

聖帕颱風(2007)模擬的位渦反演診斷分析

黃清勇、劉豫臻、郭勉之

國立中央大學大氣科學系

(中華民國九十九年五月二十八日收稿；中華民國九十九年九月二十五日定稿)

摘 要

本研究使用 Wang and Zhang (2003)所提出之位渦及片段位渦反演法對模擬之颱風進行診斷，以瞭解颱風內部結構及非對稱平衡場的關係。

反演出的平衡流場部分與高解析度 WRF 模式模擬聖帕颱風(2007)的流場相似，但在低層輻合和高層輻散會有相對較大的差異，低層差異來源主要可能是摩擦力從低層解析度較高的模式場內插到解析度較差的虛高座標，高層差異來源主要為較大的靜力穩定度和絕對渦度為正的假設。儘管有這些限制，在較強及快速之颱風發展階段都能顯示良好的反演結果。

使用反演的平衡流場進一步計算準平衡旋轉流場及輻散流場的垂直運動，結果顯示，強烈颱風的流場頗為接近準平衡近似。將輻散流場分成潛熱釋放、摩擦力過程、乾動力過程的貢獻，發現潛熱會造成下層輻合與上層輻散及眼牆的上升運動，摩擦力作用造成低層的輻合與內區上升氣流類似 Ekman pumping，而乾動力過程則與風切作用有關，風切作用的次環流可減少環境風切對颱風垂直結構的破壞作用。

為了研究非對稱環流分布，使用片段位渦方法將內部颱風的位渦擾動分成眼牆正的位渦擾動、眼牆負的位渦擾動及眼的擾動。結果顯示去除眼的位渦擾動後，反演出的颱風眼牆環流的分布與環境駛流方向有關，在環境風方向的右(左)側大致上為負(正)的位渦擾動分布，反演出正(負)的非對稱壓力擾動及反氣旋(氣旋)擾動風場，而負的非對稱壓力擾動的分布則和颱風的垂直運動位置一致。

關鍵字：聖帕颱風、位渦反演、WRF

一、前言

台灣位於西北太平洋颱風經常侵襲之地，每年颱風侵襲往往伴隨著強風、豪雨，並且造成台灣地區人民生命財產嚴重的傷害，準確的掌握颱風之路徑、登陸時間、位置相當重要，颱風路徑之預報及診斷是研究的重點之一。位渦反演診斷可用來幫助我們了解颱風之動力過程，如颱風如何形成與發展、增強以及打轉或路徑改變等機制，幫助我們了解颱風動力，更可間接改善對颱風路徑之預報。此外位渦反演可以產生完整之平衡流場，或許可以嘗試應用於颱風模擬初始化，利用位渦反演產生之流場，若植入颱風之渦旋中，由於位渦反演結果為平衡的結構，因此對於減少植入虛擬渦旋時模式平衡調整有一定的幫助，然而所給定位渦分布是否正確以及對實際颱風結構了解不夠充足，位渦反演植入渦旋前必須先對颱風之內外核結構進行詳細研究與探討。本研究將使用位渦反演結果做診斷分析，對颱風強度變化及結構做探討。

Hoskins et al. (1985) 利用位渦診斷綜觀尺度割離低壓及阻塞高壓系統，並對位渦的概念做完整的回顧之後，提出位渦在天氣應用上的重要性質，包括位渦在絕熱無摩擦下保守的特性，和從已知的位渦分布，假設大氣滿足某種平衡條件，再給定適當的邊界條件，可以反演出完整的三維平衡流場。但 1980 年代，位渦反演僅侷限在準地轉平衡(Quasi-geostrophic balanced)與準地轉位渦(pseudo-potential vorticity)的假設，受到 Rossby Number (R_0) 小於 1 的限制，在非大尺度氣旋系統之應用上仍不妥適。

Davis and Emanuel (1991) 採用靜力穩定及旋轉風近似實際風之假設，利用非線性平衡關係，

使用了特殊的線性化方式，發展 Ertel 位渦(Ertel potential vorticity) 反演技術，並應用於氣旋生成動力過程的探討。Davis (1992a) 進一步給定理想位渦分布和不同的線性化方法，進行片段位渦反演的敏感度測試，並與準地轉位渦反演比較，發現 R_0 超過 1 時，準地轉位渦之反演誤差迅速增加；而 Ertel 位渦反演誤差則不隨 R_0 增長。Davis (1992b) 則利用片段位渦反演法探討潛熱釋放對溫帶旋生之影響。Davis et al. (1996) 使用模式輸出資料進行位渦診斷，探討海上快速旋生之平衡動力機制。至此，位渦反演的概念開始能有效應用於 R_0 值較大與高曲率之溫帶氣旋運動。

Wu and Emanuel (1995a,b) 以位渦反演研究颶風運動，把和颶風有關之渦旋擾動去除後再進行位渦反演，定量探討颶風運動受到不同環境引導氣流影響的機制，發現渦旋附近之高層負位渦擾動對颶風移動扮演重要的角色。Wu and Emanuel (1995b) 提出以位渦植入颶風模式作為初始渦旋的概念，認為將與颶風有關之全球分析大尺度渦旋擾動去除，在適當位置植入由觀測決定的虛擬渦旋，經過位渦反演，可提供一個不改變大尺度環境基本場特徵且動力保守之氣象場模式。因為颶風內部存在非對稱的特性，Shapiro (1996) 和 Shapiro and Franklin (1999) 將水平風場分解成軸對稱的風場和非對稱的風場，再利用位渦反演，因此可以不必如 Wu and Emanuel (1995a,b) 將颶風渦旋除去，並且可以得到一致的結論。但也由於將颶風渦旋去除，Wu et al. (2003, 2004) 可藉以探討不同位渦擾動如何產生通過颶風中心的風場而影響移速。

Möller and Jones (1998) 基於 Shapiro and Montgomery (1993) 提出的非對稱平衡的 AB 理論(asymmetric balance theory)，使用位渦反演來研究

原始方程模式(primitive equation model) 的颶風渦旋發展。接著 Möller and Shapiro (2002), 更進一步使用 Geophysical Fluid Dynamics Laboratory 模式預報計算平衡場對颶風 Opal (1995)強度的貢獻。非對稱平衡理論是簡化 Eliassen (1952) 的方程式並使用純軸對稱流場所得來, Montgomery and Franklin (1998) 和 Möller and Shapiro(2002) 指出, 非對稱平衡理論的好處是給予輻散場的限制較非線性平衡方程來的小, 非對稱平衡理論可得到比較大的輻散項, 但在高波數之不對稱量之精確性較差(Möller and Shapiro 2002)。儘管非對稱平衡理論有上述某些優點, 但非線性平衡方程或其他類似的平衡理論(如 Davis and Emanuel 1991)因為相對較為簡單, 仍然受到廣泛的使用, 可用於探討中尺度對流系統及強烈颶風(McWilliams 1985 和 Zhang et al. 2001)。此外, 儘管非線性平衡方程沒有輻散風場, Davis et al. (1996) 和 Olsson and Cotton (1997) 使用平衡的風場透過準平衡 Omega 方程式(quasi-balanced ω equation)仍可估計三維的輻散/輻合的流場及垂直運動。

Wang and Zhang (2003) 則利用包含非保守的水相作用和摩擦力之位渦方程, 和非線性平衡近似為平衡條件, 使用軸對稱的基本場, 非軸對稱之擾動流場, 發展出一套在虛高 (pseudoheight) 座標下的位渦反演方法, 並使用一個調節係數 ϵ 來達到非線性偏微方程的橢圓特性, 如此可以減少過去許多位渦反演方法之假設和限制, 並且更容易收斂求解。他們發現颶風流場大部分為平衡流場, 而在低層及高層有較大的非平衡特性。同時, 他們也發展出一套虛高座標下之準平衡 ω (垂直運動) 方程, 包含摩擦力、潛熱、和其他動力過程之作用, 用來估計缺少輻散項的平衡關

係式之輻散風場和垂直速度場, 研究發現颶風流場大部分為準平衡情況, 並且可以估計大部分流場的次環流分布。

而之後 Zhang and Kieu (2006) 的研究中繼續使用準平衡 ω 方程來研究次環流之形成所受到各熱動力過程的影響, 將準平衡流場分為, 潛熱、摩擦力、乾動力三種作用, 並且發現風切造成之次環流, 可以產生反向之流場, 減低大尺度風切破壞的作用。

過去的研究指出, 位渦反演可以有效的用於研究天氣系統之動力過程與診斷分析, 而 Wang and Zhang (2003) 所發展之位渦反演方法, 較過去發展之位渦反演方法限制較少, 可以良好的反演高解析熱帶氣旋結構, 並且包含非保守之水相、摩擦力和潛熱作用, 因此可以使用此方法研究颶風之轉彎、增強等動力過程時的內部結構。根據 Wang and Zhang (2003) 的模擬實驗驗證, 可以反演出大部分原始的颶風流場, 而我們可以使用此反演結果進一步診斷不同作用所貢獻的次環流。再者, 亦可利用片段位渦反演方法將颶風之位渦擾動分解成不同片段, 並且可以研究高解析度的颶風內核結構, 希望藉由分解成眼、眼牆等結構來了解各片段對於強度與結構變化的作用。本研究之主要目的, 係藉由上述之位渦反演的診斷方法研究颶風發展時不同強度時的動力結構, 並研究軸對稱和非軸對稱平衡場的分布情形, 同時探討準平衡時的結構特性。這些基礎了解有助於未來進一步使用位渦反演來加強颶風模擬之初始渦旋分析。由於缺乏高解析度的颶風觀測資料, 本文颶風之位渦反演則使用數值模式高解析度模擬結果。

二、研究方法

雖然本文的研究方法大多已詳細介紹於 Wang and Zhang (2003) 及劉(2009)，但為文章完整性及討論反演結果意義之方便性，重要的方程式及其反演流程仍在此簡述。

Zhang et al. (2000) 指出水汽對眼牆內部靜力平衡相當重要，因此在研究颱風內部結構時，最好可以加入水相的作用，而 Schubert et al. (2001) 嘗試在位渦方程引入水汽和降雨等影響，導出包含水相的 Ertel's 位渦方程

$$Q = \frac{1}{\rho} \vec{\omega}_a \cdot \nabla \theta_p \quad (1)$$

其中 ρ 是包含乾空氣和所有水相粒子的總密度， $\vec{\omega}_a = 2\vec{\Omega} + \nabla \times \vec{v}$ 為絕對渦度向量， θ_p 為虛位溫。Schubert et al. (2001) 進一步證明假如流場是平衡的，給予三維位渦可以反演出平衡的質量場和風場。在平衡條件（無輻散風場）下，動量方程可簡化成非線性平衡方程(詳見劉，2009)：

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \Phi = \nabla_h \cdot (f \nabla_h \Psi) \\ + 2 \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y} \right)^2 \right] + \nabla_h \cdot \vec{F}_r \end{aligned} \quad (2)$$

其中 ∇_h 是二維梯度運算子(X, Y)， Φ 是重力位 (geopotential)， Ψ 則是非輻散的流函數 (streamfunction)， f 是科氏參數， \vec{F}_r 為包含數值耗散 (numerical diffusion) 和行星邊界層效應 (planetary boundary layer, PBL) 的摩擦力。

有了平衡條件後必須給定位渦場，本研究引用 Wang and Zhang(2003) 所使用的虛高座標下的位渦，虛高(pseudoheight) 的定義為

$$Z = \frac{C_p \theta_0}{G} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R_d}{C_p}} \right] \quad (3)$$

其中 Z 為虛高， G 為重力加速度， P_0 為參考壓力定義為 1000mb， R_d 為乾空氣的理想氣體常數， C_p 為定壓下乾空氣之比熱。在靜力穩定及無輻散風場的假設下，可以推導出包含水相作用的位渦方程

$$Q = \frac{1}{r(Z) G} \left[(f + \nabla_h^2 \Psi) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X \partial Z} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y \partial Z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Y \partial Z} \right] \quad (4)$$

其中 $r(Z) = \rho_0 (P/P_0)^{C_p/C_p}$ 為虛密度(pseudodensity)。使用上述方程式可進行位渦反演分析（詳細方法見附錄一）。並可以利用 Davis and Emanuel (1991) 的方法進行片段位渦反演計算（附錄三）。

位渦反演之結果則可進行準平衡計算出垂直速度場進行診斷分析

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \omega \right) + f \eta_a \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (z_a - z) \frac{C_v}{R_d} \right. \\ \left. \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[(z_a - z) \frac{C_v}{R_d} \omega \right] \right\} \\ - f \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} \right) \\ - f \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial^2 \chi}{\partial y \partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \\ - \left(f \frac{\partial \eta_a}{\partial z} \frac{C_v}{R_d} \frac{1}{z_a - z} + f \frac{\partial^2 \eta_a}{\partial z^2} \right) \omega \\ = f \frac{\partial}{\partial z} \left[\vec{v}_h \cdot \nabla \eta_a \right] - \nabla_h^2 \left[\vec{v}_h \cdot \nabla_h \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] \\ - 2 \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \\ - \beta \frac{\partial^3 \psi}{\partial t \partial y \partial z} + \frac{g}{\theta_0} \nabla_h^2 \dot{q}_p - f \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial f_y}{\partial x} - \frac{\partial f_x}{\partial y} \right) \\ - \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} \left(\frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

其中 z_a 為特性高度(scale height)。由(5)之準平衡 ω 方程式中，垂直速度主要的作用來自於等式右邊的項，分別是前四項的(一)渦度平流微分(二)輻散輻合和熱力平流的Laplacians(三)變形項(或 Jacobian term)的微分(四) β 效應，(五)潛熱釋放(非絕熱加熱項)以及(六)摩擦力(最後兩項)的作用(推導和計算方式見附錄二)。

三、實驗方法與模擬結果

本研究初始場使用 NCEP/AVN (National Centers For Environmental Prediction; 美國國家環境預報中心) 全球模式分析資料，網格解析度 $1^\circ \times 1^\circ$ ，時間間隔為每六小時一筆。模擬解析度為 45km、15km、5km，第三個網格為移動式網格，隨颱風中心移動，如圖 1，垂直選用 28 層 eta level。並選用聖帕(Sepat)颱風，從 2007 年 8 月 13 日 00 UTC 開始，模擬時間總共為 96 小時。在微物理過程選用 Purdue Lin scheme，在雲物理部分選用 Kain-Fritsch (new Eta) scheme。邊界層參數化選用 Yonsei University (YSU) scheme。最佳路徑參考“<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/>”。

圖 1 之路徑模擬結果顯示，模擬颱風之路徑與最佳路徑相當接近，而近中心最低氣壓的部分(圖 1c)在 36 小時後強度增加趨勢較最佳路徑趨緩，但 72 小時後開始快速增強並且在 95 小時達到 916 hPa，雖然在 36 小時之後強度誤差較大，仍然可以對模式之動力加以探討，根據模擬結果，在轉彎前有一段颱風移動速度減緩的情形，於轉彎期間颱風強度增強變緩，與最佳路徑結果不同，但在轉彎後經過一段時間後，發現颱風強度有迅速增強的情形。在本篇研究中我們將主要焦點放在強度變化和路徑轉彎時上颱風環流、結構之動力探討。

圖 2 為初始場與不同時間海平面氣壓場的模擬結果，48 h 為轉彎前的階段，在西北側有一低壓，對颱風的移動與發展會有影響，但因本研究分析尺度較小，僅侷限於颱風周圍的平衡和非平衡流場的動力，固未詳細分析其交互作用。72 h 為轉彎後我們發現西北側之低壓開始減弱，並且颱風開始快速發展、增強，移動速度開始加快，於 96 h 後發展到 916 hPa。雖然繼續模擬之後，可以發展到更強，並且較為平衡，但由於選取虛高為高度座標來反演，颱風底部為外插值，於接觸地形時較難收斂，並且於 96 h 之模擬誤差已經漸漸變大，真實情況於 95 h 也已經達到最強的階段，因此並未繼續模擬 96 h 之後。我們也檢視 Hovemuller Diagram 模擬颱風於 96h 發展達最強。

位渦反演之結果，選用模擬結果 5 km 解析度之網格，共 241*241 個網格點，計算時選取颱風中心為中心 97*97 個網格點進行位渦反演，高度場由 28 層 eta level 均勻內插到 33 層虛高座標的位渦反演網格中，其中虛高底層定義在 980 hPa、明顯較颱風中心氣壓大，因此之間的缺值由模式模擬結果做線性外插，然而外插結果可能會造成較大差異。全部之計算選用一小時平均，每三分鐘一筆共 20 筆。一小時平均計算的結果，在垂直速度及回波中都可以發現有較平滑的情形(圖未示)，但可濾除小尺度短時間內之擾動。位渦反演時，摩擦力和潛熱之部分使用模式模擬結果，摩擦力部分定義為邊界層參數化之模擬結果，並包含數值耗散(numerical diffusion)作用，潛熱作用為微物理過程(Microphysics Parameterization)如蒸發、凝結、凝華等物理過程所造成的潛熱變化。所有結果的繪圖皆已由虛高座標轉為真實高度座標(風徑圖除外)。

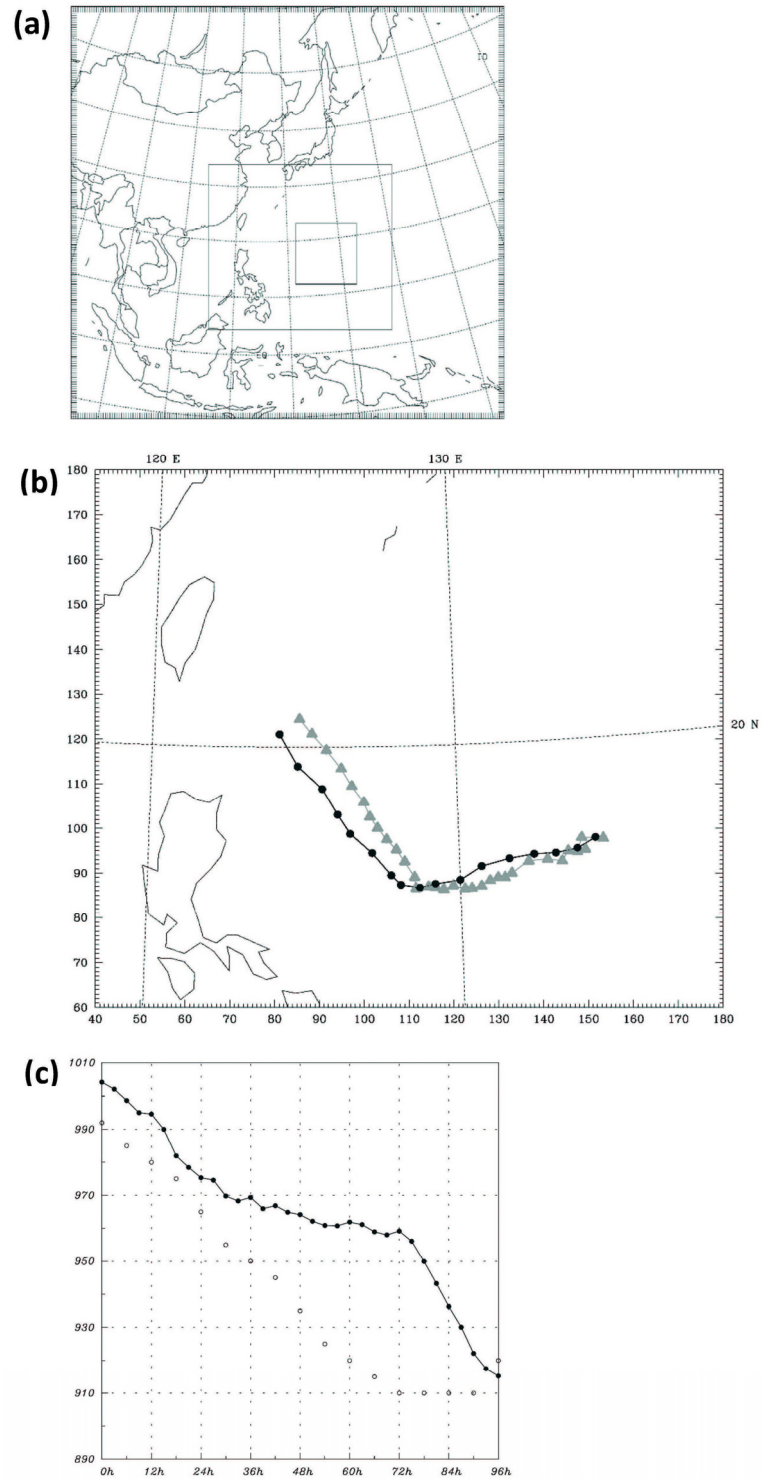


圖 1 (a)為模式模擬網格，解析度由外到內分別為 45 km、15 km、5 km，第三個網格為移動式網格，隨颱風中心移動(b)為路徑圖，黑色為 best track，間距六小時；灰色為模擬結果，間距三小時(c)為中心氣壓圖，空心圓為 best track，間距六小時；實心圓為模擬結果，間距三小時。

四、反演結果

(一)平衡流場的分析

首先先對平衡流場結果做簡單的探討，並對反演結果的正確性和可能產生差異的原因加以討

論，雖然 Wang and Zhang (2003) 已經對他們的位渦反演方法做檢驗和詳細的探討，並證明他的可靠性。實際上，在他們研究中也提出此方法還存在某些限制，例如下邊界之處理，以及絕對渦度為正、較大的穩定度等等假設，但其反演法仍然

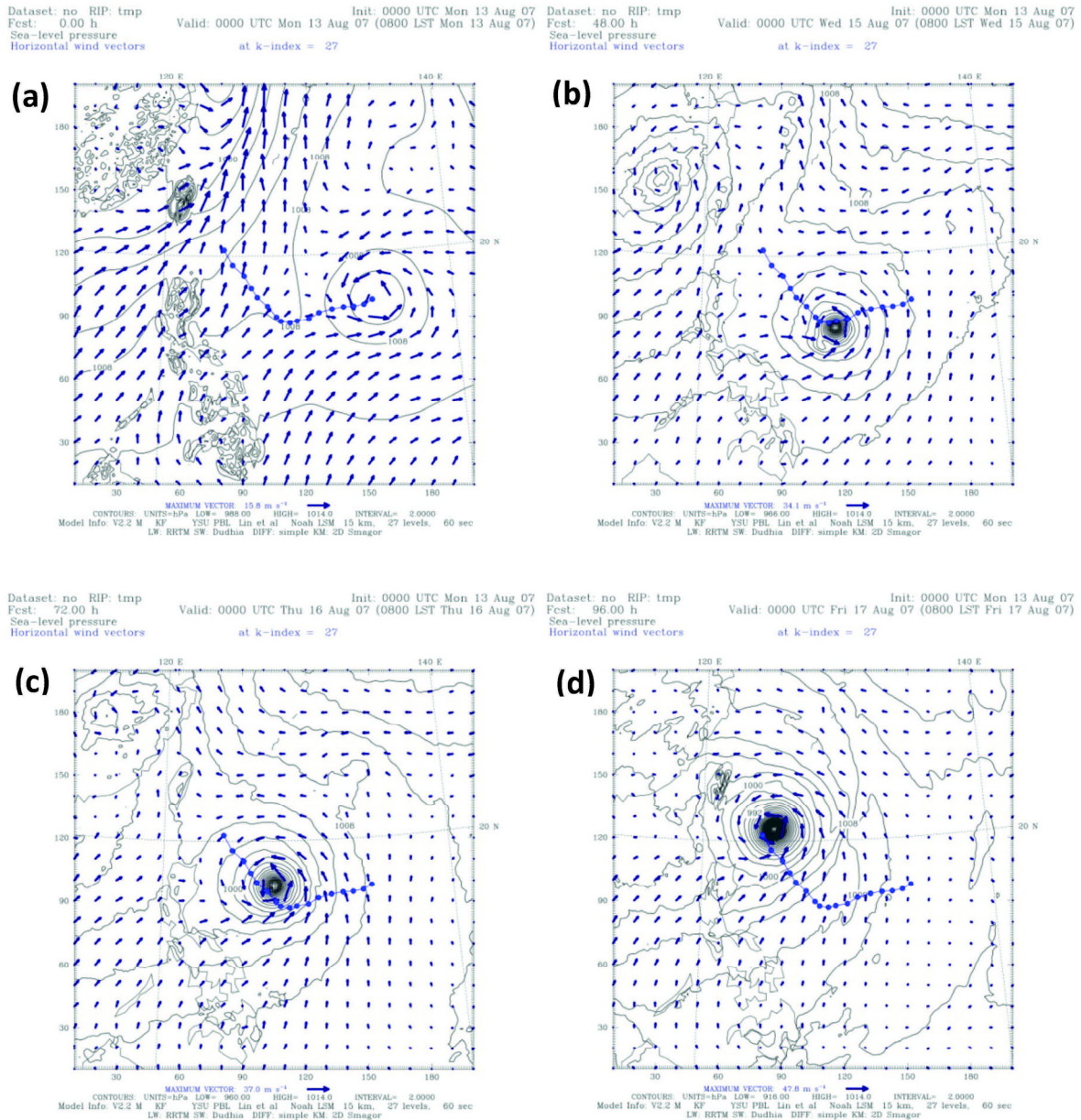


圖 2 模式模擬的海平面氣壓場，等值線為海平面氣壓場，等值線間距為 2 hPa，風標是模式水平風場，中間實心點為最佳路徑，分別為模擬時間(a)0 h，(b)48 h，(c)72 h，(d)96 h。

可以反演出相當一致之流場，並且和原始流場差異不大。而本研究中選用 WRF (Version 2.2) 模式和不同個案（颱風較強），並且分析的階段其實有相當大的強度變化，準平衡的適用程度應再做檢驗，以了解是否仍然能夠反演出接近原始風場。

圖 3 為南北方向垂直剖面之模擬風場和反演後的平衡風場，結果顯示，位渦反演可以良好的反演出原始模式場之位渦結構（圖略）和風場結構，第 48 小時強度較弱，可看出風場的不對稱特性，南側較強，而圖 1b、c 顯示此時移動速度較慢、強度變化較緩，圖 3 陰影處為模式模擬雷達回波，可以看出颱風眼牆的位置。此外在低層中心處和高層眼牆外流區，以及頂層有較大差異，其中低層差異主要可能是由於模式場低層較高解析度的摩擦力內插到低層解析度較差之虛高座標所產生的差異，另外颱風中心低於地表處之外插值也是造成差異的原因之一，而在高層處差異主要為正的絕對渦度、和較大之穩定度之假設。

由圖第 95 小時南北向剖面的模擬結果和反演結果，可以看出颱風中層結構的反演結果相當接近於模式模擬結果，並且可以良好的模擬出更明顯的眼牆結構和兩側較強的切向風場，然而在低層輻合區及高層眼牆輻散區皆有較大差異，差異原因如前段所述。雖然此階段強度變化較強，移動速度較快，但仍然可以良好的反演出眼牆結構，並且如同前部分所述，遇地形時無法使用此位渦反演方法，根據模擬及實際聖帕颱風觀測結果，此時颱風強度達到最強，經過模式模擬一段時間後，其結構也趨於完整及較為平衡的狀態，相對於其他時間是較適合進行位渦反演分析的階段。實際上，Wang and Zhang (2003) 提出加入 ε 可以增加收斂的機會，根據目前反演的結果，即使颱風非橢圓特性相當強，仍然可以降低 ε 值幫

助收斂。

(二) 準平衡流場分析

由於非線性平衡方程缺乏輻散輻合作用，因此對於次環流診斷，必須使用準平衡流來估計。圖 4 為準平衡的垂直速度場，圖 4a 中，第 48 小時的結果中，發現有兩個強對流區，而圖 4b 中，第 66 小時卻只剩一個較強的對流區，外圍較弱，而內圈的上升運動增強，外圈之上升運動減弱，並且外圈對流有向外擴的情形。另外值得注意的是強對流區主要發生在中心以南，圖 4a、b、c 則較為偏東（東南南），但圖 4d 比較偏西南，圖 4b 為剛轉彎後之階段，此時強對流構造發展較為完整，在轉彎後對流開始調整，圖 4c 顯示轉彎後對流開始稍微變弱，並且結構開始變化，在圖 4d 後對流區轉到偏西方（西南南），並且強度開始增強。為何會有此轉彎、增強、並且對流位置改變的變化呢？就是我們接下來要探討的問題。

對於準平衡流場的結果，圖 5 為南北向模式模擬的垂直速度場以及準平衡的垂直速度場，此圖我們發現在準平衡的垂直速度，雖然量值和模式場有些差異，但對於估計垂直速度分布及大致量值皆有相當不錯的表現，取得結構的一致性，強對流區域皆出現在南側，主要在 50 km 處，與模式實際強回波分布吻合。第 48 h 外圍約 175 km 處有一強對流區（見圖 5b 及圖 4a），並且在內部對流區約 100 km 處也有較弱的對流區，第 95 h 則南側的對流較強、集中並且發展較高。

準平衡場可以大致上估計對流的分佈情形，雖然量值有些差異，但仍然可以用來診斷分析。在此，利用準平衡 ω 方程式將流場垂直速度分成潛熱作用、摩擦力作用與乾動力過程的貢獻。圖 6 至圖 8 分別為南北向不同時間之潛熱、摩擦力

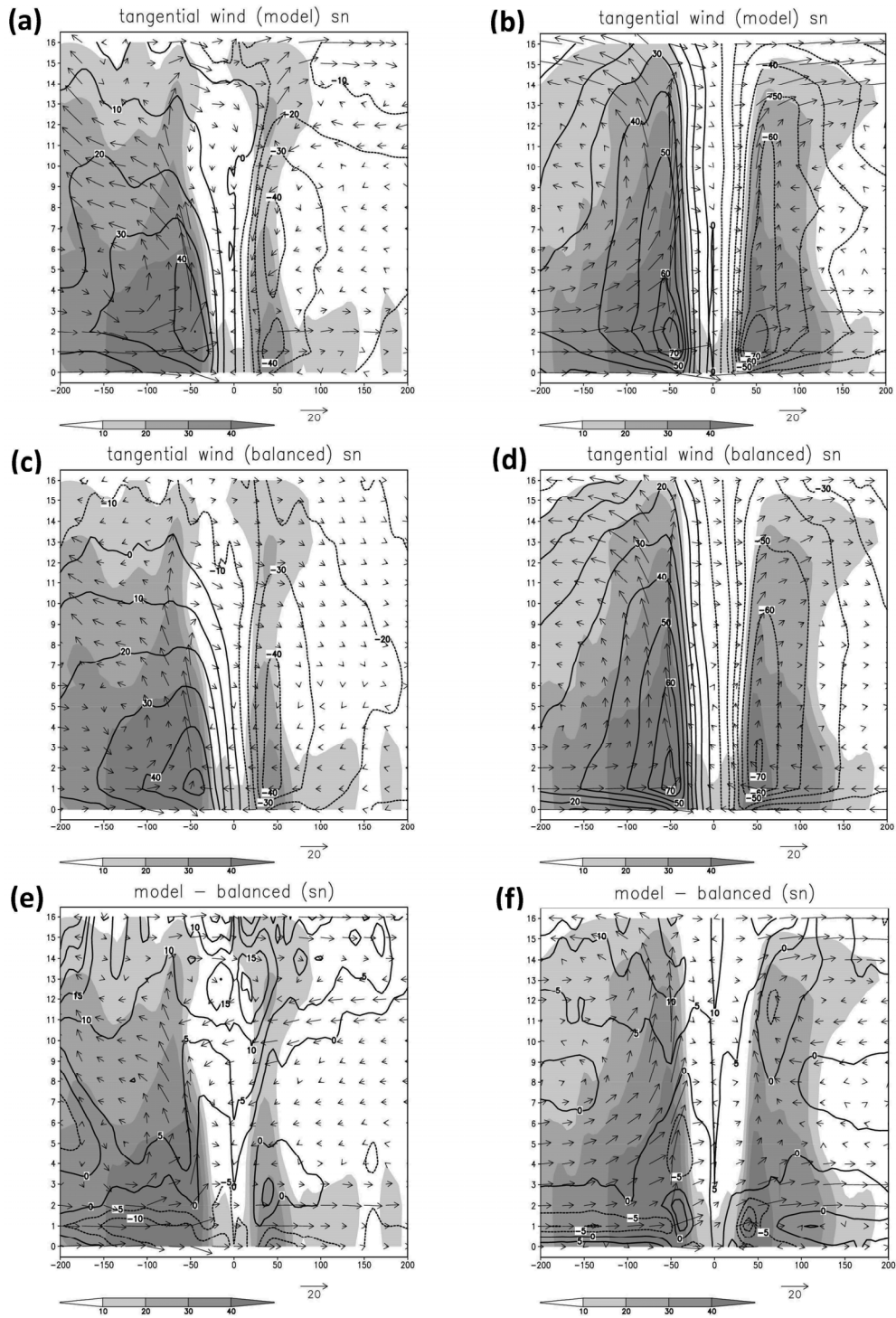


圖 3 南北向垂直剖面圖，陰影為模式雷達回波場(dBZ)，風標為準平衡場，等值線實線為正，虛線為負，a、c、e 為模擬時間第 48 h，b、d、f 為模擬時間第 95 h，(a)(b)模式模擬切向風場（等值線間距 10 m/s），(c)(d)反演風場（等值線間距 10 m/s），(e)(f)模式和反演風場差值（等值線間距 5 m/s），其中垂直座標軸為高度 (km)，所有圖之垂直速度皆為 10 倍大小。

與乾動力過程貢獻的垂直速度，圖 6 顯示潛熱作用主要貢獻於兩側眼牆之上升氣流，以及低層眼牆處的輻合及高層眼牆處的輻散，並且在眼牆內有微弱下沉氣流。圖 7 顯示摩擦力作用的貢獻主要作用於低層輻合，並在內區形成上升氣流，類似 Ekman pumping 作用，與潛熱作用（在中層眼中心有一個上升氣流和下沉氣流之輻合區）部分抵消。根據 Zhang and Kieu (2006)，發現乾動力過程主要為垂直風切作用所造成的反向環流，可以抵消大尺度環境風切所造成的破壞作用，也解釋在大尺度風切很強的環境中，仍然可以維持近乎垂直之颱風結構的原因。根據 Zhang and Kieu

(2006)中所做之尺度分析發現，乾動力過程中造成此反向環流主要為熱力平流作用和變形項（或 Jacobian term）作用，分別為(19)等號右側之第二和第三項，而其他兩項作用則較小，在本研究中並沒仔細探討乾動力過程每一項之作用及這兩項作用的大小，但我們所看到的現象的確是有垂直環流變形作用。

在圖 7a，第 48 小時發現摩擦力在底部貢獻並非南北側平衡的，而是在南側有較強的情形，並且圖 8a 中乾動力過程在西側偏南有較大的上升速度，或許是造成圖 6b (66 h)時有集中、增強、並且發展變高，並且眼牆有向外擴的情形。而在

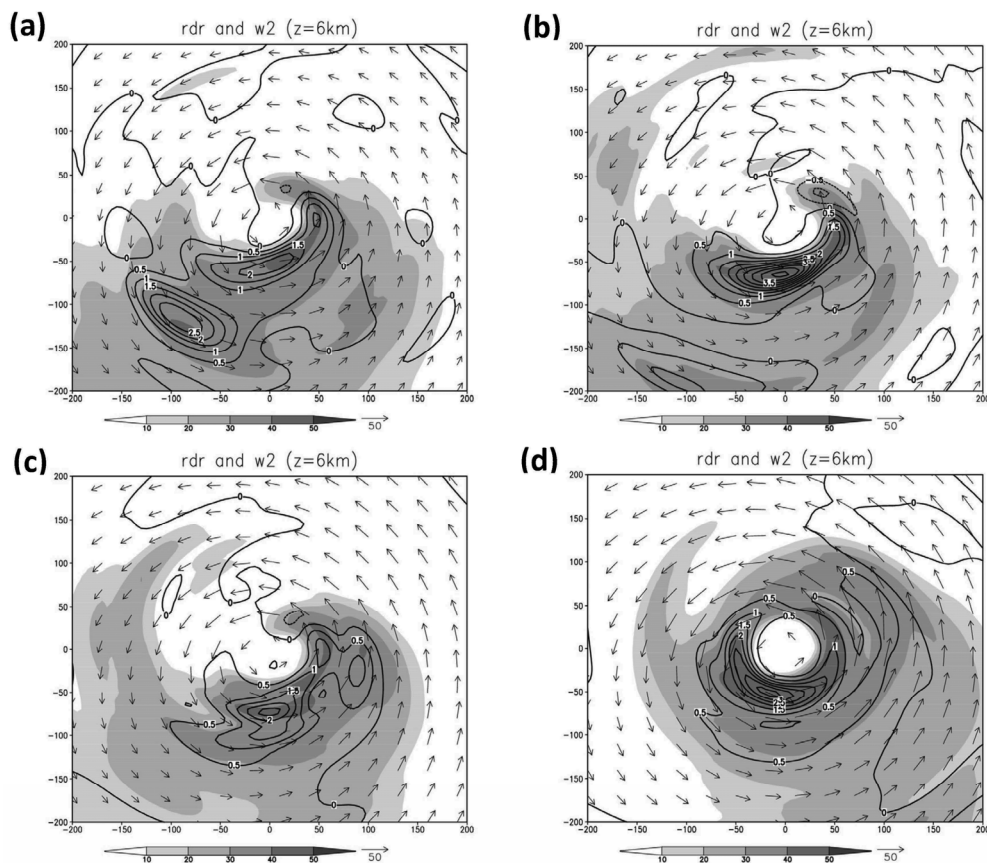


圖 4 高度 6 公里處，模式模擬結果所估算之雷達回波圖和準平衡垂直速度場，陰影處為雷達回波圖(dBZ)，等值線為準平衡垂直速度場，等值線間距為 0.5 m/s，風標為平衡風場加上準平衡輻散場總和，分別為模擬時間 (a) 48 h，(b) 66 h，(c) 72 h，(d) 95 h 之模擬結果。

轉彎後(66 h)，雖然颱風南側之上升運動已經發展到一定程度，但轉彎後颱風環流開始重新調整並且於 72 小時發現對流明顯減弱，圖 4c (72 h)中的確可以看出颱風中心強對流又開始漸漸分離成兩個，並且眼牆也有繼續外擴的情形，從原本 50km 左右增加到 60km 以上，經過一段時間的調整後圖 6d (95h)發現颱風南側眼牆對流又開始合併，並且有內縮的情形，此兩階段南側環流之增強作

用，可以從圖 6d 和圖 7d 中看出，與前段所述類似，是由於摩擦力於眼牆處有較強輻合造成上升氣流、和乾動力過程在南側的上升氣流有關。

乾動力過程卻可以減弱垂直風切之破壞性作用，造成颱風垂直速度場的變化，但圖 8 中乾動力過程主要在西側為上升運動，東側為下沉運動，而在前幾個階段乾動力過程較弱，並且在第

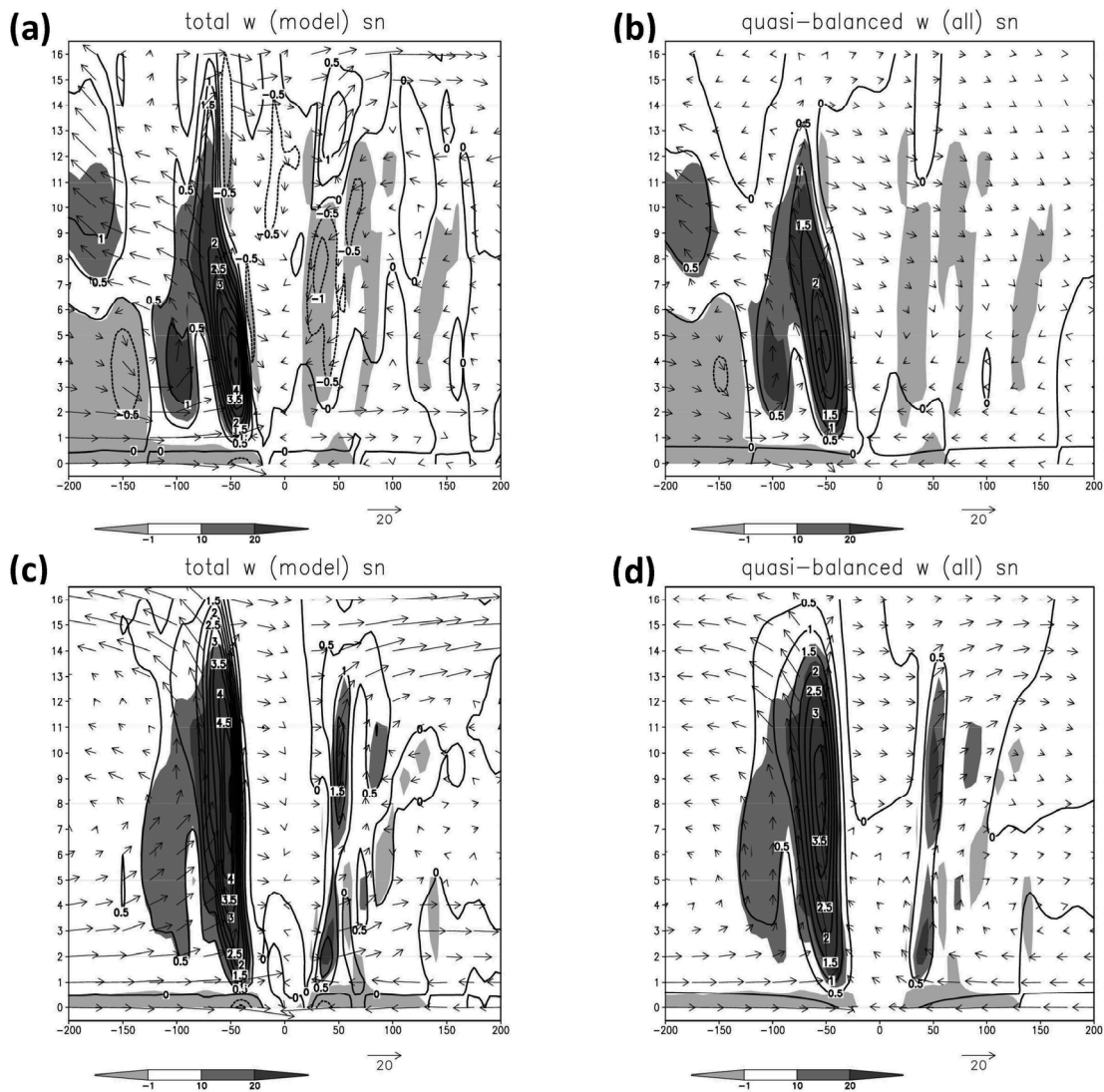


圖 5 垂直速度南北向垂直剖面圖，陰影處為潛熱加熱率(K/h)，(a)與(c)等值線為模式垂直速度場，風標為模式風場，(b)與(d)等值線為準平衡之垂直速度場，風標為準平衡之風場，等值線間距為 0.5 m/s，其中(a)與(b)為 48 h，(c)與(d)為 95 h。

72 小時上升運動區由中心西側轉到中心西南側，並且強度增強，95 小時則更強，可能是造成圖 4c 中，對流開始調整，並且對流區於第 95 小時由原本的東南側轉到西南側。然而乾動力過程和前述垂直環流的增強與眼牆的內外縮及南北非對稱特性的關係仍然無法完全的了解，颱風之強

對流原本在中心南側偏東而轉向偏西，風切造成之對流又主要在西南側，並且隨著颱風增強，乾動力過程在西南側則更強，此情形是否與颱風對流發生的改變有關則須要研究更多的個案才能了解。

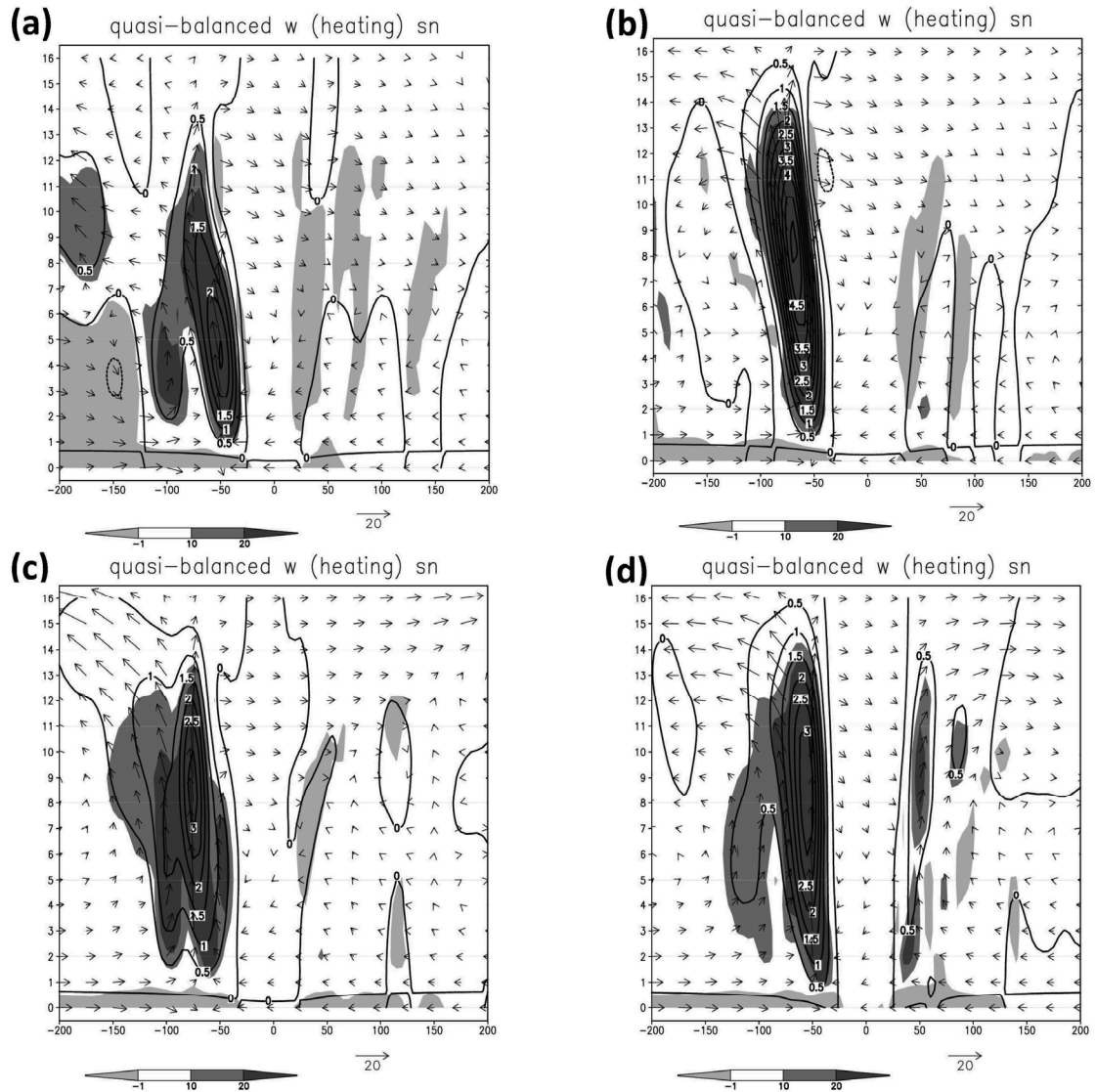


圖 6 潛熱作用貢獻之準平衡垂直速度場南北向垂直剖面圖，陰影處為潛熱加熱率(K/h)，等值線是潛熱作用貢獻的垂直速度，風標是潛熱作用貢獻之準平衡風場，等值線間距為 0.5 m/s，分別為模擬時間(a) 48h，(b) 66h，(c) 72 h，(d) 95h。

(三) 片段位渦反演

對於前幾部份的結果探討只能對全部位渦流場做分析，然而對於颱風內核的結構，非對稱流場結構等等仍然無法完全了解，本研究將使用片段位渦反演概念，可以更詳細的使用於探討颱風內部結構、颱風非對稱流場的產生機制和之間的交互作用。

然而片段位渦反演相較於全部流場位渦反演有個特別須注意的問題，就是全部位渦反演時，邊界條件的給定是唯一的，也會得到唯一解，然而片段位渦定義中，對於邊界條件給定法仍然有待研究，一般來說，如果計算網格夠大時，邊界條件影響可以忽略，但是本研究所選用則是較高解析之計算，計算範圍較小，因此邊界影響較大，對於邊界條件的選擇法是個重要的問題。一般來

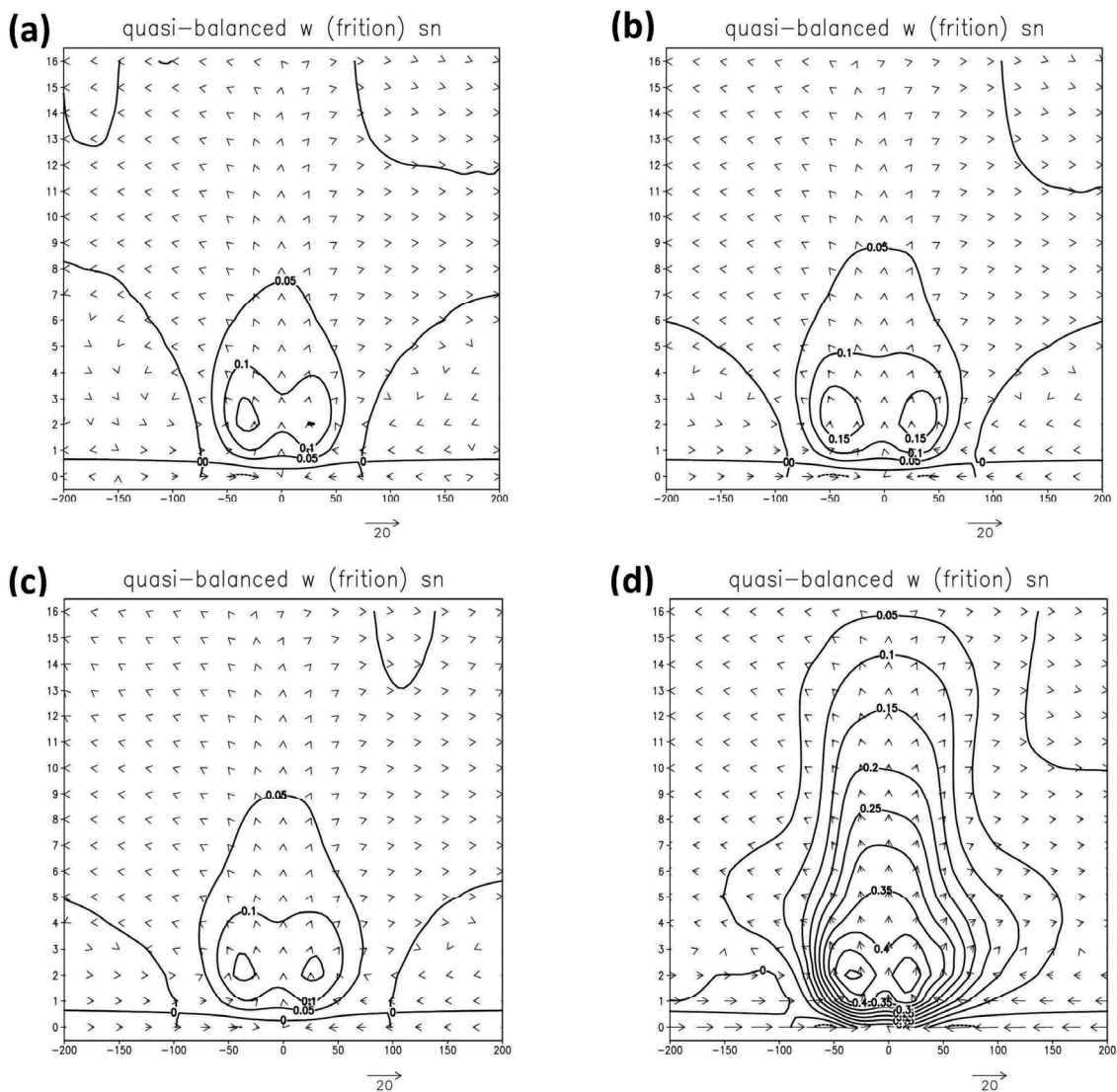


圖 7 摩擦力貢獻之準平衡垂直速度場，南北向垂直剖面圖，等值線是摩擦力作用貢獻的垂直速度，風標是摩擦力作用貢獻之準平衡風場，等值線間距為 0.05 m/s，分別為模擬時間(a) 48 h，(b) 66 h，(c) 72 h，(d) 95 h。

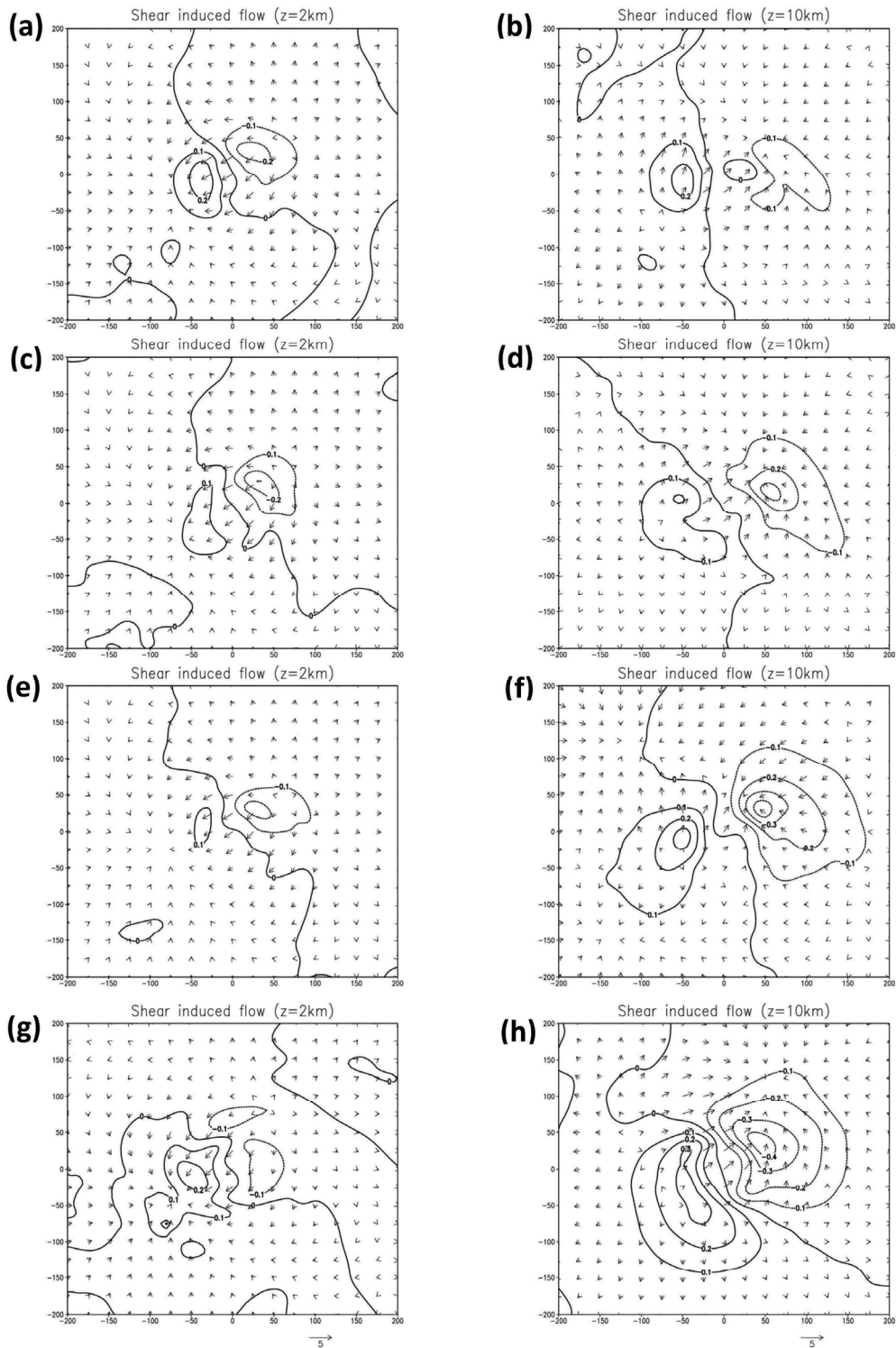


圖 8 水平面之乾動力過程貢獻垂直速度場，(a)、(c)、(e)、(g)為低層(2 km)，(b)、(d)、(f)、(h)為高層(10 km)，風標為乾動力貢獻之準平衡風場，等值線間距為 0.1m/s，其中(a)與(b)為 48 h，(c)與(d)為 66 h，(e)與(f)為 72 h，(g)與(h)為 95 h。

說對一個線性方程式當 $\phi' = \phi'_1 + \phi'_2$ ，根據線性疊加原理(Superposition or Linearity Principle)， $F(\phi') = F(\phi'_1) + F(\phi'_2)$ ，方程式通解是不變的，但特殊解則取決於給定的邊界條件，因此有無限多種之可能。本研究中邊界條件的影響較大，因此邊界條件的影響很重要，但為了簡化問題之困難度，我們選擇較簡單的做法就是將外圍邊界部份給定一片段，選擇位渦片段時，將片段分成內部

片段和外部片段，而外部片段給定所有邊界條件，如此在數學上可滿足邊界條件問題。

首先為了探討颱風內部結構，我們簡單的將片段位渦分成內部及外部兩個片段，時間先選擇模擬時間 95 h 做初步探討，選擇此時間的原因是因為此時結構明顯，並且眼牆內影響較大，探討上較為簡單。內部片段為包含颱風眼、眼牆等結構之區域(圖 9a)，外部片段為高層及眼牆外等

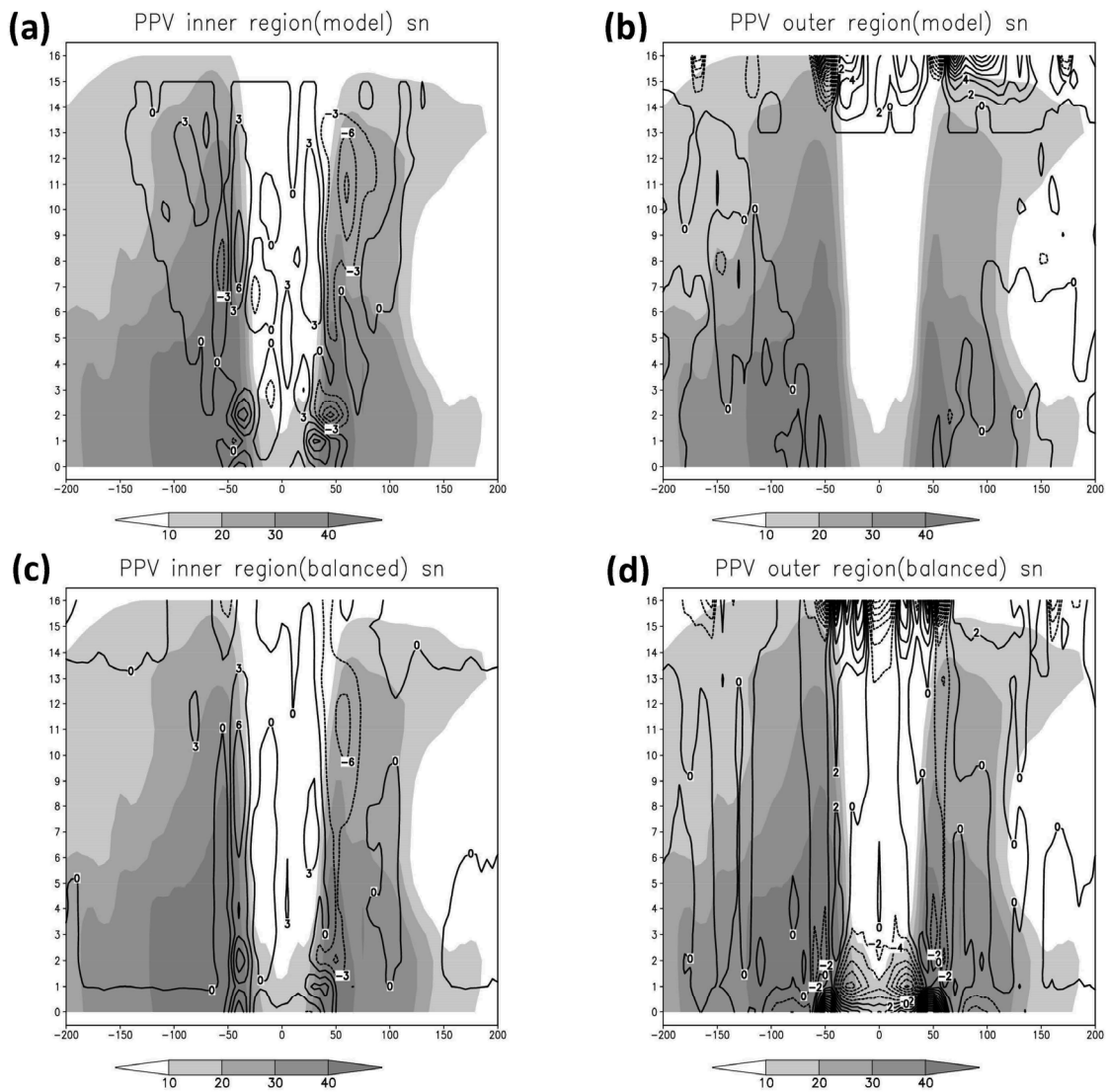


圖 9 95 h 片段位渦之位渦擾動南北向垂直剖面圖，陰影處為雷達回波，等值線為位渦擾動(PVU)，其中(a)內部片段之模式場，(b)外部片段之模式場，(c)內部片段反演之位渦，(d)外部片段反演之位渦。

內部片段以外的地方(圖 9b)。初步反演所得的平衡場位渦結果如圖 9c、d，和反演前比較，內部片段在主要位渦擾動區都有反演出來，但在量值上底層差異較大約 4~6 PVU，而除兩側眼牆低層和高層少部分差異在 2 PVU，其餘地方差異皆較小；在外部片段中於上下邊界有極大的差異約 20~25PVU (差異圖未示)，這或許跟邊界條件給定法有關係，實際上，因為低層之誤差較大，內部之區域似乎將低層之片段給去除會比較恰當，但基本眼牆結構仍然有反演出來。而反演前後主要差異在邊界層和眼牆處，其差異產生原因如前面部分所探討低層之降解析度內插，底層颱風中心外插等因素，還有正的絕對渦度及較大之靜力穩定所造成。而此種邊界條件選擇方式雖然有爭議，但外部片段位渦貢獻較小，包含眼牆的內部片段位渦影響較大，故嘗試以此方式觀察眼牆內動力。

圖 10a 為內部片段反演風場(即扣除基本狀態場的擾動場做各部位渦反演結果，參考附錄三)，主要反演出眼內的兩側風場擾動，圖 10c 為外部片段反演風場，發現其擾動風場大很多，然而根據我們所分片段的位渦圖來看(圖 9b)，圖 10c 並非為較強的位渦擾動所致，因此實際上此流場主要可能為邊界條件所引起，並且此影響會達到內部片段中眼牆及眼的部分，但我們利用分離內外部之擾動，將此結果看成眼的擾動以及眼以外及邊界條件造成之擾動。在片段位渦反壓力擾動的部分，我們發現圖 10b 在內部片段北側有明顯正壓力擾動，南側有負壓力擾動，而外部片段區反演在底部也有強的壓力擾動(圖 10d)，外部擾動結果可能是因為摩擦力作用只給定外部片段反演所引起。

圖 11 為水平面片段位渦反演後的壓力擾動

場和平衡風場，內部片段反演結果之颱風中心處風場方向和外部片段反演的風場為同方向。而內部片段反演中，也明顯看到片段位渦反演壓力擾動正負分布於中心風場方向的兩側，圖 11c，95h 時分別位於颱風中心東北和西南方，而圖 11a，因為此時該層外部片段風場較弱，為較微弱之東風到東南風氣流，故內部片段壓力擾動非完美的分布於外部片段反演風場方向之兩側，但也大致分布於兩側，實際上當外部片段反演之風場較強時，上述壓力擾動分布於外部片段位渦反演風場方向兩側情形則越明顯(圖未示)。

(四) 內部片段分析(眼、眼牆正位渦、眼牆負位渦的擾動)

我們進一步探討颱風眼牆動力結構，再將內部片段細分成幾個片段來探討，而在片段的分法上，我們直接將片段分成正負兩個位渦，如果我們同時將眼中心之位渦擾動也分出來，會發現正負位渦擾動大致位於颱風中心之兩側。我們將內部片段位渦分成三個片段來探討，分別是眼牆正的位渦，眼牆負的位渦和眼的位渦。

內部片段分析取颱風最強時(95 h)，眼牆正的位渦擾動處(圖 12a、b)，反演出東南側負的壓力擾動，眼牆負的位渦擾動處(圖 12c、d)，則反演出東北側正的壓力擾動，而眼中的位渦則相當弱影響較不明顯(圖略)。而實際上圖 11c 中顯示，正負之位渦並不是平均分布於眼的兩側，而是以一個環形之分布，但是在眼之一側正的位渦較於明顯，另一側則是負的位渦較明顯，而我們挖除中間之資訊，因此恰巧可以看出左右一正一負之位渦擾動。在正的位渦處(圖 12b)，會有氣旋式環流，負的位渦處(圖 12d)會有反氣旋式環流。圖 12b 為負的壓力擾動，圖 12d 正的位渦

處應有較強之上升氣流及增溫之現象，反之正的壓力擾動處之上升氣流應該相對較弱，並且增溫較不明顯，因此上升最強處則出現在颱風中心的西南側（參照圖 4d）。而此三個片段個別的反演疊加可以回復全部內部片段的反演，但其量值、分佈略大。我們發現眼牆正負片段位渦反演的擾動合成風方向（圖 12b,d 疊加）與環境風場方向

（偏東南風，圖 11d）接近，因此此正負位渦分布可能和環境風場有關（注意此時邊界條件是給外部片段位渦反演）。為了更進一步探討正負位渦分布與環境風分布是否有關，針對 48 h 及 72 h，我們發現，正負位渦擾動反演出的壓力擾動及環流仍然類似，大致位於環境風（東南風）兩側（圖未示）。

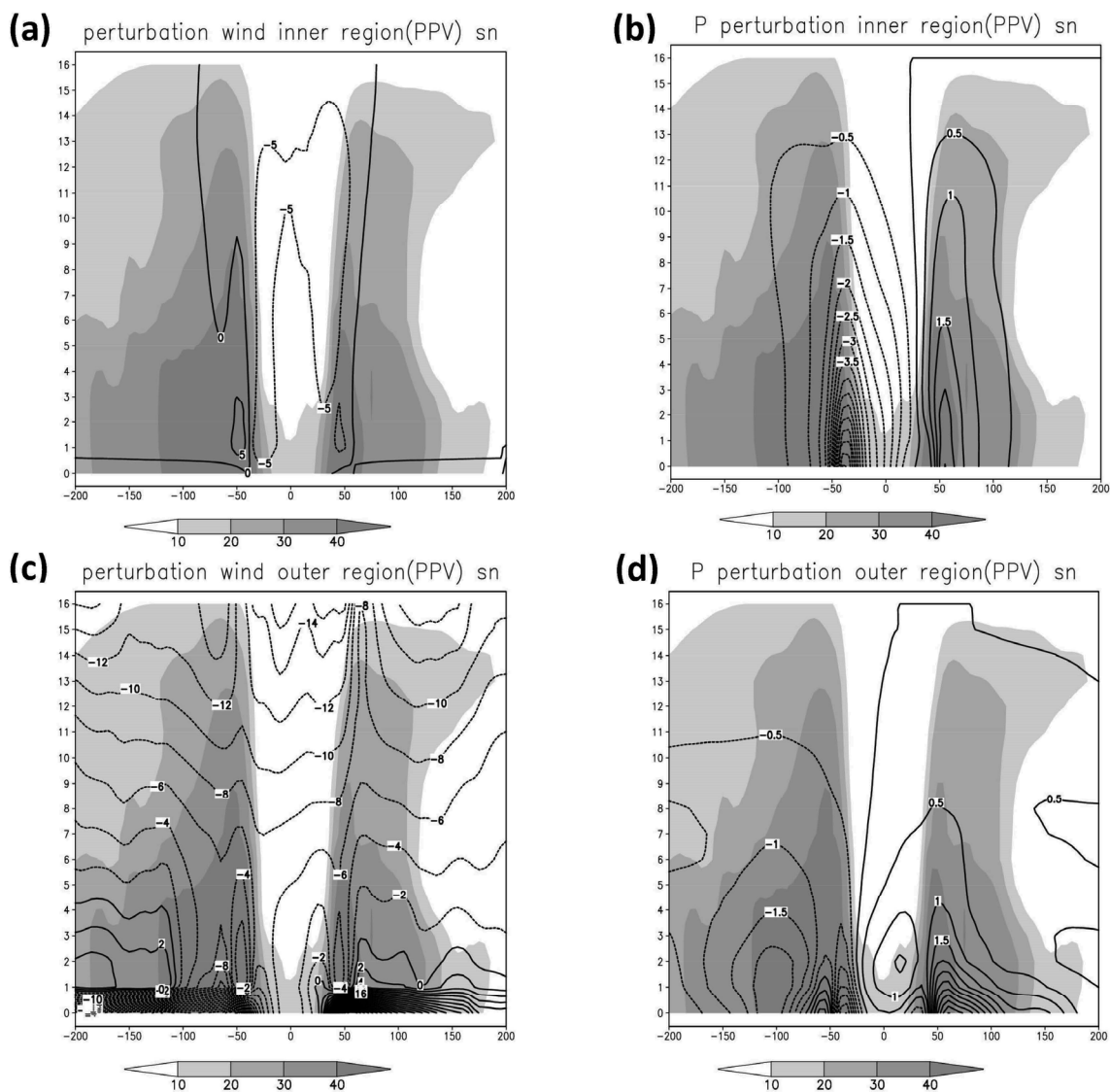


圖 10 95 h 片段位渦平衡場南北向垂直剖面圖，陰影處為雷達回波，等值線為(a)內部片段反演的平衡風場(m/s) (b)內部片段反演的壓力擾動場(mb)，(c)外部片段反演的平衡風場(m/s)，(d)外部片段反演的壓力擾動場(mb)。

五、結論與展望

過去的研究中發展了許多位渦反演的診斷方法，位渦反演可以將原始流場，分成各種貢獻並探討各貢獻的作用，如準平衡流場的潛熱作用、摩擦力作用等等。而 Davis and Emanuel (1991) 則提出片段位渦的概念，可以將位渦分成各種不同的片段，選擇所感興趣的系統、現象分離出來探討。Wu et al. (2003, 2004) 使用 Davis and Emanuel

(1991) 的方法成功解釋颱風移動如何受不同位渦擾動系統的影響。

本研究使用 Wang and Zhang (2003) 發展之位渦反演方法，加上 Davis and Emanuel (1991) 提出的片段位渦處理分法，目標在瞭解颱風強度變化時，颱風渦旋準平衡場結構變化情形。我們選用 WRF 對聖帕颱風(2007)高解析度(5 km)模擬結果，取其一小時軸對稱平均當作基本場，進行位

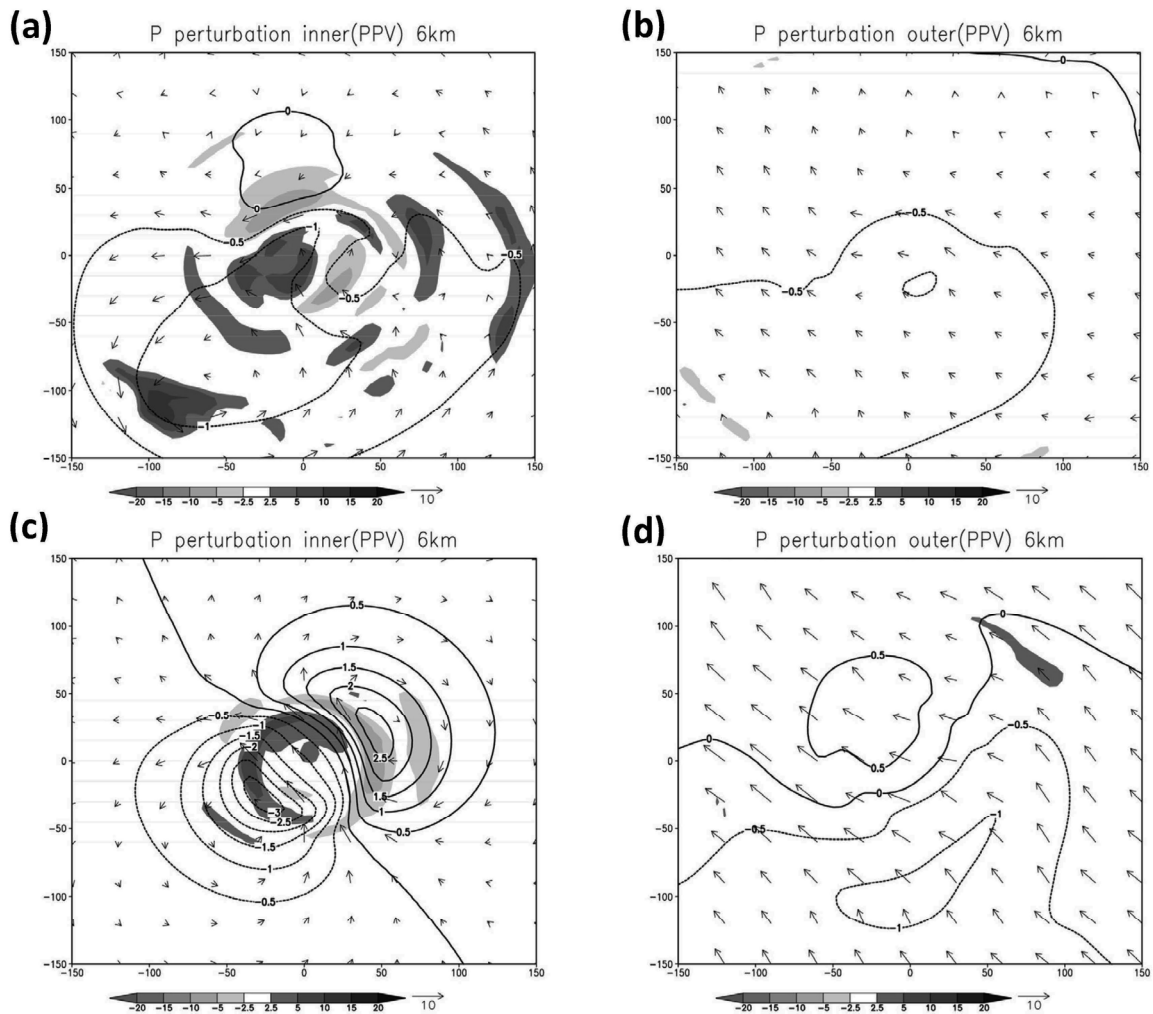


圖 11 片段位渦反演之壓力擾動場水平面圖，陰影處為該片段之位渦擾動場，等值線壓力擾動，等值線間距 0.5 mb，向量為片段反演之水平風場，圖分別為(a) 48h 時，6 km 內部片段反演的壓力擾動場，(b) 48h 時，6 km 外部片段反演的壓力擾動場，(c) 95h 時，6 km 內部片段反演的壓力擾動場，(d) 95h 時，6 km 外部片段反演的壓力擾動場。

渦反演。先利用準平衡流場診斷颱風流場之結構變化，發現颱風在較弱的階段時主要的對流區會出現較分散的情形，而在增強過程中，這個對流區會更集中、發展更高。而在轉彎後，發現颱風環流會重新整理，此過程中原本已經發展到更集中的對流會再度散開，而在經過一段時間的發展後，會再度集中並增強。在增強過程中，我們也

看到颱風眼牆先向外擴之後，再內縮的情形。而準平衡流場的分析中，我們也看到乾動力過程主要來自於風切作用，會在順風切處(downshear)發生下沉運動，逆風切處(upshear)發生上升運動，雖然乾動力過程可以減少大尺度環流破壞作用，卻有可能增加颱風流場兩側的不對稱特性而影響颱風環流。

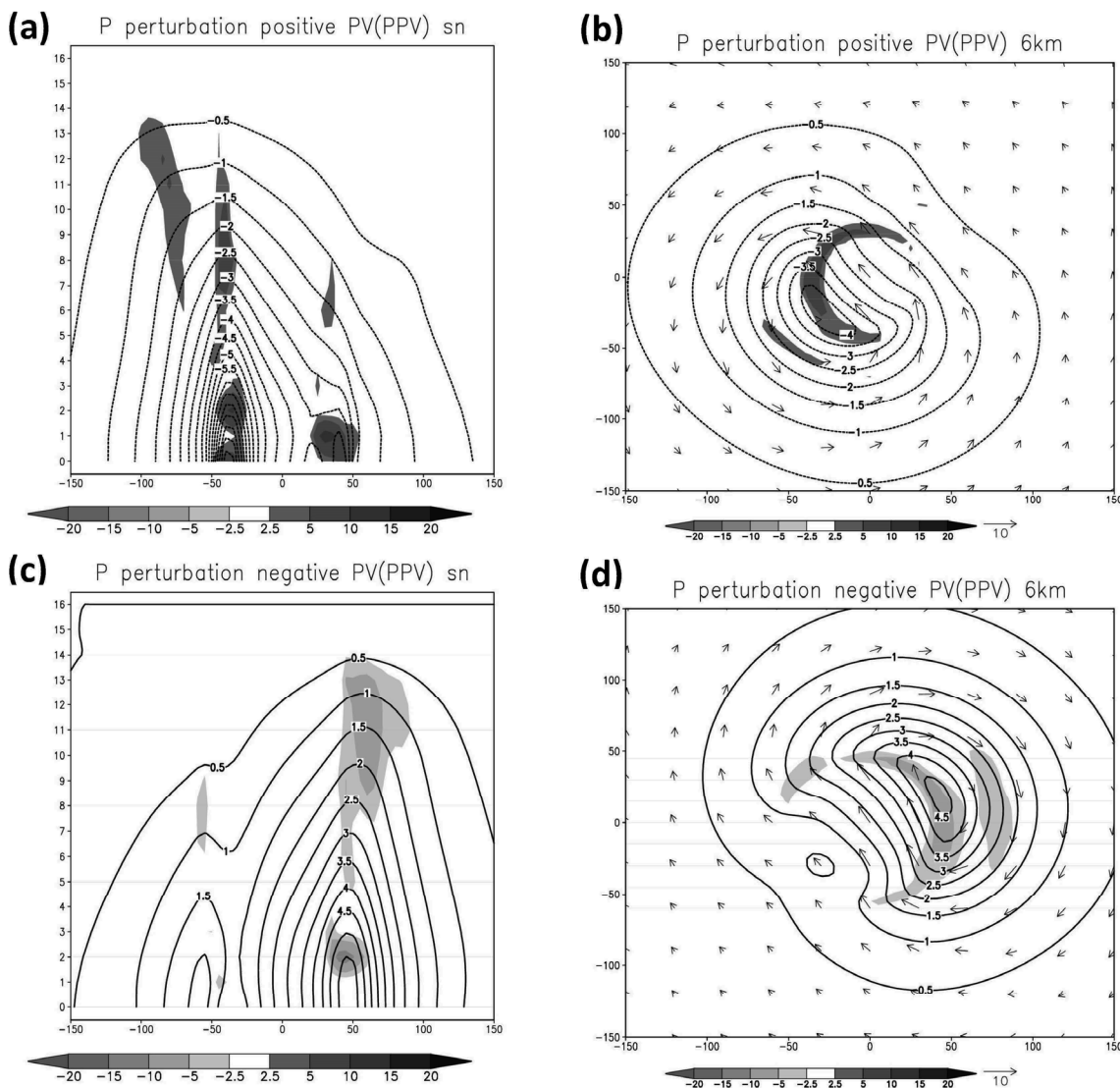


圖 12 95 h 片段位渦反演之壓力擾動場，陰影處為該片段之位渦擾動場，等值線為壓力擾動，等值線間距 0.5 mb，(a)、(c)為垂直剖面，(b)、(d)為 6 km 水平面，圖分別為(a)與(b)為眼牆正位渦擾動反演之壓力擾動，(c)與(d)為眼牆負位渦擾動反演之壓力擾動。

本研究亦利用片段位渦的反演技術，探討內部環流之間的交互作用，而在實行片段位渦之反演時，必須選擇某片段位渦所須給定的邊界條件，為了簡化研究困難度，目前係將所有邊界條件（包含摩擦力作用）給定外部位渦擾動，而內部位渦擾動的作用則主要探討去除邊界和外部位渦擾動之影響。初步結果顯示，雖然外部片段的邊界條件影響很大，但是大致上風場方向與內部片段位渦擾動反演出的風場方向一致。我們也發現，實際上在選擇位渦擾動片段時，內部片段最好不要選擇包含底部，如此可以減少下邊界和摩擦力之影響。

接著將內部片段分成三個片段，分別是眼牆正的位渦擾動、眼牆負的位渦擾動、以及眼的位渦擾動。反演結果中，正的位渦擾動處會反演出負的壓力擾動，負的位渦擾動處會反演出正的壓力擾動，並且負的壓力擾動最大值處幾乎與上升運動最強區一致。在正的壓力擾動處大致上為負的位溫擾動和反氣旋式風場擾動，而負的壓力擾動處大致上為正的位溫擾動和氣旋式風場擾動。然而，由反演結果中發現正負壓力擾動會大致上分布於外部片段位渦反演風場的兩側，這也可以說明颱風環流不對稱垂直速度場的分布，以及為何轉彎後颱風對流區位置會產生變化。此外，亦發現這些片段位渦反演疊加後，颱風中心的風場方向與外部片段位渦反演風場一致。

位渦反演的診斷可以將模式變數之動力關係簡化，呈現準平衡的狀態。由 Wang and Zhang (2003) 的反演方法更可以診斷尺度較小時的颱風內核結構，同時了解不同作用力對次環流的貢獻，這些不易由原始非平衡動力模式（或透過控制實驗）呈現出來。位渦反演亦可針對個別片段位渦擾動，可以分離各片段位渦的作用（給定邊

界條件）。然而片段位渦反演如何設定最佳的邊界條件，目前仍是難解的課題。本研究所使用的邊界條件處理方式，大致上仍可提供各片段位渦合理的貢獻，未來將持續針對颱風探討片段位渦反演及其邊界條件的影響。另外，亦打算探討雙眼牆颱風（如杜鵑颱風，2003）之雙眼片段位渦相互在準平衡流場及垂直環流之影響。

致謝：

本研究工作所使用位渦反演程式為美國馬里蘭大學張大林教授及其團隊提供，研究期間蒙張教授提供寶貴意見，在此特別感謝。本研究為國科會自然處專案研究計畫支助。

參考文獻

- 劉豫臻，2009：聖帕颱風模擬的位渦反演之診斷分析。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，1-85。
- Arnason, G., 1958: A convergent method for solving the balance equation. *J. Meteor.*, 15, 220-225.
- Davis, C. A., and K. A. Emanuel, 1991: Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 1929-1953.
- , 1992a: Piecewise potential vorticity inversion. *J. Atmos. Sci.*, 49, 1397-1411.
- , 1992b: A potential-vorticity diagnosis of the importance of initial structure and condensational heating in observed extratropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 2409-2428.

- , E. D. Grell, and M. A. Shapiro, 1996: The balanced dynamics nature of a rapidly intensifying oceanic cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, 124, 3-26.
- Eliassen, A., 1952: Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, 5, 19-60.
- Franklin, J. L., S. J. Lord, S. E. Feuer, and F. D. Marks, 1993: The kinematic structure of Hurricane Gloria (1985) determined from nested analyses of dropwindsonde and Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 2433-2451.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential-vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111, 877-946.
- Marks, F. D., R. A. Houze, and J. F. Gamache, 1992: Dual-aircraft investigation of the inner core of Hurricane Norbert. Part I: Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, 49, 919-942
- McWilliams, J. C., 1985: A uniformly valid model spanning the regimes of geostrophic and isotropic, stratified turbulence: Balanced turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1773-1774.
- Möller, J. D., and S. C. Jones, 1998: Potential vorticity inversion for tropical cyclones using the asymmetric balance theory. *J. Atmos. Sci.*, 55, 259-282.
- , and L. J. Shapiro, 2002: Balanced contributions to the intensification of Hurricane Opal as diagnosed from a GFDL model forecast. *Mon. Wea. Rev.*, 130, 1866-1881.
- Montgomery, M. T., and J. L. Franklin, 1998: An assessment of the balance approximation in hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, 55, 2193-2200.
- Olsson, P. Q., and W. R. Cotton, 1997: Balanced and unbalanced circulations in a primitive equation simulation of a midlatitude MCC. Part II: Analysis of balance. *J. Atmos. Sci.*, 54, 479-497.
- Reasor, P. D., M. T. Montgomery, F. D. Marks Jr., and J. F. Gamache, 2000: Low-wavenumber structure and evolution of the hurricane inner core observed by airborne dual-Doppler radar. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 1653-1680.
- Schubert, W. H., S. A. Hausman, M. Garcia, K. V. Ooyama, and H.-C. Kuo, 2001: Potential vorticity in a moist atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 58, 3148-3157.
- Shapiro, L. J., and M. T. Montgomery, 1993: A three-dimensional balance theory for rapidly rotating vortices. *J. Atmos. Sci.*, 50, 3322-3335.
- , 1996: The motion of Hurricane Gloria: A potential vorticity diagnosis. *Mon. Wea. Rev.*, 124, 1497-2508.
- , and J. L. Franklin, 1999: Potential vorticity asymmetries and tropical cyclone motion. *Mon. Wea. Rev.*, 127, 124-131.
- Wang, X., and D.-L. Zhang, 2003: Potential vorticity diagnosis of a simulated hurricane.

- Part I: formulation and quasi-balanced flow. *J. Atmos. Sci.*, 53, 3313-3332.
- Willoughby, H. E., 1990: Gradient balance in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, 47, 265-274.
- Wu, C.-C., and K. A. Emanuel, 1995a: Potential vorticity diagnostics of hurricane movement. Part I: A case study of Hurricane Bob (1991). *Mon. Wea. Rev.*, 123, 69-92.
- , and ——, 1995b: Potential vorticity diagnostics of hurricane movement. Part II: Tropical storm Ana (1991) and Hurricane Andrew (1992). *Mon. Wea. Rev.*, 123, 93-109.
- , T.-S. Huang, W.-P. Huang, and K.-H. Chou, 2003: A new look at the binary interaction: Potential vorticity diagnosis of the unusual southward movement of Tropical Storm Bopha (2000) and its interaction with Supertyphoon Saomai (2000). *Mon. Wea. Rev.*, 131, 1289-1300.
- , ——, and K.-H. Chou, 2004: Potential vorticity diagnosis of the key factors affecting the motion of Typhoon Sinlaku (2002). *Mon. Wea. Rev.*, 132, 2084-2093.
- Zhang, D.-L., Y.-Liu, and M. K. Yau, 2000: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part III: Dynamically induced vertical motion. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 3772-3788.
- , ——, and ——, 2001: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part IV: Unbalanced Flows. *Mon. Wea. Rev.*, 129, 92-107.
- , and C. Q. Kieu, 2006: Potential vorticity diagnosis of simulated hurricane. Part II: quasi-balanced contributions to forced secondary circulations. *J. Atmos. Sci.*, 63, 2898-2914.

附錄(一) 位渦反演方法

根據前文所述方程式(2)和(4)可進行位渦反演的計算，給定位渦的分布並給定適當的邊界條件，非線性平衡方程(2)和位渦方程(4)兩式則是包含 Ψ 、 Φ 的閉合方程式，所以可以疊代求解，但是實務上，求解上述方程必須還要解決一些收斂的問題。

(1) 方程式的線性化

因為位渦方程和非線性平衡方程式為非線性的，必須先對方程式線性化，首先將流場分成基本狀態場（或參考狀態場，reference state），跟擾動場(perturbation state)，而分解前需注意的是，(2)和(4)要求流場須為靜力穩定和慣性穩定，然而瞬間之模式場不一定滿足此要求，為了確保慣性穩定和靜力穩定為正，假設絕對垂直渦度 η_a 為微小的正值（如 $\eta_a \geq 0.1f$ ）。此外，為了方便之後的討論和計算，先將位渦方程和非線性平衡方程改寫成無因次的形式（詳細見 Wang and Zhang 2003）

$$\nabla_h^2 \phi = \nabla_h \cdot (f \nabla_h \psi) + 2 \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] + \nabla_h \cdot \vec{f}_r \quad (6)$$

$$q = \left[(f + \nabla_h^2 \psi) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial z} \right] \quad (7)$$

(6)和(7)兩式分別為一對一對應到(2)和(4)的無因次變數， x 、 y 為虛高座標下無因次的 X 、 Y 。

接著是選取基本狀態場，因為颱風主要為軸對稱流場，我們可以將流場分為軸對稱平均的基本狀態場以及去除軸對稱的擾動場。我們將颱風流場以颱風中心作環狀的方位角平均求得軸對稱平均，得到重力位基本狀態場 $\bar{\phi}$ ，而將(2)去除摩擦力的影響則為梯度風平衡(gradient-wind balance)，再透過梯度風平衡關係與位渦方程求得流函數的基本狀態場 $\bar{\psi}$ 和位渦的基本狀態場 \bar{q} ，Willoughby (1990)和Zhang et al. (2001)研究發現，在邊界層以上，梯度風平衡關係所得到的軸對稱平均的風場只有10%的誤差。(另外也可以先求得 $\bar{\psi}$ ，再解非線性平衡方程的Poisson equation求得 $\bar{\phi}$ ，但根據Wang and Zhang(2003)指出，這樣得到的 $\bar{\phi}$ 會使頂層和邊界層為負的靜力穩定度)根據上面所求得的基本場，可以分解出擾動場

$$\begin{aligned} \psi' &= \psi - \bar{\psi} \\ \phi' &= \phi - \bar{\phi} \\ q' &= q - \bar{q} \end{aligned} \quad (8)$$

而Wang and Zhang (2003)指出，在接近切向風(tangential wind)最大值(約海拔一公里處)之切向風，經過傅利葉分解(Fourier decomposition)後，切向風的波數(wavenumber)零的分量遠大於波數一到波數三。而過去的研究也發現在眼牆以及眼牆外，軸對稱平均的基本狀態場大於擾動場一個數量級以上。相較於之前的熱帶氣旋研究，如果選取時間平均的話，擾動場將和基本狀態場為同一個數量級。以上的結果則和Shapiro and Montgomery(1993)、Marks et al.(1992)、Franklin et

al.(1993)、Reasor et al.(2000)得到非對稱流場小於對稱流場20%以下的結果一致。所以可以使用前面所述的基本場和擾動場的定義(8)代入(6)和(7)可以得到

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \phi' &= f \nabla_h^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial y} \\ &+ 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \\ &+ 2 \left[\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} q' &= (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} + \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z^2} \\ &- \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \\ &- \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} + \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} \\ &- \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \end{aligned} \quad (10)$$

f_x 為 X 方向無因次的摩擦力， f_y 為 Y 方向無因次的摩擦力，雖然(9)和(10)兩式仍然含有 (ψ', ϕ') 和 (ψ', ψ') 的非線性項，但如前段所敘述，這些非線性項小於其他的線性項一個數量級以上，因此這些項的影響小很多。另外，(9)和(10)兩式也可以代入Davis and Emanuel (1991)所使用的 $\psi^* = \bar{\psi} + 0.5\psi'$ 和 $\phi^* = \bar{\phi} + 0.5\phi'$ 的方式到(9)和(10)來做片段位渦的反演，細節則在後面會探討。

(2)滿足橢圓條件

根據Amason (1958)對於非線性平衡方程式求解的研究中，指出對一個不移動的渦旋，非線性平衡方程求解必須滿足慣性穩定條件(球對稱下)

$$\left(f + 2 \frac{V_t}{R} \right) \left(f + \frac{\partial V_t}{\partial R} \right) > 0 \quad (11)$$

V_t 為切向風， R 為距離渦旋中心的半徑，上

式限制了反氣旋風切不能太大，但是颱風在高層及暴風半徑外常有很強的反氣旋風切 ($f + \partial V_r / \partial R < 0$)，因此不一定滿足(11)的條件。

為了滿足上述條件，我們參考 Wang and Zhang (2003)使用一個參數 ε 讓(9)和(10)來滿足橢圓條件，並且 $0 < \varepsilon < 1$ 。我們將(9)乘上 ε 再加上(10)得到

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon f + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) \nabla_h^2 \psi' = q' - (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} \\ + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} \\ - \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \\ + \varepsilon \left[\nabla_h^2 \phi' - \beta \frac{\partial \psi'}{\partial y} - 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \right. \\ \left. - 2 \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \right) \right. \\ \left. - \frac{\partial f_x}{\partial x} - \frac{\partial f_y}{\partial y} \right] \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \phi' + (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} = q' - \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} + f \nabla_h^2 \psi' \\ + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial y} + \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} - \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} \\ + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \\ + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \\ + 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \\ + 2 \left[\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \right] \quad (13) \end{aligned}$$

其中(12)中，仍然存在 (ψ', ϕ') 和 (ψ', ψ') 的非線性項，但這些項遠小於線性項，而我們必須讓方程式儘量滿足橢圓條件，橢圓條件為

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon f + 2\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) \left(\varepsilon f + 2\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) \\ - 4\varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \right)^2 > 0 \quad (14) \end{aligned}$$

上式(14)中 ε 可以使得橢圓條件接近於零，而 $\partial^2 \bar{\phi} / \partial z^2 = \bar{N}^2$ 為平均靜力穩定度，除非大氣為非常穩定，否則 ε 不能太大；但是當靜力穩定度相當小時，由於 ε 為(12)中為變數的係數，因此不能太小，否則在解疊代時可能會無法收斂。如果直接令 $\varepsilon = 0$ 將會導致發散，因此須假設靜力穩定度不能太小（例如 $\partial \theta_\rho / \partial z \geq 0.01 N^2 \theta_0 / G$ ）。

(3)邊界條件

經過線性化以及滿足橢圓條件後，我們還必須給定適當的邊界條件才能疊代求解。 ϕ 在上下邊界滿足靜力穩定，靜力方程式為

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \theta_\rho \quad (15)$$

g 為無因次的重力加速度，因此在下邊界 $z = z_B$ 和上邊界 $z = z_T$ 之 ϕ' 為（即 Neumann boundary conditions）

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi'}{\partial z} \Big|_{z=z_B} &= \frac{g}{\theta_0} \theta'_{\rho B} \\ \frac{\partial \phi'}{\partial z} \Big|_{z=z_T} &= \frac{g}{\theta_0} \theta'_{\rho T} \quad (16) \end{aligned}$$

而側邊界條件， ϕ' 由觀測或模式模擬結果給定，並假設在側邊界無輻散（即 Dirichlet boundary conditions）

$$\frac{\partial \psi'}{\partial s} = -\vec{V}_h \cdot \hat{n} + \oint \vec{V}_h \cdot \hat{n} dl \quad (17)$$

其中 \vec{V}_h 為無因次的水平風向量， l 為沿著邊界一整圈的路徑， \hat{n} 為垂直於邊界的單位向量， \hat{s} 為平行邊界之單位向量，為滿足非線性平衡方程之基本假設（邊界平均無輻散輻合），因此(17)需加入右邊第二項才得以滿足。

附錄(二) 準平衡 ω 方程

前面所討論之位渦反演的的方法，由於基本假設之緣故，得到之三維流場為平衡的質量場及水平風場，並無輻散輻合，且垂直速度過小，但颱風之次環流主要是由邊界層之輻合與上層之輻散，和眼牆中雲的發展及降雨等潛熱，以及其他作用的影響。然而平衡的理論並無包含輻散的風場，必須使用其他近似的方式來探討，在這使用準平衡方程來探討次環流中，平衡風場和動力以及各種物理機制等等的作用（包含摩擦力和潛熱的作用）。

此 ω 方程須用到完整之水平風場 $\vec{V}_h = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} = \vec{V}_\psi + \vec{V}_\chi$ ，可分為純旋轉風 \vec{V}_ψ 及輻散風 \vec{V}_χ 兩分量，可分別為流函數(stream function) ψ 及速度位(velocity potential) χ 所定義如下：

$$\vec{V}_\psi = \mathbf{k} \times \nabla \psi \quad \text{及} \quad \vec{V}_\chi = \nabla \chi$$

滿足 $\nabla \cdot \vec{V}_\psi = 0$ 及 $\nabla \times \vec{V}_\chi = 0$ 。因此

$$\nabla^2 \psi = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \vec{V}_h = \zeta$$

$$\nabla^2 \chi = \nabla \cdot \vec{V}_h$$

首先須利用虛高座標（在此令為 z ）中垂直渦度方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = & -(\vec{V}_\psi + \vec{V}_\chi) \cdot \nabla_h \eta_a - \omega \frac{\partial \eta_a}{\partial z} - \eta_a \nabla_h \cdot \vec{V}_\chi \\ & + \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial f_y}{\partial x} - \frac{\partial f_x}{\partial y} \end{aligned} \quad (18)$$

及熱力方程

$$\frac{\partial \theta_\rho}{\partial t} + u \frac{\partial \theta_\rho}{\partial x} + v \frac{\partial \theta_\rho}{\partial y} + \omega \frac{\partial \theta_\rho}{\partial z} = \dot{q}_\rho \quad (19)$$

其中 ζ 為垂直方向的相對渦度， η_a 為垂直方向的絕對渦度， \dot{q}_ρ 為非絕熱加熱率， f_x 、 f_y 為 x 、 y 方向的摩擦力，再做以下之計算（詳細請參考

Wang and Zhang, 2003）。若經下列運算

$$\frac{g}{\theta_0} \nabla_h^2 (19) - \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} (6) - f \frac{\partial}{\partial z} (18)$$

經過整理可得準平衡 ω 方程式 (5)，方程式 (5) 中 $\partial \psi / \partial t$ 和 $\partial f_x / \partial t$ 、 $\partial f_y / \partial t$ 為未知，必須先得到這些變數才能求得 ω 和 χ 。其中 $\partial f_x / \partial t$ 、 $\partial f_y / \partial t$ 可由模式輸出。而 $\partial \psi / \partial t$ 則必須解方程式 (18) 才能獲得。此外，還必須計算速度位 χ ，滿足連續方程式

$$\nabla^2 \chi = -(z_a - z)^{-\frac{c_s}{R_d}} \frac{\partial}{\partial z} \left[(z_a - z)^{\frac{c_s}{R_d}} \omega \right] \quad (20)$$

因此方程式(18)、(20)和(5)三個方程式則可以閉合求解三個未知數 ω 、 χ 和 $\partial \psi / \partial t$ 。因此我們可以使用準平衡 ω 方程來診斷不同作用造成的次環流。

附錄(三) 片段位渦反演

(1) 片段位渦理論

Davis and Emanuel(1991) 發展出一套片段位渦反演的理論，可診斷特定天氣系統、現象。根據此理論，可以將位渦擾動分成 n 個部分，並可以單看某個部份擾動對於系統影響，但是由於反演方程式皆為非線性的，因此必須如(7)將變數分成基本狀態場和擾動場，如 Davis and Emanuel (1991)將(5)和(6)改寫

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \phi'_n = & \nabla_h \cdot (f \nabla_h \psi'_n) + 2 \left(\frac{\partial^2 \psi'^*}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y^2} \right. \\ & \left. - 2 \frac{\partial^2 \psi'^*}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'^*}{\partial y^2} \right) \\ & + \frac{\partial f'_x}{\partial x} + \frac{\partial f'_y}{\partial y} \end{aligned} \quad (21)$$

$$q'_n = (f + \nabla_h^2 \psi^*) \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial z^2} + \nabla_h^2 \psi'_n \frac{\partial \phi^*}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y \partial z} \quad (22)$$

在此 $\phi^* = \bar{\phi} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \phi'_n$ 及 $\psi^* = \bar{\psi} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \psi'_n$ 。

接著如前面所敘述的處理方式，使用軸對稱平均的基本狀態場，經過線性化，並乘上係數 ε 以滿足橢圓條件，將(21)乘上 ε 加(22)得到(23)，並且將(21)減(22)可以得到(24)

$$\begin{aligned} & \left(\varepsilon f + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) \nabla_h^2 \psi'_n \\ &= q'_n - (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} \\ & \quad + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} \\ & \quad - \frac{1}{2} \left(\nabla_h^2 \psi'_n \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} + \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial z^2} \right) \\ & \quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial x \partial z} \right) \\ & \quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial y \partial z} \right) \\ & \quad + \varepsilon \left[\nabla_h^2 \phi'_n - \beta \frac{\partial \psi'_n}{\partial y} \right. \\ & \quad \left. - 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} \right) \\ & \left. - \frac{\partial f_x}{\partial x} - \frac{\partial f_y}{\partial y} \right] \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \nabla_h^2 \phi'_n + (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial z^2} \\ &= q' - \nabla_h^2 \psi'_n \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} + f \nabla_h^2 \psi'_n + \beta \frac{\partial \psi'_n}{\partial y} \\ & \quad + \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} - \frac{1}{2} \left(\nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial z^2} + \nabla_h^2 \psi'_n \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} \right) \\ & \quad + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} \\ & \quad + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} \\ & \quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} \right) \\ & \quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'_n}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \right) \\ & \quad + 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \\ & \quad + \left[\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'_n}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} \right] \quad (24) \end{aligned}$$

上述之片段位渦反演方程式(23)和(24)可以用於反演 N 個片段之位渦，但可以發現，如果取 $N=1$ 時，則片段位渦反演方程式(23)和(24)則和前面的章節 2.1 中所得總位渦反演方程式(11)和(12)完全一致。

Diagnostic Analysis of PV inversion for Simulation of Sepat Typhoon (2007)

Ching-Yuang Huang Yu-Zhen Liou Mien-Tze Kueh

Department of Atmospheric Sciences, National Central University

(manuscript received 28 May 2010 ; in final form 25 September 2010)

ABSTRACT

This study uses the PV inversion proposed by Wang and Zhang (2003) to diagnose the simulated typhoon for understanding how the intensity of the typhoon is related to the internal structure and the asymmetric balanced flow.

Our inversion results for the simulated Typhoon Sepat (2007) with the high-resolution WRF model show that the balanced flow could well recover the characteristics of the original primitive flow (predicted by the model equations) except for the low-level convergence and high-level divergence. They could be attributed respectively to the use of reduced vertical resolution of the pseudo height at low levels and the assumptions of the required nonnegative absolute vorticity and larger static stability at high levels. In spite of these restrictions, the inversion results show that the original primitive flow is well inverted at both the stronger and faster developing stages of the typhoon.

The results elucidate that quasi-balanced dynamics determines the typhoon flow to a large extent as compared to the primitive flow. With the quasi-balanced flow calculated from the PV inversion, the vertical motions can be attributed to different contributions from latent heating, friction, and the dry dynamic processes. The latent heating leads to low-level convergence, high-level divergence and major vertical motion in the eyewall. The friction effect causes the radial inflow in PBL and the updraft in the inner vortex to behave like the Ekman pumping. The dry dynamic processes are also influenced by the vertical shear. The shear-induced flow could reduce the destructive effects of the large-scale environmental shear.

In order to study the asymmetric flow, the total PV perturbations are divided into positive PV and negative PV in the eyewall, and PV in the eye. It is shown that after removing the PV in the eye, the distribution of the inverted flow in the eyewall is related to the environmental steering flow. There are positive (negative) PV perturbations left (right) of the steering flow direction, with the inverted negative (positive) pressure perturbation and cyclonic (anti-cyclonic) flow. The negative asymmetric pressure perturbation collocates well with the upward motions. The superimposed inverted flows from the three piecewise PVs inside the eyewall are approximately in the same direction of the environmental steering flow.

Key Words: Sepat Typhoon, PV inversion, WRF

