

# 雙中尺度渦旋交互作用之初步模擬

李清勝 朱昱璉

國立臺灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十六年九月四日收稿；中華民國八十六年十二月六日定稿)

## 摘 要

觀測顯示，近赤道季風槽中的中尺度渦旋，有可能透過渦旋間的交互作用，發展為熱帶氣旋。本文為一初步研究結果，其目的在幫助了解此現象之物理過程。本研究使用CSU-RAMS模式，在不考慮環境強迫作用情況下，針對兩個強度相同之中尺度弱渦旋進行積分，初始渦旋之最大風速僅4m/s，有效半徑約100km，在f平面上進行積分，並考慮潛熱釋放效應(稱控制組實驗)。此外，亦進行測試實驗，以探討潛熱釋放、初始渦旋距離以及 $\beta$ 效應的影響。

控制組實驗結果顯示，積分過程中，兩個初始距離320公里之渦旋，反鐘向互旋且相互靠近(即所謂藤原效應)；然而，兩個原本強度相同之渦旋，亦逐漸產生一強一弱的情形，較弱的渦旋並逐漸變形成一狹長的渦度帶，捲入、合併至較強渦旋中。此外，於積分初期，渦旋因潛熱釋放效應而增強，隨後則持續減弱；其對流生命期類似熱帶積雲簇。測試實驗結果顯示：(1)不考慮水氣效應時，渦旋強度不會發展，且兩個渦旋一直維持相同強度；(2)渦旋互相靠近時，其垂直次環流結構不利於另一渦旋對流的發展，渦旋發展有明顯受抑制的情形；(3) $\beta$ 效應使合併後的渦旋往西北方向運動，且其發展的最大風速可達熱帶風暴的強度，遠大於其他組實驗。

關鍵詞：颱風，渦旋交互作用

## 一、前 言

衛星雲圖上常可見，在間熱帶輻合區(ITCZ)中，一些距離相近但組織鬆散的積雲團，經過一、兩天後就形成一有組織的熱帶氣旋。TCM-90(1990年熱帶氣旋觀測實驗)觀測資料中顯示，在活躍季風風切帶中，常產生大量的中尺度渦旋，這種渦旋可持續存在好幾天，移行千公里以上，有些甚至可以快速發展、增強。Lander and Holland (1993)與Simpson *et al.* (1997)指出，這些中尺度渦旋可能和熱帶氣旋的生成有關，故渦旋間的交互作用研究益顯重要。過去有關雙渦旋的研究指出，當兩個渦旋靠得夠近時，會產生反鐘向互旋的現象(即“藤原效應”)，兩渦旋可能會發生互相接近(approach)、合併(merge)，或遠離(escape)的現象(如圖1所示，摘自Lander and Holland, 1993之圖8)；圖1亦顯示，兩個渦旋合併之前，其移速有明顯的增加。研究結果同時顯示，這種雙中尺度渦旋的交互作用，可能會產生一方減弱，變成一狹長的渦度帶合併到另一渦旋的情形(Lander and Holland, 1993)。此外，有關雙渦旋交互作用之正壓模式模擬(Holland and Dietachmayer, 1993)與無水氣斜壓模式模擬(Wang and Holland, 1995)指出，兩個熱帶氣旋尺度的阮肯渦旋(Rankine vortex)，在一定的距離之內會透過合併的過程而增強。

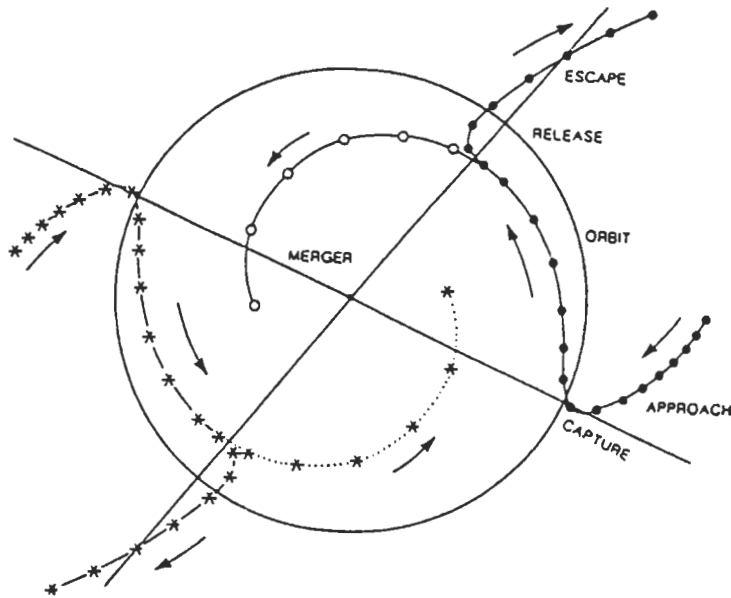


圖1 雙渦旋交互作用示意圖(摘自Lander and Holland, 1993之圖8)。

依據此種理論，若尺度較小的中尺度渦旋亦可透過合併的過程而增強，則局部地區之渦度可因此而增強，使系統之羅士培變形半徑減小，有利於加熱效率的提高，便有可能導致渦旋的發展過程進入物理決定階段(deterministic stage; Ooyama, 1982)；即透過自我增強

的過程而形成熱帶氣旋。由於過去對雙渦旋間交互作用的研究僅限於正壓與無水氣斜壓模式，且初始渦旋皆為熱帶風暴強度的厄肯渦旋；然而潛熱釋放效應為熱帶氣旋生成、發展的能量來源，故本文嘗試利用加入水汽效應的斜壓模式，探討兩個位於低緯且尺度較小之中尺度渦旋間的交互作用。

本文採用的模式為CSU-RAMS第3a版(Colorado State University Regional Atmospheric Modeling System, Ver3a)，在第二節中，將簡要介紹所使用的模式參數及所考慮之初始和邊界條件等，並說明不同的實驗設計；第三節則討論控制組實驗的結果；第四節分析對照組實驗結果，並討論潛熱釋放、渦旋初始間隔距離、以及地球渦度效應的影響；第五節則總結本研究的結果。

## 二、實驗設計與初始渦旋結構

本研究主要探討二個含水汽的雙中尺雙渦旋間的交互作用。兩個大小、強度均相等的初始中尺度渦旋乃由加熱產生；為簡化問題，控制組實驗僅考慮此雙渦旋在  $f$  平面且無外在強迫作用的條件下進行積分。

本模擬使用之CSU-RAMS 3a模式中的非靜力平衡模式，有關模式的詳細說明與簡要介紹，請參考Tripoli and Cotton(1982)與李和簡(1995)。水氣場的處理則採用模式中最簡單的雲微物理過程，即考慮水蒸氣、雲凝結水及雨水三者間的變化過程，而暫不考慮冰相的情形；其各種水物間質量的變化與交換過程可參考朱(1996)。為簡化實驗設計，假設地轉科氏參數為常數( $f=10^\circ N$ )；此時羅士培變形半徑約等於2000公里，故水平模擬區域須採用4000公里平方。由於受限於計算機之記憶體大小，水平網格解析度僅能取20公里；垂直方向分為12層。時間積分則是採用Time Splitting Method，大時間步長取150秒，小時間步長則為30秒。空間上採用Arakawa-C交錯網格；亂流參數化考慮較大尺度所適用的K理論(K-theory)。下邊界層則是給定由海面提供的熱與水汽通量，且將海溫定為301K；海洋表面摩擦係數定為0.01，即考慮摩擦近似為零的情況。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。側邊界條件則使用開放式輻射邊界(Klemp and Wilhelmson,1978)，配合上述側邊界所使用的相位速為30m/s。此外，實驗中不考慮輻射效應，故無法顯示雲頂輻射冷卻及雲底至地面間輻射增暖的情形。

初始渦旋乃利用加熱靜止大氣的方式，產生二個近似厄肯渦旋結構的弱渦旋。對控制組實驗而言，二初始渦旋之間隔距離為320km。初始靜止大氣之垂直結構，採用西北太平洋熱帶積雲簇生成環境之合成探空(Gray,1973)；加熱則採用類似Hack and Schubert(1986)所使用的加熱型式，其垂直與水平分佈如圖2所示，最大加熱高度為400hPa；加熱量皆小於 $2.5^\circ C/day$ 。保持固定的加熱量，積分12小時之後，可得二個最大風速小於5m/s的弱渦旋(含

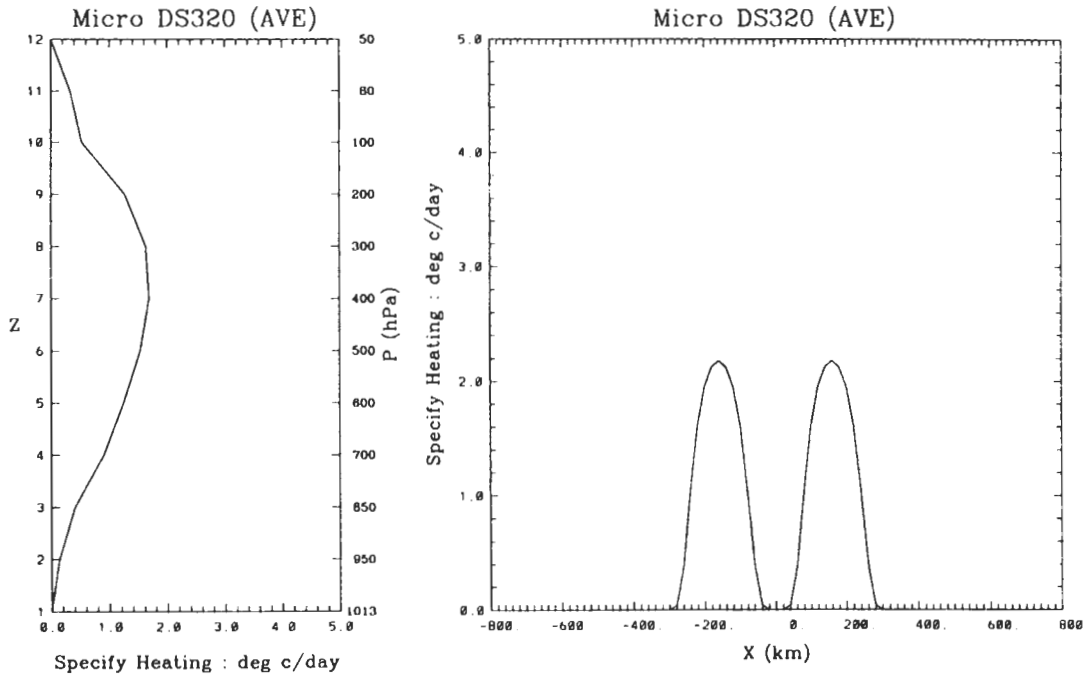


圖 2 初始渦旋加熱之垂直（左）及水平（右）分布圖。

水汽)，此二初始渦旋的南北向風場剖面（可代表切向風場）、東西向風場剖面（可代表徑向風場）、垂直運動切向平均場、位渦場、溫度距平場、及雲水混合比場之垂直剖面如圖3所示。

圖3a和3b顯示，初始渦旋在400hPa以下為氣旋式環流，以上為反旋式環流；最大切向風速出現在低層，值約為4m/s左右。渦旋底層有內流，高層有外流。垂直運動切向平均場（圖3c）顯示，上升運動集中於半徑80km以內，愈往中心靠近則具有愈強的上升運動，最大值出現在500~600hPa間，可達1m/s。位渦場（圖3d）則顯示，初始渦旋之渦度有效半徑（即位渦集中區域之半徑 $\equiv R_1$ ）約等於100km；相較於熱帶氣旋而言（ $R_1 \sim 150$ km），本實驗之渦旋尺度較小。溫度距平場（圖3e）顯示，渦旋中、高層為一暖心結構且暖心可高達300hPa，但最強暖心則出現在600hPa左右。雲水混合比場（圖3f）的分佈則顯示，初始渦旋具深積雲對流，但雲水混合比之等值線在渦旋的中心部份有下凹的現象。

由以上的分析可知，這兩個初始渦旋之尺度小於熱帶氣旋，且具有垂直次環流，但次環流侷限在半徑200km以內；渦旋之最大風速不超過4m/s，但具有頗強的上升運動（垂直運動最大值大於1m/s），並伴隨有降水的現象。此時渦旋之渦度有效半徑（ $R_1$ ）約100km左右，對應於Wang and Holland(1995)所定義的MAS(Mutual Approach Separation: 雙渦旋開始發生互相接近的臨界距離 $\sim 5R_1$ )和MMS(Mutual Merger Separation: 雙渦旋開始發生快速合併的臨界距離 $\sim 3R_1$ )，此時渦旋之初始間距320km稍大於MMS，但小於MAS，故預期兩渦旋應可發生相互接近且合併的現象。

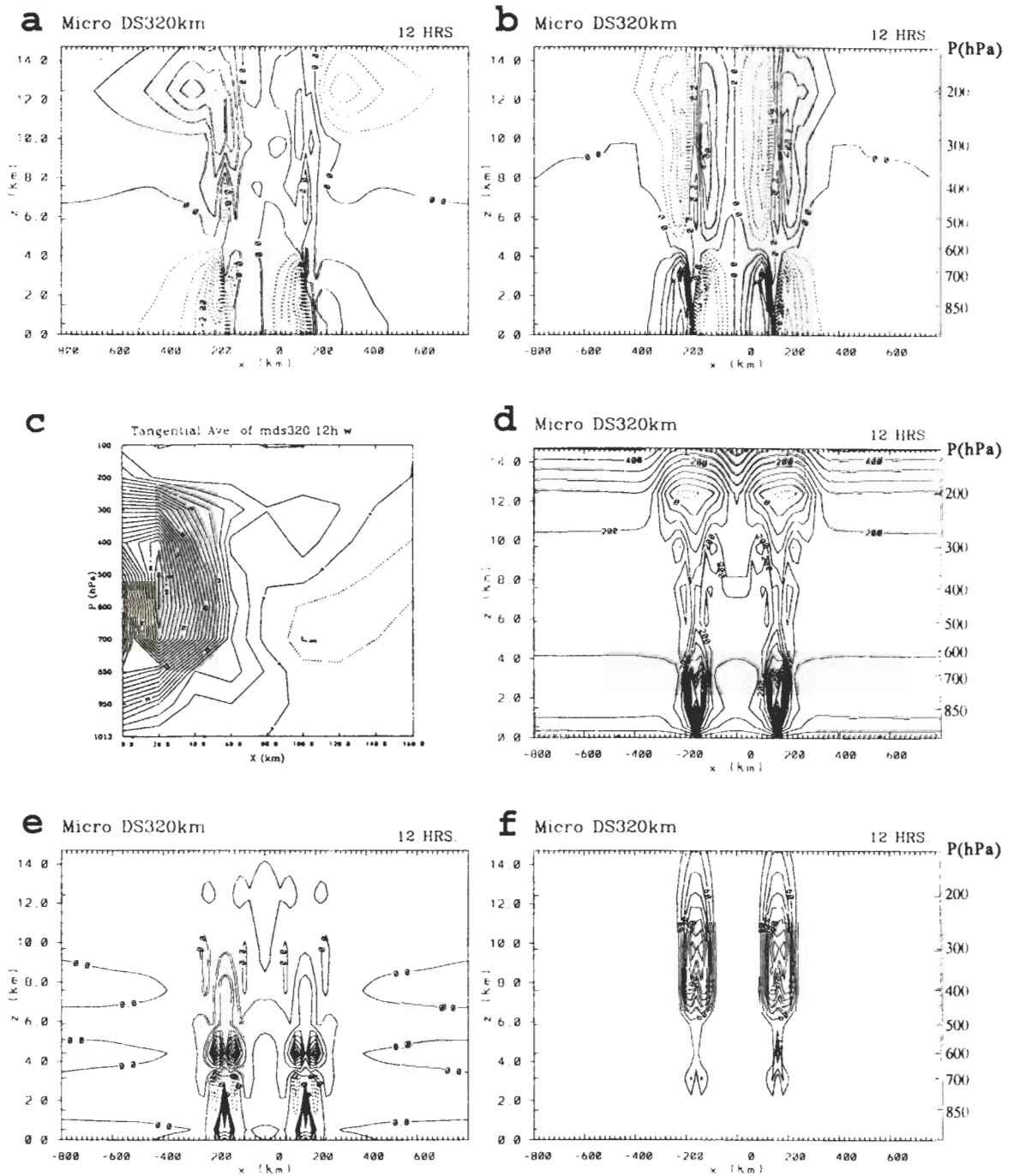


圖3 初始渦旋結構之東西向垂直剖面圖，分別為(a)V(南北向風)場( $\text{ms}^{-1}$ )，(b)U(東西向風)場( $\text{ms}^{-1}$ )，(c)垂直速度之緯向平均場( $\text{ms}^{-1}$ )，(d)位渦場( $10^{-10} \text{Kkg}^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )，(e)溫度距平場( $^{\circ}\text{C}$ )，以及(f)雲水混合比場( $10^{-2} \text{g/kg}$ )。

表一 五組實驗代號和實驗設計比較 (詳見本文說明)。

實驗代號	距離	潛熱釋放	f
C	320	有	常數
N	320	無	常數
D1	400	有	常數
D2	240	有	常數
B	320	有	f(y)

此外，除控制組實驗外，我們也設計四個對照組實驗，以了解潛熱釋放效應、渦旋間隔距離以及地球渦度效應對雙渦旋交互作用的影響；其實驗設計(表一)說明如下：

**實驗C**：代表控制組實驗，考慮二個由外在強迫加熱12小時所產生的含水汽渦旋，初始間隔距離為320公里，在f平面上(緯度設為 $10^{\circ}$  N)隨時間積分的結果；積分過程停止外在強迫加熱，由模式的雲微物理過程決定加熱量。

**實驗N**：考慮和控制組相同的二初始渦旋，但積分過程中，不考慮水汽潛熱釋放的效應。

**實驗D1**：考慮和控制組相同的二初始渦旋，但兩初始渦旋的間隔距離提高為400公里。

**實驗D2**：考慮和控制組相同的二初始渦旋，但兩初始渦旋的間隔距離縮減為240公里，小於MMS。

**實驗B**：考慮和控制組相同的二初始渦旋，初始間隔距離亦同，但考慮渦旋在真實地球渦度分佈的平面上積分(即f隨y方向變化)，初始渦旋中心同樣位於 $10^{\circ}$  N的位置上。

### 三、控制組實驗結果討論

控制組實驗C乃討論在f平面( $10^{\circ}$ N)上進行積分，且積分過程中維持雲微物理過程作用，兩個含水汽弱渦旋之初始間隔距離為320km。爲了和Wang and Holland(1995)斜壓模式的結果相互比較，我們選取地面位渦場(圖4)來表示渦旋交互作用的過程。需注意的是：初始渦旋係由靜止大氣加熱12小時所得，故圖中所顯示的“12hr”實爲實驗C積分開始的時間(其於皆相同)。圖4顯示，兩個渦旋的位渦場呈現反鐘向互旋、互相接近，且最後合併的現象，

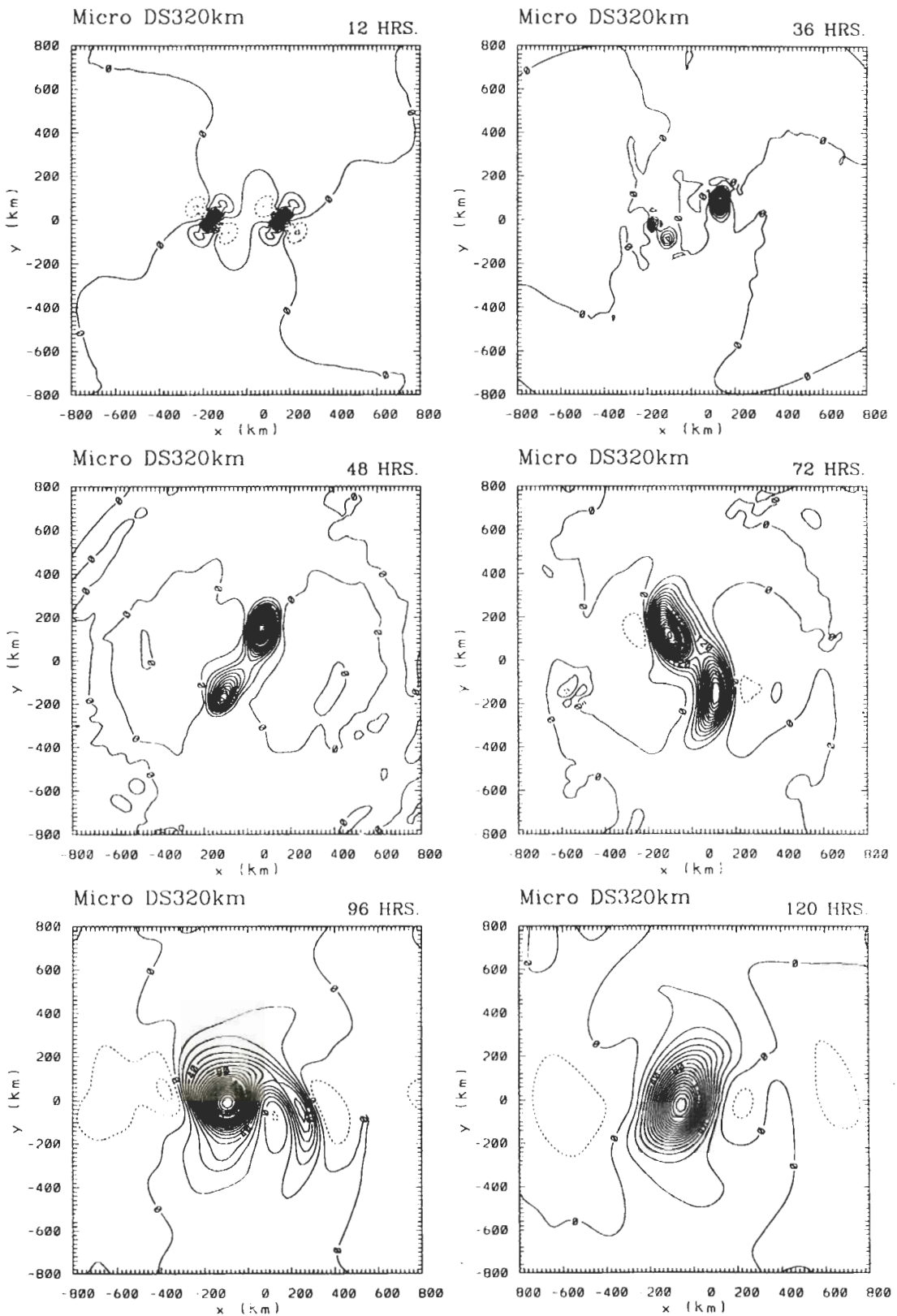


圖 4 控制組實驗 C 之地面位渦隨時間變化圖，時間分別為 12、36、48、72、96 及 120 小時(單位： $10^{-12} \text{Kg}^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )。

此結果和過去雙渦旋的研究一致 (Melander *et al.*, 1988; Palvani, 1991; Ritchie and Holland, 1993; Wang and Holland, 1995)。但不同的是, 36小時以後, 這兩個原本相同的渦旋, 開始產生強度不對稱的現象, 隨著時間的積分, 較弱的渦旋逐漸變形成一狹長的渦度帶, 捲入另一較強的渦旋中; 120小時以後, 這兩個渦旋完全合併, 僅剩一個渦度中心。至於造成渦旋強弱不對稱的可能原因, 將在第五節中討論。

強度演變部份, 較強渦旋之地面最大風速與中心最低氣壓隨時間的演變圖(圖5)顯示, 12小時以後, 雖沒有外在的加熱強迫作用機制, 渦旋仍可透過模式之雲微物理過程加熱而持續發展、增強。於積分30小時時達最大強度, 其最大風速約為14.5m/s, 此時中心最低氣壓為1006hPa。30小時後, 此渦旋就持續減弱; 54小時時, 最低氣壓值已回升到積分初始的氣壓值(1011hPa); 96小時時, 最大風速值亦恢復到積分初始的數值( $\sim 4$ m/s)。

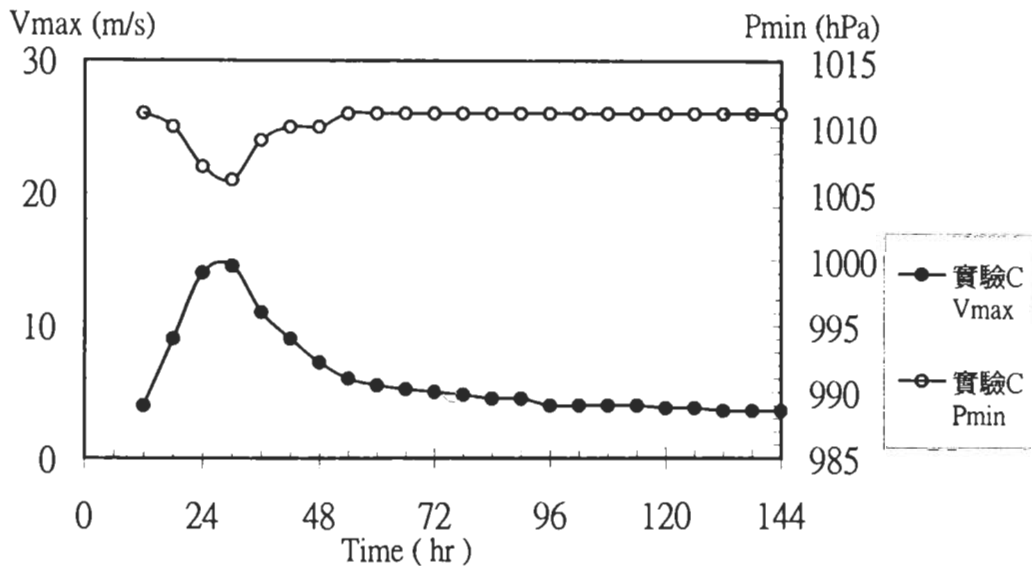


圖5 控制組實驗C中, 較強渦旋之地面最大風速與最低氣壓隨時間變化圖。

由於兩渦旋在積分過程中, 其位置隨時間改變, 兩者之間距也隨時間縮短, 無法分離出單一渦旋的環流結構, 故僅以較強渦旋之地面位渦中心作東西向垂直剖面, 探討渦旋結構之演變。圖6為36和60小時南北向風場剖面圖(可代表切向風場); 與初始渦旋相較(圖3a)可發現, 36小時時, 中心氣旋式環流向上發展至200hPa左右的高度, 而反旋式環流的最大值位置則有外移、且逐漸降低的趨勢, 且不管是氣旋或反旋式的風場, 皆明顯顯示增強的現象。36小時以後(以60小時為例), 渦旋開始減弱; 原本中心處可達200hPa高的氣旋式風場也逐漸減弱、消失, 氣旋式風場主要侷限在500hPa以下, 但是其範圍有明顯向外擴張情形; 反旋式環流的最大值位置均出現在400~300hPa之間, 其垂直結構類似單一渦旋, 即高層有反旋式環流, 低層有氣旋式環流。



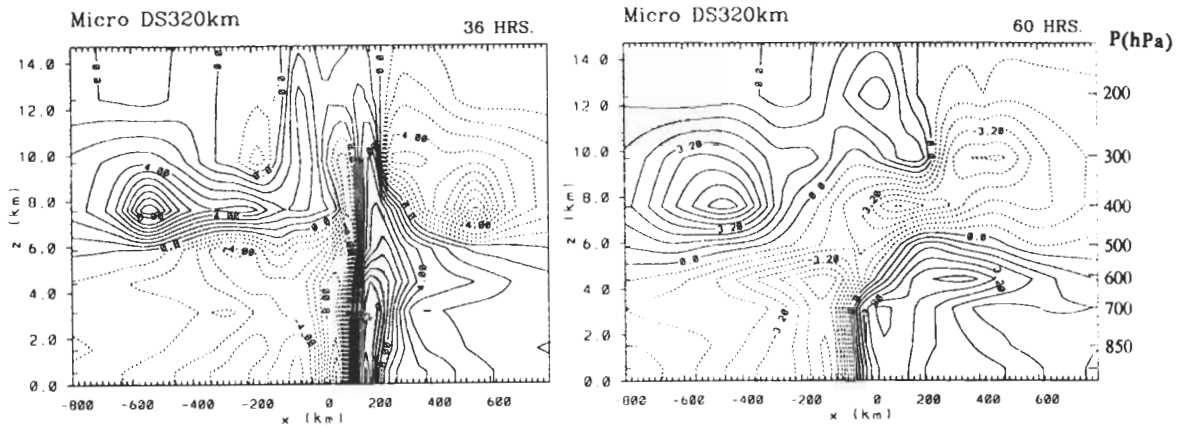


圖 6 實驗 C 中，經較強渦旋地面位渦中心之南北向風場的東西垂直剖面圖，時間分別為 36 與 60 小時(單位： $ms^{-1}$ )(注意：等值線間距並不相同)。

圖7為積分24和36小時時，經較強渦旋地面位渦中心的溫度距平垂直剖面圖；與初始渦旋(圖3e)相較可發現，積分開始時，暖心集中在600hPa的高度，渦旋中心之增暖可往上發展至300hPa。24小時時，暖心的範圍明顯往外作水平方向擴展，垂直分布亦有些許的上移，約位於600~400hPa之間；渦旋中心部份之增暖則可往上發展至300hPa；注意此時低層700hPa處有另一極值出現。36小時以後，暖心僅集中在600至400hPa間，其強度隨時間減弱且往外平流、擴散。雲水混合比垂直剖面圖(圖8)顯示，原為兩個具深積雲對流的初始渦旋(如圖3f所示)，於24小時時，此二渦旋的高層雲已連成一片，形成範圍廣大的雲區，覆蓋在渦旋的上空；此時低層仍有雲水分佈，顯示較強渦旋之低層仍有對流發生，但對流強度已明顯減弱。左邊較弱渦旋的雲水混合比出現高低層不連接的情況，乃因此剖面未通過左邊渦旋中心所至。36小時以後，似乎無新對流產生。此外，雨水混合比的分析結果(圖未示)也顯示，積分24小時後已無降水的情形。

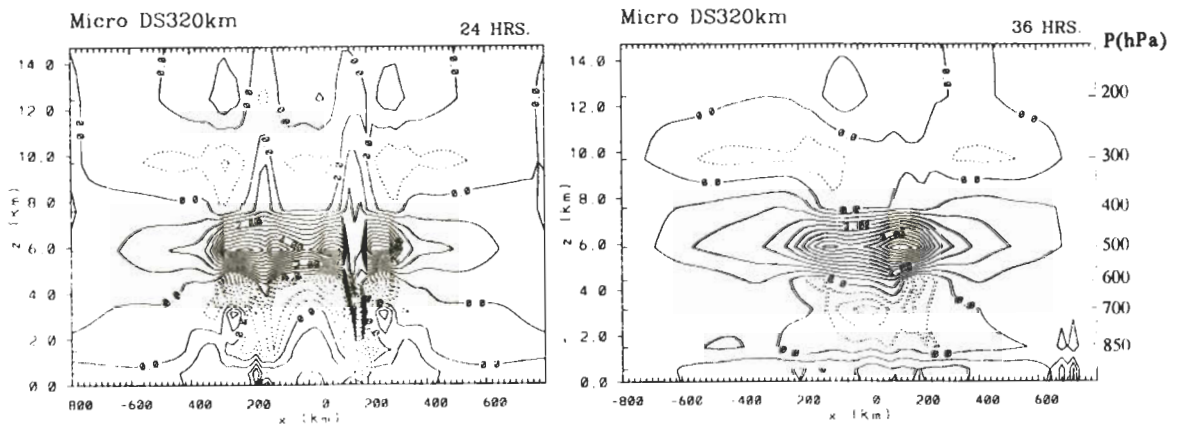


圖 7 實驗 C 中，經較強渦旋地面位渦中心之溫度距平場的東西垂直剖面圖，時間分別為 24 與 36 小時(單位： $^{\circ}C$ )。

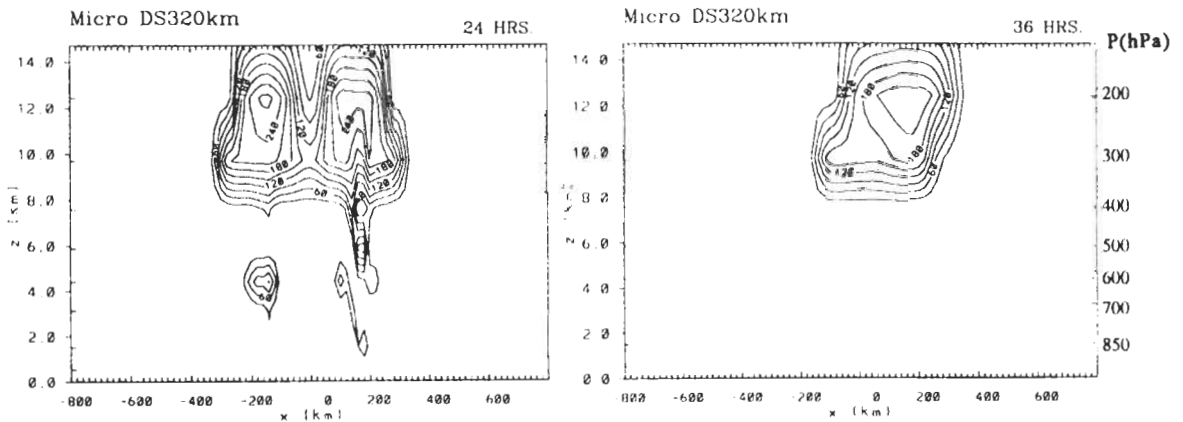


圖 8 實驗 C 中，經較強渦旋地面位渦中心之雲水混合比分布的東西垂直剖面圖，時間分別為 24 與 36 小時(單位： $10^{-5}$ )。

以上分析顯示，較強渦旋在積分初期，強度明顯增強，最大風速出現在積分 30 小時，達 14.5 m/s；地面氣壓亦同時下降至 1006 hPa (圖 5)。隨著渦旋的增強，其中心氣旋式環流(圖 6)亦快速向上發展至 300 hPa 左右；反旋式環流亦有緩慢的增強。但 24~30 小時後，對流顯著減弱以至停止，渦旋強度亦持續減弱。然而，兩渦旋在合併時並無明顯強度增強的現象，此與 Wang and Holland(1995)無水氣斜壓模式之結果不同；亦即，本實驗設計未能反應出渦旋合併後因動量保守而促使合併後的渦旋增強的現象。造成此差異的原因可能是本模式中的平滑效果較強，再加上長時間的積分後，渦旋強度明顯的減弱；然而，在 60 至 80 小時間，渦旋強度減弱的趨勢減緩，此可能為反應渦旋合併過程之效應。

24 小時溫度距平場(圖 7)顯示，暖心主要出現在中、低層，故推測模式雲微物理過程所產生的加熱，主要集中在中、低層。Schubert and Hack(1982)及李和簡(1995)的加熱效率(heating efficiency)實驗顯示，加熱高度較低者，其加熱效率相對較高，故低層氣旋式環流發展較迅速，結構亦較緊密，但高層環流發展則較為緩慢；本模擬亦有相似的結果。分析實驗 C 之視熱源( $Q_1$ )的垂直分佈顯示(圖未示)，因潛熱釋放所造成的加熱由低層開始，隨後漸往高層移動，故初期系統發展快速，渦旋之低層氣旋式環流在 30 小時前有快速的發展，高層反旋式環流的發展則不明顯(圖 6)。

積分 30 小時以後，系統中心因大量降水而產生下沉運動；高層潛熱釋放所造成的高層增暖現象亦有穩定作用，此二效應破壞原本的垂直次環流結構，使得垂直次環流開始反向，系統中心低層出現輻散的形式，無水氣向中心輻合，故對流不再發生，降水與潛熱釋放的過程停止，系統逐漸減弱。針對較強渦旋而言，其強度十分類似於熱帶積雲簇；其生命期長短亦同，約為 24~36 小時(Lee, 1989)，但其低層氣旋式與高層反氣旋式環流則因慣性作用，仍可維持一段頗長的時間。

此外，比較其位渦場、流線場及氣壓場的變化可發現，除初始時間和兩渦旋地面位渦中心完全合併後(120小時)，在其他積分時間內，位渦中心、流線中心與氣壓中心三者之位置皆不重合；對較強的渦旋而言，約有20~40km的差異；此外，垂直方向上的位渦中心亦有不偶合的現象。故渦旋中心的定位問題仍有待研究，本文則延續Wang and Holland(1995)的研究，以地面位渦場所顯示的中心來代表渦旋的中心位置。

## 四、對照組測試實驗結果討論

為了進一步了解潛熱釋放效應、渦旋間隔距離以及地球渦度效應的影響，我們共設計了四個對照組測試實驗，以和控制組實驗結果互相比較；各實驗設計之詳細說明見第二節，以下討論對照組實驗結果：

### (一) 潛熱釋放效應

不考慮水汽潛熱釋放之對照組實驗N的積分結果顯示，地面位渦場(圖9)可辨識之渦旋同樣會產生反鐘向互旋且互相靠近的情形，並於120小時合併。和控制組實驗C(圖4)相較，實驗N中的雙渦旋於積分過程中幾乎完全對稱，並沒有產生明顯一強一弱的現象，且當渦旋十分靠近時，渦旋的移速有明顯的增加。此結果與Wang and Holland(1995)的無水氣斜壓模擬相似；不同的是，實驗N中，位渦度梯度隨著時間積分，有明顯的鬆開、減弱的現象；這很可能是因為在我們實驗中，初始渦旋強度較真實熱帶氣旋為弱，其慣性穩定度較小，加上模式中擴散及平滑的效應較強，故位渦梯度在積分的過程中有明顯的減弱。控制組實驗C(圖4)則因30小時前系統仍有增強的現象，故使位渦度梯度減弱的時間後延；30小時之後，同樣可見位渦梯度減弱的情形。

渦旋的強度變化方面，實驗N中之兩個渦旋幾乎完全對稱，強度亦無明顯差異；在此以初始場之右邊渦旋為例，說明實驗N中渦旋強度變化的情形。渦旋最大風速與最低氣壓隨時間的變化圖(圖10)顯示，在不考慮潛熱效應的情況下進行積分，這兩個渦旋的強度迅速且持續減弱；36小時時，最大風速已降至1m/s左右；而氣壓場也同樣反應出這種減弱的現象。此外，渦旋並沒有因合併的作用而增強，和Wang and Holland(1995)的結果不同；究其原因，可能是因為模式的平滑作用顯著，使得渦旋發生合併時的強度太弱(僅存氣旋式的微弱風場)，故合併後無法觀察到顯著的增強作用；此狀況和Wang and Holland(1995)實驗中，所模擬之具熱帶氣旋強度的雙渦旋發展情形頗有差異。

比較實驗N和實驗C的結果，可得以下兩點結論：(1)不考慮潛熱釋放效應時，渦旋強度因缺乏有利強迫作用機制而迅速減弱；(2)潛熱釋放效應可能是造成渦旋在積分過程中，產生一強一弱此種不對稱情形的主因。

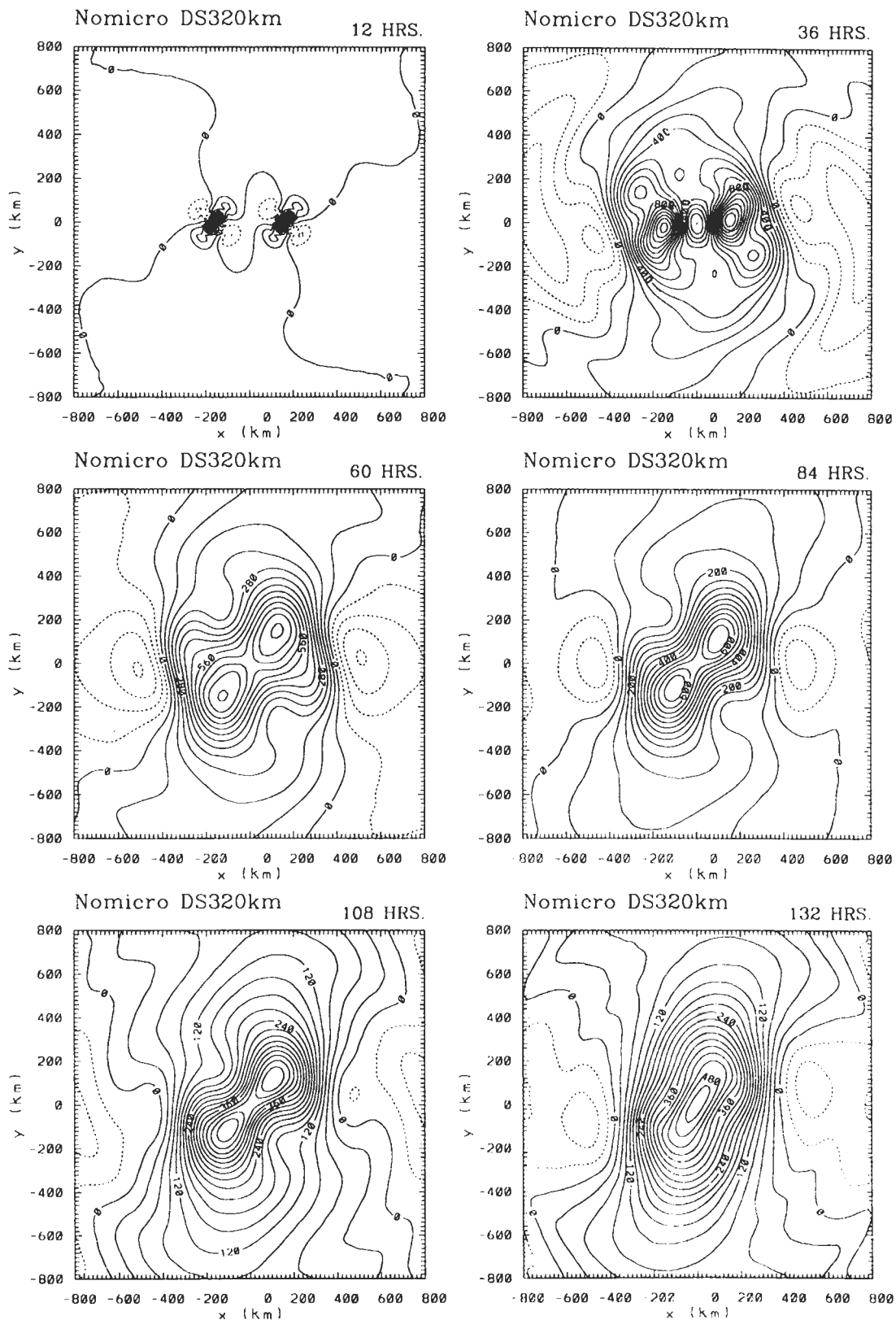


圖 9 無水汽對照組實驗 N 中，地面位渦分布隨時間的變化圖，時間分別為 12、36、60、84、108 及 132 小時(單位： $10^{-14} \text{KKg}^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )(注意：等值線間距並不相同)。

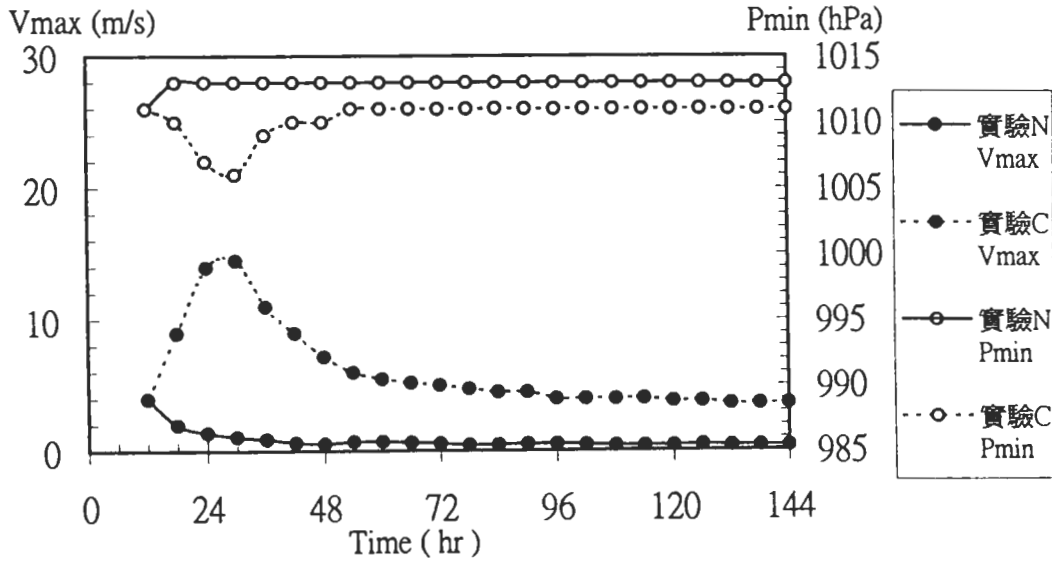


圖 10 無水汽對照組實驗 N 中，地面最大風速與最低氣壓隨時間的變化圖。

## (二) 兩渦旋間隔距離的影響

實驗 D1 中，初始渦旋的間隔距離較控制組遠，為 400km；實驗 D2 則較近，為 240km。和控制組實驗 C 相較（圖 4），實驗 D1 與實驗 D2 之地面位渦場（圖 11 和 12）同樣顯示，此二實驗中兩個渦旋皆出現反鐘向互旋、相互接近、且最後合併的現象；此外，積分的過程中，兩渦旋同樣出現強弱不對稱的情形。不同的是：D1 實驗中的渦旋完全合併的時間較實驗 C（120 小時）晚，約出現在 144 小時（圖 11）；而 D2 實驗中，因兩渦旋的初始間隔距離僅 240km，小於 MMS (Wang and Holland, 1995)，故渦旋出現快速合併的現象，於 36 小時時就已完全合併（圖 12，注意繪圖的範圍與圖 11 不同），且其渦旋強弱不對稱的情形較不顯著。圖 12 亦顯示，雖然 24 小時時，這兩個渦旋的外圍位渦已連在一起，但中心核 (core) 的部份尚未合併，此現象和 Wang and Holland (1995) 的無水汽斜壓模式結果是相似的。

圖 13 為實驗 D1 與 D2 中較強渦旋之強度變化圖，其中實驗 D2 因發生合併的時間較早，故僅顯示前 42 小時的資料。圖中顯示，初始間隔距離愈遠，其較強渦旋可發展至較強的強度。這是因為渦旋在相互靠近的過程中，其間的環流會互相抵消（圖未示），且渦旋外圍的下沉運動亦會抑制彼此的對流；故渦旋初始間隔距離愈遠，其受另一渦旋環流影響的時間愈晚，此渦旋可發展的強度愈強。圖 13 亦顯示，實驗 D2 之較強渦旋所發展的最大強度遠小於實驗 D1，這則是因為實驗 D2 中，渦旋之初始間隔距離小於 MMS，故二渦旋產生快速合併的現象，其合併的時間遠早於實驗 D1 所至。

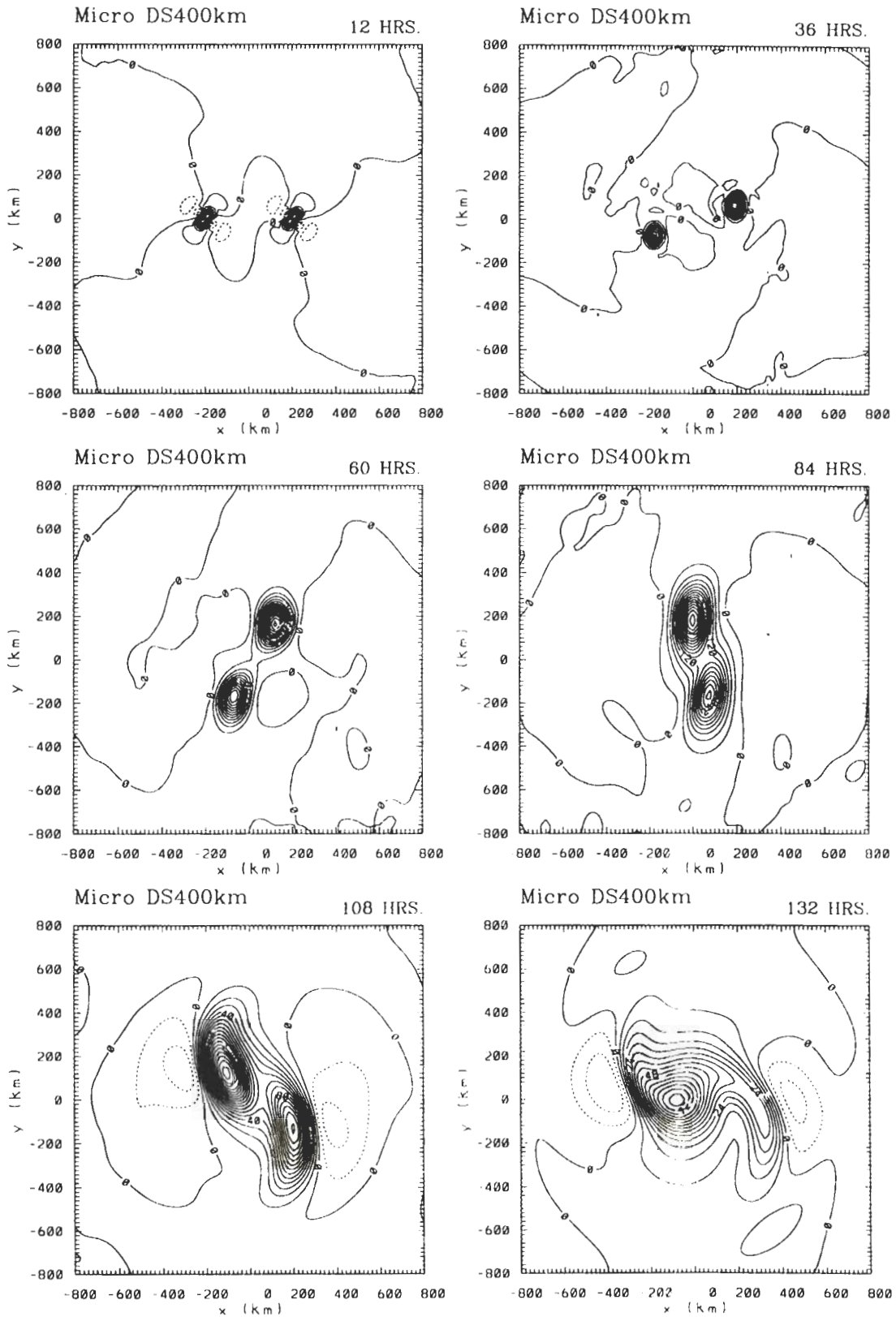


圖 11 間隔距離為 400km 之對照組實驗 D1, 其地面位渦分布隨時間變化圖, 時間分別為 12、36、60、84、108 及 132 小時(單位:  $10^{-12} \text{KKg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )(注意: 等值線間距並不相同)。

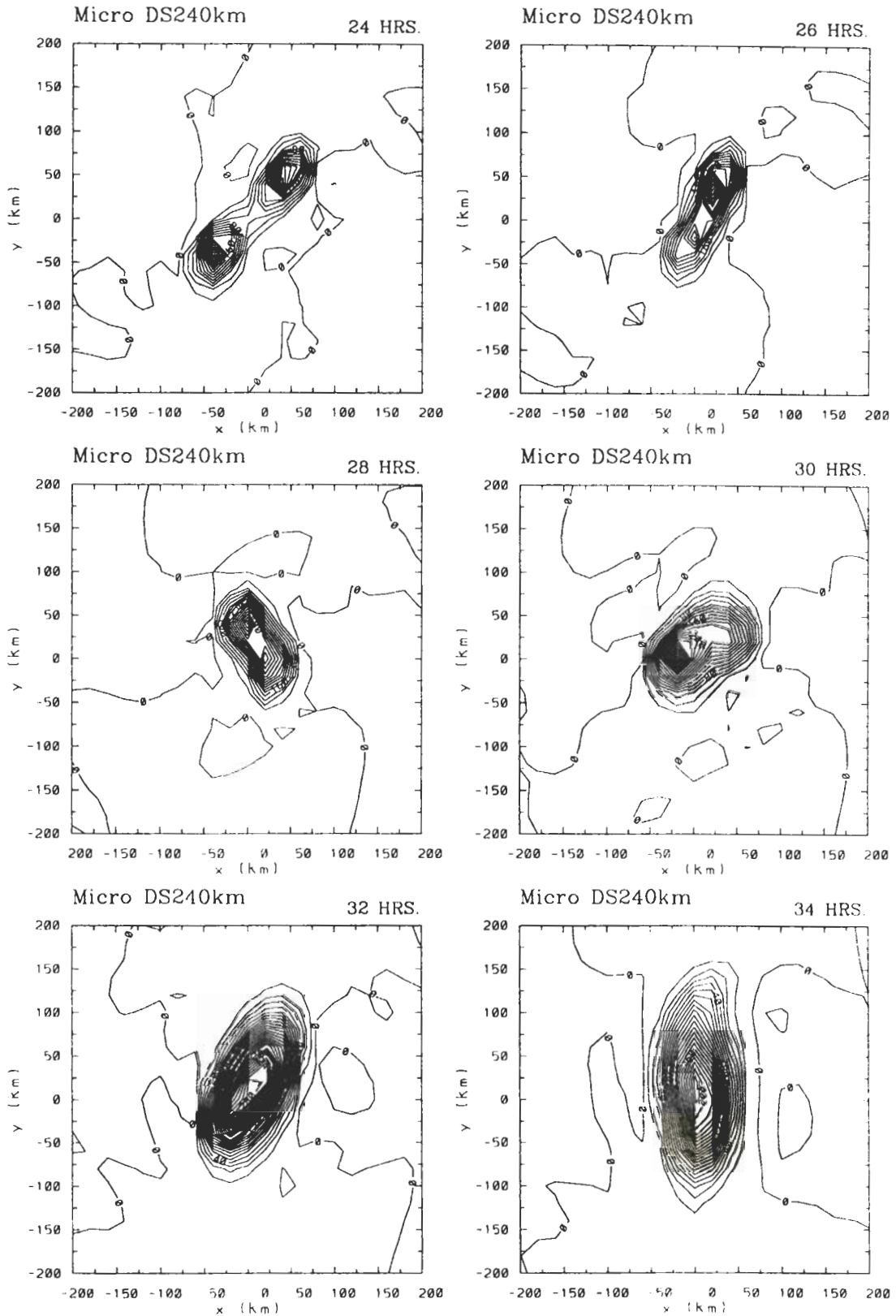


圖 12 實驗 D2 於 24 ~ 34 小時間，地面位渦的變化圖，時間間距為 2 小時(單位： $10^{-10} \text{KKg}^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )(注意：等值線間距並不相同)。

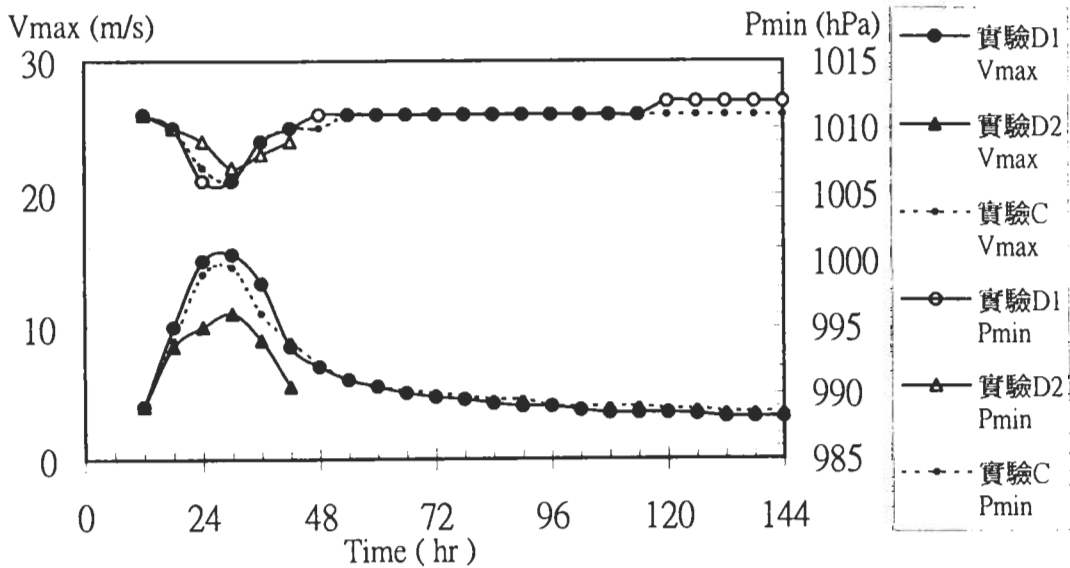


圖 13 間隔距離對照組實驗 D1 與 D2 中，地面最大風速與最低氣壓隨時間的變化圖。

### (三) 地球渦度效應的影

實驗 B 考慮此雙渦旋在一  $f$  隨  $y$  方向變化的平面上積分，其地面位渦分布隨時間的演變圖(圖未示)顯示，雙渦旋在積分過程中同樣出現反鐘向互旋、相互接近、且合併的現象；二渦旋亦產生強弱不對稱的情形。不同的是，完全合併的時間提早至 48 小時，且合併後的渦旋往西北方運動(圖 14)，後者乃因  $\beta$  效應所致，和過去的研究結果一致。

實驗 B 之較強渦旋的強度變化圖(圖 15)顯示，此較強渦旋可發展的最大強度遠超過實驗 C；54 小時時，其地面最大風速達 26 m/s，地面最低氣壓亦可達 995 hPa，已達熱帶風暴的強度(最大風速大於 17 m/s)；但 72 小時以後，渦旋開始持續減弱，最大風速減弱至 17 m/s 以下，氣壓也有明顯的回升。圖 15 亦顯示，36 小時前，實驗 B 中的渦旋發展速率較實驗 C 為慢；這可能是因為實驗 B 中，兩渦旋發生合併的時間較早，其環流受另一渦旋的抵消作用的時間較早，故發展速率較慢；但 36 小時以後，實驗 B 中的兩個渦旋已完全合併，仍受水汽潛熱釋放的影響，發展速率微增。

實驗 B 中的渦旋何以發展至這麼強的強度？由於目前的實驗設計並非針對此問題，故僅能推測非對稱的地球渦度場有助於渦旋的發展。Challa and Pfeffer(1990)的數值模擬實驗中指出，高層“非對稱”渦流角動量的輻合，有助於熱帶氣旋的生成，同時他們也特別強調非對稱的重要性；目前的研究結果則顯示，地球渦度的非對稱性有利於合併後渦旋的發展。實驗 B 中，54 小時之後，渦旋強度持續減弱，無法維持其強度，究其原因，可能為邊界層水氣



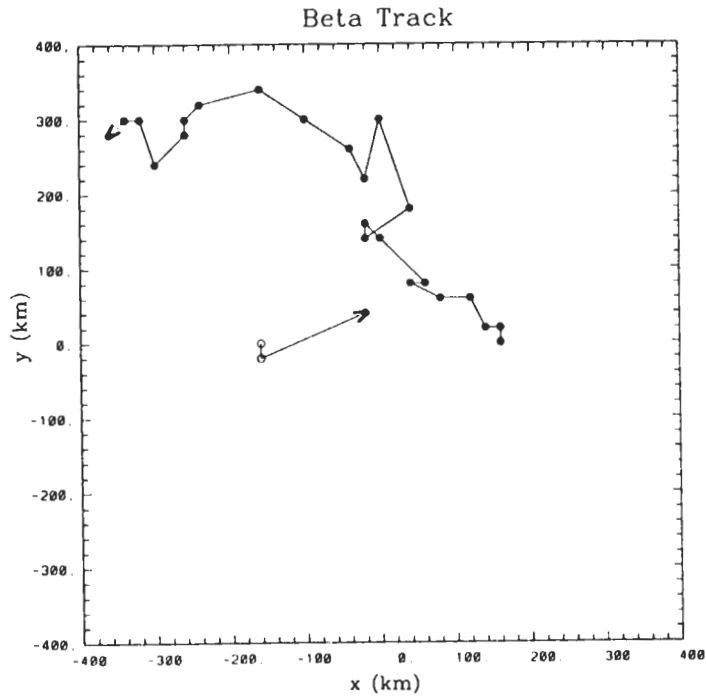


圖 14 地球渦度效應對照組實驗 B 之地面位渦中心軌跡圖，每 6 小時一點。

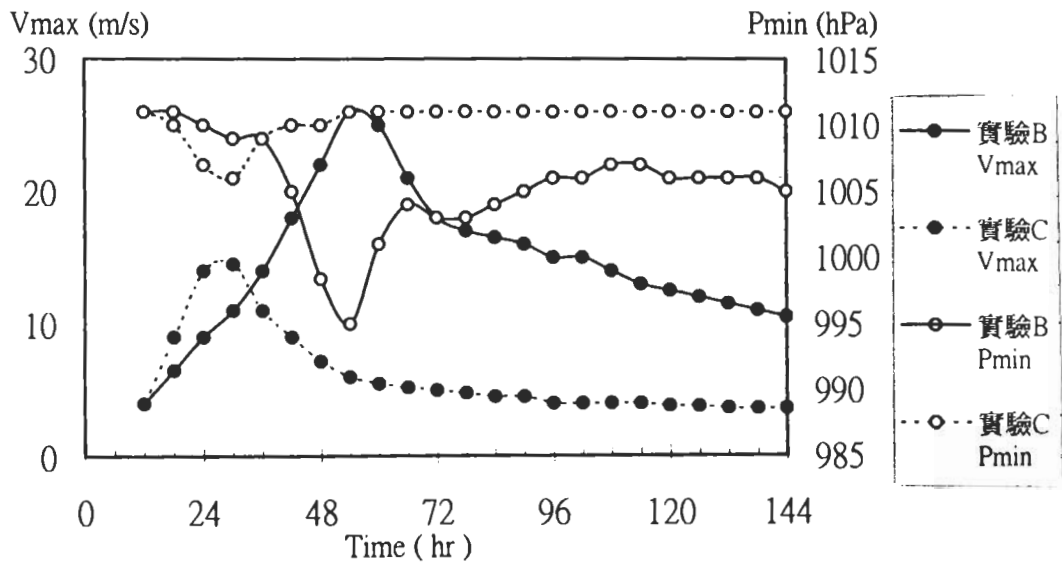


圖 15 地球渦度效應對照組實驗 B 中，較強渦旋之地面最大風速與最低氣壓隨時間之變化圖。

供應量不足所導致的結果。在我們的實驗設計中，為簡化模式計算過程，令邊界層水氣梯度為一常數，故當系統增強，低層風速變大時，邊界層水氣通量並沒有因此而增加，故水氣供應量可能不足，沒有足夠的潛熱釋放加熱效應來維持系統的垂直次環流，而後則因降水產生的下沉運動，以及高層增暖的穩定作用而使渦旋持續減弱。

## 五、結 語

本研究主要是探討水汽效應對雙渦旋間交互作用的影響；由三、四節的討論可知，考慮水汽效應的情況下，雙渦旋仍會出現反時針互旋、相互接近，且最後合併的現象，和過去的研究結果一致；其初始間隔距離大小與合併時間的關係亦滿足Wang and Holland(1995)所提出的MAS及MMS定義。但我們也從含水汽的數值模擬中發現以下幾點不同的結果：

1. 考慮水汽潛熱釋放效應時，渦旋在積分初期，有明顯的自我增強現象。模式微物理過程所產生的加熱效應主要出現在低層，隨積分時間往高層移動，故渦旋在積分初期低層氣旋式環流有明顯的增強；而後則可能因水汽供應不足與中心增暖的現象而停止對流，系統之強度與生命期長短十分類似於熱帶積雲簇，其生命期約為24~36小時(Lee, 1989)。
2. 積分過程中，雙渦旋產生強弱不對稱的情形；較弱的渦旋隨時間積分減弱且變形，形成一狹長的渦度帶，捲入較強渦旋中，推測此種不對稱現象導因於雙渦旋間水汽量的競爭；至於初始渦旋何者會形成較強渦旋則屬隨機過程(由本研究多次數值實驗所得結果)。
3. 就我們設計的初始渦旋而言，因積分初期，渦旋處於自我增強的階段，具完整的垂直次環流結構，此時若有另一渦旋移近，則其間的環流會產生相互抵消的情形，且外圍的沉降運動同樣抑制另一渦旋的對流；故在合併的過程中，基本上是不利於渦旋的發展。
4. 考慮在  $f$  隨  $y$  方向變化的平面上積分，則合併後的渦旋有明顯的增強現象，不同於  $f$  平面上積分的結果(持續減弱)，顯示地球渦度不對稱分布的情形(或  $\beta$  效應)有助於渦旋的發展和增強。

此外，無水汽對照組實驗N中的雙渦旋，合併之後並沒有出現短暫的增強現象，與Wang and Holland(1995)的實驗結果不同，此差異可能導因於我們模式中的平滑效果較強，而所考慮的中尺度渦旋除尺度較小外，其強度(最大風速~4m/s)遠小於Wang and Holland(1995)所使用的颱風強度渦旋(最大風速~30m/s)。至於本實驗中初始渦旋的設計，則因缺乏實際觀測與分析資料，故僅以強迫加熱方式產生。

最近，Simpson et al.(1997)針對1993年Oliver颱風的研究指出，兩個中尺度渦旋的交互作用可發展成熱帶氣旋，而此種中尺度渦旋乃由中層開始發展。觀測資料亦顯示，季風槽

在渦旋交互作用過程中扮演重要的角色。故未來中尺度渦旋交互作用的研究，除了模式本身參數的調整之外，初始渦旋的設計以及環境場的考慮為主要研究改進的方向。此外，由於中尺度渦旋之羅氏培變形半徑甚大，所須考慮的模擬區域亦大；受限於計算機資源，我們所使用的網格間距(20km)對雲微物理過程而言，並非為十分恰當的設計；模擬結果亦顯示出微物理過程所造成的加熱效應偏強，但定性上仍不影響我們所討論的實驗結果。在此，我們僅提供簡單、及理想化的實驗結果，以做為未來更複雜模擬研究之參考。

## 誌 謝

感謝劉韶郁小姐協助文書處理，本研究在國家科學委員會支援下完成，計畫編號 NSC-85-2111-M-002-009-AP1、NSC-86-2111-M-002-002-AP1。

## 參考文獻

- 朱昱璉，1996：由雙渦旋數值模擬實驗探討熱帶氣旋的生成。國立臺灣大學大氣科學研究所碩士論文，96頁
- 李清勝和簡國基，1995：利用RAMS測試加熱作用對模式渦旋發展之影響。大氣科學，第23期，93-122頁
- Challa, M. and R. L. Pfeffer, 1990: Formation of Atlantic hurricanes from cloud clusters and depressions. *J. Atmos. Sci.*, 47, 909-927.
- Gray, W. M., and D. J. Shea, 1973: The hurricane's inner core region II: Thermal stability and dynamic characteristics. *J. Atmos. Sci.*, 8, 1565-1576.
- Hack, J. J. and W. H. Schubert, 1986: Nonlinear response of atmospheric vortices to heating by organized cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 43, 1559-1573.
- Holland, G. J. and G. S. Dietachmayer, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. III: Continuous barotropic vortices. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 1381-1398.
- Holland, G. J., 1995: Scale interaction in the Western Pacific monsoon. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 56, 57-79.
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three - dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- Kuo, H. L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40-63.
- Lander, M. and G. J. Holland, 1993: On the interaction of tropical - cyclone - scale vortices. I: Observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 1347-1361.

- Lee, C. S., 1989: Observational analysis of tropical cyclogenesis in the Western North Pacific, Part I: Structural evolution cloud clusters. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2580-2598.
- Melander, M. V., N. J. Zabusky and J. C. McWilliams, 1988: Symmetric vortex merger in two dimensions: causes and conditions. *J. Fluid Mech.*, 195, 303-340.
- Ooyama, K., 1982: Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 369-379.
- Polvani, L. M., 1991: Two-layer geostrophic vortex dynamics. Part 2. Alignment and two-layer V-states. *J. Fluid Mech.*, 225, 241-270.
- Ritchie, E. A. and G. J. Holland, 1993: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. II: Vortex patches. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 119, 1363-1379.
- Schubert, W. H. and J. J. Hack, 1982: Inertial stability and tropical cyclone development. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1687-1697.
- Simpson, J., E. Ritchie, G. J. Holland, J. Halverson, and S. Stewart, 1997: Mesoscale interactions in tropical cyclone genesis. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 2643-2661.
- Tripoli, G. J. and W. R. Cotton, 1982: The Colorado State University Three-Dimensional Cloud/Mesoscale Model - 1982. Part I: General theoretical framework and sensitivity experiments. *J. Rech. Atmos.*, 16, 185-219.
- Wang, Y. and G. J. Holland, 1995: On the interaction of tropical-cyclone-scale vortices. IV: Baroclinic vortices. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 121, 95-126.

# **A Preliminary Simulation on the Interactions between Two Mesoscale Vortices**

**Cheng-shang Lee      Yu-lien Chu**

**Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University**

## **ABSTRACT**

Observations showed that the meso-vortex embedded in the near-equatorial monsoon trough can develop into a tropical cyclone due to the interactions between vortices. To help understand the physics behind the vortex development, this preliminary study attempted to simulate the interactions between two weak mesoscale vortices without environmental forcing, using CSU-RAMS. The maximum wind speed of the initial model vortex was only 4m/s and the effective radius was about 100km. For the control experiment, the numerical integration was done on an f-plane with the effect of latent heat release being included. Besides the control experiment, several test experiments were done to study the effects of the latent heat release, the beta drift and the separation distance between the initial vortices.

Results of the control experiment showed that the two vortices, separated by 320km initially, rotated counterclockwise and approached each other during the integration (or the so-called Fujiwara effect). The intensities of these two vortices were the same initially, but started to differ

from each other during the integration. The weaker vortex then deformed into a long narrow vorticity band and was wrapped into the stronger vortex. The intensities of the vortices increased during the initial period of the integration due to the effect of the latent heat release. But the model vortices kept weakening after the initial developing period. The life cycle of the model vortex is comparable to that of a tropical cloud cluster. Results of the test runs showed that: (I) the two vortices always had the same intensities during the integration without the effect of latent heat release. Also, both vortices did not intensify during the initial period. (II) When the two vortices moved closer to each other, the secondary circulation of one vortex was unfavorable to the development of the convection associated with the other vortex. The development of the model vortex thus was suppressed. (III) The beta effect caused the merged vortex to move northwestward. The merged vortex also developed to the tropical storm intensity, stronger than those of other experiments.

**Key words: Typhoon, Interaction of mesoscale vortices.**