

利用 *RAMS* 測試不同加熱作用 對模式渦漩發展之影響

李清勝 簡國基

國立台灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十四年四月十八日收稿；中華民國八十四年六月二十七日定稿)

摘 要

本研究利用 *CSU-RAMS* 進行數值模擬，探討不同型態加熱作用對模式渦漩發展之影響。結果顯示，在本文模式架構下(1600公里×1600公里，40公里網格距)集中於模式中心附近之加熱作用，無法使模式渦漩形成眼，系統增強速率及加熱效率皆遠不及環狀分佈之加熱作用；結果亦印證颱風眼形成對渦漩後續發展的重要性(Malkus and Riehl,1960)。由環狀熱源作用之模式渦漩演化，顯示系統在形成眼後，可進入 Ooyama(1982) 所指出之物理決定階段(deterministic stage)。

徑向分佈不同的環狀熱源模擬結果顯示，熱源分佈愈集中者，愈有利於模式渦漩眼的形成，但眼形成後，系統的發展速率與熱源的集中與否關係並不顯著。模式渦漩眼的形成過程為高層氣流於系統中心輻合，導致下沉增溫，此增暖作用隨積分時間逐漸向下延伸至低層，進而形成眼。垂直分佈不同的環狀熱源模擬結果顯示，由於模式渦漩熱力結構上的差異(即最大加熱高度較高者，所形成渦漩之最強暖心相對較高)，使最大加熱高度愈高者愈有利於渦漩眼的形成；但當模式渦漩皆形成眼後，最大加熱高度較低者其氣旋式渦漩發展速率較快，且結構較緊密、紮實。不同緯度 f 面測試結果顯示，渦漩切向風速之增加，以緯度高者較快，即原本針對中小尺度模擬而發展的 *RAMS*，亦可合理表現科氏效應所導致之旋轉加速。

本研究中，模式渦漩之發展情形因加熱型態與分佈之改變而有很大之變化，此結果與 Hack and Schubert(1986) 之結果非常類似。此外，模式渦漩眼的形成機制，與 Arnold(1977) 之診斷分析及 Willoughby(1979) 之數值模式中所提出的論點相似；即在環狀熱源測試中，系統中心之無加熱區及加熱之徑向分佈，皆為造成中心下沉運動的主因；而系統中心下沉運動之垂直分佈(與加熱垂直分佈有關)，與系統中心地面氣壓變化趨勢關係密切，且為影響眼形成快慢的重要因素。

關鍵詞：模式渦漩發展、數值模擬

一、前 言

熱帶氣旋是自然界破壞力最大的天氣系統之一，系統中包含多種運動尺度且彼此交互作用；但因觀測資料取得不易，迄今尚無法完全瞭解導致熱帶氣旋形成及發展之機制。一般而言，熱帶之中低對流層為條件性不穩定，小尺度之積雲較氣旋尺度環流系統更易獲得能量，因此，熱帶氣旋形成和發展所需之能量來源值得特別注意。早期的觀測分析即認為驅動此氣旋尺度環流的能量，主要來自於深積雲對流所產生的潛熱釋放(Riehl and Malkus, 1961 ; Yanai, 1961a、b) 。Charney and Eliassen(1964)和Ooyama(1964)提出「第二類條件性不穩定」(Conditional Instability of the Second Kind, *CISK*)理論，認為熱帶氣旋的發展導因於大小兩種尺度間的相互合作，較小的積雲尺度提供潛熱釋放之水平梯度，較大的氣旋尺度因而產生徑向次環流，此較大尺度次環流同時提供積雲尺度所需的底層水汽輻合，增加潛熱釋放，進一步增強氣旋尺度環流系統，透過此種能量正反饋機制，促使熱帶氣旋發展。

Ooyama(1982)更提出一概念模式，闡釋 *CISK* 理論的真義及其在熱帶氣旋形成和發展過程中之適用性，他認為熱帶氣旋的生命史很難就某一點去劃分成不同階段，而應以整個形成和發展過程考慮。由於熱帶積雲簇的相對渦度值很小，而熱帶地區的羅士培變形半徑(Rossby Radius of Deformation)很大，地轉調整主要是由質量場調整至風場，加熱效率很低，系統的演變與發展純屬隨機性；但若系統的相對渦度持續增加，可使羅士培變形半徑減少，地轉調整過程逐漸轉變為由風場調整至質量場，此時加熱效率提高，系統的發展則進入物理決定階段，且以 *CISK* 能量機制運作。Hack and Schubert(1986)曾利用經轉換之Eliassen平衡模式(balanced model)，模擬加熱對渦旋形成與發展之影響；結果顯示，隨著模式渦旋強度之增加，加熱效率亦隨之提升，而促使系統之發展加速。在上述的研究中，來自洋面的水汽和能量供應，為颱風生成和發展的必要條件，但上述學者並未特別討論之。Emanuel(1991)則從能量觀點，將成熟颱風視為 *Carnot* 熱機之能量循環機制，而特別強調洋面能量供應與颱風發展之關係。

就觀測資料而言，關島美軍聯合颱風警告中心(*Joint Typhoon Warning Center ; JTWC*)的每年颱風報告資料顯示，每兩個熱帶氣旋中，即有一個發展至颱風(最大風速達33m/s)的強度；但是在眾多熱帶積雲簇中，僅有少數得以發展成組織結構特徵明顯之熱帶氣旋或熱帶風暴(TS, 最大風速17~33m/s)。由此看來，由熱帶積雲簇發展成熱帶風暴之困難度較高，且似為問題的關鍵所在，因此Lee(1989)將之定義為熱帶氣旋之形成。Ooyama(1982)亦曾指出，*CISK* 理論並未企圖解釋由熱帶積雲簇發展成熱帶風暴的隨機過程。雖然熱帶氣旋形成為一隨機過程，但仍具有必要之環境條件或有利之環流特徵(如Gray,1981和McBride,1981所述)。Love(1985)，Lee(1986)，Lee *et al.*(1989)，Bosart and Bartlo(1991)，Davidson *et al.*(1990)，Zehr(1991)等觀測研究即在分析有利於颱風形成之環境條件。然而，在某種有利之環境條件下(如Lee,1986所提出之信風突增狀況，Trade wind surge)，熱帶積雲簇如何發展成熱帶氣旋之過程(尤其是中尺度結構之演變)，仍需進一步研究；由於觀測資料取得之不易，此方面之研究常需借助數值模擬結果之分析。

颱風眼為成熟熱帶氣旋之重要特徵。Malkus and Riehl (1960)曾指出，若地面的相當位溫(θ_e)為350K，則經由溼對流過程使地面氣壓下降，最低僅約可達1000hPa；他們進一步指出

，地面氣壓的變化量（以hPa表示）約等於 $-2.5 \Delta\theta_e$ （以K表示）；因此，欲使熱帶氣旋中心之地面氣壓持續下降，必須使系統中心有效增溫；以地面氣壓為950hPa為例，地面相當位溫至少須達370K；若為900hPa，則至少須達390K，遠高於觀測值。然而，若形成颱風眼，則系統中心之下沉運動將導致大量之絕熱增溫；因此，颱風眼之形成對於熱帶氣旋之發展扮演極重要角色。觀測資料同時顯示，颱風眼通常在熱帶氣旋達熱帶風暴強度後方出現，但並非每個系統皆具有明顯之颱風眼。

Arnold(1977)利用DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) 高解析衛星資料進行分析，結果顯示，初生颱風眼，並非從對流強烈之積雲中心產生，而是在其邊緣或數個強大對流胞間之相對無雲區產生；此外，熱帶高對流層槽（*Tropical Upper Tropospheric Trough*；TUTT）與強烈對流胞在高層輻合產生下沉運動區，亦為形成颱風眼的有利環境；Lopez(1973)亦曾提出相同看法。

綜合上述，一個熱帶積雲簇如何在有利環境條件下，發展成具颱風眼結構之熱帶氣旋，仍是一值得多方面研究之問題；因此，本文利用RAMS（The Regional Atmospheric Modeling System，Tremback *et al.*,1987；Tripoli *et al.*,1982）測試模式渦漩對不同加熱作用的反應，並藉由不同加熱型態下渦漩結構演變之差異，探討加熱作用對颱風形成和發展可能之影響並與其他研究結果相互比較。在此，渦漩的形成指模式中系統眼形成前的階段，發展則指形成後的階段。因本研究為一敏感度測試研究，故引用Arnold(1977)之觀點，大部份模擬皆採用環狀熱源（中心無加熱），但此加熱型態過於理想化，模擬結果較難與實際颱風之形成和發展過程直接比較；但對於颱風形成與發展之敏感度，則可由不同加熱型態模擬結果之比較而有更進一步之瞭解。本文之第二節將簡要介紹所使用的模式RAMS，說明模擬所使用之初始、邊界條件及實驗設計；第三節分析、探討並比較模擬結果；第四節為綜合討論；最後則為總結。

二、RAMS 模式簡介和實驗設計

RAMS（區域大氣模式系統）是由美國科羅拉多州立大學（Colorado State University）與大氣模擬測試及研究中心（Atmospheric Simulation Testing and Research, ASTeR, Inc.）所研究發展之一多功能數值模式。其物理參數化方法及網格架構具有相當高度的選擇性，且對於中尺度系統演變及雲尺度動力過程模擬，可得到合理的結果(Tripoli *et al.*, 1989a、b；Cotton *et al.*,1982)。

RAMS主要由非靜力平衡雲模式(Tripoli and Cotton, 1982)以及兩個靜力平衡中尺度模式(Tremback *et al.*,1987與Mahrer and Pielke ,1977)整合而成。三個主要部份分別為：(1)大氣模式，(2)等熵分析套件—主要功能在於處理觀測氣象資料，提供模式積分之初始場，和(3)視覺及分析套件—主要功能則為模式積分後各場變數之繪圖及分析處理。雖然RAMS基本上是一區域模式，但其亦可架構於行星尺度範圍，故模式可提供作為不同目的之各種尺度大氣現象模擬研究；網格配置可為巢狀網格，且區域大小、網格點數、解析度等，原則上皆無限制（但受限於機器的記憶體容量）。本文所使用之RAMS為2c版，有關RAMS之詳細內容和可供選擇的功能

請參閱上述原始論文和簡(1994)，在此僅扼要介紹控制方程、變數和參數化等；但因本文只探討加熱作用，不含雲雨水過程，所有變數並未包含水汽效應。

(一) RAMS 控制方程組和參數化簡介

根據 Tripoli and Cotton(1982)，任一變數 A 可將之分離為：

$$A(x, y, z, t) = \bar{A}(x, y, z, t) + A''(x, y, z, t) \quad (1)$$

其中「 $\bar{\quad}$ 」代表數值模式可解析之時間與空間平均，「 $''$ 」代表距前述平均值的偏差，為模式不可解析的變動量。平均值可再進一步分為：

$$\bar{A}(x, y, z, t) = A_0(z) + \bar{A}'(x, y, z, t) \quad (2)$$

下標「0」代表水水平均之參考狀態（如本文所採用之單一探空初始場），「 $'$ 」為模式可解析距平均值的偏差。方程組中變數即以此方式處理。

在座標系統上，為方便地形處理，RAMS 使用「sigma-z」(x^*, y^*, z^*, t^*)座標系統，其與直角(x, y, z, t)座標之間的轉換如下：

$$\begin{aligned} x^* &= x \\ y^* &= y \\ z^* &= H(z - z_s)/(H - z_s) \\ t^* &= t \end{aligned} \quad (3)$$

其中 H 代表模式頂的高度， $z_s = z_s(x, y)$ 代表地形高度。而直角與「sigma-z」座標中的速度場(u, v, w)間關係為

$$\begin{aligned} u^* &= u \\ v^* &= v \\ w^* &= \frac{H}{H - z_s} \left[w + \left(\frac{z}{H} - 1 \right) u_j \frac{\partial z_s}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

其轉換過程為

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t^*} \\ \frac{\partial}{\partial x_i} &= \frac{\partial x_j^*}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_j^*} = a_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \end{aligned} \quad (5)$$

$$a_{ij} = \frac{\partial x_j^*}{\partial x_i} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x^*}{\partial x} & \frac{\partial y^*}{\partial x} & \frac{\partial z^*}{\partial x} \\ \frac{\partial x^*}{\partial y} & \frac{\partial y^*}{\partial y} & \frac{\partial z^*}{\partial y} \\ \frac{\partial x^*}{\partial z} & \frac{\partial y^*}{\partial z} & \frac{\partial z^*}{\partial z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & \frac{\partial z^*}{\partial x} \\ 0 & 1 & \frac{\partial z^*}{\partial y} \\ 0 & 0 & \frac{\partial z^*}{\partial z} \end{vmatrix}$$

RAMS系統所預報之熱力變數包含有 θ_{il} (ice-liquid water potential temperature) , r_T (total water mixing ratio) , r_r (rain water mixing ratio) , r_i (ice crystal mixing ratio) 和 r_g (graupel mixing ratio) , 氣壓預報以exner function (π) 來處理 , π 定義為 :

$$\pi = C_p \left(\frac{P}{P_{00}} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad (6)$$

其中 C_p 為乾空氣之定壓比熱 , P_{00} 為1000hPa , R 為乾空氣氣體常數。但因本文不含雲雨水過程 , 所以真正預報之熱力變數為 θ (位溫) 及 π , 溫度則由包桑(Poisson's equation)計算而得。

(1) 預報方程

RAMS 所採用之原始運動方程式為 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t^*} \rho_0 u_i + \rho_0 \theta_0 a_{in} \frac{\partial \pi'}{\partial x_n^*} = g \left(\frac{\theta'}{\theta_0} + 1.61 r_v - r_T \right) \delta_{i3} + \varepsilon_{ijk} f_3 \\ (\bar{u}_{ik} - u_{0k}) + ADV(\rho_0 u_i) + \rho_0 TURB(u_i) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 δ_{i3} , 為Kronecker delta function ,

$$\begin{aligned} \delta_{i3} = 1 & \quad \text{當 } i=3 \\ \delta_{i3} = 0 & \quad \text{當 } i \neq 3 \end{aligned} \quad (8)$$

ε_{ijk} 定義為 :

$$\begin{aligned} 0 & \quad \text{當 } i,j,k \text{ 有兩個以上指標相同時} \\ \varepsilon_{ijk} = 1 & \quad \text{當 } i,j,k \text{ 為偶排列 (如 } \varepsilon_{123}, \varepsilon_{231}, \varepsilon_{312} \text{ 等)} \\ -1 & \quad \text{當 } i,j,k \text{ 為奇排列 (如 } \varepsilon_{213}, \varepsilon_{321}, \varepsilon_{132} \text{ 等)} \end{aligned} \quad (9)$$

u_i 定義為 :

$$\begin{aligned} u & \quad \text{當 } i=1 \\ u_i = v & \quad \text{當 } i=2 \\ w & \quad \text{當 } i=3 \end{aligned} \quad (10)$$

浮力項中包含了水汽、液態水及冰的反饋效應。本文所使用之(7)式, 等號右側第二項為科氏力矩, 但並未包含等號右側第一項中括號內之後兩項($1.61 r_v - r_T$) , ADV 及 $TURB$ 分別代表平流項及亂流效應。

根據Klemp and Wilhelmson (1978a)的定義, exner function趨勢方程可寫為 :

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t^*} + \frac{R\pi_0}{C_v \rho_0 \theta_0} \frac{\partial}{\partial x_n^*} (a_{jn} \rho_0 \theta_0 u_j) = \frac{\partial \pi'}{\partial t^*} + \frac{C^2}{\rho_0} \nabla(\rho_0 \theta_0 u_j) = 0 \quad (11)$$

其中 C_v 為定容比熱, C 為聲速。

而 *RAMS* 所採用之原始熱力方程式為：

$$\frac{\partial}{\partial t^*} \rho_0 \theta_{il} = ADV(\rho_0 \theta_{il}) + \rho_0 TURB(\theta_{il}) + \rho_0 S(\theta_{il}) \quad (12)$$

其中 S 代表 θ_{il} 的源(source)或匯(sink)，由於即使水的相態改變， θ_{il} 仍為保守量；因此 S 可來自降水的拉曳效應或非絕熱加熱。在沒有水汽效應之乾模式中， θ_{il} 即等於 θ 。

(7) 至 (12) 式即是一乾模式封閉系統，亦為本研究中所使用的控制方程組，預報變數計有 $u, v, w, \text{exner function } \pi'$ 及位溫 θ 。

(2) 平流項計算(ADV)

上述方程組中包含有平流項，任一獨立變數 A 之平流項可計算如下：

$$ADV(\rho_0 A) = -u_j \frac{\partial}{\partial x_n^*} (a_{jn} \rho_0 A) \quad (13)$$

平流項在預報方程中扮演著不同波數波動間之非線性交互作用，透過較簡化之正壓渦度方程式之分析可知，方程式對於非線性交互作用的限制，為能量不可能單方向傳送，亦即不可能單向短波或長波不斷累積能量。觀測分析顯示(Saltzman, 1970)，實際大氣的非線性交互作用確實具有上述性質。但當以數值法求解此平流項時(13式)，所能解析的最短波長受到網格間距大小的限制，而無法正確表示小於 $2 \times \Delta x$ 的波動，因而會產生假象誤差。經由不當的數值方法，透過非線性平流項的作用，將會產生模式中所無法解析的短波，這些短波再經由假象誤差，促使波長在某個區間之波動能量不合理增加，將會導致非線性不穩定。

為求抑制此不穩定現象的過度膨脹，將平流項以通量(flux)型式表示

$$ADV(\rho_0 A) = -\frac{\partial}{\partial x_n^*} (\rho_0 A a_{jn} u_j) + A \frac{\partial}{\partial x_n^*} (a_{jn} \rho_0 u_j) \quad (14)$$

上式中等號右側第一項為質量通量輻散項，第二項為動量通量輻散項。在一物理系統趨向於 anelastic balance 時，(14) 式可寫為

$$ADV(\rho_0 A) = -\frac{\partial}{\partial x_n^*} (\rho_0 A a_{jn} u_j) \quad (15)$$

如此，在垂直及水平變數皆採用交錯網格法放置時，透過適當的差分格式，在左、右（或上、下）邊界條件相等時（包含邊界通量為零）， A 及 A^2 為區域平均保守。當 $A = u$ 時，上述差分格式具有積分區域平均動能保守性質。

(3) 亂流參數化(TURB)及濾波

RAMS 2c 版提供兩種較完整的亂流參數化供使用者選擇，一為 K 理論(K-theory)，另一為 Deardorff(1980) TKE 方法，但因 TKE 方法是一種較大尺度渦流的模擬(large eddy simulation)，其認為模式中可解析之渦流運動表現了大部份之渦流傳送，因此此法僅適於水平網格尺度和垂

直網格尺度相當的數值模擬，也因此本研究中的亂流參數化選擇K理論，而K值隨大氣穩定程度調整（以Richardson number度量之）。

*RAMS*中所使用的二階、四階或六階空間差分法，會因為計算上誤差及本身數值方法的限制，造成模式中短波能量不合理的堆積、長大，此因數值方法不當所造成之假象，會導致模式結果不合理地雜亂。有鑑於此，使用差分法的數值模式常藉擴散項(diffusion term)來去除一些較高頻的波動，而擴散項中的交換係數即由類似上述之亂流參數化來決定。除此之外，利用濾波(filtering)亦可濾除假的高頻短波，使之不致影響積分結果。*RAMS 2c*版中所使用的濾波方法為四階濾波法(fourth order filter)，濾波常數值設為定值0.0025。

(4) 其他物理參數化

*RAMS*中尚包含其他物理過程的參數化，如地面層參數化、積雲參數化、輻射參數化及微物理過程....等。因本文乃測試加熱作用對颱風發展之影響，加熱作用以指定熱源當作模式的強迫作用，所以上述參數化僅使用地面層參數化(Manton and Cotton,1977)。因模式無雲雨，故輻射效應就統計而言，效應趨向於定值之長波冷卻效果(約 $-1.1^{\circ}\text{C}/\text{day}$ ，McBride,1981)，就指定熱源的研究而言，輻射參數化所扮演角色之重要性不高、作用不大，因此將輻射參數化關閉。由於大部份參數化於模式積分過程中並不使用，因此，可以有效控制加熱的型態及分佈。但需注意的是，如此指定熱源的做法，對於積雲垂直方向的動量傳送及積雲的其他效應無法由模式的結果討論，而且因本研究中之環狀熱源為理想化之眼牆加熱型態，故對於颱風形成之物理機制亦無法由模擬結果直接討論。

(二) 模擬初始、邊界條件

本研究利用外在加熱效應作為模式的強迫機制，初始由完全靜止的大氣開始模擬，但與過去的研究(Charney and Eliassen,1964 ; Ooyama,1964、1969 ; Kurihara and Tuleya,1981 ; Schubert and Hack,1982 ; Emanuel,1989)有所不同的是，幾乎所有研究熱帶氣旋的模式初始，即放入一個處於梯度風平衡、沒有徑向環流擾動的環境。此初始擾動欲產生合理的徑向環流常需積分1~3天，如此對於研究熱帶氣旋的形成是一嚴重的缺失，因為積分1~3天通常是由熱帶積雲簇之隨機階段轉變為物理決定階段，也就是研究熱帶氣旋形成最關鍵的時期。換言之，加入梯度風平衡的初始擾動，常只能研究熱帶氣旋的發展，無法探討其形成。因此，本研究由靜止大氣透過模式適當的初始化，探討渦旋形成與發展的過程中，加熱型態所扮演的角色及貢獻。但因本研究有採用環狀熱源之加熱型態，在實際大氣中代表已是組織良好的眼牆型態，故僅能測試不同加熱型態對眼形成與發展的敏感度。

模式中的初始大氣結構為一個平均熱帶大氣探空，其高度、溫度及混合比(或相對濕度)如表一所示(資料摘自Lee, 1989)；由於颱風形成之區域具較大之不穩定度，因此，使其調整表一中所列之地面溫度，比Lee(1989)之平均值為高。除近地面外，此平均狀態探空是靜力穩定但為對流或條件性不穩定。透過模式初始化過程可得水平均勻之初始場。

表一 平均熱帶大氣合成之探空分佈 (摘自 Lee, 1989)。

	Height (m)	Temperature (°C)	Mixing Ratio (g/kg) RH(%)		Height (m)	Temperature (°C)	Mixing Ratio (g/kg) RH(%)	
	50mb	20680	-62.7	0	350mb	9585	-22.4	0.7(36)
	60mb	19566	-66.7	0	400mb	7587	-15.7	1.1(40)
	70mb	18643	-70.9	0	500mb	5869	-5.4	2.5(49)
	80mb	17861	-75.3	0	600mb	4414	2.8	4.2(55)
	100mb	16583	-79.2	0	700mb	3148	9.9	6.3(58)
	125mb	15307	-75.2	0	750mb	2570	12.9	7.8(63)
	150mb	14230	-67.9	0	800mb	2025	15.5	9.6(69)
	175mb	13287	-60.5	0	850mb	1507	18.0	11.5(74)
	200mb	12441	-53.4	0	900mb	1014	20.7	13.6(78)
	250mb	10964	-41.0	0.1(32)	950mb	540	23.6	16.1(82)
	300mb	9696	-30.7	0.3(33)	1000mb	88	26.7	18.3(80)
					surface	1013.1mb	30.1	19.0(83)

模式模擬區域在水平方向為1600公里平方，網格解析度為40公里，垂直方向分為12層，網格數為 $41 \times 41 \times 12$ 。變數放置依 Arakawa-C 交錯網格方式配置，時間積分採用 time splitting 方式；有關聲波、重力波等移動較快速的項，使用較短的時距 (Δt)；其他使用較長的 Δt ，其好處除了效率高外，亦使方程式所有項以顯式 (explicit) 計算。模式中採用的較長 Δt 為80秒，較短者為16秒。如前所述，模式之下邊界以地面層參數化處理；上邊界條件在模式頂為一平板，在頂部外加兩層 Rayleigh friction 之吸收層；側邊界使用開放式輻射邊界條件 (Klemp and Wilhelmson, 1978)，配合上述側邊界所使用的相位速為30 m/sec。

模式中所放置之加熱採用 Hack and Schubert (1986) 所使用之型式，即

$$\frac{Q}{C_p}(r, z) = aQ_1(z)e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (16)$$

其中 $Q_1(z)$ 代表加熱之垂直分佈，類似於 Yanai *et al.* (1973) 定義的 Q_1 (Apparent heat source)，以 p 座標表示可寫為

$$Q_1(p) = \hat{Q} \sin(\pi\sigma) e^{-\alpha\sigma} \quad (17)$$

其中

$$\sigma \equiv \frac{p - p_T}{p_B - p_T} \quad (18)$$

p_B 為模式底之氣壓值 1013.1hPa ($z=0$)， p_T 為模式頂氣壓值 50hPa ($z=20.68\text{km}$)，此垂直加熱為半弦波分佈，透過調整 (17) 式中的 α 可決定最大加熱高度的位置。(16) 式中， a 之決定乃考慮半徑 r_1 內之水平平均加熱等於 $Q_1(z)$ ，或

$$a = \frac{r_1^2}{2 \int_0^{r_1} r e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} dr} = \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^2 [1 - e^{-\left(\frac{r_1}{r_0}\right)^2}]^{-1} \quad (19)$$

式中， r 為半徑， r_1 及 r_0 是調整徑向分佈的參數。

若令 $\hat{Q} = 8.47^\circ\text{C}/\text{day}$, $\alpha = 0.554$, $r_0 = 157\text{km}$, $r_1 = 270\text{km}$, 由(17)至(19)可知, 此加熱為在 $r=0$ (中心) 及高度 500hPa ($z=5869\text{m}$) 有最大加熱率 (約 $20^\circ\text{C}/\text{day}$) 之單胞熱源; 而經由適當修改參數值, 可將之改變為環狀熱源, 本文中採用之單胞及環狀加熱之水平及垂直分佈大致如圖1所示 (二者之區域總加熱量相同)。根據 *CISK* 能量觀點, 氣旋和積雲兩不同尺度對於能量之正反饋過程使得潛熱釋放隨時間增多, 此現象在模擬時, 與經由人工調整 \hat{Q} 值而適度代表。以環狀熱源模擬參考組 (Control run) 為例, 其 $\hat{Q}=8.47^\circ\text{C}/\text{day}$, $\alpha=0.554$, $r_0=350\text{km}$, $r_1=585\text{km}$, 模擬進行中, 區域平均加熱率由初始之 $6.96^\circ\text{C}/\text{day}$ 逐漸增加, 24小時為 $20.19^\circ\text{C}/\text{day}$, 48小時為 $33.33^\circ\text{C}/\text{day}$, 至72小時則為 $51.56^\circ\text{C}/\text{day}$; 此加熱率之計算為針對最大加熱高度上, 加熱區域之平均值而言 (採用 Schubert and Hack, 1982 之資料)。綜而言之, 此加熱在水平方向類似高斯分布, 垂直方向為半弦波分布型式, 最大加熱率之大小、高度、位置及水平範圍可依 \hat{Q} , α , r_1 , r_0 調整之。

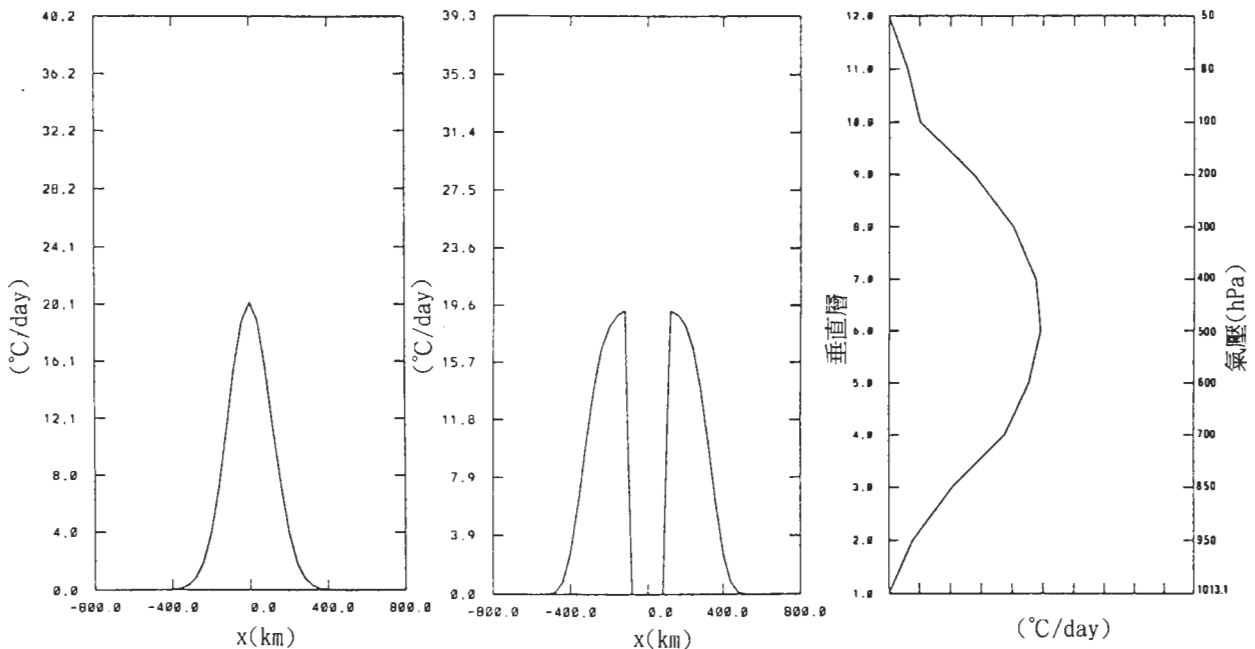


圖1 單一(左)和環狀(中)熱源加熱率之水平分佈及兩者垂直分佈圖(右)。

(三) 實驗設計

為了使模式渦流易於掌握及控制, 假設地轉科氏參數為常數 (f -plane, 緯度 10°N)。並依據上述之(17)至(19)式, 設計各種不同的加熱分布; 本研究中, 共模擬八個實驗, 分為五組, 但以前三組為主要探討對象。各實驗加熱的型式設計如下:

- (a) 單一熱源, 最大加熱高度在 500hPa 。
- (b) 環狀熱源, 最大加熱高度在 500hPa 。
- (c) 和 b 同, 但熱源水平分布較 b 集中 (各減2個網格距, 此處的“集中”是指相對於實驗b而言的加熱“分布”, 非指加熱“型態”集中與否)。

- (d) 和 b 同，但熱源水平分布較 b 寬（各增 2 個網格距）。
- (e) 和 b 同，但最大加熱高度位於 400hPa。
- (f) 和 b 同，但最大加熱高度位於 600hPa。
- (g) 和 b 同，但 f-plane 所在緯度為 5° N。
- (h) 和 b 同，但控制方程組為靜力平衡模式。

由 a、b 實驗（第 1 組）可比較單一熱源和環狀熱源對於模式渦旋眼之形成和發展上的差異；比較 b、c、d 實驗（第 2 組）可探討加熱水平分布對於渦旋發展的影響；由 b、e、f 實驗（第 3 組）之比較可知加熱垂直分佈對於渦旋的影響；透過 b、g（第 4 組）之比較可知在不同 f-plane (10° N 及 5° N) 下模擬結果；由 a 至 g 實驗皆是架構在非靜力平衡下，有鑑於過去研究颱風的模式大多是架構在靜力平衡下，因此設計了 h 實驗，條件與 b 完全相同只是控制方程組為靜力平衡，經由 b、h（第 5 組）可比較並診斷非靜力與靜力平衡模式之間差異。

以上各實驗熱源皆依據變化不同之 \hat{Q} 、 α 、 r_0 、 r_1 數值而得，其個別詳細數據如表二所示。表中所列各熱源分佈雖然不同，但所有實驗之總加熱量皆相等，以利於比較。

表二 各實驗中所使用的 \hat{Q} 、 α 、 r_0 和 r_1 參數值（各組實驗之總加熱量皆相等）

實驗	\hat{Q} ($^{\circ}\text{C}/\text{day}$)	α	r_0 (km)	r_1 (km)
a	8.470	0.554	157	270
b	8.470	0.554	350	585
c	8.470	0.554	250	741
d	8.470	0.554	450	414
e	13.800	1.810	350	585
f	4.857	-0.554	350	585
g	8.470	0.554	350	585
h	8.470	0.554	350	585

三、模擬結果分析與討論

(1) 單一與環狀熱源之模擬結果（實驗 a 與 b）

圖 2 為不同積分時間，通過模式渦旋中心之南北向風場垂直—東西剖面圖，圖中虛線為負值，表示北風，實線為南風；此風場剖面可表示渦旋的切向風場分佈（註：圖中左半部低層為北風，故為負值，但針對渦旋中心，則為氣旋式），故圖中低層存在逆時針（氣旋式）環流，高層伴隨有順時針（反旋式）環流。結果顯示，單一熱源作用下，切向風速之增加速率緩慢，

96小時後最大切向風速僅達14m/sec(見圖5)，最大切向風速半徑隨系統增強有稍向系統中心內移之現象。環狀熱源所造成系統旋轉加速的效率遠比單一熱源者高出許多，最大切向風速於積分48小時已達14m/sec(和單一熱源積分96小時之最大風速相同)，而積分96小時最大風速達36m/sec。

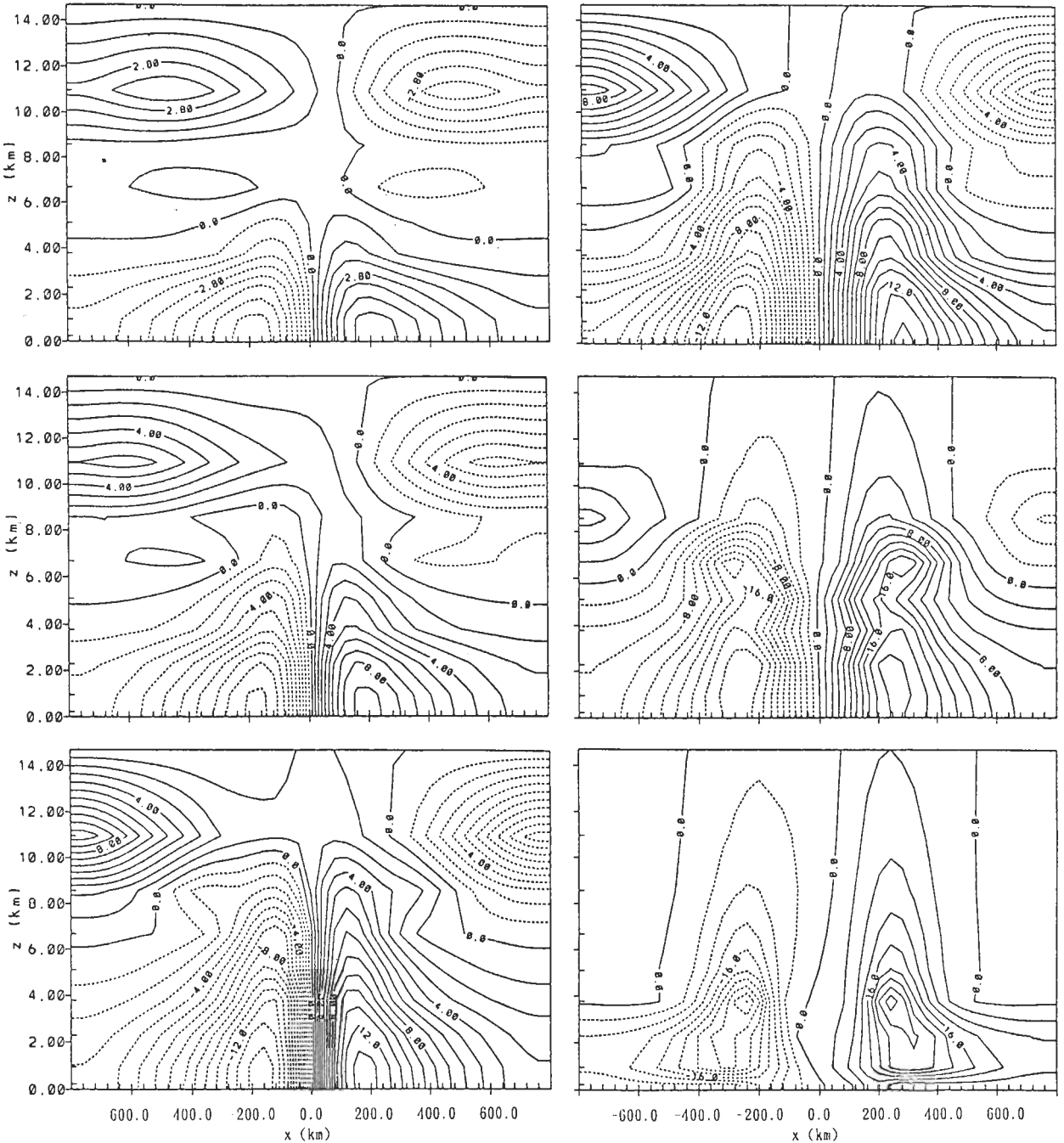


圖2 單一熱源(實驗a,左)和環狀熱源(實驗b,右)加熱,所模擬之通過模式渦流中心之南北向風場(m/s,代表切向風場)垂直—東西剖面圖,積分時間分別為48小時(上),72小時(中)和96小時(下)。

圖3中顯示在單一熱源強迫作用情況下，系統中心最低氣壓反而上升；環狀熱源之中心氣壓至96小時可下降至約840hPa；雖然就系統的發展而言，環狀熱源較單一熱源有效率且合理，但系統中心氣壓在42~60小時亦有明顯之不合理升高情形，此可能為模式區域不夠大以及採用之側邊界條件所造成，此問題將在第四節中說明、討論。不過，由於本文著重在不同模擬結果之定性比較，此問題不致造成太大影響。

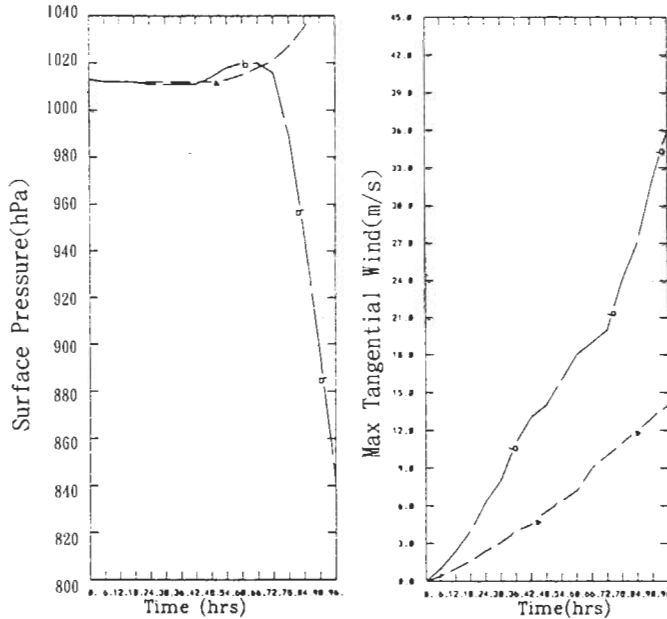


圖3 模式渦旋系統地面中心最低氣壓(hPa,左)及最大切向風速(m/s,右)之時間序列圖，a為單一熱源,b為環狀熱源。

就物理觀點而言，系統之地面中心氣壓趨勢($\frac{\partial p}{\partial t}$)除需考慮加熱效率外，氣柱因加熱作用造成之質量輻合或輻散亦是主要因素之一；當對流層有加熱作用時，將引發高層輻散及低層輻合，加熱區並伴隨有上升運動。在系統微弱之時，大部份加熱被上升運動之絕熱冷卻效應所抵消，所以高層質量輻散及低層質量輻合為決定地面氣壓趨勢的主要控制因素；若有淨質量輻散則地面氣壓可持續下降，反之，則上升。因為大氣為層狀結構，密度隨高度快速遞減，從低層 1.225 kg/m^3 至11公里高度減至僅為 0.311 kg/m^3 ，又由於輻散外流大多集中於高層，所以高層外流必須甚大於低層內流才能避免質量堆積。

圖4為24和48小時東西向風場之垂直—東西剖面圖(可表示徑向環流)，單一熱源外流層主要位於約11公里處(約200hPa)、內流主要位於950hPa處；隨時間演化，內流層有明顯增厚(向中對流層延伸)之情形。環狀熱源24及48小時徑向風場結構特徵大致與單一熱源相同，最大差異僅在於徑向風速數值大小。如果以高層徑向外流速度減去低層徑向內流速度代表系統中心附近質量堆積之定性參考，則單一熱源為24小時之 1.2 m/sec 增至48小時之 2.1 m/sec ，而環狀熱源則為 2.4 m/sec 至 9 m/sec ，顯示環狀熱源似乎較易避免質量之堆積(但此分析僅供參考，進一步討論則需詳細之收支分析)。

上述環流結構特徵之差異，主要在於兩種加熱作用下，模式渦漩內部結構演化之不同所致，尤其是在環狀熱源作用下，模式渦漩形成類似颱風眼的結構。圖5為兩種模擬結果之溫度偏差（相較於該層平均溫度）垂直剖面，圖中顯示除了環狀熱源實驗積分96小時之低層外，兩個實驗在中心（附近）溫度均較高，即皆具有暖心的結構，但此暖心產生的過程明顯不同。圖6為積分72小時之垂直剖面氣流線圖，顯示單一熱源於中心區域加熱後，低層氣流直接抵達系統中心而後上升，於高層輻散至兩側產生補償性沉降，中心區域之暖心為非絕熱作用（減去上升膨脹冷卻後）之直接效果；環狀熱源其加熱區在中心外之環狀區，故可模擬出如颱風眼及眼牆之氣流特徵，在距中心一段距離（約100km）處，氣塊上升而於高層輻散，往內氣流於系統中心高層輻合產生下沉（增溫），而中心外環狀區域之暖區乃非絕熱作用之效果。至於低層之冷區則可能是環狀區強烈上升運動之絕熱膨脹冷卻效果（大於非絕熱作用）所導致。

圖7和8為系統中心垂直運動和位溫的垂直分佈，單一熱源之系統中心上升運動隨時間增大，但因為絕熱冷卻而抵消大部份加熱作用，增溫情形較弱。環狀熱源雖於系統中心無外在加熱作用，但下沉增溫效應可有效地使氣柱增暖，當下沉氣流夠強而與氣柱增暖達低層時（72-96小時），將可使模式渦漩系統產生眼；在這時段中，地面中心氣壓快速下降（見圖3）。

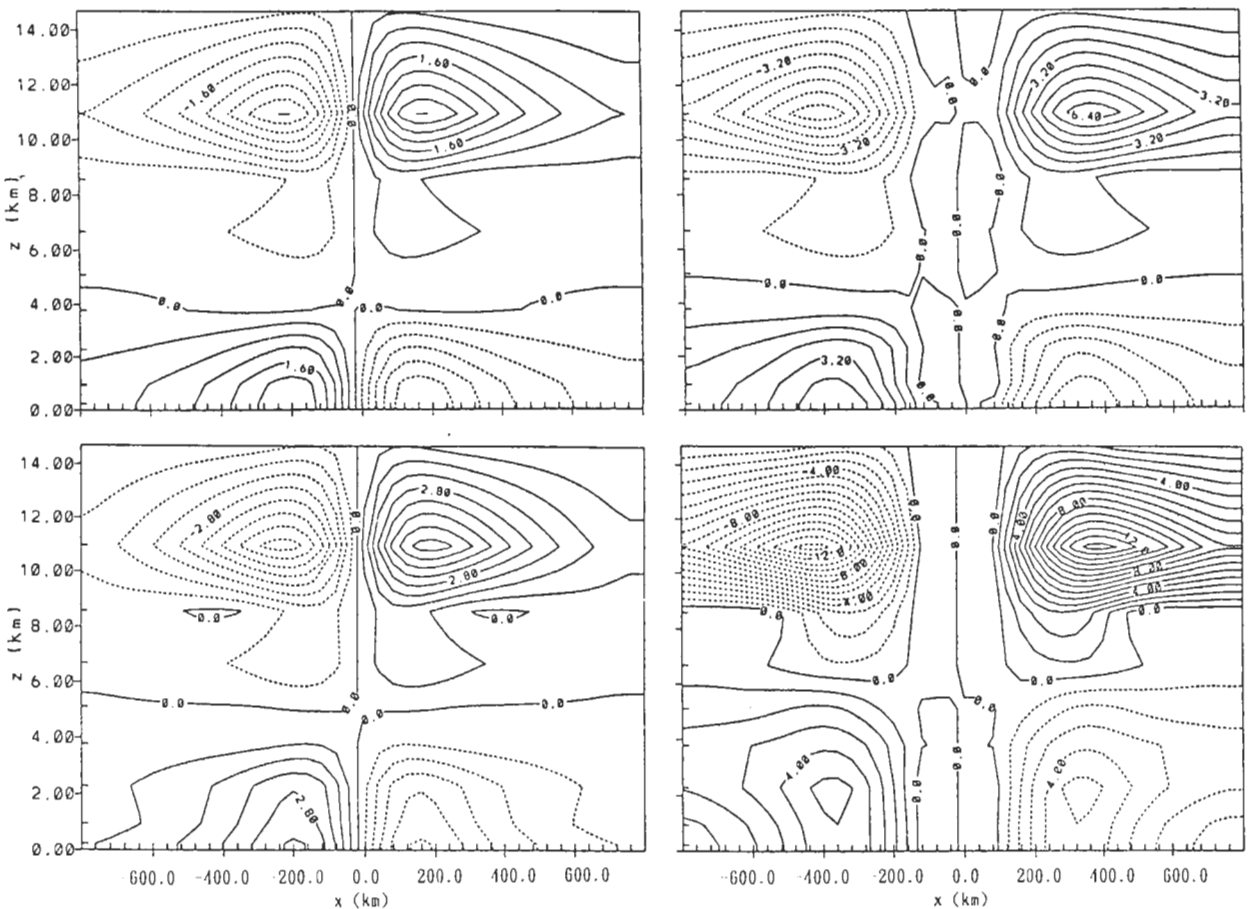


圖4 單一熱源（實驗a,左）和環狀熱源（實驗b,右）加熱，所模擬之通過模式渦漩中心之東西向風場(m/s,代表徑向風場)垂直—東西剖面圖，積分時間為24小時(上)和48小時(下)。

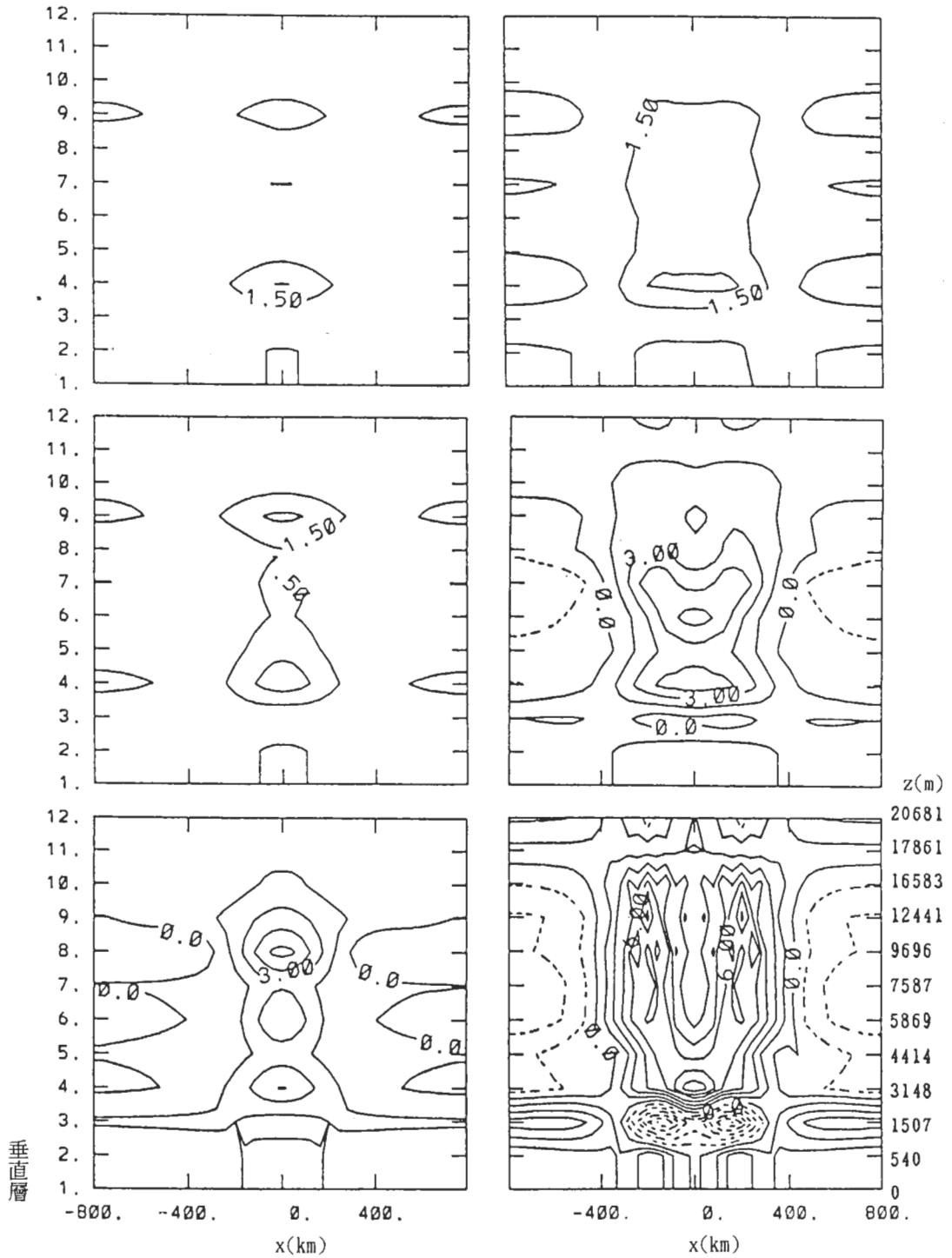


圖5 單一熱源(實驗a,左)和環狀熱源(實驗b,右)加熱,所模擬之通過模式渦旋中心之溫度偏差值(T(K))垂直剖面圖,積分時間分別為48小時(上),72小時(中)和96小時(下)。

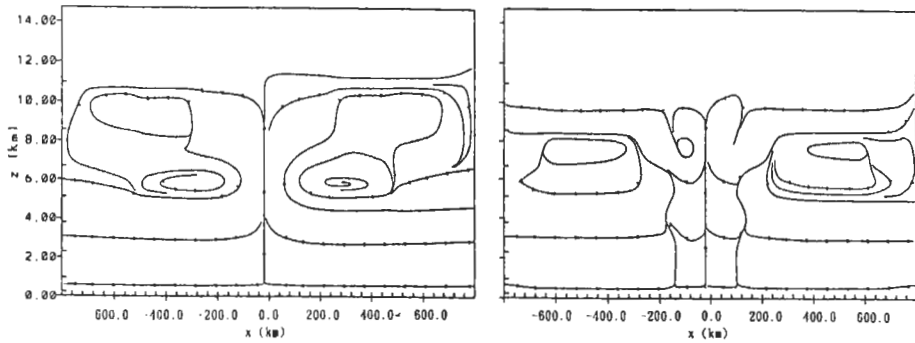


圖6 模式積分72小時之模式渦旋垂直剖面氣流線圖。左為單一熱源，右為環狀熱源。

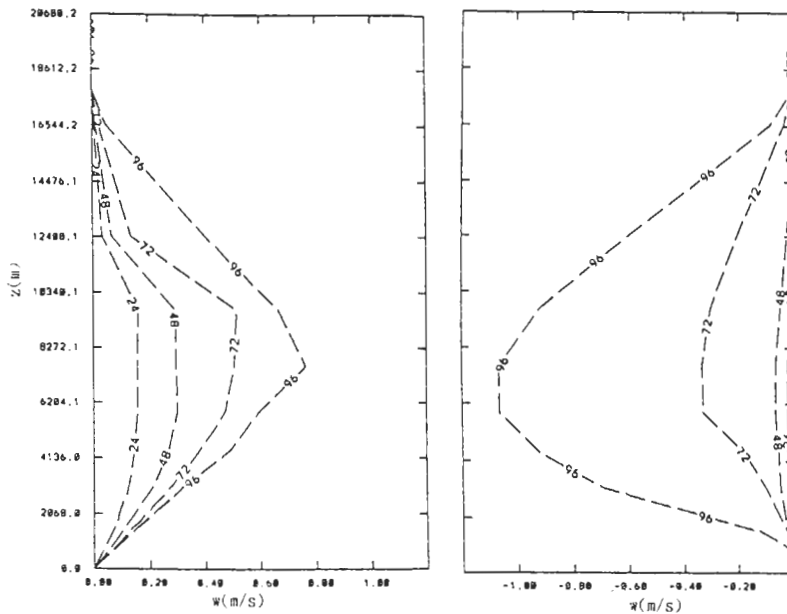


圖7 系統中心垂直運動(m/sec)垂直分佈隨時間演化圖，左為單一熱源，右為環狀熱源。

若將圖5中不同時間之最大溫度偏差值相減，則可代表該系統暖心增強的速率(表三a)。結果顯示，系統於初期時，環狀加熱之暖心增強速率較單一熱源者高。其次，我們參考 Schubert and Hack(1982)之研究，定義系統中心附近之加熱效率為 $(\bar{T}_2 - \bar{T}_1) / \bar{Q}_{1\sim 2}$ ；其中 \bar{T} 為系統中心氣柱之平均溫度，1、2分別代表時間先後， $\bar{Q}_{1\sim 2}$ 為1~2時間內之平均外在加熱量大小。計算結果列於表四，表中(第一和二行)顯示，加熱效率一般隨時間(與系統的增強)而提高，但環狀熱源比單一熱源高出甚多；之所以有如此大的差別，關鍵乃在於環狀熱源實驗中，模式系統有眼的形成，至於在眼形成前之地面中心氣壓升高現象，乃因欲形成眼時高層大量之質量輻合，強迫中心下沉增溫時之反應。

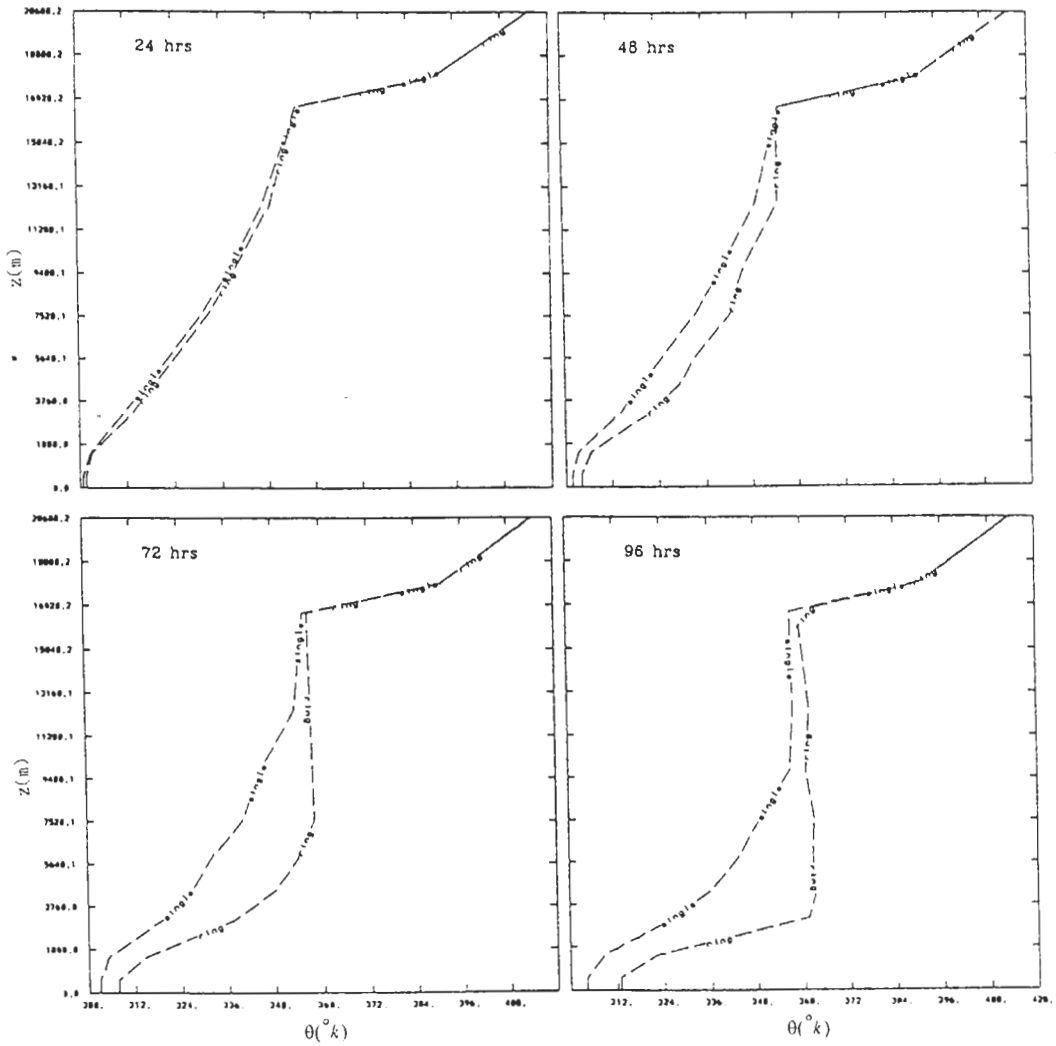


圖8 系統中心位溫垂直分佈隨時間演化圖，圖中single代表單一熱源，ring代表環狀熱源之結果。

表三 各組實驗中，模式系統中心最大溫度偏差變化值(可代表暖心增強速率)

實驗		24~48	48~72	72~96
a	Single	0.51	0.98	3.22
b	Max 500	1.17	3.23	3.47
c	Narrower	3.91	4.31	3.50
d	Wider	0.40	1.30	2.50
e	Max 400	1.23	1.48	1.63
f	Max 600	2.19	3.92	2.99
g	5° N f-plane	0.78	1.57	3.38

表四 各實驗之系統中心加熱效率值。

實驗		0~24	24~48	48~72
a	Single	0.0501	0.0598	0.0778
b	Max 500	1.1351	0.1983	0.2149
c	Narrower	0.2078	0.2883	0.2502
d	Wider	0.1056	0.1592	0.1866
e	Max 400	0.1168	0.1716	0.1692
f	Max 600	0.1504	0.2110	0.2349
g	5° N f-plane	0.0919	0.0861	0.1059

(2) 環狀熱源不同徑向分佈之模擬結果(實驗b,c和d)

本組實驗測試熱源不同徑向分佈對於模式渦漩發展之敏感度，共有三個實驗，即表二中之b、c、d，三組實驗之總加熱量皆相等。圖9為熱源徑向分佈較集中(實驗c)及較寬(實驗d)之模擬所得之切向風場垂直剖面(實驗b之結果見圖2右半)。結果顯示，熱源愈集中，模式渦漩前期(約積分至54小時前)之發展愈有利，低層之氣旋式環流及高層之反旋式環流的增強速率較快速，且垂直平流作用，使氣旋式環流向中、高對流層發展之情形也較迅速。在環流結構上，熱源較集中者渦漩氣旋式風場之徑向梯度較大，即環流結構較緊密；相對地，熱源分佈較寬者，渦漩環流則較為鬆散。

三個模擬之渦漩地面中心最低氣壓在經一段時間積分後，皆有顯著急速降低之情形(圖10左)，但三者積分時間有所不同，熱源愈集中積分時間較短；至於中心氣壓急速降低之現象乃發生在眼形成之後。最大切向風速的演變上有一有趣現象(圖10右)，在眼未形成前(約積分72小時之前)實驗d模擬渦漩之最大切向風速增加速率(線的斜率)較b為慢；但當眼形成後，增加速率則與實驗b相當；亦即熱源較集中，對系統形成及發展前期有極大貢獻，但對於系統之後續發展之重要性則較不顯著。圖中明顯顯示，積分54小時之後，熱源較集中之渦漩發展速率，並不比其他二者快速；因此，眼之形成才是系統繼續發展的重要過程，而熱源愈集中愈有利於眼之形成，但並不表示系統於眼形成後之發展速率會較快。

結果同時顯示，愈集中之熱源可造成較強之低層內流及高層外流，各實驗之內流層及外流層之厚度則相差不大。為顯現各實驗徑向風速的差異，比較積分36小時(此時三者皆未開始形成眼)之徑向風場最大值半徑之徑向風場垂直分佈(圖11左)。結果顯示，三個模擬結果之內、外流層厚度並沒有太大差異，但較集中之熱源可提高淨質量外流，有效地避免質量堆積，對系統形成階段有正面貢獻。

結果亦同時顯示，三個實驗皆具有暖心結構(圖未示)，而且熱源較集中者最強，於積分96小時時模式中第三層(高度約1507m)存在有負溫度偏差(如圖7之右下圖所示)，此乃因中心外環狀加熱造成強烈上升伴隨絕熱冷卻之結果，而可感熱通量為底層正溫度偏差之主要貢獻。比較系統暖心增強速率(表三b)，熱源較集中者，在前期遠較其餘二者迅速；但是在發展後期，其暖心增強速率則呈現明顯下降之趨勢。表四顯示，三者之加熱效率皆隨系統之增強而增加

，且以熱源集中者效率最高；但以48~72小時之平均加熱效率而言，雖然熱源較集中者仍較其餘二者為高，但與前一時段比較已稍降低（由0.2883降為0.2502）。因此由系統熱力結構之演化亦可預期圖13之最大切向風速演變情形，亦即熱源集中者於發展後期的增強速率，將不及先前階段的增強速率。

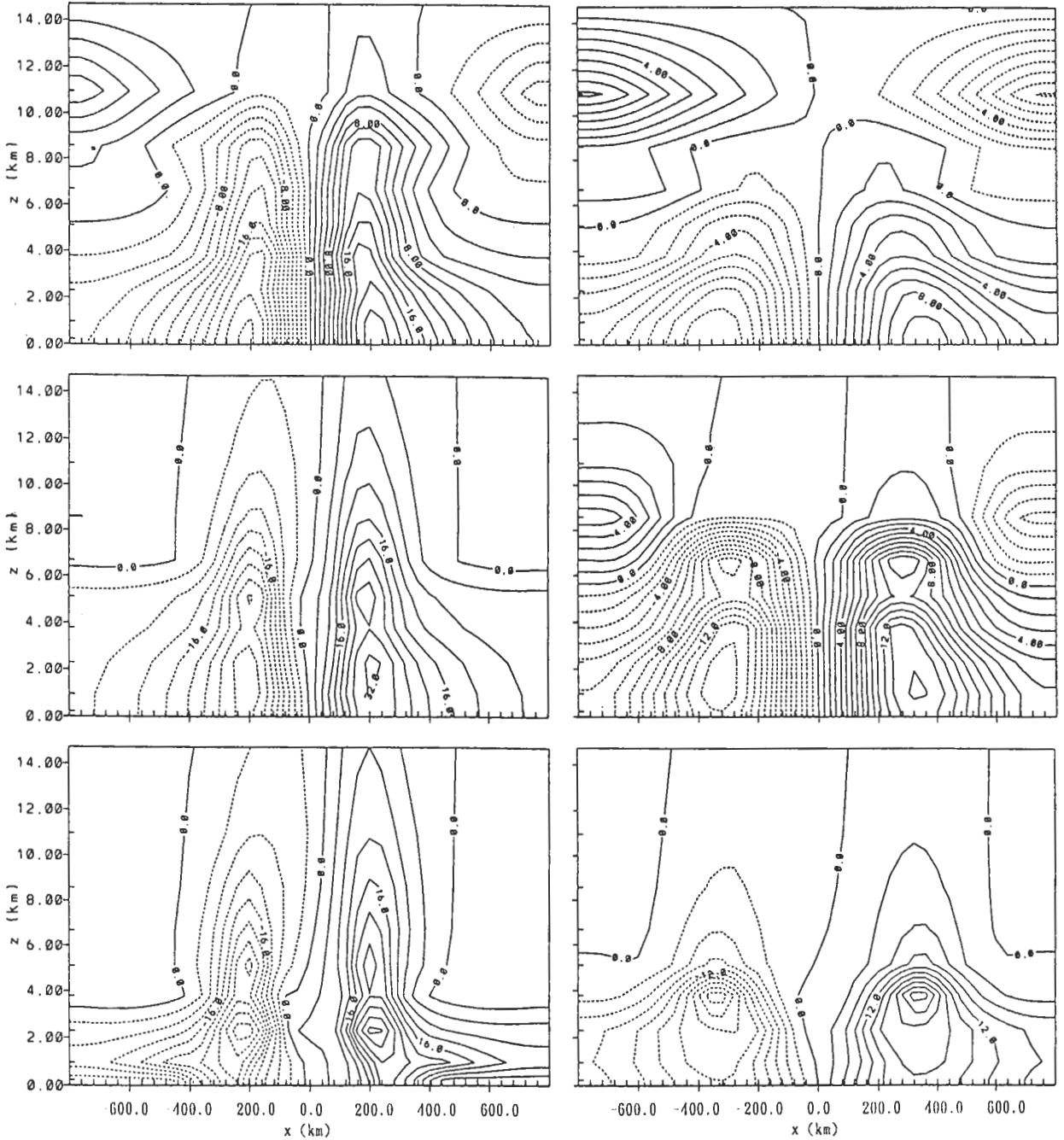


圖9 環狀熱源較集中(實驗c,左)和較寬(實驗d,右),所模擬之通過渦流中心南北向風場(m/sec)之垂直—東西剖面圖,積分時間分別為48小時(上),72小時(中)和96小時(下)。

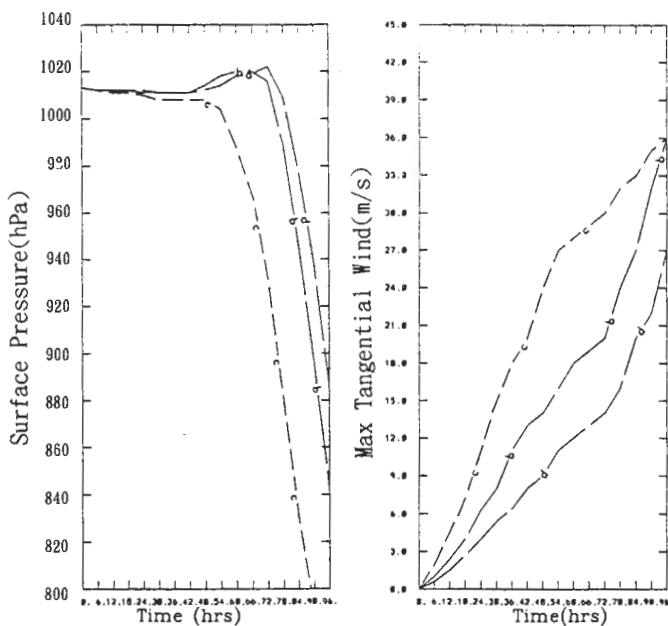


圖10 模式渦漩系統地面中心最低氣壓(hPa,左)及最大切向風速(m/s,右)之時間序列圖, b為參考實驗, c為熱源較集中者, d為熱源分佈較寬者。

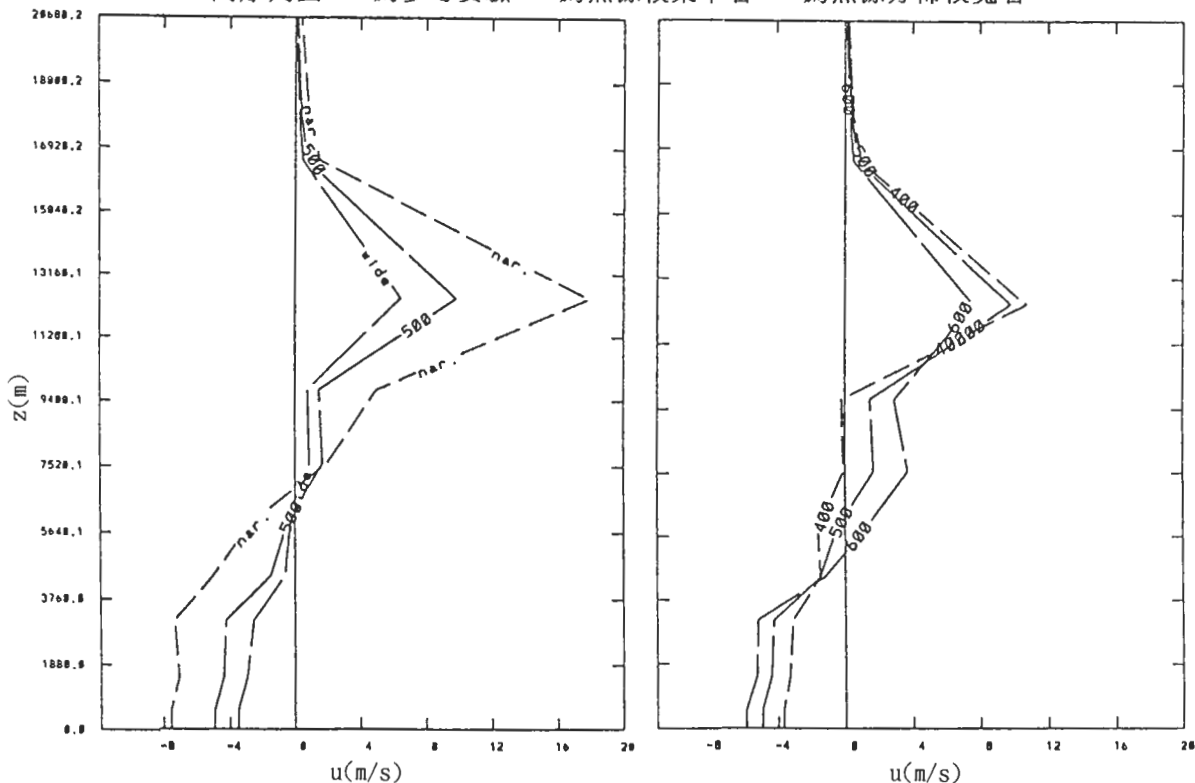


圖11 積分36小時於最大徑向風速半徑(約350km), 模式渦漩之徑向風場(m/sec)垂直分佈圖。左圖中nar.代表熱源較集中者, 500代表參考實驗, wide代表熱源分佈較寬者; 右圖中600代表最大熱源高度位於600hPa, 500代表位於500hPa(參考實驗), 400代表位於400hPa。

上述討論指出，熱源愈集中，對系統之初期發展愈有利，此乃伴隨眼之形成所致；圖12(左)和13(左)分別為三個實驗，系統中心位溫和垂直運動垂直分佈隨時間演化圖，圖中顯示眼之形成乃由高層顯著增暖且逐漸向下延伸發展；熱源愈集中者，其整層之下沉增溫及向下發展之速率皆愈迅速，對於眼之形成愈有利。尤其是在積分24~48小時之間，中高層下沉運動有顯著之增加，且遠強於其餘兩個實驗(b和d)。此結果顯示徑向分佈愈集中之環狀熱源較易導致高層之較大質量輻合以強迫下沉增溫，因此，將對系統眼之形成有較大貢獻。

(3) 環狀熱源不同垂直分佈之模擬結果(實驗b,e和f)

本組實驗採用環狀熱源，但測試熱源最大值位於不同高度對於渦漩發展或眼形成之敏感度，共有三個實驗即表二之b、e和f，最大加熱高度分別位於500hPa、400hPa和600hPa。

圖14為實驗e和f，模式渦漩之切向風場垂直剖面(實驗b見圖2右)，結果顯示，最大加熱高度愈低者對低層氣旋式環流之旋轉加速愈快，但高層反旋式環流之旋轉加速則愈慢；可能原因之一為，最大加熱高度愈低(實驗f)，低層渦管拉伸效應愈大，但高層渦管壓縮效應則愈弱。此外，最大加熱高度愈低者，其零值線高度愈低，且中、低層氣旋式環流結構愈緊密；然而，高層反旋式環流則相對較鬆散。結果亦顯示，最大加熱高度愈低者，最大切向風速之增強愈有效率(圖15)；然而，最大加熱較高者其中心氣壓急速下降之時間最早，意即眼之形成亦最早。不過，在三者皆形成眼後，系統之發展速率(視三者線之斜率)仍以最大加熱高度較低者較快，但差異不顯著。

在徑向風速上，最大加熱高度較低者，所激發之徑向內流較強且集中於相對較薄之低層，外流則較弱但外流層較厚，可遍佈於中、高對流層；但三個實驗之最強外流層皆集中於11公里高度附近。為顯現三者徑向風場的差異，仍取積分36小時之徑向風場最大值半徑之垂直分佈(圖11右)；圖中顯示，徑向風場為零之高度大約與最大加熱高度相當。若考慮整個對流層積分之淨質量輻合(散)，則三個實驗並沒有明顯之差別。

結果亦顯示，加熱效率因系統強度增強而增高(表四)；眼形成前，最大加熱高度較低者加熱效率較高，因此，在積分約50小時之前，地面中心最低氣壓以最大加熱高度較低者略低。在系統之溫度偏差上(圖未示)，三者皆具暖心結構；但在眼形成前，三者之最大差異不在於暖心的強度，而在最強暖心之高度；最大加熱高度較高者，最強暖心位置較高。然而，暖心增強速率(表三c)並無非常明顯之規律性，此現象意味著此組實驗間之差異，並非來自於所造成渦漩系統之熱力強度(暖心及加熱效率的強弱)，而來自於熱力結構之不同(最強暖心高度之不同)。

如前所述，高層氣流於系統中心輻合導致之下沉增溫作用，由高層逐漸向下延伸(圖12右)。然而，在眼形成前，高層之增暖以最大加熱高度愈高者愈有效率，而低層則以最大加熱高度較低者增暖作用較顯著(似為加熱高度不同之直接反應)。隨時間演化，最大加熱高度較高者(實驗e)高層增暖之速率比最大加熱高度較低者(實驗f)迅速；在三者皆形成眼後，實驗f於高層迅速增暖而趕上實驗e。至於中、低層之位溫，始終以最大加熱高度較低者較高。眼形成前(如積分24及48小時)，最大加熱高度較高者可激發較強之高層下沉運動(圖13右)，此現象意味著

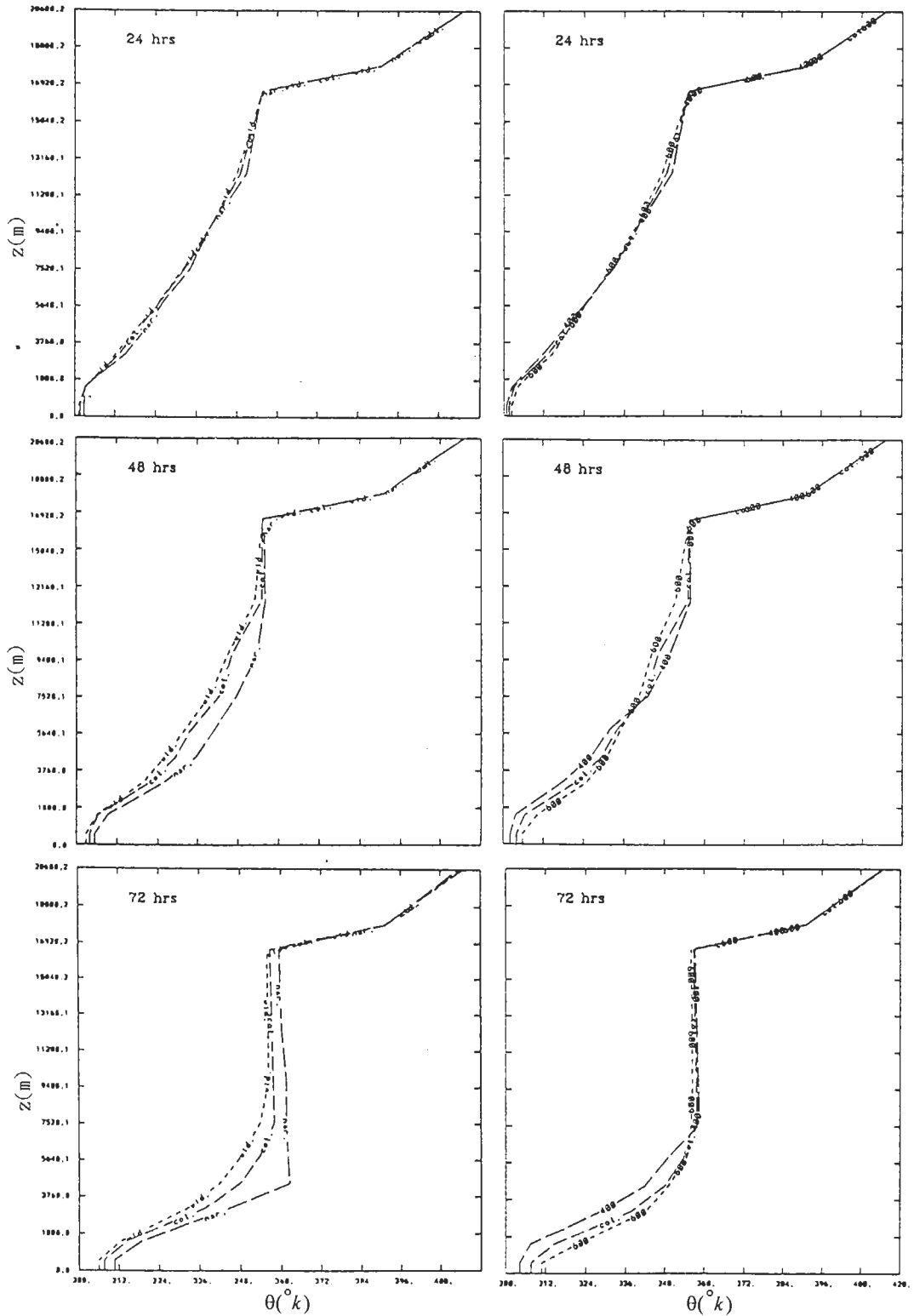


圖 12 系統中心位溫垂直分佈隨時間演化圖。左圖中 nar. 代表熱源較集中者, cot. 代表參考實驗, wide 代表熱源分佈較寬者；右圖中 cot. 為參考實驗(最大熱源高度位於 500hPa)，600 代表位於 600hPa，400 代表位於 400hPa。

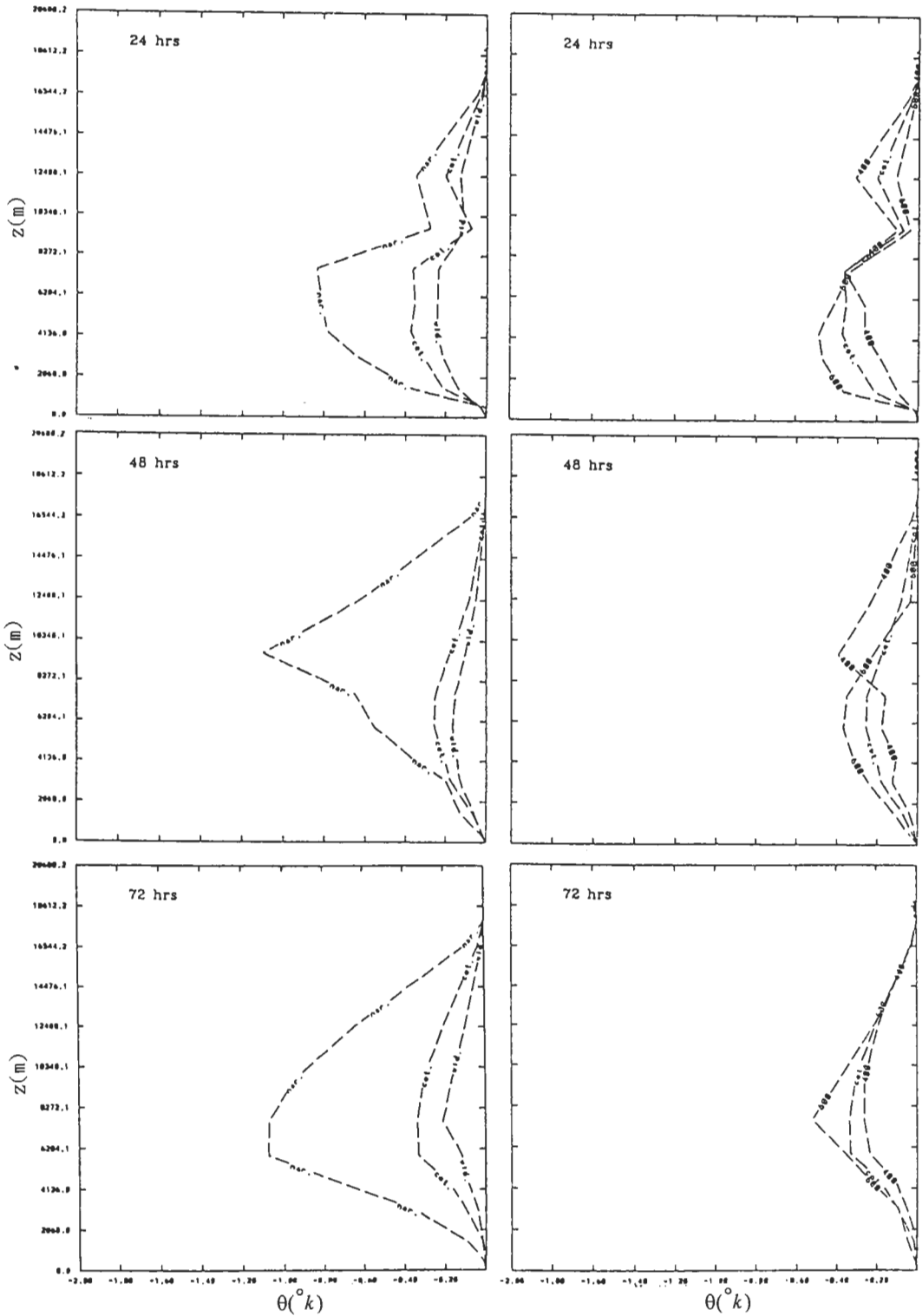


圖 13 系統中心垂直運動垂直分佈圖。左圖中 nar. 代表熱源較集中者, cot. 代表參考實驗, wide 代表熱源分佈較寬者；右圖中, cot. 為參考實驗 (最大熱源高度位於 500hPa), 600 代表位於 600hPa, 400 代表位於 400hPa。

單就高層輻合導致系統中心下沉而形成眼的機制而言，最大加熱高度較高者較有利，此現象亦與系統中心位溫的演化過程吻合；因此模式系統眼形成所需積分的時間以最大加熱高度較高者較短。但當三者皆已形成眼而進入發展階段，則中心之下沉運動以最大加熱高度較低者較強，其伴隨之中、高層增暖速率也顯著提高，所以系統發展的速率以最大加熱高度較低者較迅速。

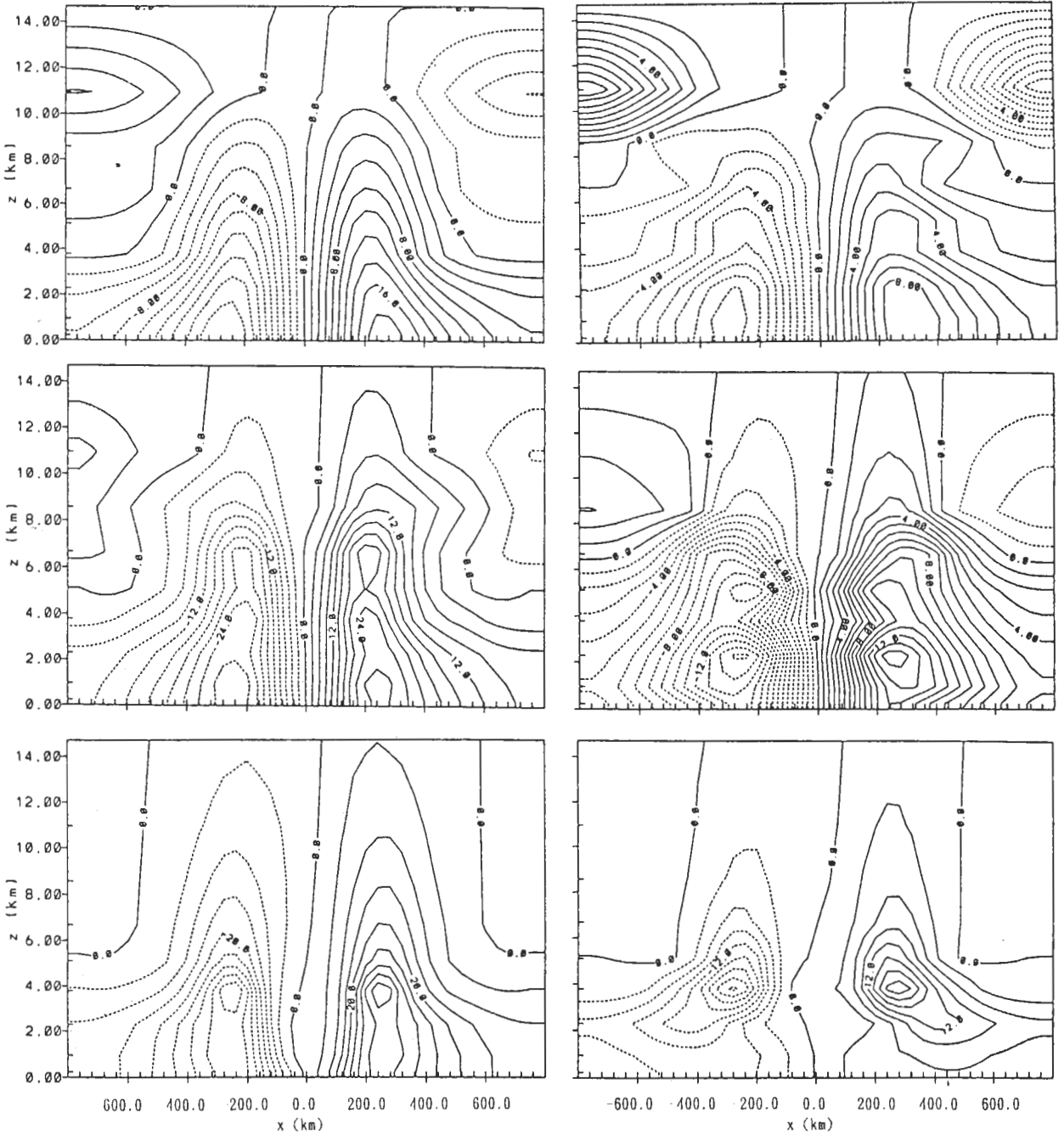


圖 14 環狀熱源最強加熱高度位於 600hPa (實驗 e, 左) 和 400hPa (實驗 f, 右)，所模擬之通過渦旋中心南北向風場(m/sec)之垂直-東西剖面圖，積分時間分別為 48 小時 (上), 72 小時 (中) 和 96 小時 (下)。

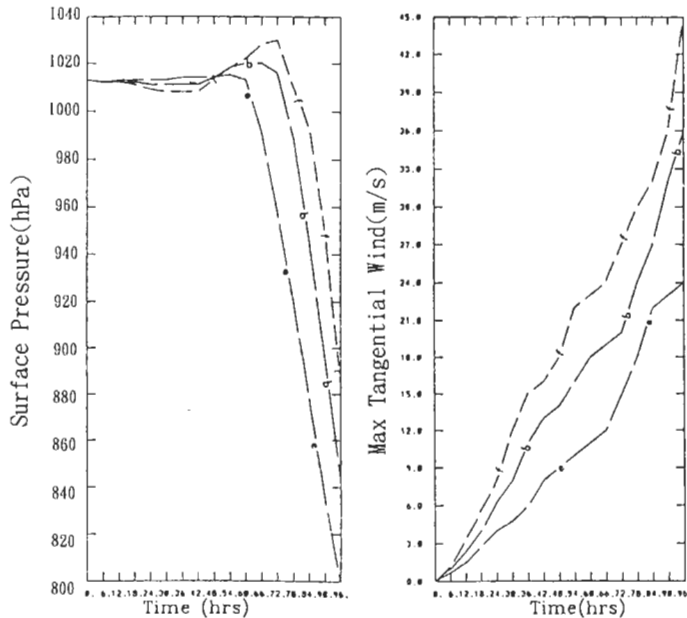


圖 15 模式渦漩系統地面中心最低氣壓 (hPa, 左) 及最大切向風速 (m/s, 右) 之時間序列圖, b 為參考實驗 (最大熱源高度位於 500hPa), e 為 400hPa, f 為 600hPa。

四、討論

一個熱帶氣旋 (或颱風) 在達其最大強度前之生命史, 就系統內部之動力過程考慮, 可簡單區分為形成階段及發展階段; 形成階段時因系統之相對渦度值太小, 且熱帶地區的羅士培變形半徑很大, 使得地轉調整方向由質量場向風場調整, 加熱效率很低, 地面氣壓無法有效下降; 在此階段, 熱帶積雲簇之發展純屬機率性。但當系統逐漸增強, 尤其是形成颱風眼後, 除了因羅士培變形半徑快速減小, 地轉調整過程轉變, 使加熱效率急速增高外, 系統中心下沉運動所導致之有效增溫, 促使地面中心氣壓快速下降。就動力而言 (Ooyama, 1982), 系統已處於物理決定階段, 系統發展機制依 *CISK* 過程運作。

上述簡要說明指出, 系統由形成階段經颱風眼形成過程, 促使系統地面氣壓快速下降而進入發展階段, 為颱風形成與否之主要關鍵, 而驅動此氣旋尺度環流的能量, 主要是來自海洋傳輸至大氣的潛熱及可感熱透過深積雲對流所產生的潛熱釋放; 無疑地, 非絕熱加熱作用對熱帶氣旋的形成與發展扮演重要的角色。因此, 本文利用三維原始方程區域模式系統 (*RAMS*), 進行模擬分析, 探討不同的加熱型態對於模式渦漩之發展與眼形成之影響, 加熱作用以外在強迫機制方式加入模式中。由於大部份模擬採用理想化之環狀加熱分佈, 模擬結果無法探討積雲簇到底透過何種機制, 組織成颱風眼牆之環狀對流結構。

模擬結果顯示, 在目前模式架構下 (1600 公里 \times 1600 公里, 40 公里網格距), 集中於模式中心附近之加熱作用, 在模式積分 96 小時後, 渦漩仍無法達到颱風強度 (33m/s), 而且無法形成眼。系統中心之上升絕熱冷卻作用抵消了大部份加熱作用, 使得系統的加熱效率很低, 模式

渦漩無法進入發展階段。在環狀分佈之加熱作用下（中心無加熱），模式渦漩歷經緩慢成長的階段與眼的形成後，地面中心氣壓快速下降而進入發展階段。本組實驗結果印證了 Malkus and Riehl(1960)之觀點，即颱風眼的形成是導致地面中心氣壓快速下降的主要機制。此外，在環狀熱源之模式渦漩形成眼後，渦漩的發展速率明顯增加，此現象與 Ooyama(1982)所主張「系統進入發展階段後，非絕熱作用在促使系統旋轉加速上扮演愈來愈重要的角色」的結果一致。

環狀加熱實驗中，渦漩眼的形成過程與 Arnold(1977)及 Willoughby(1979)之理論一致；Arnold(1977)認為數個強大對流胞間之相對無雲區，為颱風眼形成的有利條件，本研究中環狀熱源加熱型態為上述診斷分析現象的理想狀況；Willoughby(1979)透過數值模擬認為颱風眼內之下沉為徑向加熱梯度所造成；本研究環狀熱源加熱之渦漩眼的形成即類似於上述的過程。在本模式可解析的尺度下，渦漩眼的半徑約80~100km，比典型颱風眼大出許多，但其結構及特徵皆與颱風眼相似，故此初步測試可供未來研究之參考比對。

在此必需說明的是，因受限於計算資源，本研究之範圍僅為1600公里×1600公里，且採用較大之40公里水平網格；再者，為顯現中心環流，加熱區設在距中心2個網格以外；此外，參考實驗（即實驗b）所採用加熱之徑向範圍亦較一般觀測的雲區範圍為大；採用此較廣的加熱區，乃方便在測試加熱之徑向分佈時，能在實驗d中採用較小之加熱區（即縮小2個網格距），結果之比較將更為顯著。

另一值得特別注意的現象是，在眼形成前，系統地面中心氣壓常有升高情形，此似為高層質量堆積之結果，在實際大氣中亦可能出現，但因模式範圍不夠大（使側邊界之影響較為顯著），且網格間距亦不夠小使加熱區域和半徑不盡理想，因此表現出之氣壓增量太大，升高時間亦太長。為求瞭解側邊界條件在此問題所扮演之角色，另外進行一初步之模擬測試，測試時水平網格距仍為40公里，但模擬水平區域擴大為四倍，即(3200公里×3200公里)，其他加熱分佈等皆與控制實驗（即實驗b）完全相同。結果顯示，此地面中心氣壓上升的現象仍然存在，不過氣壓增量出現的時間落後約6小時，增量亦較原先減小約2~3hPa，由此結果顯示，此種地面中心氣壓上升的現象並非單純由模式之側邊界條件所造成，這個問題仍值得進一步改進。

環狀加熱型態實驗中，不同徑向分佈加熱作用測試結果顯示，三個實驗皆可形成眼，但以熱源徑向分佈較集中者所需的積分時間較短。由系統中心位溫和垂直運動垂直分佈隨時間演化可知，系統眼的形成為透過高層氣流於系統中心輻合產生下沉增溫所致。眼形成前，熱源較集中者之渦漩系統，其暖心強度和加熱效率等皆相對較強，因此有利眼的形成；但在三者皆形成眼而進入發展階段後，系統的發展速率則與熱源之集中與否沒有多大關係。

不同垂直分佈之環狀加熱作用測試結果顯示，三個實驗渦漩亦皆可形成眼，但就渦漩眼形成前之階段而言，最大加熱高度愈高者，模式渦漩系統之高層輻合所造成之下沉運動及系統中心之增暖過程，皆較有利於眼的形成。眼形成後渦漩進入發展階段，此時渦漩之發展速率，以最大加熱高度較低者較快；然而，導致渦漩發展速率之不同，主要在暖心垂直結構的不同（即最大暖心高度不同，而非暖心之強弱）；最大加熱高度較低者，因加熱效應相對略高以及渦管拉伸效應，使低層氣旋式環流發展較迅速，其結構亦較緊密，但相對地，高層之反氣旋環流發展則較慢。

上述兩組實驗結果顯示，相同加熱型態下，加熱分佈之不同對渦漩發展有顯著的影響，加熱分佈愈集中、最大加熱高度愈高，則愈有利於渦漩眼的形成。關於其他結構、結果，皆與Hack and Schubert(1986)類似，即中、低層之氣旋式環流初期發展，以分佈較集中、最大加熱高度較低者速率較快，結構亦較紮實。在加熱效率上，結果亦類似；即不同垂直分佈的熱源（最大加熱高度不同），加熱效率上的差異不大，但徑向分佈較集中的熱源，可有較高的加熱效率。

此外，必需強調的是，本研究雖在測試模式渦漩對不同加熱作用之反應，但另一目的在嚐試瞭解利用RAMS模擬熱帶氣旋形成和發展過程之適用性；因此，我們另外進行了2個比較之實驗(g和h)。實驗g和實驗b完全相同，只是將f設為 5° N。結果顯示一般所熟知的現象，熱源所在緯度較低者因科氏力矩作用較小，使系統旋轉加速效率較低，因此，切向風速之發展不如緯度高者。在 5° N之f面上積分96小時，可使系統最大切向風速達22m/sec，但位於 10° N則可達36m/sec，僅僅 5° 的差異，模式系統可相差14m/sec之多。在加熱效率上，緯度較低者因羅士培變形半徑較大，效率遠不及緯度高者，此結果顯示RAMS可合理表現科氏力矩的作用，同時印證Schubert *et al.*(1980)之地轉調節過程。

此外，RAMS提供有靜力及非靜力平衡模擬方程組，第二節中所述為可壓縮非靜力平衡方程組，而在靜力平衡假設下可簡化為靜力平衡方程組。一般而言，除深對流區外，熱帶氣旋系統大致處於靜力平衡；因此，大部份颱風模式皆採用靜力平衡假設。就RAMS而言，靜力平衡模式可較非靜力模式節省約 $\frac{1}{4}$ 計算機時間，但是經測試結果顯示，靜力平衡模式可供選擇之上邊界條件方法模擬效果不盡理想；因此，本研究採用非靜力平衡模式。圖16為非靜力和靜力模擬之地面中心最低氣壓及最大切向風速之時間序列圖，結果顯示，單就此2個參數而言，兩個實驗之差別很小。其他結果亦顯示，兩種模式對於低層氣旋式環流之模擬結果差異很小；但在高層環流表現上，因靜力模式能選用之上邊界條件不甚恰當，使其結果不盡合理（圖未示）。因此，未來實驗將朝向改寫RAMS靜力平衡之上邊界條件，或繼續採用非靜力模式進行模擬。

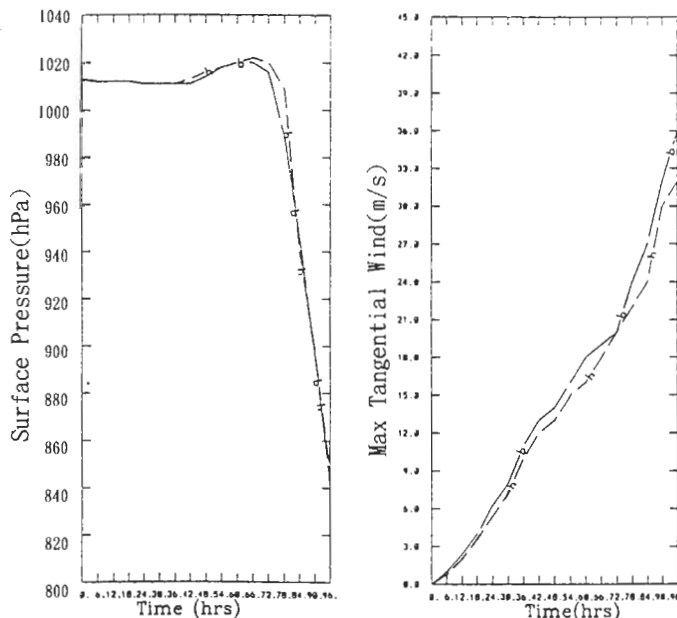


圖 16 模式渦漩系統地面中心最低氣壓及最大切向風速時間序列圖，圖中 b 為參考實驗（非靜力平衡模式），h 為靜平衡模式者。

五、結語

綜合上述的結果，可歸納如下幾點結論：

- (1) 單一熱源常無法有效促使系統渦漩合理增強，在目前模式架構下，亦無法形成眼之結構；環狀熱源過於理想化，但可使系統渦漩形成眼。
- (2) 模式渦漩眼的形成對其系統後續發展有決定性的影響。
- (3) 環狀熱源愈集中者，對模式渦漩眼的形成愈有利，但就模擬結果而言，眼形成後之發展速率與熱源集中與否關係不大。
- (4) 最大加熱高度愈高者，愈有利於渦漩眼之形成；但若排除眼形成後之影響，則以最大加熱高度愈低者，則愈有利於系統之發展。

綜而言之，本研究利用 *RAMS* (2c版) 所進行之數值模擬結果，基本上與過去相關研究 (Malkus and Riehl, 1960 ; Ooyama, 1982 ; Schubert *et al.*, 1980 和 Hack and Schubert, 1986) 結果一致。然而上述第3及4兩點結果 (尤其針對眼的形成) 則是以往研究中較少提及者，其中有關最大熱源高度對眼形成速度 (快慢) 的貢獻，值得我們再進一步做更深入的研究。然而，目前模擬結果，仍有些問題必須透過更周密的實驗來加以完成，例如模式範圍和網格間距，此外，亦可設計為巢狀網格結構，以增加渦漩中心之解析度；而雲水過程對渦漩之回饋效應及積雲動量傳送等，為未來將涵蓋之主題；最後則為探討環境強迫機制 (例如 *TUTT* 和 *monsoon surge* 等) 對渦漩形成的作用。展望未來，雖然研究颱風之形成與發展困難重重，但透過新一代完整之數值模式 (*RAMS* 3a版) 及工作站計算能力之增進，相信可使我們對此課題有更新、更廣的體認。

誌謝

本研究蒙台大全球變遷中心提供合法版本之 *RAMS* 模式，謹此誌謝。研究進行中，郭鴻基教授提供甚多寶貴意見使本研究得以完成，更是衷心感謝，本文在審稿時，經3位審查者費心指正，特此誌謝，其中一位審查者提出相當多意見，對本文之改進頗有助益，最後，特別感謝劉韶郁小姐協助文稿處理。本研究乃在國科會支援下完成，計畫編號為 NSC82-0202-M-10 及 NSC83-0202-M-054。

參考文獻

- 簡國基，1994：利用 *RAMS* 測試加熱作用對颱風發展之影響。國立台灣大學大氣科學研究所碩士論文，114頁。
- Arnold, C.P., 1977：Tropical cyclone cloud and intensity relationships. Ph.D. dissertation, Colorado State University, 154pp.
- Bosart, L. F. and J. A. Bartlo, 1991：Tropical storm formation in a baroclinic environment. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1079-2013.
- Charney, J.G., and A. Eliassen, 1964：On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68-74.

- Cotton, M.R., M.A. Stenphens, T. Nehr Korn, and G.J. Tripoli, 1982 : The Colorado State University three-dimension cloud/mesoscale model-1982 Part II : An ice phase parameterization. *J. de Rech. Atmos.*, **16**, 295-320.
- Davidson, N. E., G. J. Holland, J. L. McBride, and T. D. Keenan, 1990 : On the formation of tropical cyclones Irma and Jason. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1981-2000.
- Deardorff, J.W., 1980 : Startocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimension model. *Boundary-layer Meteor.*, **18**,495-527.
- Emanuel, K.A., 1989 : The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3431-3456.
- Emanuel, K.A., 1991 : The theory of hurricanes. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, **23**, 179-196.
- Gray, W. M., 1981 : Recent advances in tropical cyclone research from rawinsonde composite analysis. Paper prepared for the WMO committee of Atmosphere Science, Geneva, Switzerland.
- Gray, W.M., and D.J. Shea, 1973 : The hurricanes inner core region II : Thermal stability and dynamic characteristics. *J. Atmos. Sci.*, **8**, 1565-1576.
- Hack, J.J., and W.H. Schubert, 1986 : On the non-linear response of atmospheric vortices to heating by organized cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1559-1573.
- Klemp, J.B. and R.B. Wilhelmson, 1978 : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096.
- Kurihara, Y., and R.E. Tuleya, 1981 : A numerical simulation study on the genesis of a tropical storm. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1629-1653.
- Lee, C.S., 1986 : An observation study of Tropical cloud cluster evolution and cyclogenesis in the western north Pacific. Ph.D. dissertation, Colorado State University, 243pp.
- Lee, C.S., 1989 : Observational analysis of tropical cyclogenesis in the western North Pacific. Part I : Structural evolution of cloud clusters. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2580-2598.
- Lee, C.S., R. Edson, and W. M. Gray, 1989 : Some large scale characteristics associated with tropical cyclone development in the north Indian Ocean during FGGE. *Mon. Wea. Rev.* **117**, 407-426.
- Lopez, R.E., 1973 : A parametric model of cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1354-1373.
- Love, G., 1985 : Cross-Equatorial interactions during tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1499-1509.
- Mahrer, Y. and R.A. Pielke, 1977 : A numerical study of the airflow over irregular terrain. *Beitrag zur Physik der Atmosphere*, **50**, 98-113.
- Malkus, J.S. and H. Riehl, 1960 : On the dynamics and energy transformations in steady-state hurricanes. *Tellus*, **12**, 1-20.
- McBride, J.L., 1981 : Observational analysis of tropical cyclone formation. Part III : Budget analysis. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1152-1166.
- Ooyama, K., 1964 : A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofis. Int.*, **4**, 187-198.
- Ooyama, K., 1969 : Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 3-40.
- Ooyama, K., 1982 : Conceptual evolution of the theory and modeling of the tyropical cyclone. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 369-379.

- Riehl, H. and J.S. Malkus, 1961 : Some Aspects of Hurricane Daisy, 1958. *Tellus*, **13**, 181-213.
- Saltzman, B., 1970 : Large-scale, atmospheric energetics in the wave-number domain, *Rev. Geophys. Spa. Phys.*, **8**, 289-302.
- Schubert, W.H., and J.J. Hack, 1982 : Inertial stability and tropical cyclone development. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1687-1697.
- Schubert, W.H., J.J. Hack, P.L. Silva Dias and S. R. Fulton, 1980 : Geostrophic adjustment in an axisymmetric vortex. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1464-1484.
- Tremback, C.J., J. Powell, W.R. Cotton, and R.A. Pielke, 1987 : The forward in time upstream advection scheme: Extension to higher orders. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 540-555.
- Tripoli, G., and W.R. Cotton, 1982 : The Colorado State University three-dimensional cloud/meso-scale model -1982 Part I : General theoretical frame work and sensitivity experiments. *J. de Rech. Atmos.*, **16**, 185-220.
- Tripoli, G., and W.R. Cotton, 1989a : Numerical study of an observed orogenic mesoscale convective system. Part 1. Simulated genesis and comparison with observation. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 273-304.
- Tripoli, G., and W.R. Cotton, 1989b : Numerical study of an observed orogenic mesoscale convective system. Part 2. Analysis of governing dynamics. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 305-328.
- Willoughby, H.E. 1979 : Forced secondary circulations in hurricanes. *J. Geophys. Res.*, **84**, 3173-3183.
- Yanai, M., 1961a : A detailed analysis of typhoon formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **39**, 187-213.
- Yanai, M., 1961b : Dynamical aspects of typhoon formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **39**, 283-309.
- Yanai, M., S. Esbensen and J. Chu, 1973 : Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611-627.
- Zehr, R. M., 1991 : Tropical cyclogenesis in the western North Pacific. Ph. D. thesis, Colorado State University.

Testing the Influence of Different Heating Distributions on Model Vortex Development Using RAMS

Cheng-Shang Lee Gou-Ji Jian

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

ABSTRACT

This paper discussed the influence of different heating distribution on model vortex development based on the numerical simulations using CSU-RAMS. Results showed that no eye formed in a simulation with single heating forcing (maximized at the center) simulation under current model structure (1600 km X 1600 km, 40 km grid spacing). The model vortex formed an eye structure in the simulation with ring-type heating. The model vortex experienced faster development rate and the heating efficiency was higher especially after the formation of eye, for the simulation with ring-type heating. This result confirmed the importance of eye formation on the later development of model vortex (Malkus and Riehl, 1960). Current model simulations also supported that the model vortex entered the deterministic stage (as defined by Ooyama, 1982) after eye formation.

Results of the ring-type heating simulation with different radial heating distribution showed that a radially-concentrated heating was favorable to the formation of eye. However, the later development of model vortex did not show much difference among different model simulations. The model eye formed as a result of subsidence warming due to upper level convergence. Results of the ring-type heating simulation with different vertical heating profile showed that model vortex eye formed faster when the maximum heating was placed at a higher level. It has to be noted that the maximum warm core occurred at a higher level if the maximum heating was higher. However, after the eye formation, the model vortex with maximum heating at lower level experienced a faster spin-up in cyclonic circulation. The results also showed that the model vortex spun up faster if the model was placed at a higher latitude. In other words, RAMS can simulate reasonably the coriolis acceleration although it was designed for small scale simulation.

Current model simulation showed that the development of model vortex was very sensitive to the type and distribution of heating as that of Hack and Schubert(1986). The eye formation process revealed in this study agreed to that proposed by Arnold (1977) and Willoughby (1979). In the ring-type heating simulation, the radial heating distribution and zero heating at the center were important factors in producing the subsidence at the center. The vertical distribution of the sinking motion was related closely to the central surface pressure tendency and the timing of eye formation.

Key words :Model vortex development, Numerical simulation.