能差距不大，但都比水平向下來的好。而在水平向上與垂直擺設的狀況下，過小的間距加上過長的針狀鰭片都會得到比單純平板還差的Nu值，估計是發生了阻塞(choke)的緣故；而在水平向下的擺置卻無此問題，可能是因為空氣受熱後向上昇，反而貼著熱板活動，所受的黏滯力並不會因為間距縮小而增加多少，故而和單純平板比較並不會得到較差的結果。此外，針狀鰭片間距與長度都有其最佳值，且不管如何改變擺放方式，最佳的針狀鰭片陣列密度約在 1 pin/cm^2 ，最佳的針狀鰭片長度則在 2mm 左右。

根據以上文獻，我們可以將前人在關於針狀鰭片陣列的幾何配置的研究結果，依空隙度範圍、直徑範圍、操作的 Ra 值範圍、擺設角度、Nu 值大小、最佳化結果歸納成表 1.2。

1.2.2 幾何截面形狀

一般針狀鰭片的截面形狀都以圓形或正方形為主，但吾人認為這未必是最好的針狀鰭片截面形狀，因此想藉由文獻收集了解發熱體在

不同形狀下自然對流散熱的效能差異，進而篩選出較佳的針狀鰭片截面形狀。

Yovanovich et al. [15, 16] 觀察數種不同形狀的發熱體（非針狀鰭片）的散熱狀況，證實在 $Ra \sim 0$ 時以 \sqrt{A} 作為特徵長度的Nu值對於形狀的改變不敏感，並分析在選取不同定義的特徵長度對Ra值與Nu值之間的關係造成影響，所得到的結果發現以 \sqrt{A} 作為特徵長度時，在不同形狀與長寬比(aspect ratio)下，對Ra值與Nu值之間關係（指Ra值在Nu值中的比重）造成的改變最小，且與實驗值最為符合，因而提出了應該以 \sqrt{A} 作為特徵長度的觀點。雖然其結論與本研究並不直接相關，且研究者所採用的形狀大多對流體的連續性會造成相當的破壞，與本研究所希望考量的形狀特點並不相符；此外，經由第一個發熱體以自然對流會引出類似強制對流的速度流場，在這樣的氣流下不同形狀所造成流阻的大小是強制對流與自然對流的合併考量，因此在針狀鰭片陣列的截面形狀決定並不能單以此文獻的論點作考量。

而在2005年，Brucker et al. [17]歸納了相當多不同二維與三維形狀發熱體在自然對流或強制對流下Nu的經驗式，並另導出等效熱傳導係數的公式，分別在層流低流速、層流高流速與紊流的情況下導出等效熱傳導係數與Nu之間的關係式（不受形狀不同的影響）。

1.2.3 水平擺設平板之自然對流流場研究

由於目前關於水平擺設的針狀鰭片陣列的自然對流流場研究過少，因此關於水平擺設之模型的研究基礎，來自於水平擺設之加熱平板的相關研究上，以下則是關於水平擺設加熱平板流場及效能研究之

文獻收集。

最早關於水平加熱板向上擺設之 Nu 與 Ra 關係的經驗公式研究的資料來自 1950 年 Fishenden and Saunderson [18] 的結果，其經驗公式如下：

$$\text{層流： } Nu = 0.54Ra^{1/4} \quad 10^5 < Ra < 2 \times 10^7$$

$$\text{紊流： } Nu = 0.14Ra^{1/3} \quad 2 \times 10^7 < Ra < 3 \times 10^{10}$$

而 Bosworth [19] 亦在 1952 年提出相關的經驗公式如下：

$$\text{層流： } Nu = 0.71Ra^{1/4} \quad 10^5 < Ra < 10^8$$

$$\text{紊流： } Nu = 0.17Ra^{1/3} \quad 10^8 < Ra$$

由於兩者預測值的差異達 20-30%，後人除關注於水平加熱平板上方所造成的自然對流流場的觀察，也勤於驗證 Nu 與 Ra 之間的關係式究竟為何。

關於水平擺設流場的觀察，在 1968 年時，Husar et al. [20] 曾提出對不同形狀的水平向上的受熱表面周圍的自然對流流場觀察，該研究利用加熱線圈加熱觀測表面，並利用電極加電壓使得加熱表面產生氧化還原反應而改變加熱表面周圍流體之 pH 值，藉由加了 pH 值試劑的工作流體之變色來觀察加熱表面流場之變化。研究結果發現，以正方形加熱表面為例，對角線就猶如分隔線一般，流場會沿對角線被分為四個區域，在各個區域中，氣流會垂直於底板邊緣、彼此平行的進入加熱表面上方；而當接近分隔線時流體就會被捲入垂直上升的氣流，而不會跨越分隔線進入另一個區域，然而隨著上升氣流的路徑較為紊亂而蜿蜒，所謂的分隔線就會變的較多變而彎曲甚至不明顯，在低 Ra 值的中心區或高 Ra 值的大部分區域都有這種現象，如圖 1.5 所示。不過整體而言，由分隔線分割的區塊彼此猶如鏡像反射，有著極相似的

對稱流場。而在其他形狀如圓形、三角形、長方形，也有類似的情況發生，只是隨著幾何條件的不同而略有改變現象（如分隔線的分佈方式不同，或者在圓形時沒有分隔線的產生）。

而在 1972 年，Goldstein et. al. [21] 利用不同形狀或尺寸的樟腦試片向上擺設，藉由測試體表面樟腦的昇華量來觀察 Sh 與 Ra_m 之間的關係，並整理過去關於 Sh 與 Ra_m 和 Nu 與 Ra 關係式的研究，和該研究實驗成果進行比較。由於 Sh 與 Ra_m 和 Nu 與 Ra 具有相同係數與型式的關係式，因此該研究所得到的結果亦能使用於推斷水平向上擺設的平板的 Nu 值與 Ra 的關係式。該研究所得到的結果略大於 Bosworth [19] 所得到的結果。但該研究認為原有認定特徵長度的方式不盡理想，為面對更多不同形狀的加熱平板，該研究提出了新的特徵長度定義 $L^* = A/P$ ，對正方形平板而言，新的特徵長度會是原本的 $1/4$ ，該定義也被許多教科書所採用，然而一般教科書往往在採用該特徵長度定義時，卻採用 Fishenden and Saunderson [18] 根據原有一般特徵長度定義所提出的公式。依照新的特徵長度定義，該研究根據實驗結果提出以下公式：

$$Sh = 0.59 Ra_m^{1/4} \quad Ra_m < 200$$

$$Sh = 0.96 Ra_m^{1/6} \quad Ra_m > 200$$

該研究亦指出，在過去的經驗公式中 Nu 多以 $Ra^{1/4}$ 形式表達，和以邊界層理論分析所得的「 Nu 應以 $Ra^{1/5}$ 形式表達」的期待不同，實驗結果也都高於邊界層理論分析的結果；甚至在較低 Ra 值的區域，過去以有限差分法所得到的數值結果也遠低於實驗結果。

1976 年，Al-Arabi et. al. [22] 則根據 Husar et. al. [20] 關於流場的觀察，提出了流場可以切割成數個區塊，對稱的區塊則有相似的散

熱係數，根據這樣的特性可以分為靠近邊緣區域的 h_e 、中心區域的 h_t 、靠近角落區域的 h_c ，如圖 1.6 所示。該研究以持續通入蒸氣的實驗方法維持加熱平板的均勻溫度，以不同尺寸及形狀的加熱平板進行實驗，在正方形加熱平板方面，研究結果發現在加熱平板的中心切線表面可以得到如圖 1.7 的散熱係數與距離的變化，在中心區域的部份 h_t 是幾乎不變動的，而在靠近邊緣區域的 h_e 則如一般邊界層發展時 h 的變化，且可區分為層流和紊流區域，該研究指出當 $Ra_x < 2 \times 10^5$ 時仍為層流區域，而當 $Ra_x > 3.8 \times 10^6$ 就進入了紊流區域，而角落區域 h_c 由於氣流在此區域向上發展、吸收表面熱量較少，因此 h_c 甚小。而實驗所得平均的 Nu 值公式如下：

$$\text{層流： } Nu = 0.7Ra^{1/4} \quad 2 \times 10^5 < Ra < 4 \times 10^7 \quad \pm 14\%$$

$$\text{紊流： } Nu = 0.155Ra^{1/3} \quad 4 \times 10^7 < Ra \quad \pm 12\%$$

該研究對層流的結果與Bosworth [19]等人提出的經驗公式較為接近，而與一般教科書常引用的Fishenden and Saunder [18] 的結果有30%的差距；而在紊流的部份則各有11%的誤差。

同樣關於水平向上擺設的均溫加熱平板的經驗公式研究，Yousef et.al. [23]認為加熱板上方的氣流溫度分佈可能因擾動而有震盪不連續的現象，因此以干涉儀量測正方形加熱平板上方的氣流溫度分佈，配合加熱板溫度之量測，而取得局部(local)的 Nu_x 與平均的 Nu 值。該研究獲得大量的實驗資料而提出了以下的經驗公式：

$$\text{層流： } Nu_x = 0.297Ra_x^{1/4} \quad 200 < Ra_x < 6 \times 10^3 \quad \pm 6\%$$

$$Nu = 0.622Ra^{1/4} \quad 3 \times 10^6 < Ra < 4 \times 10^7 \quad \pm 20\%$$

$$\text{紊流： } Nu_x = 0.146Ra_x^{1/3} \quad 6 \times 10^3 < Ra_x < 5 \times 10^6 \quad +8.6\% \text{ \& } -12.7\%$$

$$Nu = 0.162Ra^{1/3} \quad 4 \times 10^7 < Ra \quad \pm 10.5\%$$

研究中發現加熱平板上的流場紊亂（如圖 1.8），流場溫度隨機性的振動很大，使得其 Nu_x 值可以偏離公式達 45% 或 -35%，其經驗公式的產生，實際上是排除了這些隨機性的大幅度震盪，也因此所推得的公式雖有大量資料的累積且具高可靠度，但其實是無法反映出實際現象中這樣的氣流溫度隨機震盪的。此外，該研究亦指出，他們所判別的層流區域遠比 Al- Arabi et. al. [22] 的 $Ra_x < 2 \times 10^5$ 要小很多，亦即紊流的發生可能遠比前人的預期要早許多。

由以上的結果，吾人可以察覺：由於平均的 Nu 值在該研究中是以 Nu_x 迭加而得的平均值，因此，在一般所認定的層流區域而得到的 Nu 值其實已經包含了一部份、甚至是大部分區域都是紊流了。

1995 年，Kitamura et. al. [24] 將長 20~1500mm 的平板以均勻熱通量加熱，兩側則以護欄隔絕，使流場特性近乎二維流場（只有從兩端引入的氣流），觀察其流場與局部和平均的熱對流係數變化。研究發現流場隨進入加熱平板上方區域的距離增加，可以分為四個區域（參見圖 1.9）：（1）在接近邊緣處近於二維型態的層流流場，此區在發生分離時結束並達到局部的對流係數最低處；（2）穩定但出現垂直於邊緣的低溫平行條狀氣流的流場（transition flow），此時對流係數開始上升並重新達到高峰；（3）不穩定且不規則的低溫流場（紊流區），流場的邊界層重新發展使對流係數雖接近穩定值但有微幅下降；（4）在中心處兩股氣流撞擊在一起而使得對流係數微幅的上升。該研究在中後段的對流係數之微幅變動和前人研究結果（如圖 1.7）略有不同，但吾人認為這可能是之前的研究選取的觀測點不夠密集的緣故。

該研究亦指出，由流場觀測發現氣流在進入加熱區域後不久便

產生分離的現象，如圖 1.10 所示，亦即所謂層流的區域可能比前人所想的要短，而大部分研究結果可能其實都帶有部份紊流。該研究亦根據實驗結果擬合出經驗公式，其結果在熱通量和溫度差的帶換下與 Al-Arabi et. al. [22] 等人有相近的結果。其公式如下所示：

$$\begin{aligned}
 \text{I. } Nu_x &= 0.66 Ra_x^{*1/6} & 10^2 < Ra_x^* < 10^6 \\
 Nu &= 1.25 Ra^{*1/6} & 1.6 \times 10^3 < Ra^* < 1.6 \times 10^7 \\
 \text{II. } Nu_x &= 0.066 Ra_x^{*1/3} & 10^6 < Ra_x^* < 5 \times 10^7 \\
 Nu &= 0.04 Ra^{*1/3} + 9.7 & 1.6 \times 10^7 < Ra^* < 8 \times 10^8 \\
 \text{III. } Nu_x &= 0.7 Ra_x^{*1/5} & 5 \times 10^7 < Ra_x^* < 8 \times 10^{10} \\
 Nu &= Ra^{*1/5} - 13.5 & 8 \times 10^8 < Ra^* < 1.3 \times 10^{12} \\
 \text{IV. } Nu_x &= 0.2 Ra_x^{*1/4} & 8 \times 10^{10} < Ra_x^* < 10^{14} \\
 Nu &= 0.2 Ra^{*1/4} + 37 & 1.3 \times 10^{12} < Ra^* < 1.6 \times 10^{15}
 \end{aligned}$$

而在 1999 年，Pretot et al. [25] 以數值模擬一大封閉空間中二維均勻熱通量加熱平板在暫態及穩態下的流場，並以干涉儀量測實際流場和數值結果進行比對。其數值模擬的條件是在一長度為 100mm 的加熱板上通以均勻的熱通量（10~40W/m²）以 5mm 的水平網格、2mm 的垂直網格、1s 的時間間距計算之；其遠處的邊界設為與外界同溫的壁面，而隨著時間或熱通量的增加則必須拉大遠處的邊界範圍。其研究結果發現實驗與模擬結果有良好的相關性，再加熱區上方基本上會形成向上發展且向兩旁擴散的熱煙區，而隨著距離的升高，熱煙區的溫度則會漸漸降低。而根據其實驗以干涉儀量測溫度分布的結果也發現，流場的溫度跳動很大、具有隨機性，並不具有數值計算結果的連續性。此外該研究採用的熱通量極低，大幅的減低了其流場的複雜性。

在過去的研究中，以邊界層理論分析，在層流區域 Nu 的表示式應以 $Ra^{1/5}$ 表達；然而由以上實驗研究所得經驗公式中 Nu 皆以 $Ra^{1/4}$ 形式表達。而前人研究亦發現自然對流流場在加熱板水平向上的狀況下基本上很容易產生溫度的震盪與擾動，進而提早發生紊流，可見在一般認定屬層流範圍的區域所獲得的經驗公式，其實可能也包含了一部分的紊流效應，而提高了散熱效能，故使實驗所得的經驗公式與以層流邊界層理論分析的結果不同。因此，本研究除了可以根據前人研討之水平向上擺設的流場特性驗證本研究之結果；也將試圖探討在模擬時加入紊流效應對流場的影響，探尋此變因是否是造成理論分析結果與經驗公式不同之緣由。

1.3 研究目的

本研究希望利用數值模擬可獲得詳細速度與溫度流場的特性，來觀察各項要素對於流場與散熱性能造成的影響，以對前人實驗所得的結果提出更好的解釋。

第一部分將針對底板垂直而鰭片水平的針狀鰭片陣列作分析，在水平方向具週期性的假設下，計算區間可大幅降低，故可詳細探討針狀鰭片在不同截面形狀、不同幾何配置（排列方式、直徑大小、間距大小、傾斜角度...等）之影響下，自然對流的散熱特性，提供一個自然對流下較佳效能之針狀鰭片製作與使用之準則。

第二部份分析水平放置的受熱平板在自然對流下的流場與散熱性能，並探討紊流的發生對其散熱性能的效應。

第三部份則針對底板水平而鰭片垂直的針狀鰭片陣列作分析，

將探討正方形針狀鰭片陣列在不同鰭片間距與鰭片長度下的流場狀況與散熱性能，並與 Huang et al. [14]的實驗結果做比較。



表 1.1 單列發熱體研究之使用參數範圍與結果

	N	D(mm)	S/D	Ra _D	結果
Lieberman et al. [2] (wire)	2~10	0.127	37.5 ~225	非參數	S/D >150 時，S/D 的大小對 Nu 不再有影響。
Marsters [3] (tube)	3,5,9	6.35	2 ~20 (10)	600 ~1600	Nu 在 S 夠大的時候與 S、D、Ra 成正比。
Tokura et al. [4] (cylinder)	2,3,5	22.5, 28.5, 38	1.1 ~20 (10)	28000 ~280000	$Nu_{av} = 0.41Ra^{1/4} \ln \left(\left[\frac{(S/D)^{0.055N}}{1.3} \right] \right) + 0.434$
Sadeghipour et al. [5] (cylinder)	2~8	6.6	3.5~30.5 (27.5)	500~700	$Nu_{av} = Ra^{1/4} \left[0.823 + \exp(-1.5(S/D)^{0.05N}) \right]$

表 1.2 針狀鰭片陣列實驗之使用參數範圍與最佳空隙度

	shape	D (mm)	H/D	S/D	Porosity (%)	Ra	Optimal Porosity
Sparrow et al. [7]	circle	6.35, 3.175	4~12 (24)	-	78~85	$Ra_D \sim (0.9 \sim 16) \times 10^5$	78.7
Aihara et al. [8]	circle	1.23	32~60	2.7 ~12.14	86.8 ~98	$Gr_H \sim 10^6 \sim 10^8$	-
Zografos et al.[9]	circle	6.35, 3.175	6,12	1.5~3	60~90	$Ra_H \sim (2 \sim 6) \times 10^7$	90
Bejan et al. [10]	circle	6.35	2.236	1.5~3	93.6 ~95	$Ra_D \sim 300 \sim 400$	89.1 ~91.8
Fisher et al. [12]	circle	3	16.67	3.56 ~4.7	88.1 ~94.3	$Ra_H \sim (0.66 \sim 16) \times 10^9$	91
Boyalakuntla et al.[13]	circle	2	10	1.5~4	82.5 ~93.5	$Ra_H \sim 10^5, 10^9$	91.27 (S_y fixed)
Huang et al. [14]	square	2	1~5	2~5	74.7 ~96.2	$Ra_H \sim (0.6 \sim 4.2) \times 10^6$	96

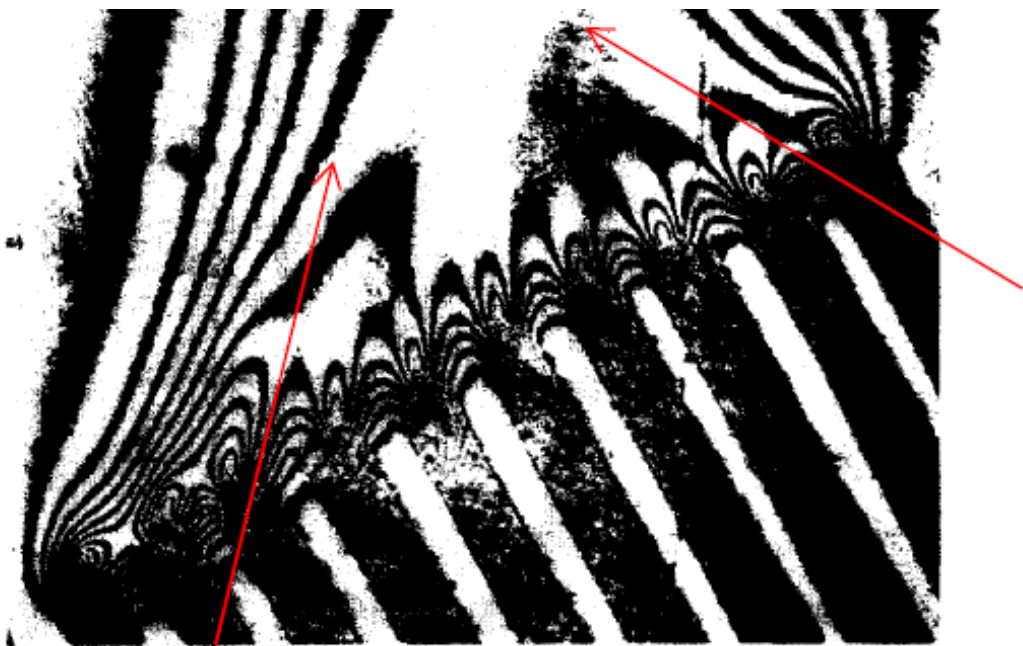


圖 1.1 氣流從另一側被引入的情形 [2]

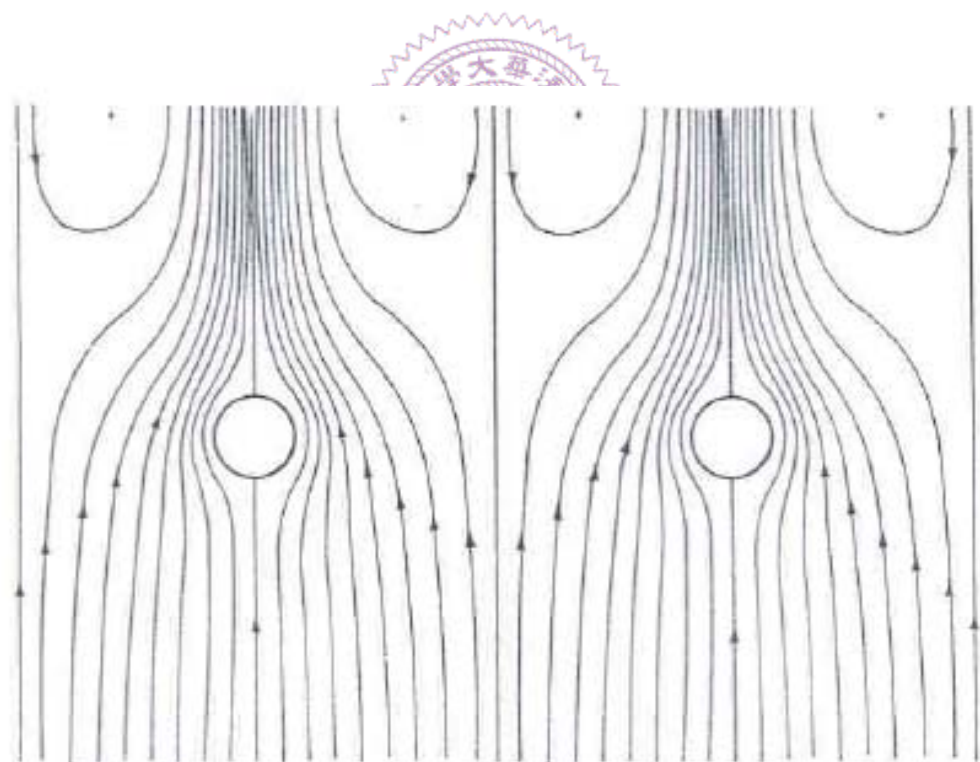


圖 1.2 氣流通過單列水平排列圓柱的流線分布 [6]

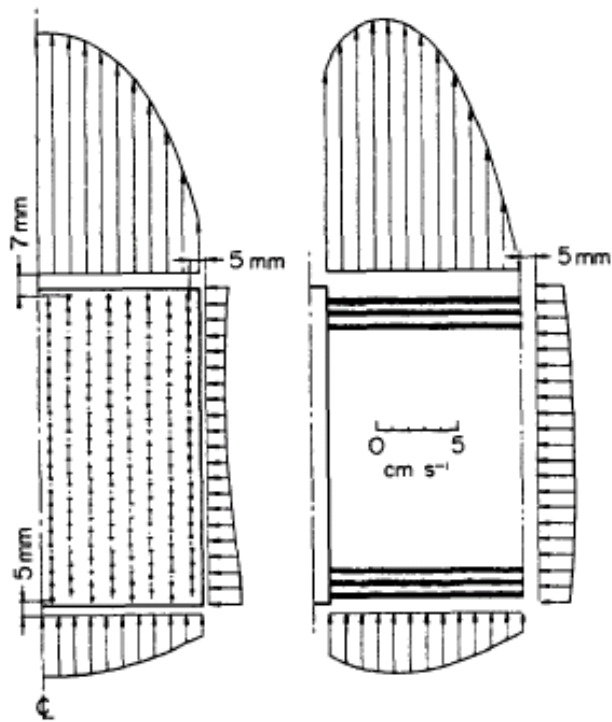


圖 1.3 氣流從底部被引入的速度遠比其他區域來的大 [8]

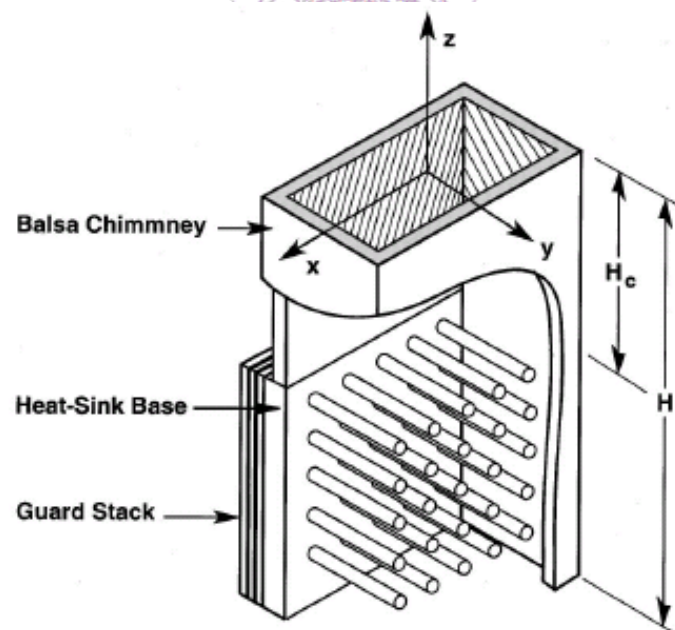
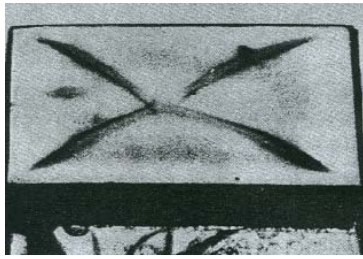
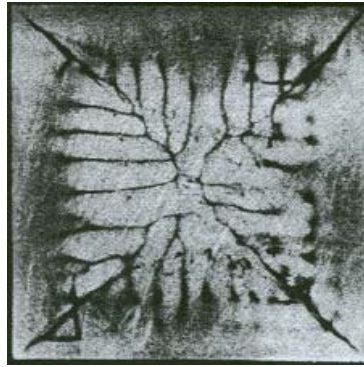


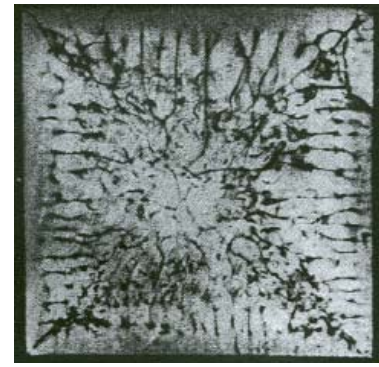
圖 1.4 外罩有煙囪的針狀鰭片陣列圖解 [11, 12]



(a) $Ra = 2 \times 10^6$



(b) $Ra = 1.5 \times 10^8$



(c) $Ra = 5 \times 10^8$

圖 1.5 不同 Ra 值的水平向上擺設正方形加熱板周圍之流場 [20]

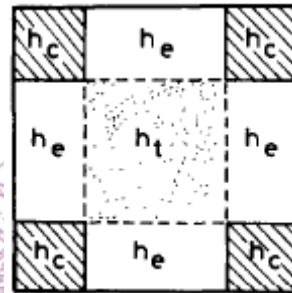
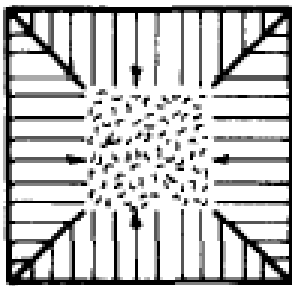


圖 1.6 水平向上擺設正方形加熱板流場及散熱效能隨區域分割 [22]

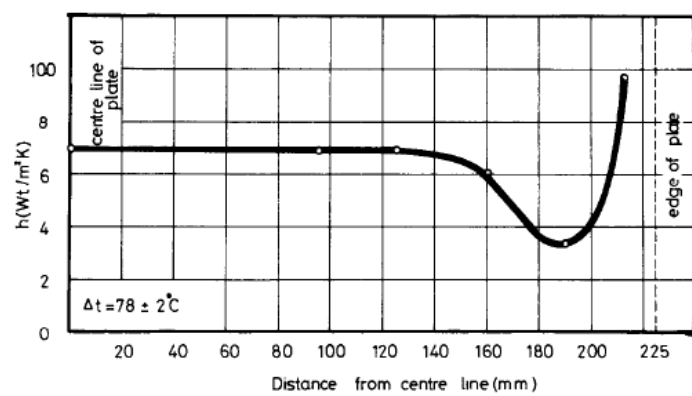
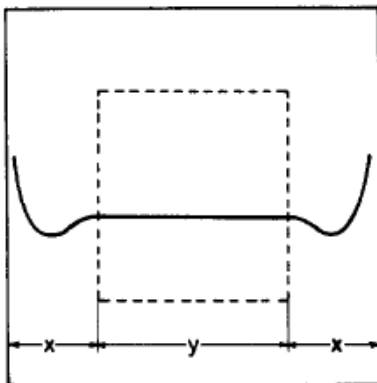
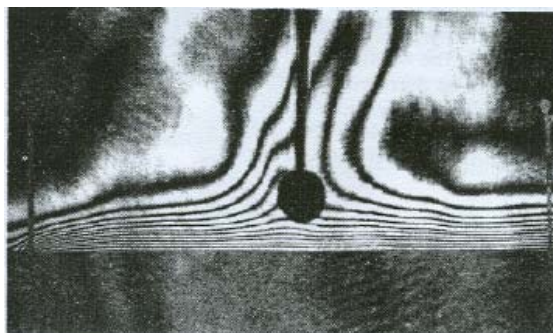
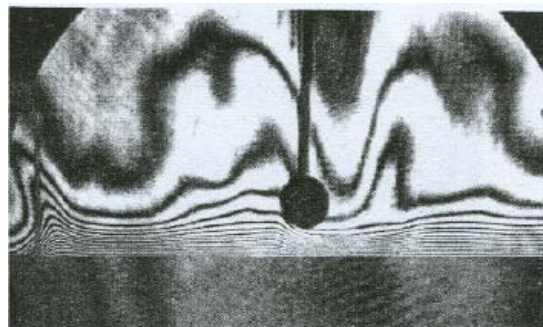


圖 1.7 正方形加熱板中線處局部的散熱係數與距離的關係 [22]



$Ra = 2.1 \times 10^7$ ($L=200\text{mm}$)



$Ra = 2.9 \times 10^7$ ($L=200\text{mm}$)

圖 1.8 水平向上擺設正方形加熱板上方流場的溫度分佈 [23]

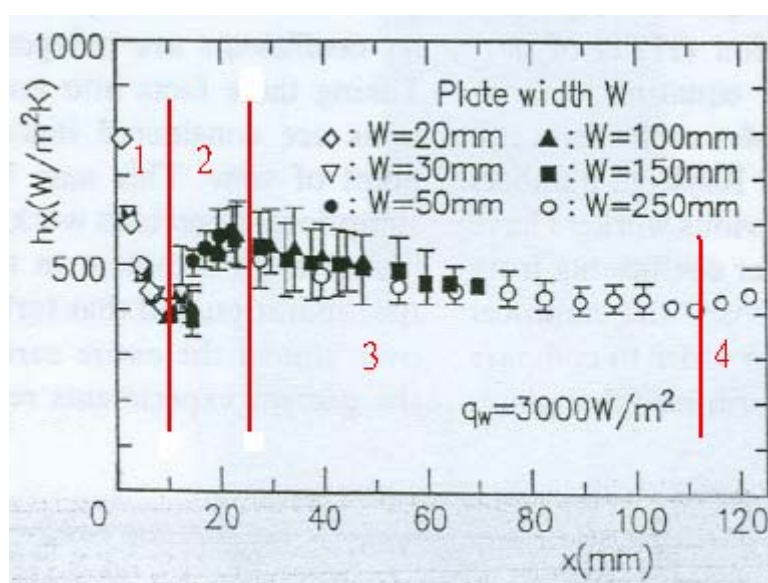


圖 1.9 以散熱係數和距離之關係分隔出不同特性的流場 [24]

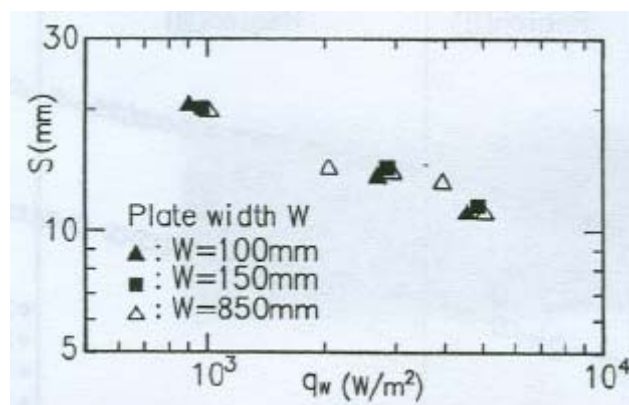


圖 1.10 流場分離之現象與分離位置和熱通量之關係圖 [24]