

同化虛擬位渦反演渦旋及位渦收支診斷分析： 梅姬颱風(2010)

黃清勇 孫于力

國立中央大學大氣物理研究所

(中華民國一〇六年五月四日收稿；中華民國一〇六年十月二十四日定稿)

摘 要

梅姬颱風(2010)一路西行，自菲律賓登陸不久後，即急遽轉彎向北移動。本文主旨在於探討其受到地形影響前後之位渦收支分布與變化，以及轉彎前後之動力與熱力特性與演變。為增強初始颱風強度，使更接近真實觀測，本研究利用位渦反演得出颱風渦旋風場、壓力場及溫度場，並利用 WRF 三維變分同化將此虛擬渦旋同化於初始場。在本研究，由不同初始位渦擾動設定測試得到最為理想的強烈颱風分析場。實驗結果顯示，較高的位渦擾動振幅，會同時增強初始颱風之動力場及熱力場，然而加強了颱風強度和結構，使其受到綜觀駛流場影響減弱，造成模擬路徑提早北偏。選取切割半徑及位渦擾動遞減率的敏感度實驗顯示，較大的選取切割半徑及位渦擾動遞減率為 4 時，在 WRF 預報路徑有較佳的表現，而對模擬強度的影響則不顯著。另外也進行了同化溫度場之測試，結果顯示，同化溫度場後雖然對颱風中心最低氣壓影響不大，但會使颱風向東北方偏移。

我們由敏感度實驗得到最佳模擬，進行位渦收支診斷。診斷分析指出，在颱風低層，位渦水平平流透過切向風，將眼牆中較高的位渦逆時針平流至下游，並透過徑向內流，將眼牆外較低的位渦向內輸送，而位渦垂直平流則藉由上升氣流將低層高位渦往上層輸送，因此平流作用扮演了降低眼牆垂直及水平位渦梯度的角色。位渦的非絕熱作用則為颱風增強或減弱的關鍵角色，旺盛對流提供大量潛熱釋放，抵銷在低層平流作用及紊流混合作用的負貢獻，而位渦的摩擦作用只有在地形才具顯著的負貢獻。當颱風即將登陸菲律賓時，潛熱作用增加，進而使徑向內流增強，亦提升平流作用，登陸後受到地形影響，使颱風結構破壞，風速、位渦迅速減弱。在離開菲律賓後，梅姬颱風由原本較為破碎的眼牆結構逐漸趨於對

稱完整，眼牆重建期位渦趨勢也有明顯的極值分布，在渦旋西北前側有較高的非絕熱作用，使梅姬颱風傾向往此高位渦趨勢移動。因此，從位渦觀點來看，為反應於較大的正位渦趨勢，眼牆對流於轉彎前後的順時鐘旋轉可能為梅姬北轉的關鍵因素。

關鍵字：梅姬颱風(2010)、位渦反演、位渦收支

一、前言

在絕熱無摩擦的情況下，位渦具有保守的特性。當空間上的位渦分布給定以及適當的邊界條件，且假設大氣滿足平衡方程條件時，則可依據位渦可反演的特性反演出完整的三維的熱力以及動力結構(Hoskins et al., 1985)。然而，在 Hoskins et al. (1985)之前，位渦反演主要限制在準地轉位渦上(Quasi-geostrophic potential vorticity, QG PV)，準地轉位渦使用地轉平衡的假設，使位渦反演為一個線性的封閉系統，而此假設若是在 Rossby number (Ro)增加或系統為斜壓時，進行位渦反演則會有誤差的產生。

Davis and Emanuel (1991)假設靜力穩定及旋轉風場近似於實際風場，並使用特殊的線性化方法來線性化非線性平衡關係，發展出 Ertel 位渦(Ertel's PV)反演方法，並應用於探討氣旋生成的動力過程。而 Davis (1992a)進一步進行了片段位渦反演的敏感度測試，與準地轉位渦反演方法相比，當 Ro 超過 1 時，準地轉位渦反演的誤差快速增加，而 Ertel 位渦反演方法則無此現象。Davis (1992b)將片段位渦反演方法應用在潛熱釋放對溫帶旋生的影響。由於 Davis and Emanuel (1991)的貢獻，片段位渦反演被廣泛應用於中尺度天氣系統的研究中。

Wu and Emanuel (1995)將颱風有關的渦旋擾動去除之後做位渦反演，討論環境位渦對颱風移

動的影響，發現渦旋附近高層的負位渦對颱風移動有很大的影響。由於颱風中心的非對稱性小，Shapiro (1996)及 Shapiro and Franklin (1999)發展了將水平風速分解為對稱（渦旋）及非對稱（環境）分量的位渦反演方法，解決 Wu and Emanuel (1995a,b)的反演方法中，必須將颱風渦旋移除的問題。

Wang and Zhang (2003)使用包含水氣和摩擦力的位渦方程式，將颱風流場分為軸對稱參考場及非軸對稱的擾動場，並將非線性平衡條件加入係數 ε ，使方程式滿足橢圓條件，發展出在虛高(pseudo height)座標下的 Ertel 位渦反演方法，藉由調整 ε 的數值，使疊代的過程容易收斂求解。此方法可以減少許多位渦反演的限制及假設，且可反演出高解析度的三維平衡流場，但此反演方法只能應用在單一片段位渦反演。同時 Wang and Zhang (2003)依據位渦反演的平衡流場，提出了以垂直渦度平流、熱力平流、變形項(Jacobian term)、 β 效應、潛熱作用及摩擦力等來估計垂直速度、輻散風場的準平衡 ω 方程式。此方法可以良好的估計颱風垂直速度及輻散場，並且發現颱風大部分的流場滿足準平衡。

Zhang and Kieu (2006)進一步使用準平衡 ω 方程，將垂直速度的各個貢獻項如乾動力過程、潛熱作用、摩擦力作用等分別提出來做討論，藉此研究颱風次環流的作用。劉(2009)及黃等人(2010)使用 WRF 模式模擬 2007 年的聖帕(Sepat)

颱風，並使用 Wang and Zhang (2003)的位渦反演法研究該颱風的結構及轉彎的動力過程，並使用片段位渦反演法，將颱風分為眼牆內及其餘部分做討論。洪(2010)接著使用 WRF 模式，模擬 2008 年辛樂克(Sinlaku)颱風，並檢驗 Tropical Cyclone (TC) bogus scheme 對模式初始場颱風強度改善的影響，並使用 Wang and Zhang (2003)的位渦反演方法、準平衡 ω 方程式及片段位渦反演方法討論颱風上層外流及下層入流的作用。反演結果顯示大部分颱風流場皆可使用位渦反演法反演出來，但在上層外流及底層內流區誤差較大。上層是由於做反演時假設絕對渦度為正及較大穩定度所致，底層則是由於摩擦力以及資料差分至虛高座標時所產生的誤差。準平衡流場的分析結果顯示，雖然準平衡 ω 方程所估計出來的垂直速度量值比模式場小，但其結構仍良好的被反演出來，而潛熱作用是垂直速度的主要貢獻項，與颱風所在位置及強度有關。乾動力過程則是由於颱風渦旋與水平風的垂直風切交互作用所造成，導致上升運動在下風切處，下沉運動在上風切處，產生了一個順時鐘的垂直環流。

Kasahara and Platzmann (1963)、Wu and Emanuel (1995a,b)、Yau et al. (2004)研究指出，位渦趨勢診斷對於描述熱帶氣旋的發展及渦旋結構的轉變是一個良好的工具。Guinn and Schubert (1993)、Montgomery and Kallenbach (1997)、Wu and Wang (2000)、Chen and Yau (2001)提出，位渦的發展與渦旋羅士比波及內核中的對流雨帶有關。Hoskins et al. (1985)首次將位渦運用在對中緯度綜觀尺度天氣系統的診斷分析上，並提出了位渦保守等特性在診斷分析應用上的重要性。Thorpe (1985)將其用於平衡渦旋結構的診斷上，Schubert and Alworth (1987)則是進一步將位渦的

概念應用於熱帶氣旋的研究。

Wu and Kurihara (1996)針對經由 GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory)颱風模式模擬出的颱風 Bob (1991)，進行位渦收支分析，提出非保守項中潛熱加熱對於位渦之貢獻大於輻射加熱及摩擦力造成之影響一個級數以上。隨後在 Wu (2001)採用 GFDL 模式模擬颱風葛拉絲 (Gladys, 1994)的位渦收支分析中指出摩擦作用項僅在颱風登陸後較為顯著。Wu and Wang (2000, 2001)利用位渦收支分析一理想氣旋模式所模擬出來的熱帶氣旋，研究位渦與其移動方向之關係，結果顯示在某些高度處，氣旋的移動會受波數一的位渦趨勢分布所主導，故當位渦的軸對稱分量夠大時，潛熱加熱作用所產生的位渦不對稱量會對其移動路徑造成影響，使其趨向不對稱量的最大梯度之方向移動。隨後，Wu et al. (2003)在颱風登陸呂宋島的研究中提出了颱風眼牆在登陸前後的變化及渦度分析，包括了收縮、潰散及重建三個階段，接著 Wu et al. (2009)也指出，非絕熱過程是讓颱風在通過呂宋島得以維持的重要角色。

在颱風預報方面，模式初始場的分析對於颱風預報而言非常重要，過去已發展不同的渦旋初始化方法來改善颱風初始場。Kurihara et al. (1993, 1995)在模式初始場中將原始的颱風移除，再利用植入虛擬渦旋的方法及結合觀測經驗參數來增強模式的初始颱風及其不對稱性。Zou and Xiao (2000)和 Xiao et al. (2000)提出虛擬資料同化方法 (Bogus Data Assimilation, BDA)，將觀測資料結合 Fujita (1952) 所提出之經驗式來重建一個虛擬渦旋，並結合四維變分資料同化(4DVAR)方法來調整初始場，用以改善初始場因解析度過低使渦旋結構及強度不準確的問題（參見黃與吳，2012）。近年來，利用預報模式在短時間（如 1 小時）來

回積分，使初始颱風渦旋逐漸發展成熟，直至接近觀測強度，再進行長期預報。由於颱風渦旋係透過模式動力來調整，目前一些研究顯示可以明顯地改善颱風路徑及強度預報（如 Nguyen and Chen, 2011, 2014）。

如前所述，位渦包含了動力及熱力特性，且在絕熱無摩擦條件下具有保守特性，故此用來分析熱帶氣旋的變化是個良好的物理量。黃(2012)利用 Wang and Zhang (2003)的位渦反演法調整虛擬位渦渦旋的擾動振幅、位渦擾動遞減律以及眼牆傾斜率，並測試位渦反演所產生的風場、氣壓、溫度及露點溫度的同化參數敏感度實驗，使用 WRF 模擬 2010 年的凡那比(Fanapi)颱風，結果發現，有同化溫度資料的個案在颱風外圍會產生強烈的反氣旋風場，只同水平風場的路徑模擬結果均較貼切於實際。而同化眼牆傾斜的虛擬位渦反演渦旋，颱風初始場的中心位置較接近觀測值，颱風初始場的垂直結構也會產生眼牆傾斜的現象。其虛擬位渦所反演的結果也和 WRF TC 做比較，因 TC Bogus scheme 會重新定位颱風中心，使初始場的颱風位置誤差較小，且模式模擬 96 小時的結果中，WRF TC 的路徑及強度誤差為最大，且無法模擬出傾斜的眼牆於初始場中，因此虛擬位渦渦旋在此部分較優於 WRF TC。

陳(2013)利用 WRF 3DVAR 及 4DVAR，同化虛擬位渦渦旋，模擬凡那比(Fanapi 2010)及梅姬(Megi 2010)颱風。在 WRF 3DVAR 的部分，對於颱風凡那比而言，其初始場的颱風及駛流場強度較弱，因此在進行同化時必須同化較大的虛擬位渦渦旋，將環境流場也同化至初始場中，才能改變環境流場使颱風受駛流場的牽引讓颱風路徑產生偏移，使模擬路徑更接近於實際觀測，因此，對於強度較弱的颱風而言，使用較大的同化半徑、

較大的水平影響尺度和背景誤差 $cv3$ （控制變數在物理空間），則可以較有效地模擬出輕度颱風的行徑路徑。而相對於初始場強度較強的強烈颱風梅姬而言，進行同化時虛擬位渦渦旋半徑不可同化太大，約只要同化 RMW 的大小，才不會讓颱風本身受到過多過強的環境流場影響而有多餘的偏移現象發生，因此，對於強度較強的颱風而言，使用較小的同化半徑、較小的水平影響尺度以及使用 $cv5$ （控制變數在特徵向量空間）則可以較有效的模擬出強烈颱風的行徑路徑。

虛擬位渦渦旋同化可取得動力上平衡的三維渦旋，同時包含反演的垂直運動，較原始 WRF 的渦旋初始化提供更完整的颱風環流。本篇延續陳(2013)研究，針對梅姬(Megi)颱風，利用 WRF 3DVAR 探討虛擬位渦渦旋同化，改善颱風的初始場以增進颱風路徑及強度預報，提供更好的颱風結構，藉以分析梅姬颱風登陸菲律賓前後以及轉彎前後的位渦收支，以了解颱風在這此期間的動力及熱力過程的演變。

本研究分成兩部分，第一部分使用虛擬位渦反演，反演出風場、壓力場及溫度場，並使用三維變分同化(3DVAR)將虛擬渦旋植入初始場中。第二部分是位渦收支診斷分析，使用同化虛擬渦旋後之初始場，再利用 WRF 模擬 96 小時之輸出，對颱風登陸前後及轉彎前後時期進行位渦收支分析，探討其動力過程。

二、實驗設計與資料來源

本研究中使用模式初始場資料為 NCEP 全球分析場 FNL (Final Operational Global Analysis) $1.0^\circ \times 1.0^\circ$ 的分析資料，時間間隔為每 6 小時一筆，垂直解析度為 26 層，資料包含高度場、溫度場、

風場等氣象參數。颱風最佳路徑、強度、風速等資訊均取自於 Digital Typhoon 網頁 (<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon>)。

個案選擇為梅姬颱風(2010)，國際編號為 1013，10 月 16 日 0 時增強為中度颱風，10 月 17 日晚上 0 時左右再進一步增強為強烈颱風，當日中午 12 時強度達到巔峰狀態風速為 160 knots，此時颱風眼非常的清晰且結構完整，而當颱風於 10 月 18 日 11 時 25 分於呂宋島東北部依沙貝拉省謝拉馬德爾登陸菲律賓陸地後，其颱風眼並未立即消失，甚至出海後仍保持強烈颱風並逐漸由西北西轉偏北方向移動，並於 19 日清晨被降為中度颱風。10 月 19 日進入南海後，一度緩慢向西移動，其後在 10 月 20 日以時速 10 公里逐漸向北移動，此時颱風眼再度形成，如圖 1a。

本研究使用網格設定一開始使用單層巢狀網格，網格間距為 12 公里，垂直分層為 27 層，模擬時間自 2010 年 10 月 17 日 0000 UTC 中心氣壓值約為 920 hPa 的強烈颱風至 10 月 21 日 0000 UTC 的中度颱風共 96 小時，時間步階(time step)為 60 秒，且為了可以將颱風環流特性在模擬階段皆能涵蓋及颱風最後和台灣的位置，因此網格點數設計為 195×137 (圖 1b)。而之後為了能夠更詳細的探討颱風的路徑和強度變化，因此將原本第一層的定義域做 nestdown 至第二層定義域。第一層定義域的網格點數和間距依舊不變，第二層定義域網格點數為 469×337 ，間距為 4 公里解析度，做 96 小時模擬。本研究之物理參數化設定為以下，微物理參數化為 Lin et al. 參數化，邊界層參數化設定為 YSU 參數化，積雲參數化為 Kain-Fritsch (new Eta)參數化，積雲參數化只使用於第一層定義域，第二層定義域不使用，長波輻射參數化為 RRTM 參數化，短波輻射參數化為 Dudhia

參數化。關於參數化方法之詳細說明及文獻請參見 Skamarock et al. (2008)。

三、研究方法

(一) 實驗流程

本研究分成二大部分，第一部分使用虛擬位渦反演，反演出三維風場、壓力場及溫度場，並使用三維變分同化(3DVAR)，同化三維風場、壓力場及溫度場，將虛擬渦旋植入初始場中，調整位渦擾動振幅、選取切割半徑及位渦擾動遞減率進行敏感度實驗，得到對強烈颱風之最佳設定，敏感度實驗列表如圖 2a。第二部分是位渦收支診斷分析，使用同化虛擬渦旋後之初始場，再利用 WRF 模擬 96 小時之輸出，對颱風登陸前後及轉彎前後時期進行位渦收支分析。

位渦反演流程如圖 2b，利用 WRF 3DVAR 同化虛擬位渦反演產生之風場及壓力場，進行 96 小時預報，並將較佳表現的實驗組進行位渦收支診斷分析。在做位渦反演前，必須先做 18 小時的 spin up，再以第 18 小時之後之預報場作為初始場，每 3 分鐘輸出一筆資料，模擬一小時，共 21 筆的資料做平均，當成位渦反演所需之(參考場)平均場。

(二) 位渦反演方程

本篇研究使用之虛擬位渦反演方法為 Wang 和 Zhang (2003)所使用的方法。水氣對眼牆內的靜力平衡極為重要 (Zhang et al. 2000)，因此在探討颱風內部眼牆結構時，需加入水相作用。Schubert 等人(2001)提出包含水相作用之 Ertel's 位渦方程式：

$$Q = \frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \theta_h \quad (1)$$

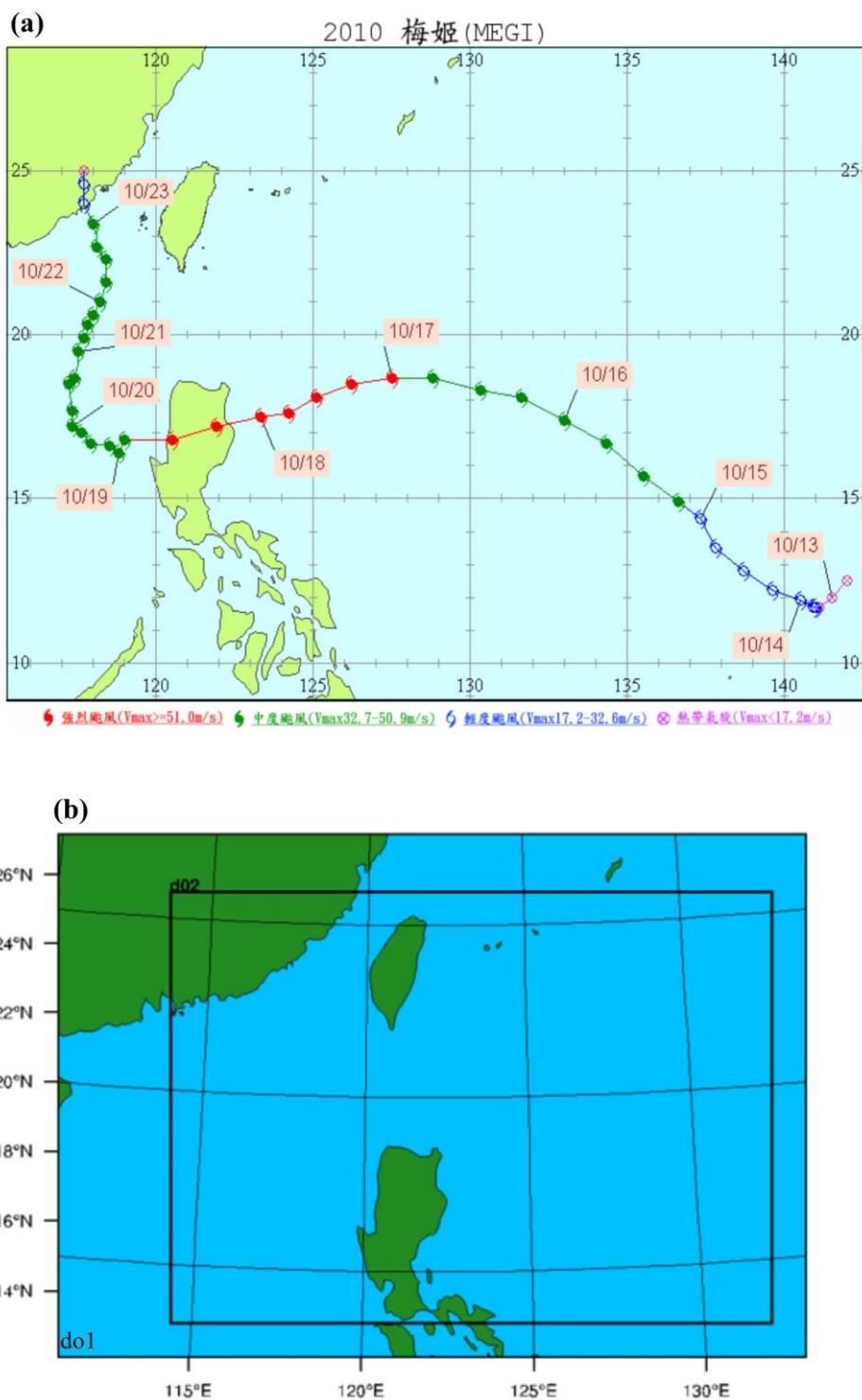


圖 1 (a)中央氣象局梅姬颱風(Megi)最佳路徑，圖中標示時間為世界標準時間(UTC)，每個標示點間格為六小時，(b)梅姬颱風雙層巢狀網格設計圖。

(a)

	CTR	C10	R400	$\alpha 2$	5PVU	10PVU	20PVU
切割半徑 (km)	--	250	400	250	250	250	250
位渦擾動 遞減率 α	--	4	4	2	4	4	4
擾動振幅 $A1$ (PVU)	--	10	10	10	5	10	20
垂直特徵 尺度(km)	--	12	12	12	12	12	12
水平特徵 尺度(km)	--	15	15	15	15	15	15

(b)

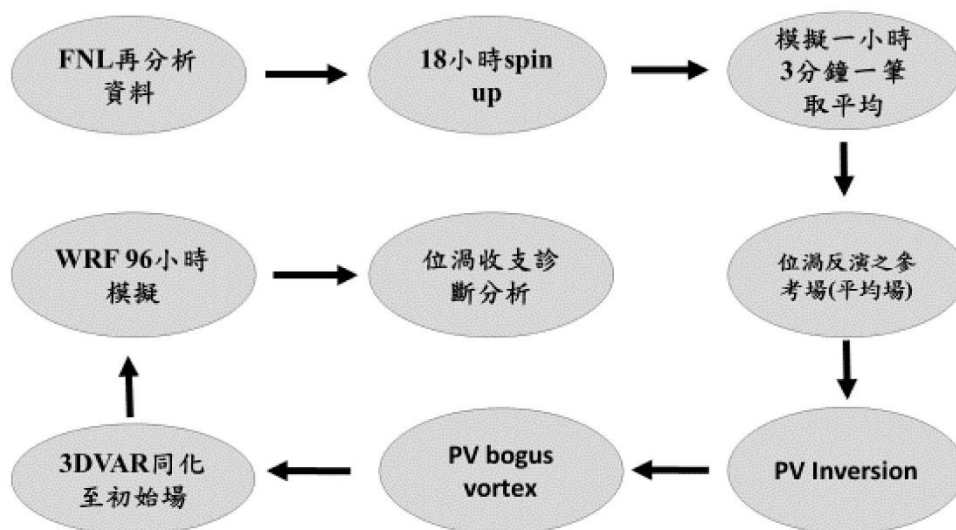


圖 2 (a)敏感度實驗列表，(b)實驗流程。

其中 ρ 為包含乾空氣及所有水相粒子的總密度， $\omega_a = 2\Omega + \nabla \times V$ 為三維絕對渦度， θ_v 為虛位溫。

當流場假設為平衡時，給定空間上位渦的分布，則可由(1)式反演出平衡狀態的質量場及風場。Wang 和 Zhang (2003)使用非線性平衡方程式為

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

此方程式中，大寫的符號為包含因次的變數， ∇_h 為二維梯度運算子(X, Y)， Φ 為重力位高度 (geopotential height)， Ψ 為流函數(streamfunction)， F 為科氏參數(Coriolis parameter)， $\mathbf{F}_r$ 為包含數值耗散(numerical diffusion)及行星邊界層(planetary boundary layer, PBL)效應的摩擦力。

使用 Hoskin 和 Bretherton (1972)提出之虛高 (pseudo height)座標 Z ，以及虛密度(pseudo density) $r(Z)$

$$Z = \frac{C_p \theta_0}{g} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{C_p}} \right], \quad r(Z) = \rho_0 (P/P_0)^{\frac{C_v}{C_p}} \quad (3)$$

其中 g 為重力參數，參考氣壓 P_0 定義為 1000 hPa， R_d 為乾空氣之理想氣體常數。假設靜力平衡及無輻散風場時，可將(1)式轉換至虛高坐標下，推導出包含水相粒子的位渦方程式

$$Q = \frac{1}{r(Z)} \frac{\theta_0}{g} \left[(F + \nabla_h^2 \Psi) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X \partial Z} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y \partial Z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Y \partial Z} \right] \quad (4)$$

(2)及(4)式為封閉系統，理論上若給定位渦分

布，則可以疊代求得 Φ 及 Ψ 。實際上仍然有許多問題需要討論。首先將(2)及(4)式無因次化得到：

$$\nabla^2 \phi = \nabla_h \cdot (f \nabla_h \psi) + 2 \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] + \nabla_h \cdot \mathbf{f}_r \quad (5)$$

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

接下來無因次變數皆以小寫字母表示，(5)及(6)式分別對應至(2)及(4)式。而(5)式忽略掉摩擦力項則滿足梯度風平衡 (gradient wind balance)。

方程式(5)及(6)式中包含許多的非線性項，必須對此兩個方程式做線性化，將其流場分為參考場及擾動場，方可獲得我們所要的虛擬位渦擾動場。颱風的主要結構為軸對稱，因此將流場以颱風中心做方位角平均得到軸對稱平均之重力位高度平均場 (參考場) $\bar{\phi}$ ，代入梯度風平衡關係式及(6)式可求得無因次流場的流函數平均場 $\bar{\psi}$ 以及位渦平均場 $\bar{q}$ 。Willoughby (1990)及 Zhang 等人 (2001)指出，在邊界層上的方位角平均風和梯度風平衡有良好的近似，誤差小於 10%。因此可求的重力位高度場、流函數以及位渦的擾動場

$$\phi' = \phi - \bar{\phi} \quad \psi' = \psi - \bar{\psi} \quad q' = q - \bar{q} \quad (7)$$

Wang 與 Zhang (2003)指出，於圓柱座標高度 1 km 高處，切向風風速最大的區域做傅利葉分解後，眼牆或颱風外圍區域，其颱風之擾動分量 (波數一至波數三) 的數值約比方位角平均切向風 (波數零) 小一個數量級，且波數越高，擾動風場的數值便是越小，其結果與 Shapiro 與 Montgomery (1993)相似。因此，將颱風流場分為平均量及擾動分量可以使(5)及(6)是滿足線性化，將(7)式帶入(5)及(6)式可得到：

$$\begin{aligned} \nabla_h^2 \phi' &= f \nabla_h^2 \psi' \\ &+ 2 \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} \right) \\ &+ 2 \left[\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q' &= (f + \nabla_h^2 \bar{\psi}) \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} - \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \\ &- \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} \\ &- \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y \partial z} + \nabla_h^2 \psi' \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} \\ &- \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y \partial z} \quad (9) \end{aligned}$$

其中 $\beta = \partial f / \partial y$, f_x 及 f_y 分別為 x 方向及 y 方向的無因次摩擦力。(8)及(9)式中非線性項比線性項小一個數量級, 影響很小可忽略。

在模擬颱風時, 為了避免颱風在邊界層以上、最大暴風半徑以外有較強的反氣旋風切存在, 因此必須給定橢圓條件, 並定義一個橢圓參數 ε , 且滿足 $0 < \varepsilon < 1$, 使(8)及(9)式滿足橢圓條件。另外, 模式必須給予上下邊界及側邊界條件, 方程式方可於疊代過程中所求解, 因此邊界條件在此必須納入考量。

位渦反演為一個包含三維的質量場和風場的平衡, 前面所探討的位渦反演法中, 假設無輻散流場, 因此反演出的平衡流場缺乏垂直運動, 然而颱風內的次環流包含了行星邊界層的向內輻合流場、眼牆內隨高度傾斜的上升運動以及上對流層的向外輻散的流場所組成, 對於颱風渦度的增強和眼牆內雲和降水的發展而言非常重要。為了能夠進一步探討颱風的垂直運動, 因此利用虛高座標下的垂直渦度方程式、熱力方程式及前面的非線性平衡方程式, 整理後可求得準平衡 ω 方程式來得知颱風內垂直運動的大小變化。

(三) 位渦收支方程

在 σ 座標之位渦收支方程：

參考 Pedlosky (1982), 可推導此二方程, 絕對渦度向量 ω_a 之預報方程為：

$$\frac{d\omega_a}{dt} = \omega_a \cdot \nabla U - \omega_a \nabla \cdot U + \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} + \nabla \times \tilde{F}_r \quad (10)$$

其中, $\omega_a = \omega + 2\Omega$, $F_r = \tilde{F}_r / \rho$, $\tilde{F}_r$ 代表在動量方程中每單位質量之摩擦力。Ertel 之位渦方程表示為 $q = \frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \theta_v$, 因此預報方程可寫成：

$$\begin{aligned} \frac{D}{dt} \left(\frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \theta_v \right) &= \left(\frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \right) \frac{d\theta_v}{dt} + \nabla \theta_v \cdot \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^3} \\ &+ \frac{1}{\rho} \nabla \theta_v \cdot (\nabla \times F_r) \quad (11) \end{aligned}$$

位渦方程實際上使用了虛位溫, 定義如下：

$$\theta_v = \theta \left(\frac{1 + \frac{q_v}{\varepsilon}}{1 + Q} \right), \varepsilon = \frac{R_d}{R_v} = 0.622$$

其中 $Q = q_v + q_c + q_r + q_i + q_s + q_g$, 因此

$$\begin{aligned} \frac{D\theta_v}{dt} &= \left(\frac{1 + \frac{q_v}{\varepsilon}}{1 + Q} \right) \frac{d\theta}{dt} + \theta \frac{d}{dt} \left(\frac{1 + \frac{q_v}{\varepsilon}}{1 + Q} \right) \\ &\cong \left(\frac{1 + \frac{q_v}{\varepsilon}}{1 + Q} \right) \sum S_i = H \end{aligned}$$

上式中右式第二項遠小於第一項因此忽略不計 (Wang 和 Zhang 2003), 下列為在 z 座標 PV 方程中各項：

第一項 (平流作用)

$$\begin{aligned} \frac{D}{dt} \left(\frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \theta_v \right) &= \frac{\partial q}{\partial t} + U \cdot \nabla q \\ &= \frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} \end{aligned}$$

分析時將平流作用分為水平平流及垂直平流項

第二項（非絕熱加熱作用）

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \right) \frac{d\theta_v}{dt} &= \frac{1}{\rho} \left[(w_y - v_z) \frac{\partial}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. + (u_z - w_x + 2\Omega \cos \phi) \frac{\partial}{\partial y} \right. \\ &\quad \left. + (v_x - u_y + 2\Omega \sin \phi) \frac{\partial}{\partial z} \right] \left(\frac{d\theta_v}{dt} \right) \end{aligned}$$

本研究將此項細分為雲微物理、PBL 紊流混合、長短波輻射…等造成之非絕熱加熱作用，是經由參數化方法計算而來，運算過程是以溫度趨勢的形式呈現，在第四章進行位渦收支診斷分析中之潛熱作用項即為雲微物理產生的貢獻。

第三項（力管項）

$$\begin{aligned} \nabla \theta_v \cdot \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^3} &= \frac{1}{\rho^3} \left[\theta_{vx} (\rho_y p_z - \rho_z p_y) \right. \\ &\quad \left. + \theta_{vy} (\rho_z p_x - \rho_x p_z) \right. \\ &\quad \left. + \theta_{vz} (\rho_x p_y - \rho_y p_x) \right] \end{aligned}$$

此項在本研究中相較於其他項，數量及小了 10 到 100 倍，因此不討論此項。

第四項（擾動摩擦項）

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \nabla \theta_v \cdot (\nabla \times \mathbf{F}_r) &= \frac{1}{\rho} \left[\theta_{vx} (F_{wy} - F_{vz}) \right. \\ &\quad \left. + \theta_{vy} (F_{uz} - F_{wx}) \right. \\ &\quad \left. + \theta_{vz} (F_{vx} - F_{uy}) \right] \end{aligned}$$

其中 $\mathbf{F}_r = F_u \mathbf{i} + F_v \mathbf{j} + F_w \mathbf{k}$ ，此項是由邊界層參數化中水平風速趨勢計算而來。

上述各項計算出之單位為位渦的時變率 (PVU/s; $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$)，為了方便討論，將所有值乘上 10^5 。

垂直座標轉換如下：

$\delta\psi|_z = \delta\psi|_\sigma$ ，因此對於每個純量：

$$\begin{aligned} \psi_x|_z &= \psi_x|_\sigma + \psi_\sigma \sigma_x \quad \text{or} \quad \psi_x|_\sigma = \psi_x|_z + \psi_z z_x|_\sigma \\ \psi_y|_z &= \psi_y|_\sigma + \psi_\sigma \sigma_y \quad \text{or} \quad \psi_y|_\sigma = \psi_y|_z + \psi_z z_y|_\sigma \\ \psi_z &= \psi_\sigma \sigma_z \end{aligned}$$

而 WRF 的 σ 座標為

$$\begin{aligned} \sigma(x, y, z) &= \eta(x, y, z) \\ &= \frac{p_h(x, y, z) - p_t}{p_{hs}(x, y) - p_t} = \frac{p_h(x, y, z) - p_t}{\mu} \end{aligned}$$

因此

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{p_{hx}\mu - (p_h - p_t)\mu_x}{\mu^2} = \frac{p_{hx}}{\mu} - \frac{\eta\mu_x}{\mu}, \\ \sigma_y &= \frac{p_{hy}\mu - (p_h - p_t)\mu_y}{\mu^2} = \frac{p_{hy}}{\mu} - \frac{\eta\mu_y}{\mu}, \\ \sigma_z &= \frac{\partial\eta}{\partial z} = \frac{p_{hz}}{\mu}. \end{aligned}$$

σ 座標的 PV 方程可以表示成

$$\begin{aligned} q &= \frac{\omega_a}{\rho} \cdot \nabla \theta_v \\ &= \frac{1}{\rho} \left[(\theta_x + \theta_\sigma \sigma_x) (w_y + w_\sigma \sigma_y - v_\sigma \sigma_z) \right. \\ &\quad \left. + (\theta_y + \theta_\sigma \sigma_y) (u_\sigma \sigma_z - w_x - w_\sigma \sigma_x + 2\Omega \cos \phi) \right. \\ &\quad \left. + \theta_\sigma \sigma_z (v_x + v_\sigma \sigma_x - u_y - u_\sigma \sigma_y + 2\Omega \sin \phi) \right] \end{aligned}$$

因此可將上述 1 到 4 各項可以寫成 σ 座標，在此省略詳細的方程。其各項是在原始 WRF 之 σ 座標中計算，並畫在相同的 σ 座標上，因此並不需要再進行插分。其中 PV 之水平平流及垂直平流項分別為 $u(q_x + q_\sigma \sigma_x) + v(q_y + q_\sigma \sigma_y)$ 及 $wq_\sigma \sigma_z$ 。

四、模擬結果

圖 3a 為利用 WRF 模式輸出取軸對稱平均之位渦場及切向風場，因此位渦及風場分布呈現對稱結構。圖 3b 則為 WRF 模式輸出之位渦場及切向風場，圖 3c 為使用位渦反演法反演出的位渦場及切向風場，與 b 圖對照，可看出結構相似，極值分布相似，說明位渦反演法可將颱風位渦及風場分布特徵反演出來。圖 3d 則為虛擬位渦擾動反演的位渦擾動及切向風場擾動，圖 3e 為虛擬位渦擾動反演的位渦場及切向風場，圖 3f 為虛擬位渦擾動反演的位溫擾動場，而位渦擾動分布設定如下：位渦擾動振幅 A_1 為 20，垂直特徵尺度 H 為 12、水平特徵尺度 R 為 15，位渦擾動遞減率 α 為 4，眼牆傾斜率為 γ 為 4，位渦擾動振幅(A_1)為位渦擾動強度大小，垂直(H)與水平特徵尺度(R)分別為垂直和水平的影響範圍，愈大影響範圍愈大反之愈小，位渦擾動遞減率(α)與位渦的分布有關，愈大位渦愈狹窄，反之愈寬廣，眼牆傾斜率(γ)為眼牆傾斜程度。由 d 圖可看出，在眼牆風速梯度最大的地方有位渦的極值，並呈現對稱結構。圖 3e 則為模式的平均場 (a 圖) 加入 10 PVU 的虛擬位渦擾動後得到的結果，可看出相較於模式本身的位渦場，結構較為對稱、完整，位渦、切向風場強度較強，並且在溫度及風速梯度最大的地方有位渦極值，此結果滿足 Ertel's 的位渦公式及黃(2012)之結果，由於本實驗個案為強烈颱風(梅姬颱風 2010)，因此颱風本身的位渦平均場就已經有相當程度的大小，因此給予加入的位渦擾動值相對較小，對比及 b 圖及 e 圖，可看出位渦極值僅差了 4 PVU，但在整體結構和風場的分布還是有其影響性。圖 3f 為擾動位溫的垂直剖面，可看出在眼牆中層，風速最大值內緣有位溫擾動極值，此分布滿足了熱力風平衡，並使颱風

暖核結構增強，這與 Kieu 和 Zhang (2010)的研究是一致的。以上六圖顯示，增強位渦，會使颱風動力和熱力結構上同時增強。

圖 4a 為 WRF 輸出 (未同化虛擬渦旋)，以下簡稱 CTR，在 950 hPa 高度之風場及風向，圖 4b 為植入虛擬位渦反演渦旋之 950 hPa 高度風場及風向，圖 4c 為 CTR 在 500 hPa 高度之風場及風向，圖 4d 為植入虛擬位渦反演渦旋後之 500 hPa 風場及風向，圖 4e 為 CTR 風場之經向垂直剖面，4f 圖為植入虛擬位渦反演渦旋後之風場經向垂直剖面。比較 a、b 兩張圖，明顯看出在近地面，植入虛擬位渦反演渦旋後的颱風水平風場分布相較於 CTR 較為對稱完整且強度較強，在 500 hPa 高度 (c、d 圖) 同樣可以看到此結果，而在垂直剖面的部分，也可清楚看到，相較於 CTR，垂直結構也是較強、較對稱。圖 5a 及 b 圖分別為將植入虛擬位渦渦旋之後的溫度及風場減去 CTR 之溫度場及風場得到之增量圖，由此二圖可看出增量只會侷限在同化半徑以內，同化半徑外並無異常增量，溫度增量呈現同心圓結構，在颱風中心有最大值約 1.5 度並向外擴散遞減，風場增量在眼牆附近有最大值約為 25 m s^{-1} 。

(一) 敏感度實驗一位渦擾動振幅

圖 6 為同化不同位渦擾動振幅的風場分布，圖 a、c、e 為經向垂直剖面，b、d、f 為 950 hPa 高度之水平風場及風向。由此三組圖可看出，當位渦擾動振幅增加時，颱風位渦增加，伴隨眼牆風速增加，並使結構更加完整，由增量場 (圖 7a、b、c、d、e、f) 同樣可看出，位渦擾動振幅增加時，溫度增量、風速增量越大，使同化半徑內溫度梯度及風速梯度增加，溫度增量極值大約比 CTR 高了 1.2 度至 2 度，風速增量大約比 CTR 高

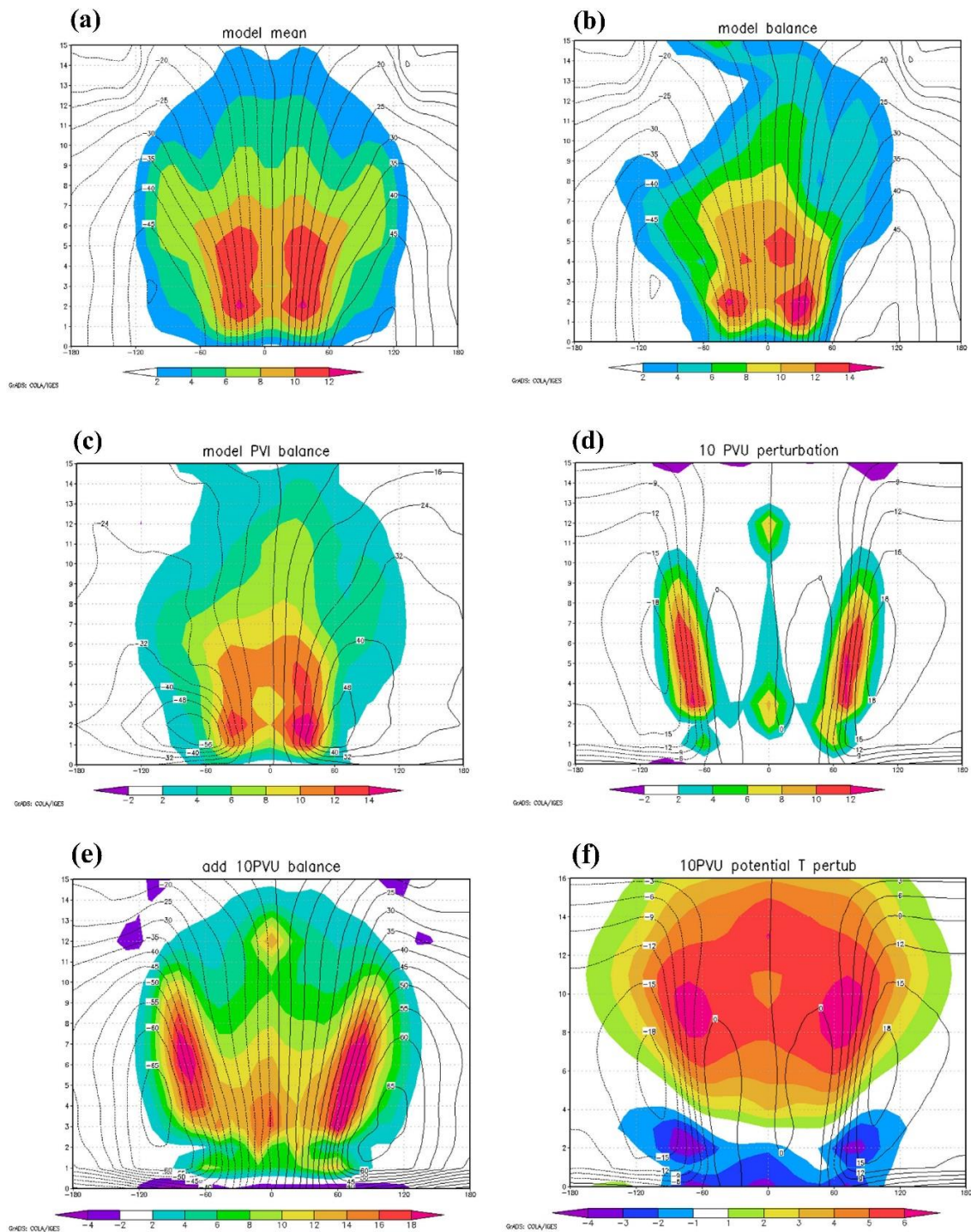


圖 3 梅姬颱風之：(a)模式模擬之位渦平均場及風場，(b)模式模擬之位渦及風場，(c)模式使用位渦反演法所反演的位渦及風場，(d)虛擬位渦擾動反演的位渦擾動及風場擾動，(e)植入虛擬位渦擾動反演的位渦及風場，色階為位渦(PVU： $10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{K kg}^{-1}$)，等直線為風場(m s^{-1})，垂直座標為模式層，(f)植入虛擬位渦擾動反演的位溫擾動場。色階為溫度($^{\circ}\text{C}$)

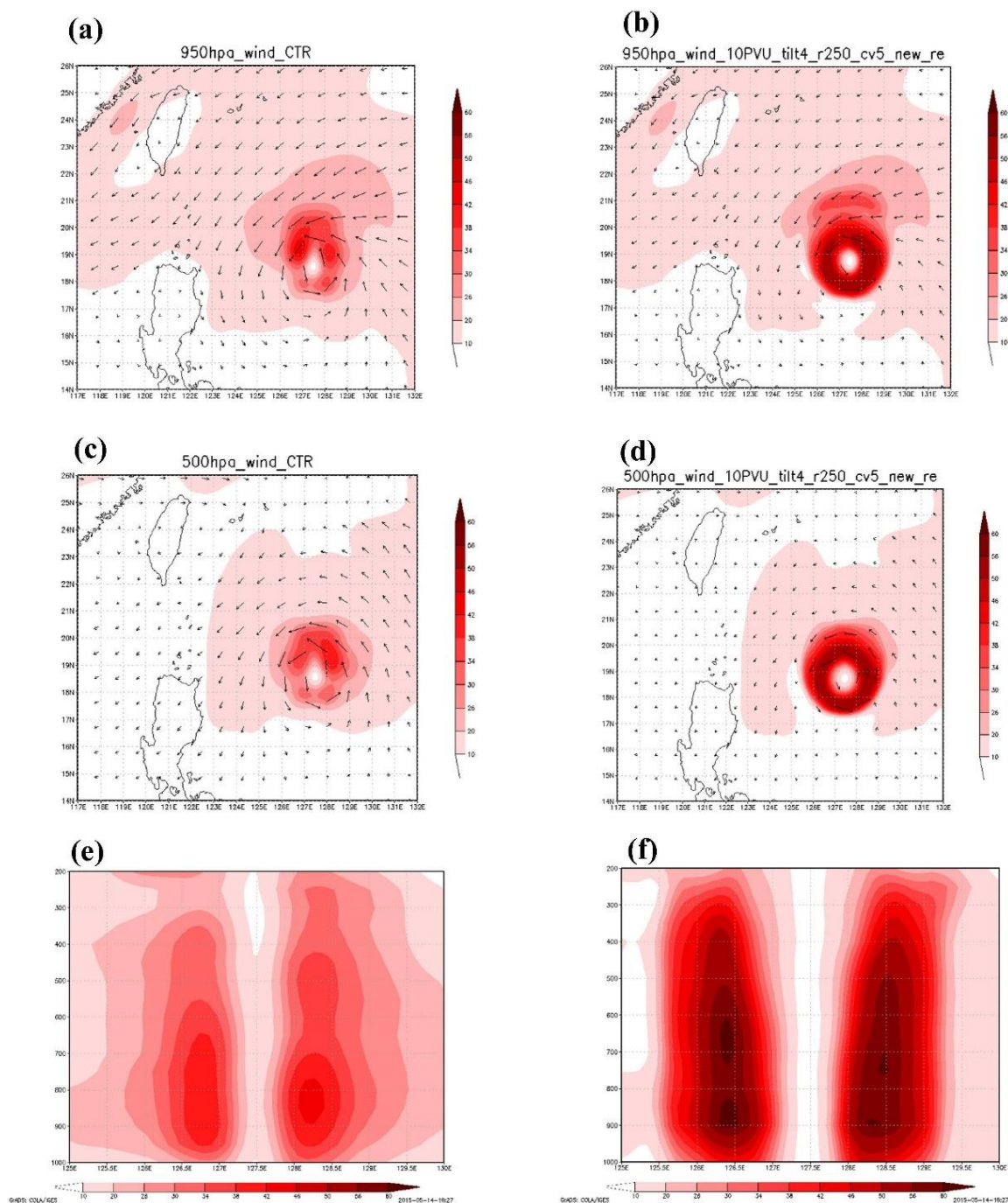


圖 4 (a) CTR 在 950 hPa 高度之風場及風向, (b) 植入虛擬位渦反演渦旋後之 950 hPa 風場及風向, (c) CTR 在 500 hPa 高度之風場及風向, (d) 植入虛擬位渦反演渦旋後之 500 hPa 風場及風向, (e) CTR 之風場經向垂直剖面, (f) 植入虛擬位渦反演渦旋後之風場經向垂直剖面, 色階為風速(m s^{-1}), 箭頭為風標, 垂直座標單位為 hPa。

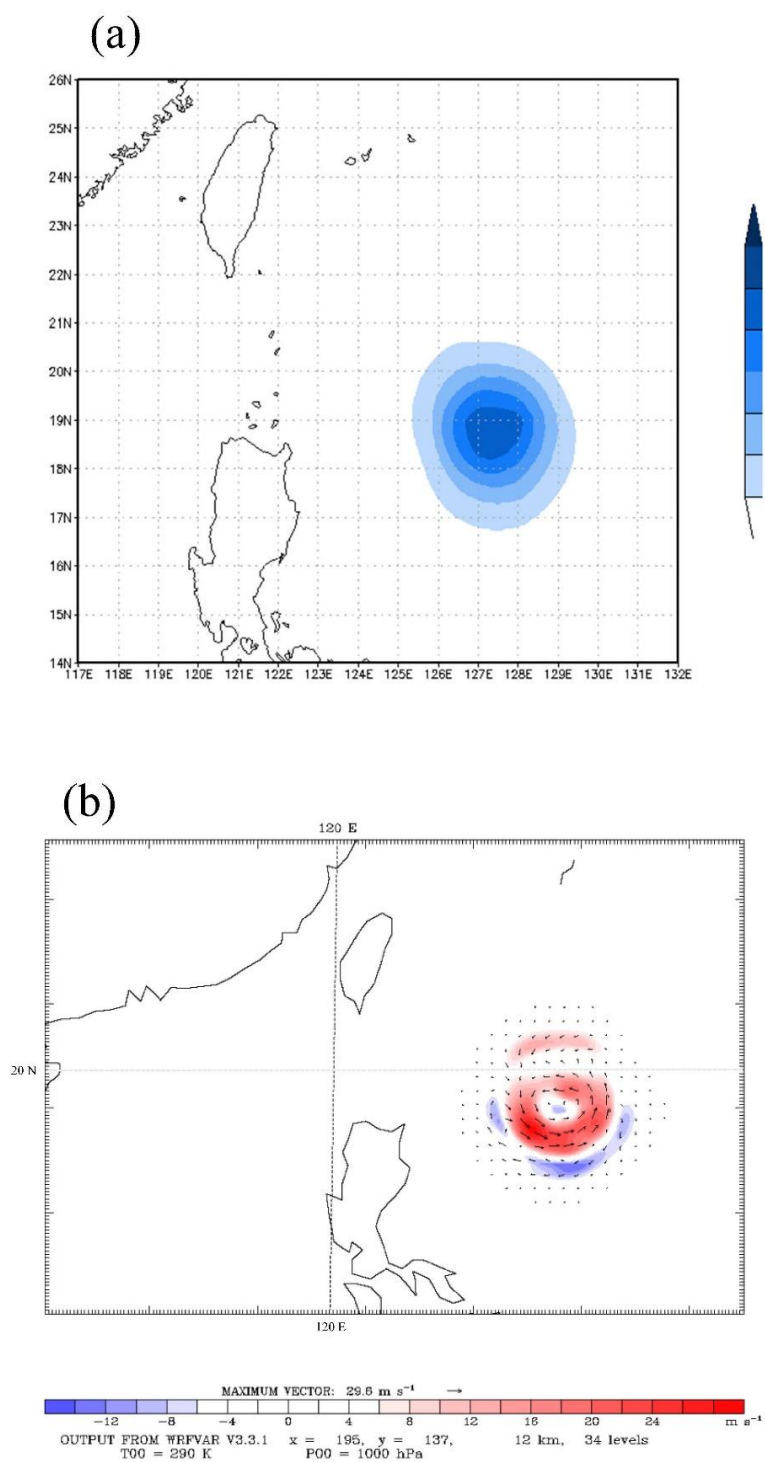


圖 5 (a)溫度增量，(b)風場、風向增量。(a)圖色階為溫度($^{\circ}\text{C}$)，(b)圖色階為風速(m s^{-1})，x 座標為經度，y 座標為緯度。

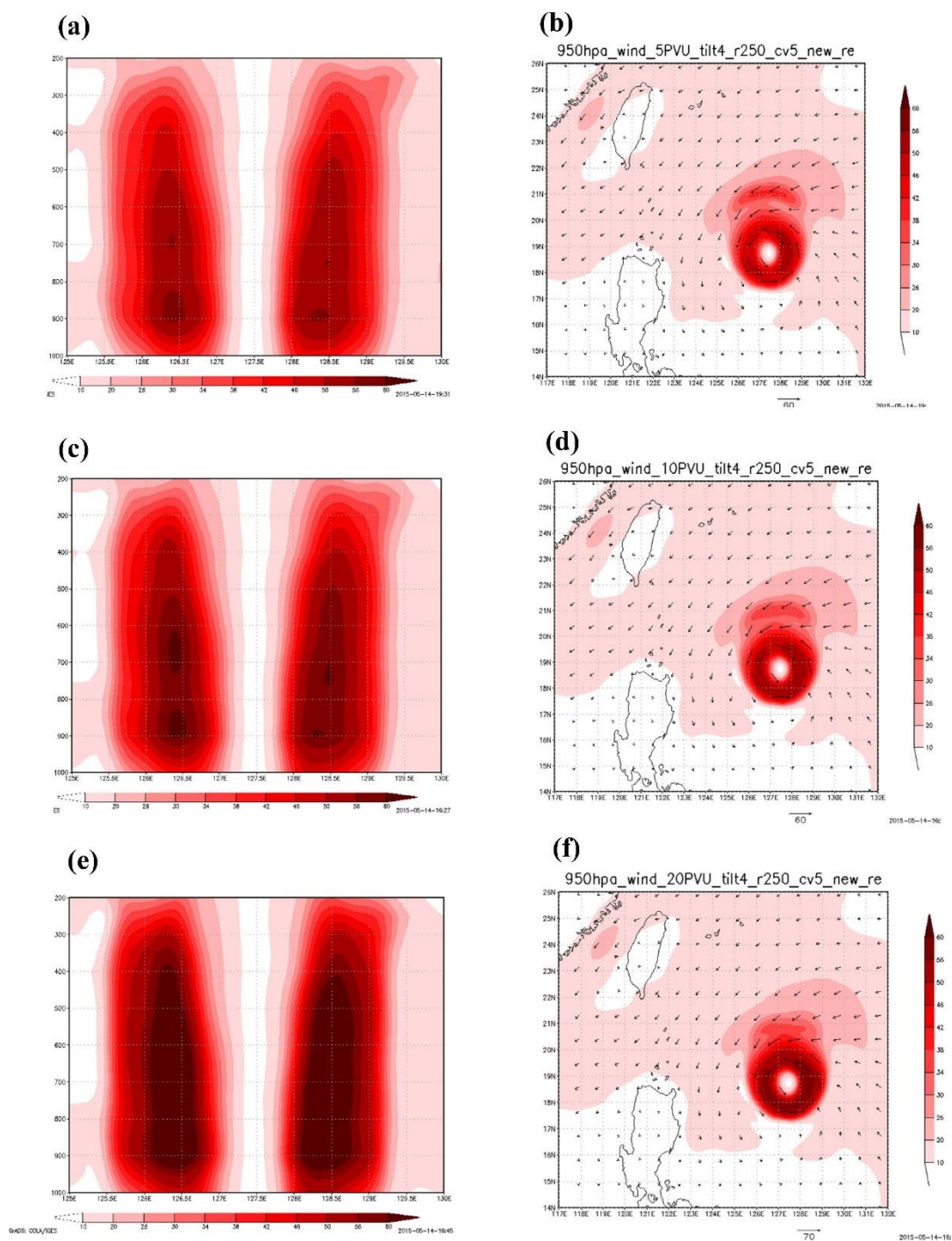


圖 6 同化不同位渦擾動振幅之經向垂直風場剖面及水平風場、風向，(a)、(b)為 5 PVU，(c)、(d)為 10 PVU，(e)、(f)為 20 PVU。色階為風速(m s^{-1})，垂直座標單位為 hPa。

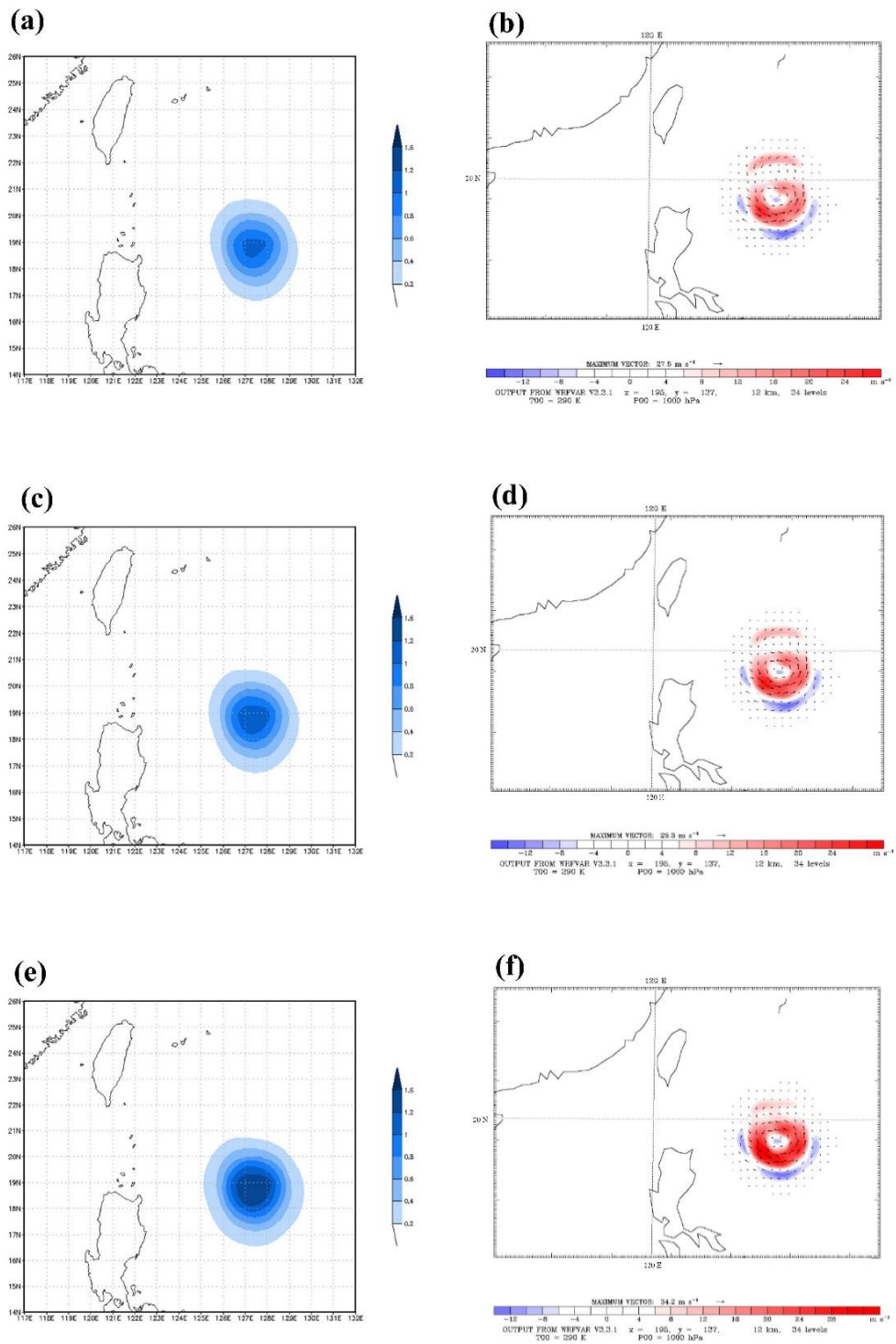


圖 7 (a) 5 PVU 溫度增量, (b) 5 PVU 風速增量, (c) 10 PVU 溫度增量, (d) 10 PVU 風速增量, (e) 20 PVU 溫度增量, (f) 20 PVU 風速增量。左排色階為溫度(°C), 右排色階為風速(m s⁻¹), 圖(b)、(d)、(f) x 座標為經度, y 座標為緯度。

了 20 至 32 m s^{-1} ，因此不管是動力或熱力結構都會得到增強，說明了位渦此物理量包含了動力及熱力特性，且當位渦擾動振幅增強時，近地面最低氣壓隨著降低，最大風速則是跟著增加，之間的關係呈現線性相關，這與 Kieu and Zhang (2010)的研究結果是一致的。

接著將不同位渦擾動振幅之初始場利用 WRF 進行 96 小時模擬，圖 8a 為颱風模擬路徑，圖 8b 為颱風氣壓模擬，可以由 a 圖看出，當位渦擾動振幅加強後，路徑相較於 Obs 及 CTR 提早往東北方偏轉，並隨著強度增加，越往北東北偏移，而 b 圖壓力部分可看出，當位渦擾動振幅越強，模擬的壓力越接近觀測值，並且在模擬初期及模擬後期改善越明顯。圖 8c 圖為颱風模擬路徑誤差，圖 8d 為壓力誤差，由此二圖同樣可看出，越強的位渦擾動振幅，路徑誤差越大，而壓力誤差越小，CTR、5 PVU、10 PVU、30 PVU、90 PVU 之 96 小時模擬路徑誤差分別為 91.9、94.1、142.4、152.3，96 小時壓力誤差分別為 -8.5、-8.1、-5.5、-5.9 hPa。而此結果形成了兩難的狀況，當模擬路徑表現要好，就必須犧牲強度和結構模擬，在有改善氣旋模擬強度下，選取路徑誤差較小之實驗為控制實驗，因此我們折衷選擇了 10 PVU 擾動振幅做為此實驗的最佳設定，其 96 小時路徑誤差為 94.1 公里，與 5 PVU 的路徑誤差 91.9 公里相差約 3 公里，而壓力誤差為 -8.1 hPa，與 30 PVU 壓力誤差 -5.5 hPa 相差約 3 hPa，相較於 CTR 改善了 17.4 hPa。

(二) 敏感度實驗—選取切割半徑、位渦擾動遞減率、同化溫度

將 4-1 節敏感度實驗得到之最佳設定，位渦擾動振幅 10 PVU 作為此實驗的控制組，以下簡

稱 C10，其各項參數設定：切割半徑 250 公里，位渦擾動遞減率 4，擾動振幅 10 PVU，眼牆傾斜率 4，R400 個案為選取切割半徑為 400 公里，其餘設定與 C10 相同， α_2 個案為位渦擾動遞減率為 2，其餘設定與 C10 相同，T 為同化溫度的個案，其位渦反演各參數設定皆與 C10 相同。

由此圖 9 六張圖可看出，調整選取切割半徑及位渦擾動遞減率，對風速大小及風場垂直結構分布並無明顯影響，與 C10 大致相同，溫度增量與風速增量也有相同結果（未附圖），由 96 小時的模擬路徑及最低氣壓（圖 10a、b），可看出藍色線（ α_2 ）在登陸菲律賓後，路徑明顯北偏，96 小時模擬有最大的路徑誤差約 106 公里，其次為橘線 R400，96 小時模擬路徑誤差約為 90 公里，雖然在最後一筆時間相較於 C10 誤差較小（94 公里），但在大部分颱風模擬過程中，C10 表現均比 R400 個案好，而最低氣壓部分，三者表現並無顯著差異因此在此實驗中得到最佳設定為 C10（藍線），其設定為：選取切割半徑為 250 公里，位渦擾動遞減率 α 為 4，位渦擾動振幅 A_1 為 10 PVU，眼牆傾斜率 γ 為 4。

圖 10c、d、e、f 分別為同化溫度之溫度增量、風速增量、96 小時模擬路徑及最低氣壓。可看出，在風速增量部分，同化溫度後，在整個同化半徑內之風速增量皆為正號，眼牆南側無負增量，溫度增量部分可明顯看出當同化溫度後，溫度增量較 C10 高，極值約為 1.5 度，路徑部分也相較於 C10 在登陸菲律賓後，提早往北方偏轉，96 小時路徑誤差為 121 公里，比 C10 多了 27 公里之路徑誤差，最低氣壓部分則與 C10 無明顯差異。

因此將溫度同化到初始場中，雖然可以加強颱風初始場之溫度場，但路徑會因此向北偏轉產

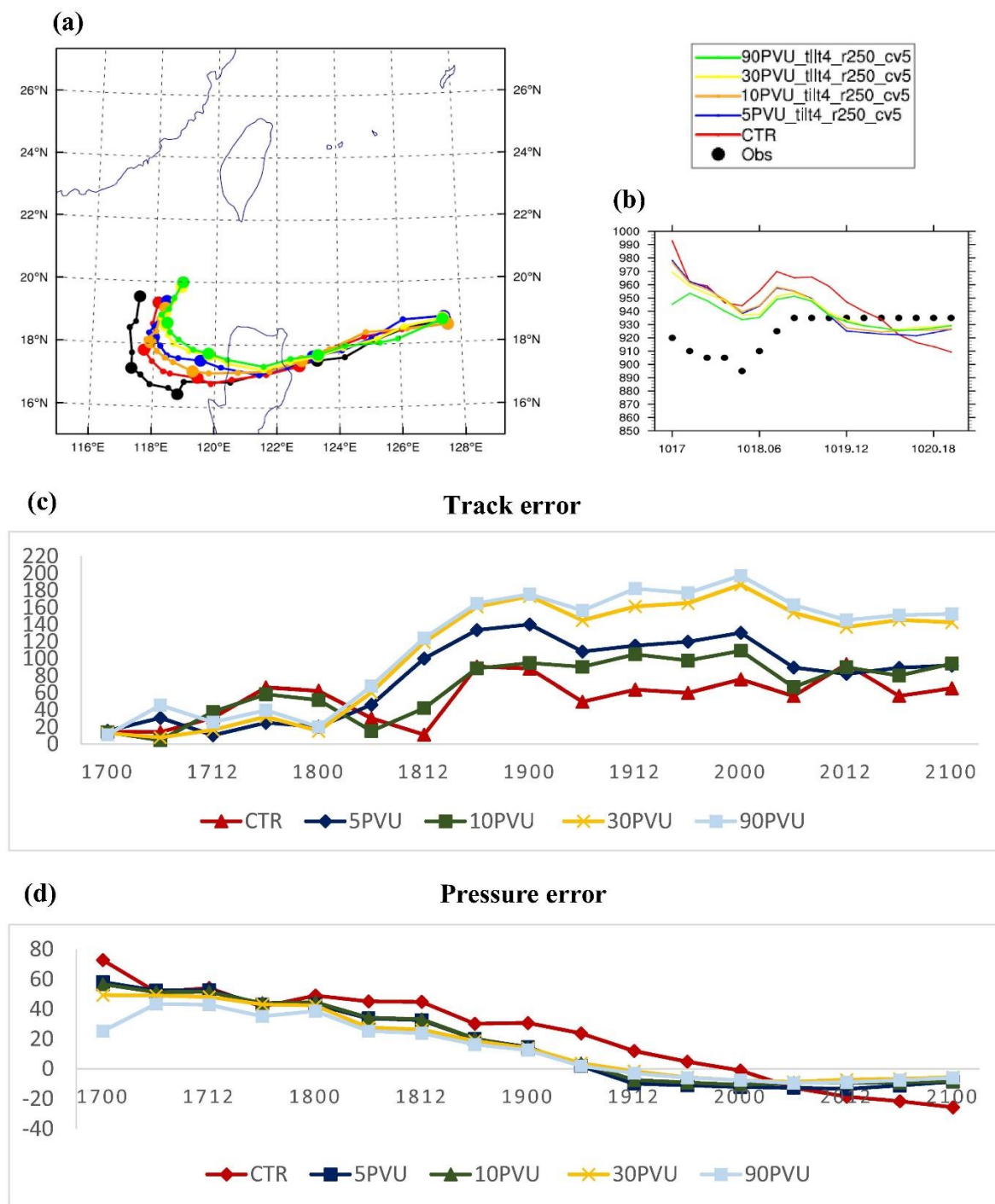


圖 8 同化不同位渦擾動振幅之(a) 96 小時颱風模擬路徑, (b) 96 小時颱風氣壓模擬, x 軸為日期, y 軸為氣壓(hPa), (c) 96 小時颱風模擬路徑誤差, x 軸為時間, y 軸為路徑誤差(km), (d) 氣壓模擬誤差, x 軸為日期, y 軸為氣壓誤差(hPa)。

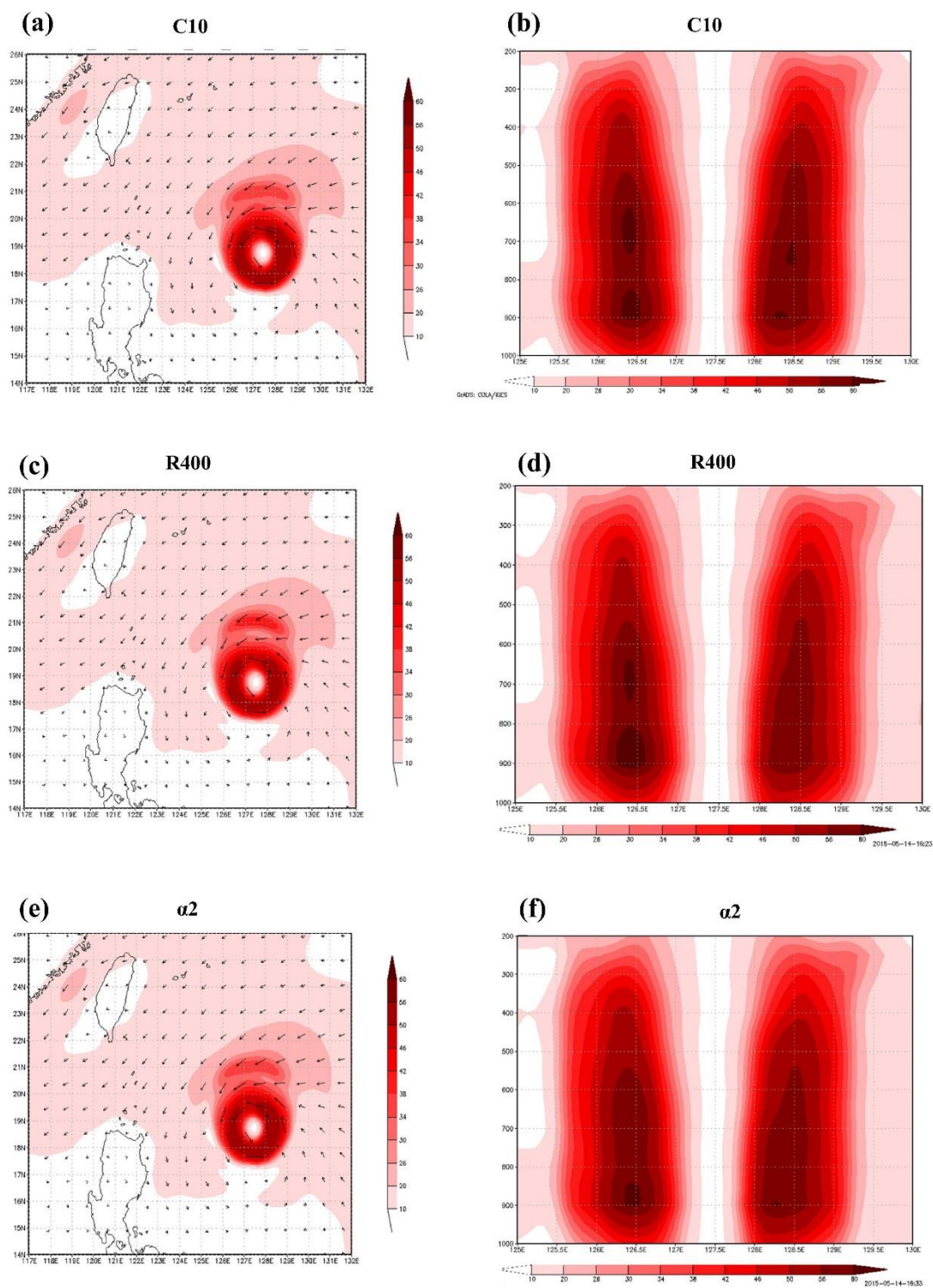


圖 9 同化不同選取切割半徑及位渦擾動遞減率之水平及經向垂直剖面。(a)、(b) C10，(c)、(d)選取切割半徑 400 公里，(e)、(f)位渦擾動遞減率 $\alpha = 2$ ，色階為風速(m s^{-1})，圖(b)、(d)、(f)垂直座標單位為氣壓(hPa)。

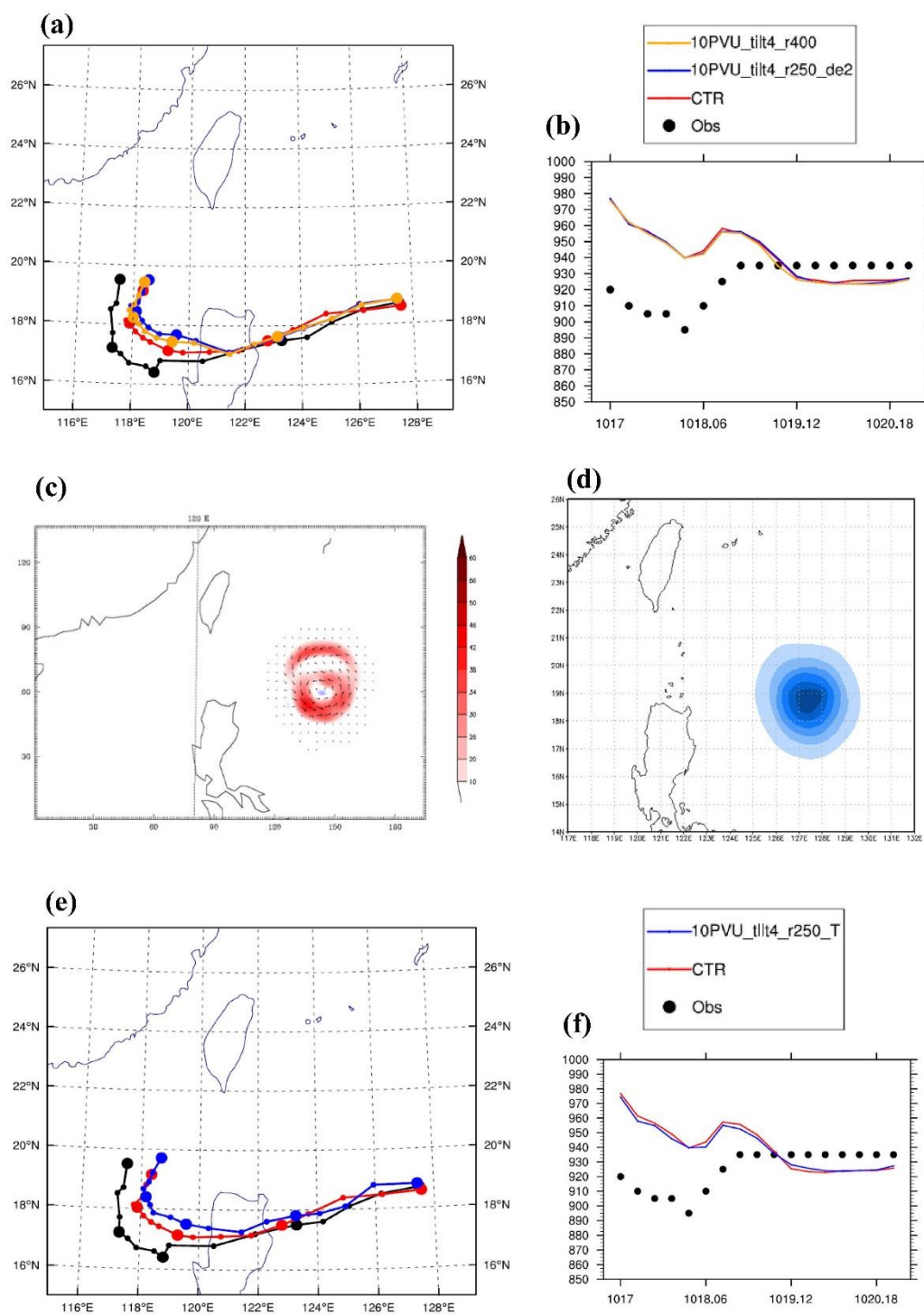


圖 10 同化不同選取切割半徑及位渦擾動遞減率之，(a)颱風模擬路徑，(b)模擬氣壓。同化溫度之，(c)風速增量，色階為風速(m s^{-1})，(d)溫度增量，色階為溫度($^{\circ}\text{C}$)，(e) 96 小時颱風模擬路徑，(f) 96 小時颱風氣壓模擬。

生較大路徑誤差，因此在進行同化時不會加入溫度場。

(三) 位渦收支診斷

在上一節，測試了虛擬反演渦旋擾動位渦分布各項參數，得到對於強烈颱風之最佳設定，本章節將利用此設定產生之初始場，使用 WRF 模式進行 96 小時模擬，每 10 分鐘輸出一筆資料，將六筆資料平均進行位渦收支分析，因此本章節之位渦收支各項為每小時平均，並於三個不同時間點做位渦收支分析，分別為 2010 年 10 月 18 日 0000 UTC、2010 年 10 月 19 日 0600 UTC 及 2010 年 10 月 20 日 1800 UTC，18 日 0000 UTC 為登陸菲律賓前，19 日 0600 UTC 為離開菲律賓，且為轉彎前，位於菲律賓西側外海，20 日 1800 UTC 為轉彎後，模擬路徑及選取時間點可參考圖 11a。選取登陸菲律賓前後目的是探討梅姬颱風受到地形影響，其絕熱及非絕熱各項貢獻及其動力、熱力轉變機制，而選取轉彎前後時間點，目的是希望能了解梅姬颱風轉彎前後位渦收支的各項大小、分布變化及差異。

圖 11b 為利用 WRF 模式模擬在 2010/10/19/0000 UTC 之位渦經向垂直剖面，圖 11c 為 Yau et al. (1999) 利用雲解析度模式模擬的位渦垂直剖面，而此模擬之位渦結構與觀測之位渦分布十分相似，因此將此圖與本研究模擬的位渦做比較，可看出同樣具有一個雙極分布，呈現一個類似 H 型位渦結構，並在眼牆內最大風切位置有位渦極值，說明本研究模擬之位渦與典型的位渦型態與極值分布是相符的。圖 12 為 1.5 公里高度水平風場、模擬路徑及位渦於不同時間分布，由圖 12a、b、c、d 四張圖可看出，梅姬颱風在 18 日 0000 UTC 時靠近菲律賓東側已接觸陸地，並在颱風北

方有較大風速，極值約為 60 m s^{-1} ，到了 18 日 0600 UTC (b 圖)，颱風登陸呂宋島後，風場受到地形破壞，風場形成非對稱結構，風速減弱，極值約為 40 m s^{-1} ，到了 19 日 0600 UTC (c 圖) 颱風離開菲律賓，到達菲律賓西側外海，可看出颱風風速增強，風場結構逐漸趨於完整對稱，並在颱風東側有風速最大值，約為 70 m s^{-1} ，最後到了 20 日 1800 UTC (d 圖)，颱風轉彎後形狀已恢復對稱同心圓分布，風速極值約為 70 m s^{-1} ，圖 12 e.f.g.h 位渦圖可看出相同結果。

由於颱風一般而言在低層 (2 公里以下) 為入流，在中層 (3~5 公里) 為出流，因此在分析時選取了 850 hPa 及 700 hPa 兩種高度進行討論，另外本文分析時將 850 hPa 高度通常下層，700 hPa 稱為上層以便討論。

(四) 登陸前位渦收支分析

接著對登陸菲律賓前 (18 日 0000 UTC) 進行位渦收支分析，此時梅姬颱風位於菲律賓東方，颱風西側已接觸菲律賓，颱風東側及西側有較高的切向風，最大風速大約為 60 m s^{-1} 。圖 13 為 18 日 0000 UTC 之位渦收支各項，a 圖 850 hPa 水平平流項，b 圖 700 hPa 水平平流項，c 圖為 850 hPa 垂直平流項，d 圖為 700 hPa 垂直平流項，e 圖為 850 hPa 潛熱作用項 (雲微物理過程)，f 圖為 700 hPa 潛熱作用項 (雲微物理過程)。平流作用扮演角色是使位渦重新分布，一個區域位渦增強勢必有另個區域減弱，因此分布上一般是形成偶極分布，且會隨著氣旋逆時針的傳送。由 a 圖可看出在 850 hPa 高度，水平平流項於颱風東側為負貢獻，西側為些微的正貢獻，而我們知道颱風在低層水平平流作用，會藉由低層入流使眼牆外較低的位渦向內旋入，往眼牆輸送，因此會降低低層

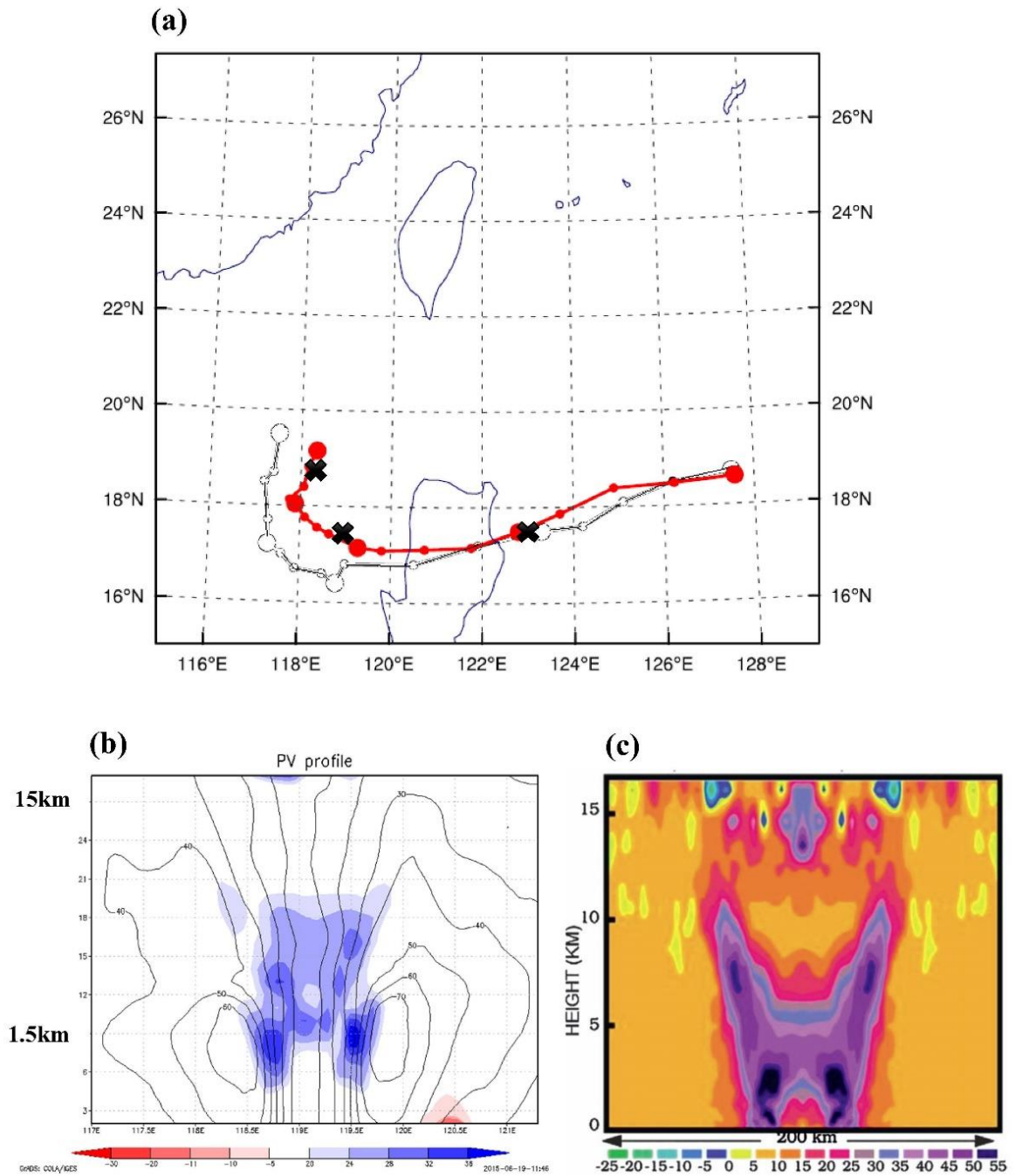


圖 11 (a)同化虛擬位渦反演渦旋之 WRF 96 小時模擬路徑及分析時間點，紅線為模擬路徑，虛線為 CWB 最佳路徑，(b)WRF 模式模擬之位渦垂直分布，(c) Yau et al. (1999)利用雲解析度模式模擬之位渦垂直剖面，色階為位渦(PVU: $10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{K kg}^{-1}$)。

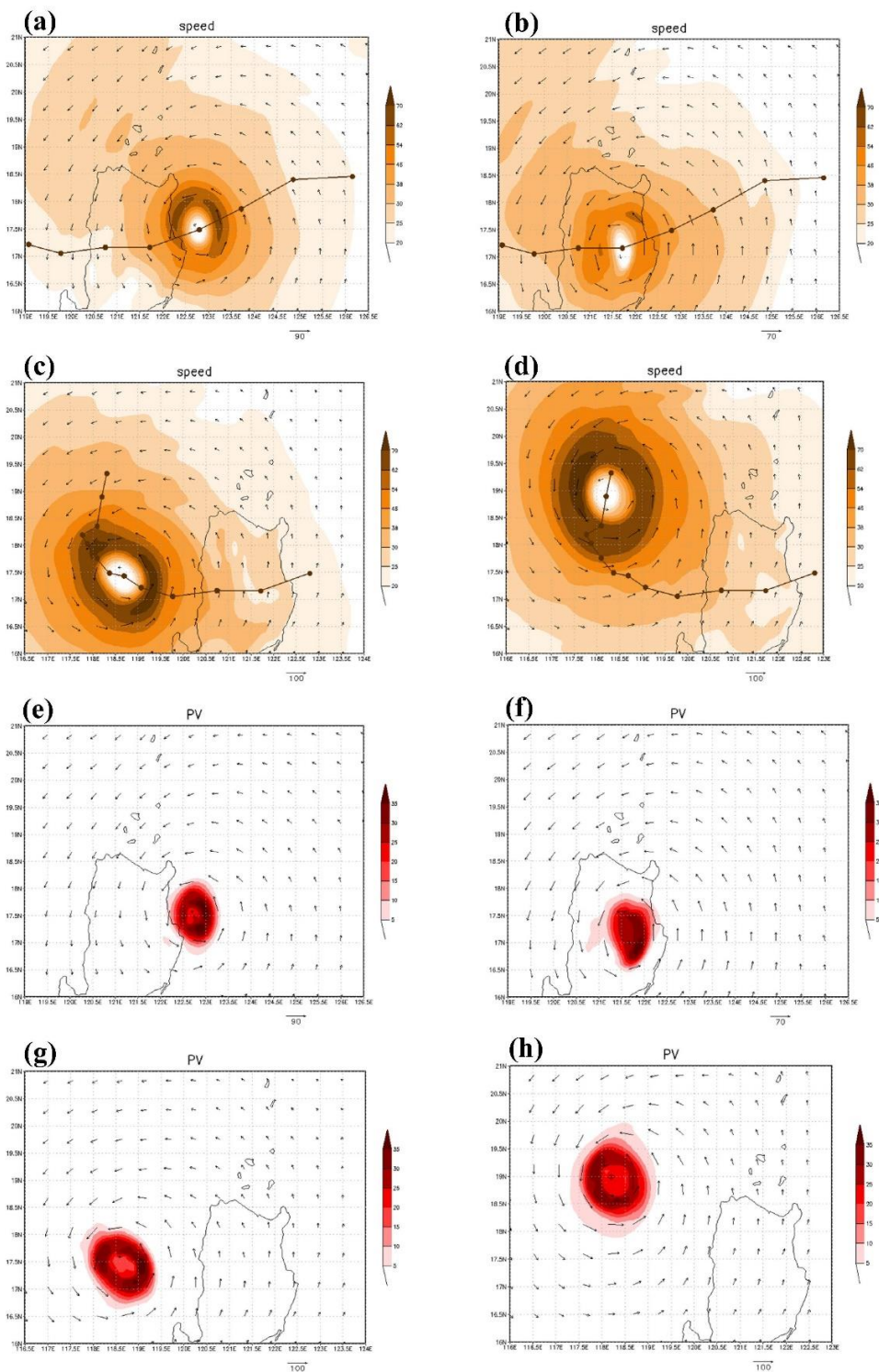


圖 12 不同時期 1.5 公里高度之風場及風向，18 日(a) 0000 UTC，(b) 0600 UTC，(c) 19 日 0600 UTC，(d) 20 日 1800 UTC，及位渦場，(e) 18 日 0000 UTC，(f) 18 日 0600 UTC，(g) 19 日 0600 UTC，(h) 20 日 1800 UTC。褐色 shade 為風速(m s^{-1})，色階為位渦($\text{PVU} : 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{K kg}^{-1}$)。

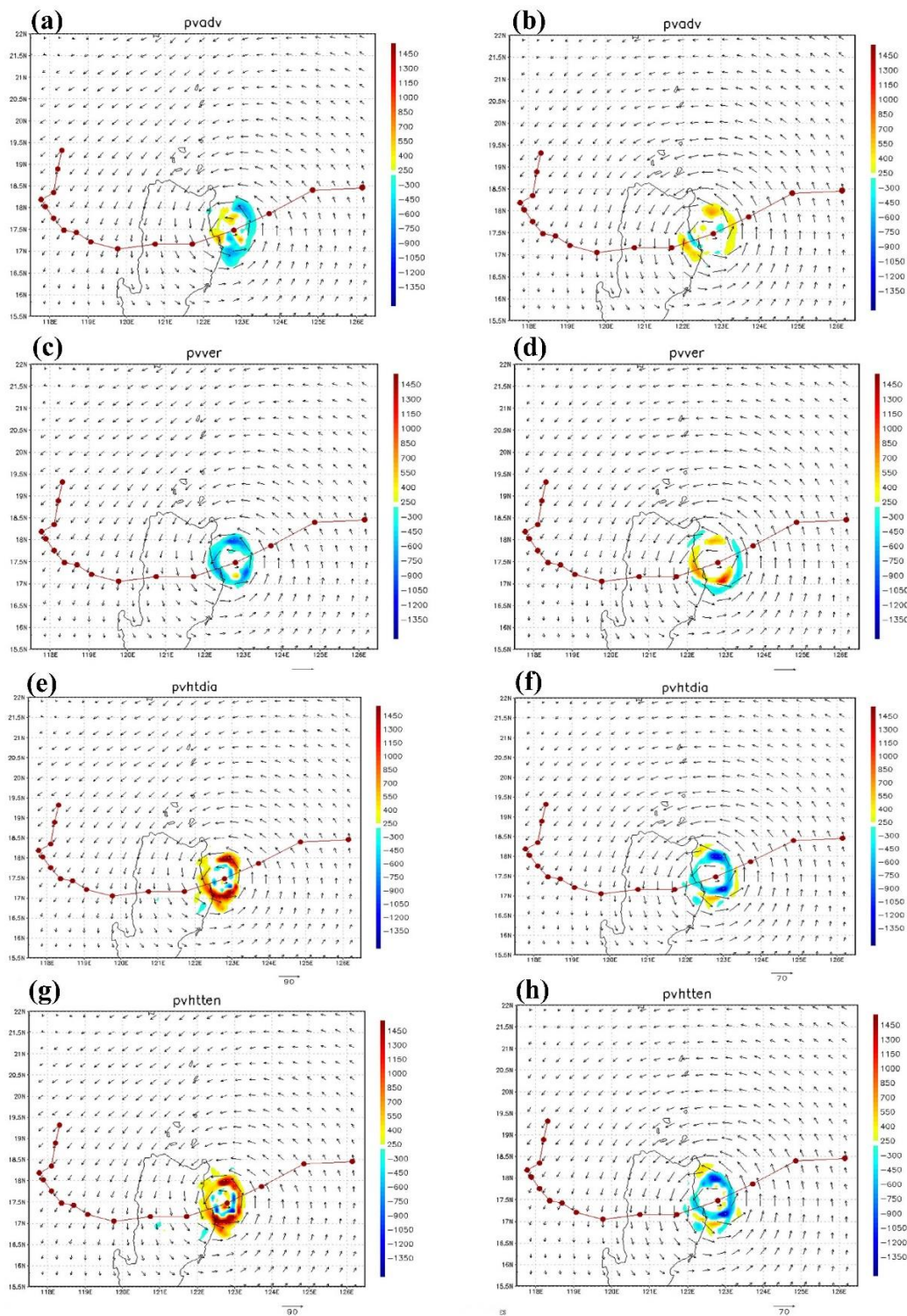


圖 13 18 日 0000UTC 之位渦(a) 850 hPa 水平平流項, (b) 700 hPa 水平平流項, (c) 850 hPa 垂直平流項, (d) 700 hPa 垂直平流項, (e) 850 hPa 潛熱作用項 (雲微物理過程), (f) 700 hPa 潛熱作用項, (g) 850 hPa 非絕熱作用總和, (h) 700 hPa 非絕熱作用總和, 色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$), 箭頭為風向, 紅線為路徑。

的位渦，切向風則是使位渦氣旋式往下游傳遞，而此時西側由於已接近陸地，切向風速降低，平流作用往下游傳遞的效果減弱，西側的正區減少，然而靠近地形時，低層內流作用增強，在颱風東側之負貢獻增加，而 b 圖可看出水平平流作用將中心較高的位渦藉由上層出流，往眼牆外輸送，因此有上層有正的貢獻，c 圖為垂直平流作用，可看出垂直平流作用在低層為負貢獻，藉由垂直運動，將低層的高位渦值往上層輸送，因此在上層有正貢獻（d 圖），e 圖為潛熱加熱作用，本研究中此項是來自雲微物理參數化計算而來，因此可當成潛熱作用項，可由圖中看出，潛熱貢獻在低層有最大的正貢獻，上層（f 圖）有最高負貢獻，對於垂直運動（未附圖）可看出潛熱作用極值位於最大眼牆附近最大上升運動位置，可說明此項藉由垂直運動水氣潛熱釋放產生正貢獻，而到了上層（700 hPa），水氣供應減少，高於凝結潛熱釋放加熱極值處，因此產生負的溫度梯度，且液態水蒸發產生負貢獻，降低上層位渦，而由此六圖可看出潛熱作用為此時期主宰颱風的主要貢獻項，g、h 為 850 hPa 及 700 hPa 非絕熱作用總和，圖 g 為 850 hPa 的非絕熱作用總和，其整體分布受到潛熱作用主導，而受到地形影響，並非在颱風移動方向前側有較高的非絕熱作用趨勢，而是在其東側有較高的貢獻，圖 h 為 700 hPa 的非絕熱作用總和，可看出在上層為負的貢獻，此分布同樣是受到潛熱作用所主導。

圖 14 為 1800 UTC 颱風中心之經向垂直剖面，由 a、b 圖可看出，平流作用在低層（850 hPa 以下）扮演一個減弱的角色，並經由垂直運動將位渦向上傳遞，非絕熱作用大致上與邊界層的紊流混合作用及平流作用抵銷，由於此時颱風是東西向移動並且在西側接觸地形，因此南北向剖面

的各項位渦趨勢分布較為對稱且強度較強，而可看出此時颱風整體位渦趨勢並無明顯的加強或減弱特徵。

圖 15 為 18 日 0000 UTC 颱風中心之緯向垂直剖面，a 圖為水平平流項，如同先前提到，在低層靠近陸地側，受到地形影響，切向風速減弱，平流效果降低，因此颱風東側負貢獻較為明顯，由於眼牆隨高度向外傾斜，使上層（700 hPa）內流消失並逐漸轉為出流，並將眼牆內較高位渦向外輸送，b 圖為垂直平流項，可看出在眼牆內最大上升運動的位置有負貢獻極值，且形態是沿著上升運動延伸，將低層較高的位渦往上層輸送。c 圖為雲物理過程造成的潛熱加熱率，與 d 圖潛熱作用項對照，可看出其形態相似，極值分布一致，這是由於潛熱作用項是由加熱率計算而來，在大約模式第六層附近有最大加熱率，而到了模式 12 層時，轉變為負加熱率，d 圖為潛熱作用項，在眼牆最大上升運動的位置，有最強的潛熱釋放，因此增加底層的位渦，而在上層水氣供應減少，且高於凝結潛熱釋放加熱極值處，產生負的溫度梯度，且液態水蒸發產生負貢獻，使位渦降低，因此此項分布是沿著垂直運動延伸，e 圖為非絕熱作用總和，非絕熱作用包括了雲物理的潛熱釋放、邊界層的紊流作用、摩擦作用、長短波輻射等…，但本研究中長短波輻射因為量值小了一個數量級以上（未附圖），因此只呈現較大的作用項，而非絕熱作用總和在低層有正的貢獻，上層有較弱的負貢獻，此分布主要是由潛熱作用及紊流作用所主導，摩擦作用僅在登陸時作用較為明顯，而 f 圖是位渦趨勢，可以看出此時，颱風西側有正的位渦趨勢，東側有負的位渦趨勢，而此結果是由於西側受到地形抬升，有較高的潛熱釋放，且水平平流作用在西側之高值造成。圖 16 是將潛熱作用

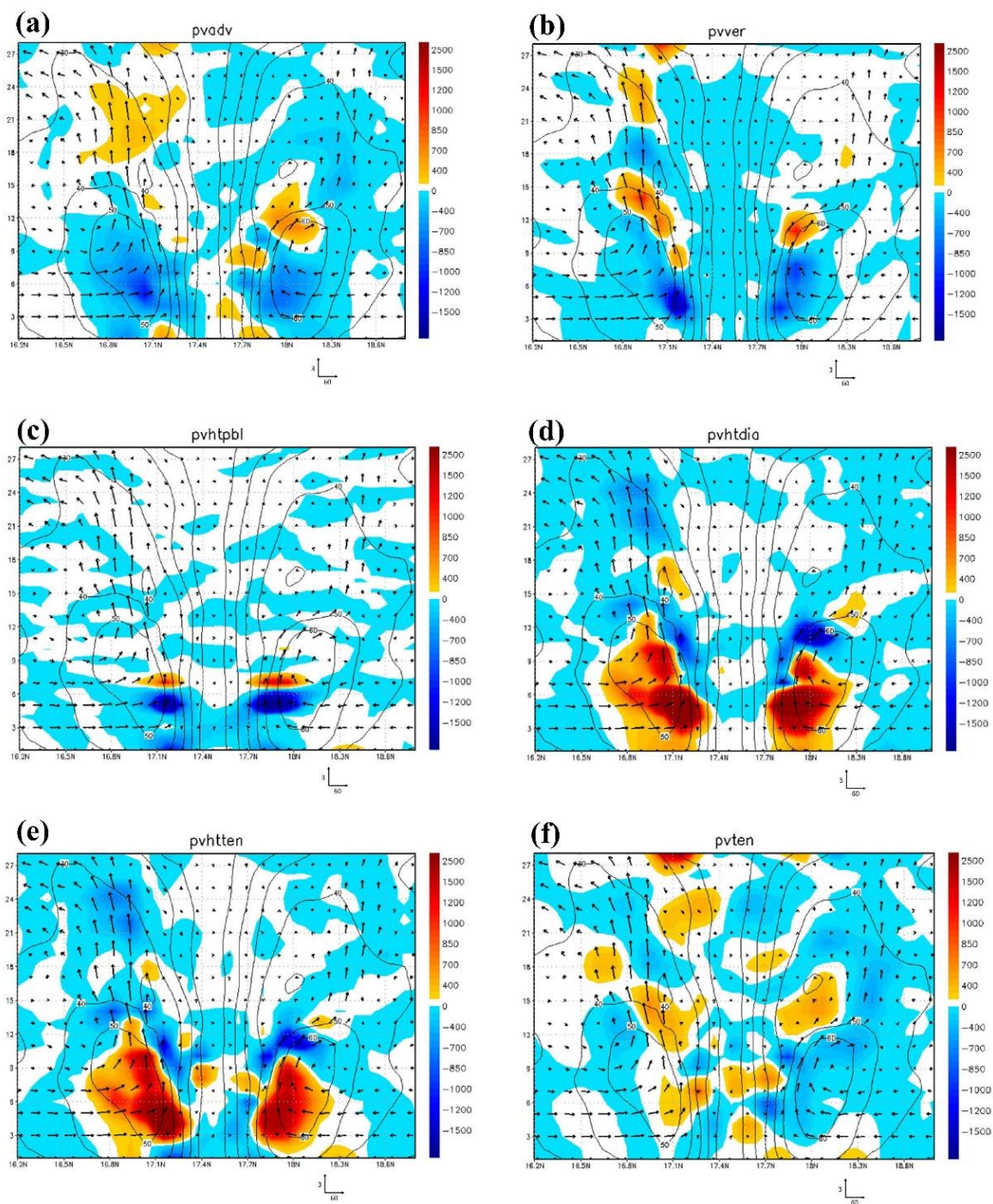


圖 14 18 日 0000UTC 之經向垂直剖面：(a)水平平流項，(b)垂直平流項，(c)邊界層紊流作用項，(d)潛熱作用項（雲微物理過程），(e)非絕熱作用項，(f)位渦趨勢項。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1} \text{ s}$)，箭頭為風向，等值線為合成風場(m s^{-1})，垂直座標為模式層。

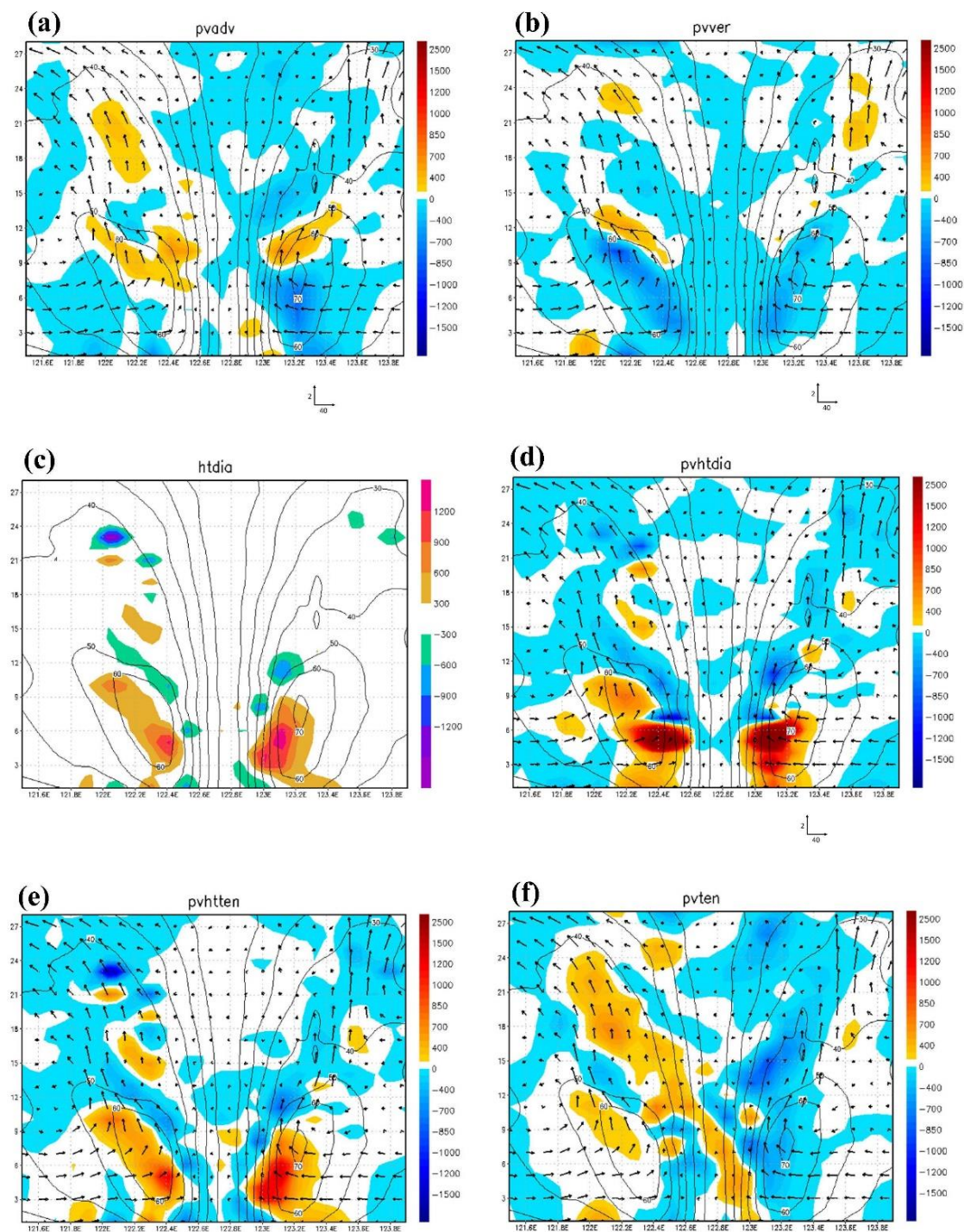


圖 15 18 日 0000 UTC 之緯向垂直剖面：(a)水平平流項，(b)垂直平流項，(c)潛熱加熱率(J/s)，(d)潛熱作用項（雲微物理過程），(e)非絕熱作用項，(f)位渦趨勢項。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$)，箭頭為風向，等值線為合成風場(m s^{-1})，垂直座標為模式層。

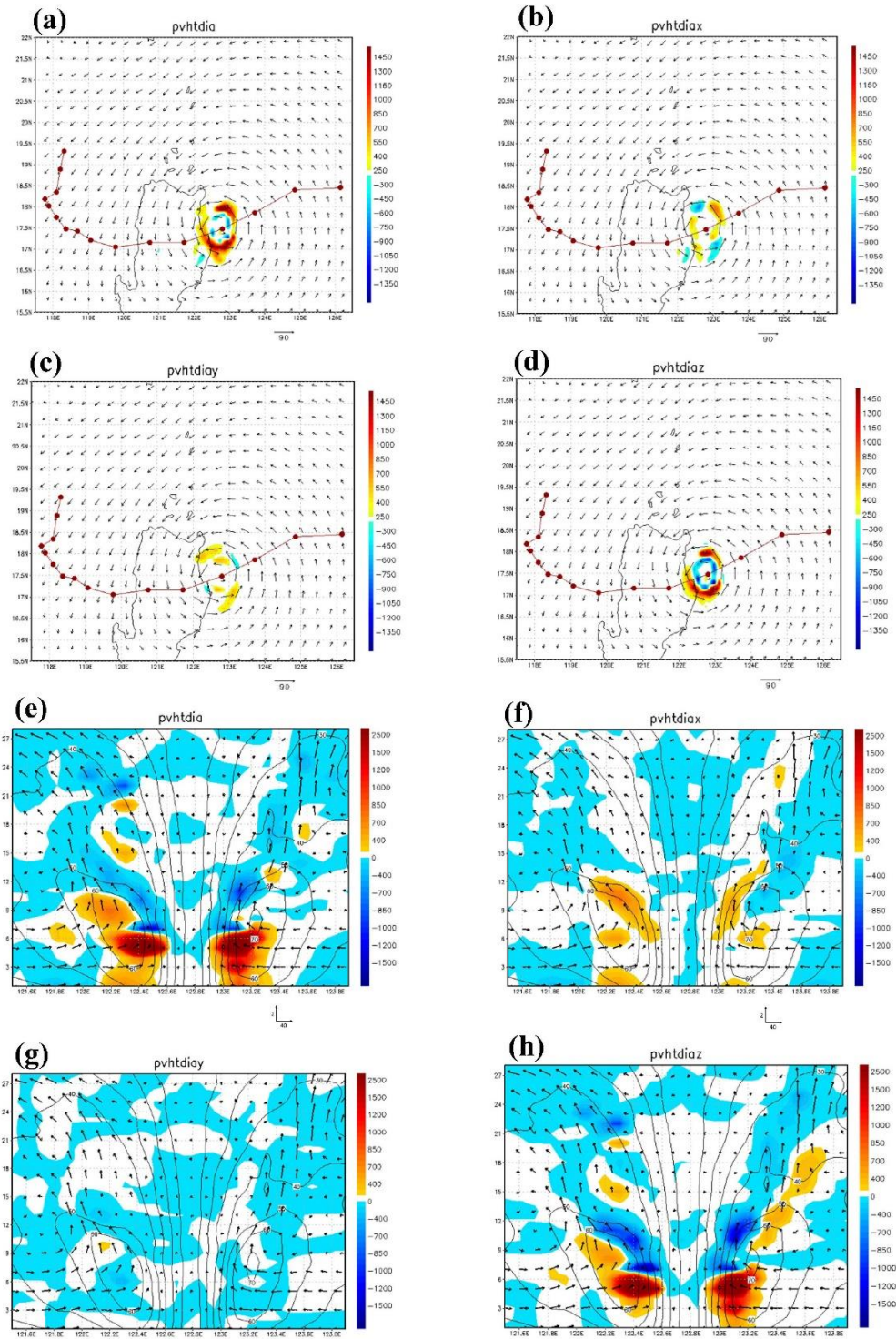


圖 16 18 日 0000 UTC 之水平與緯向垂直剖面，(a)、(e)潛熱作用項（雲微物理過程），(b)、(f)潛熱作用項 X 方向分量，(c)、(g)潛熱作用 Y 方向分量，(d)、(h)潛熱作用 Z 方向分量。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$)，等值線為合成風場(m s^{-1})。

項分為水平與垂直 x, y, z 三個分量，進行探討， a, b, c, d 四圖為水平剖面， e, f, g, h 為緯向垂直剖面，從此八圖中可看出，潛熱作用皆為 z 方向所主導。

(五) 登陸後（轉彎前）位渦收支分析

此時為 19 日 0600 UTC，颱風離開菲律賓，位於西方外海，且在颱風西北及東南側有較高的風速及位渦值，由於此時甫離開地形，因此眼牆正在進行重建中，形狀並非同心圓，而呈現東南—西北走向的橢圓結構，並在長軸兩端有較高的風速和位渦。圖 17 為 19 日 0600 UTC 之位渦收支各項， a 圖為 850 hPa 水平平流項， b 圖為 700 hPa 水平平流項， c 圖為 850 hPa 垂直平流， d 圖為 700 hPa 垂直平流項， e 圖為 850 hPa 潛熱作用項（雲微物理計算而來）， f 圖為 700 hPa 潛熱作用項，由 a 圖水平平流可看出，在颱風東南、西北側有最大負貢獻，而此負貢獻是由於此二處有較高的風速及位渦，透過平流作用將較高位渦逆時針帶往下游傳遞， c 圖及 d 圖說明了垂直平流作用藉由垂直運動，將低層位渦往上層輸送，增加上層眼牆之位渦，減少低層位渦，而此分布也與垂直運動分布相仿， e 圖為 850 hPa 潛熱作用，可看出在低層東南西北側同樣有最大正貢獻，此貢獻是由於透過最大上升運動潛熱釋放，加強低層位渦，而到了 700 hPa（ f 圖），高於凝結潛熱釋放加熱極值處，產生負的溫度梯度，且水氣供應減少，蒸發作用冷卻降低此處位渦值。

由 850 hPa 及 700 hPa 非絕熱作用總和（圖 18a、b）可看出在眼牆有較高位渦趨勢，而東北西南側有位渦正貢獻極值，此極值分布主要是由潛熱作用主導，同樣可由此圖看出最高趨勢處為颱風移動方向（向西），位渦趨勢圖（圖 18c、d）可發現，颱風移動方向之右側有負位渦趨勢，東

側有正的位渦趨勢，說明颱風西北側正逐漸減弱而西側增強，而此破碎不對稱分布是由於甫離開地形，處於重建階段。

圖 19 為 19 日 0600 UTC 颱風中西之緯向垂直剖面，由於此時颱風移動方向為由東向西，因此取東西向剖面進行分析， a 、 b 圖分別為水平平流及垂直平流，由此二圖可說明，在颱風底層，由於颱風切向風速逐漸增強，切向風速的平流作用大於徑向入流的平流作用，因此水平平流項呈現雙極分布，將東南—西北區域較高的位渦逆時針帶往下游，並透過垂直運動，將眼牆低層位渦向上輸送，因此平流作用扮演了降低低層眼牆，並增強中高層位渦的角色， c 圖為邊界層內紊流作用產生貢獻，可看出在眼牆附近有最大的負貢獻，此貢獻是由於眼牆內有最強切向風速及上升運動，因此有較強紊流及潛熱釋放，將低層的位渦向上輸送，增加邊界層頂附近之位渦， d 圖為潛熱作用項，可看出此項量值相較於其他項為最大項，主宰了颱風的能量主要供應，透過垂直運動，低層水氣凝結潛熱釋放增加位渦，到了上層蒸發冷卻降低位渦，而由於颱風西側有較高的垂直運動，因此在西側的正貢獻延伸到較上層，即使平流作用及紊流作用降低了低層的位渦值，颱風仍能維持強度，歸功於潛熱作用的貢獻， e 圖為非絕熱項總和，可看出在颱風西側有較高位渦趨勢，而此分布可印證颱風移動路徑是朝向非絕熱位渦趨勢極值前進， f 圖為位渦趨勢，可看出颱風此時正逐漸增強，而西側增幅較為明顯，此分布是由低層的潛熱作用項與上層的平流作用造成，因此此時颱風東西側強度正逐漸增強，南北側逐漸減弱。同樣將非絕熱貢獻項分為 X, Y, Z 三個分量進行分析（圖 20），不管由水平或垂直分布，都可看出此時同樣是由 Z 方向分量所主導，

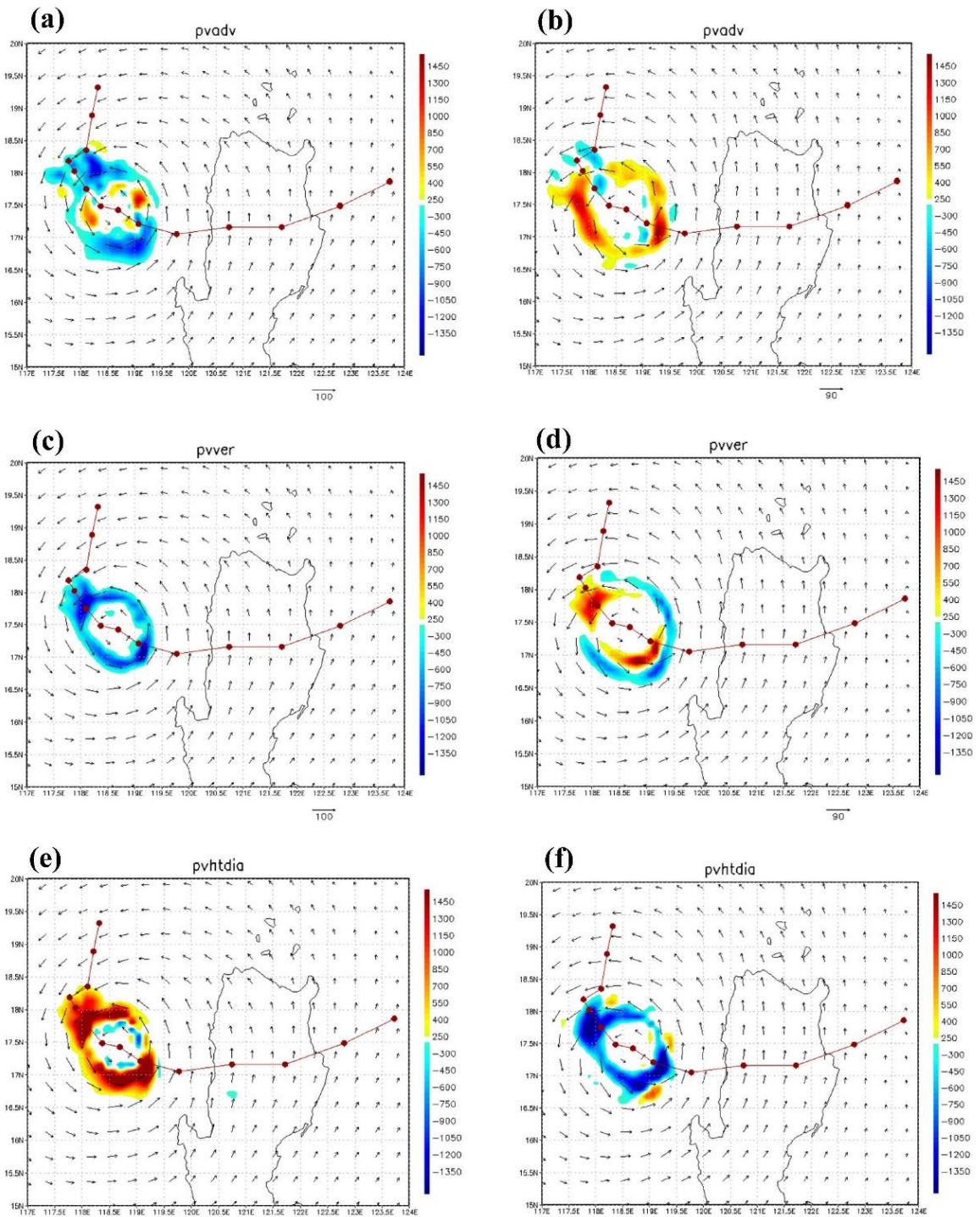


圖 17 19 日 0600 UTC 之位渦(a) 850 hPa 水平平流項, (b) 700 hPa 水平平流項, (c) 850 hPa 垂直平流項, (d) 700 hPa 垂直平流項, (e) 850hPa 潛熱作用項 (雲微物理過程), (f) 700 hPa 潛熱作用項 (雲微物理過程)。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$), 箭頭為風向, 紅線為路徑。

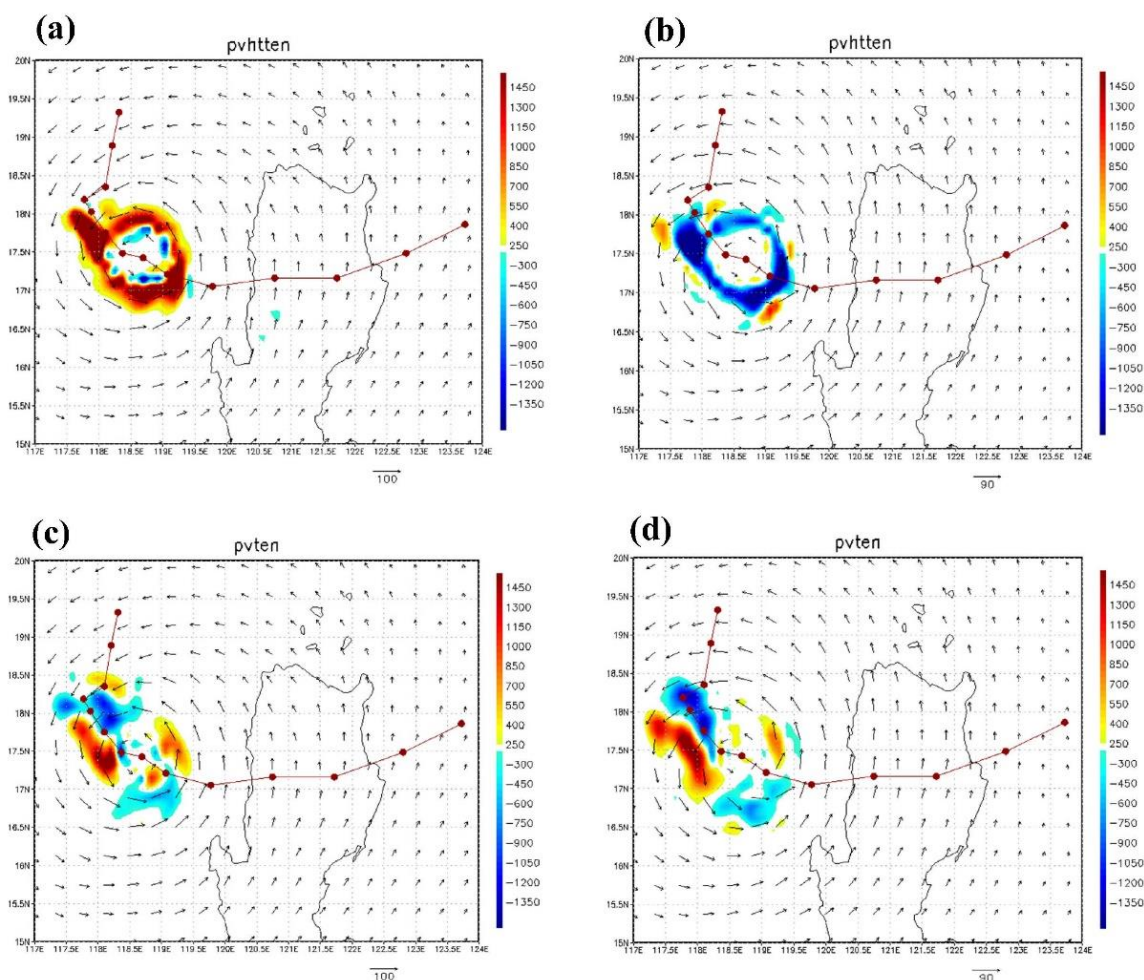


圖 18 19 日 0600UTC 之位渦(a) 850 hPa 非絕熱作用項總和, (c) 700 hPa 非絕熱作用總和, (b) 850 hPa 位渦趨勢, (d) 700 hPa 位渦趨勢。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$), 箭頭為風向, 紅線為路徑。

在上層 X 方向的分量也有顯著的正貢獻, 而 Z 方向的分量與水平渦度之垂直梯度大小有關。

(六) 轉彎後位渦收支分析

此時為 20 日 1800 UTC, 颱風北轉並持續往北移動, 颱風西北側有較強風速及較高位渦, 相較於 19 日 0600 UTC, 颱風趨於對稱之同心圓結構, 說明颱風登陸時 (18 日 0600 UTC) 受到地形影響, 結構破碎零散, 位渦減弱, 甫離開陸地後 (19 日 0600 UTC) 颱風仍為非對稱之橢圓結

構, 但強度逐漸增強並趨於對稱, 到了 20 日 1800 UTC 北轉後, 颱風結構較對稱完整, 但強度逐漸減弱。

圖 21 為 20 日 1800 UTC, 850 hPa 高度之位渦收支各項, 可由此六圖看出, 此時颱風結構相較於 19 日 0600 UTC 更加對稱且完整, 圖 a 為水平平流項, 可看出在颱風西北方有最大負貢獻, 此貢獻與西北側有位渦及風速極值有關, 透過水平平流作用將位渦往下游傳遞, 圖 b 為垂直平流,

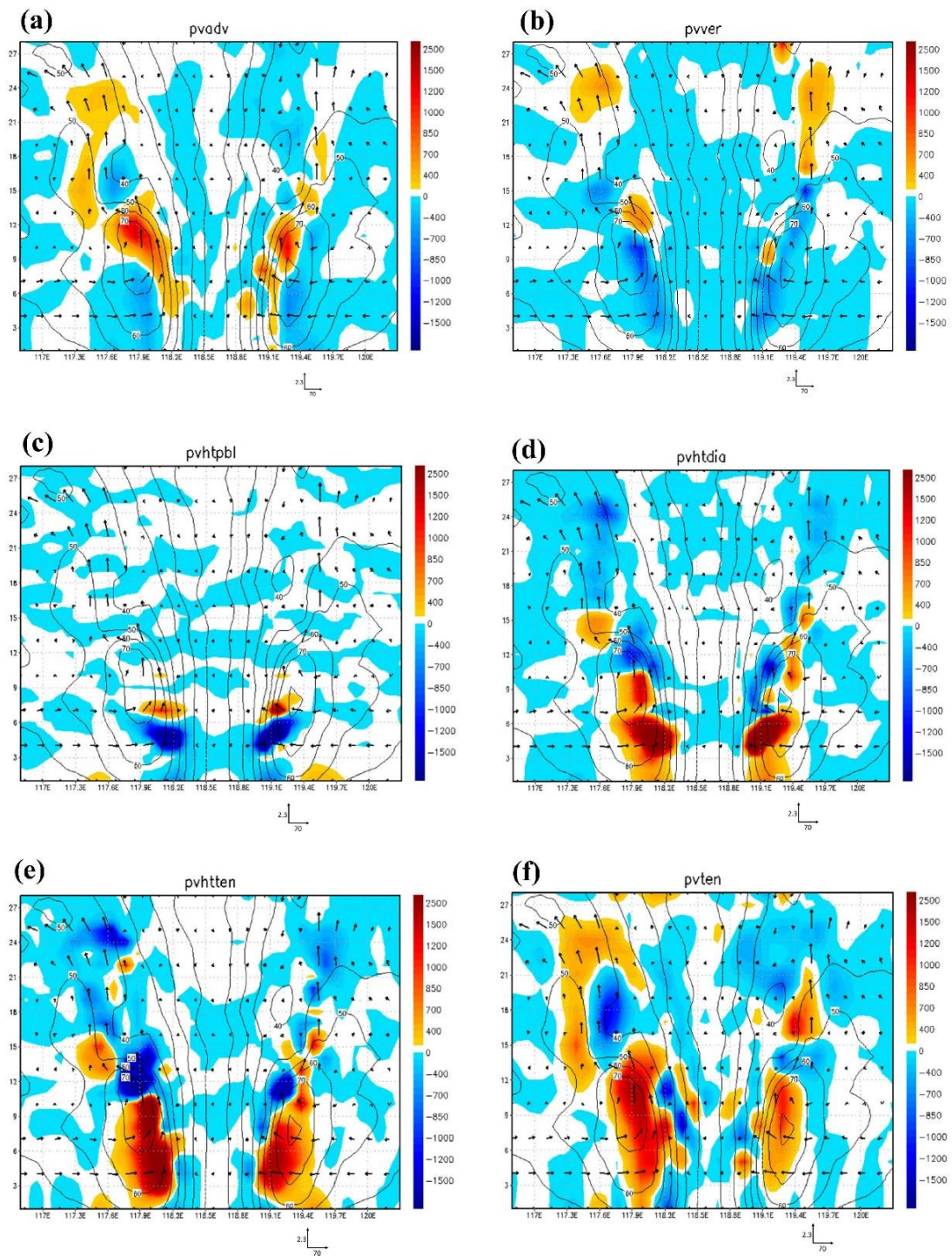


圖 19 19 日 0600 UTC 之緯向垂直剖面：(a)水平平流項，(b)垂直平流項，(c)邊界層紊流作用項，(d)潛熱作用項（雲微物理過程），(e)非絕熱作用項，(f)位渦趨勢項。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}/\text{s}$)，等值線為合成風場(ms^{-1})，箭頭為風向，垂直座標為模式層。

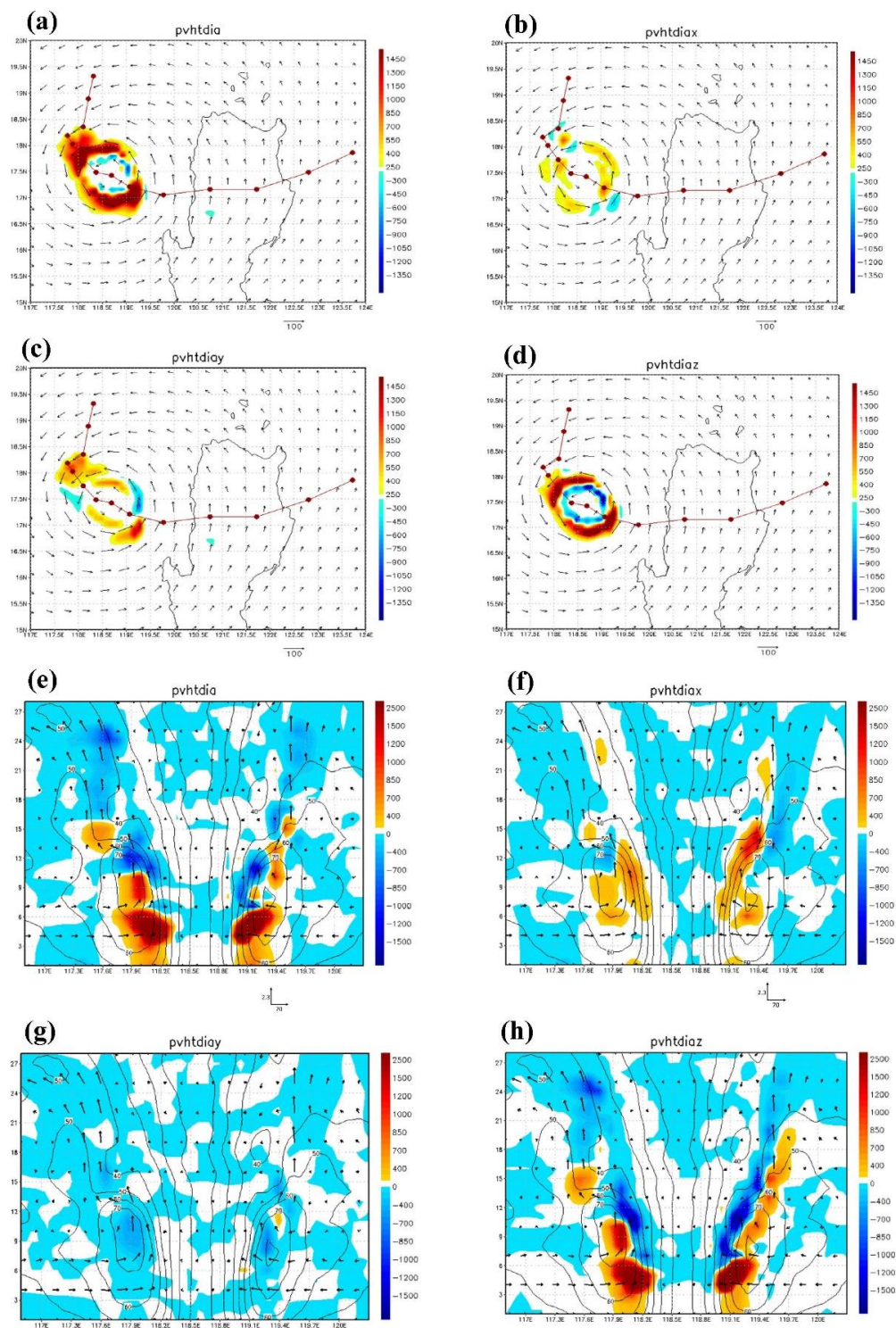


圖 20 19 日 0600 UTC 之位渦各項水平與緯向垂直剖面，(a)、(e)潛熱作用項(雲微物理過程)，(b)、(f)潛熱作用項 X 方向分項，(c)、(g)潛熱作用 Y 方向分量(d)、(h)潛熱作用 Z 方向分量。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1} \text{ s}$)。

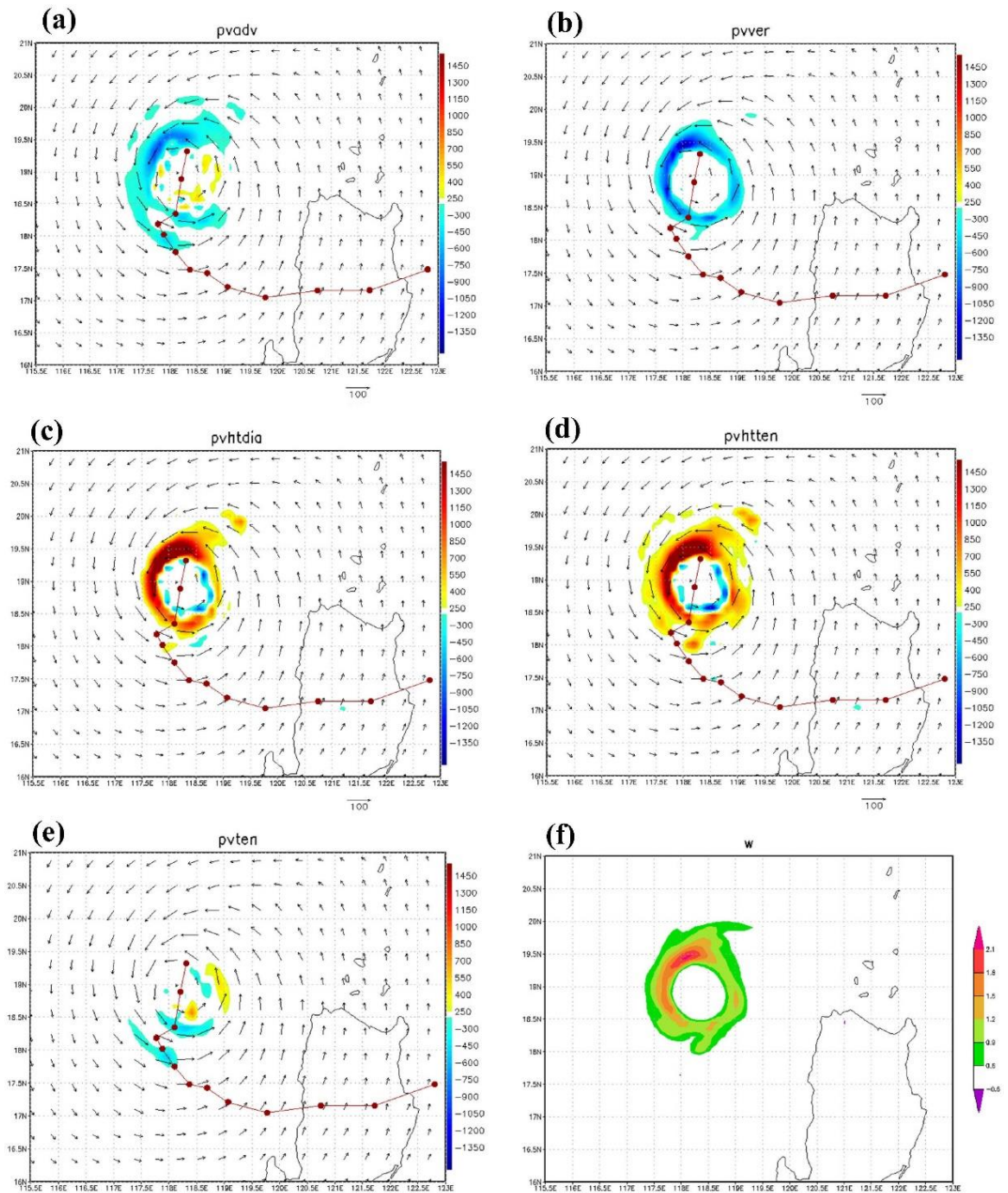


圖 21 20 日 1800 UTC，850 hPa 高度(a)水平平流項，(b)垂直平流項，(c)潛熱作用項（雲微物理），(d)非絕熱作用總合，(e)位渦趨勢項，(f)垂直運動。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1} \text{ s}$)，箭頭為風向，(f)圖色階為垂直運動(m s^{-1})。

與圖 f 垂直運動作比較，極值分布與 f 圖是相似的，說明藉由垂直運動將低層位渦往上層傳送，圖 c 為非絕熱作用，同樣與圖 f 對照，在最大上升運動的地方有最大的正貢獻，而 d 圖為非絕熱作用總和，其整體型態與 c 圖是相似的，說明此時潛熱作用主宰了大部分的非絕熱作用，此項最高值位於颱風北部，也與颱風移動路徑有關，基本上是朝著最大梯度方向前進。最後 e 圖為位渦趨勢，可看出此時颱風整體強度並無明顯增加或減少。

接著同樣將各項取垂直剖面，由於此時颱風是由南向北運動，因此取經向垂直剖面（圖 22），圖 a 為水平平流，可看出在颱風北方低層有較高的負貢獻，此分布與此時颱風的位渦和風速極值分布有關，b 圖為垂直平流，在颱風北側低層有最高負貢獻，上層有最大正貢獻，而造成此分布是因為此時北方有最大之上升運動，將低層位渦帶往上層，c 圖為 PBL 之紊流混合作用，同樣是扮演將低層位渦往上層輸送的角色，d 圖為潛熱作用，北方的最大上升運動，造成低層有較強的潛熱釋放，因此有最大的正貢獻，e 圖為非絕熱作用總和，可看出其分布與潛熱作用分布相似，且在颱風行進方向前側有最大的正值。

五、討論與結論

本研究中利用 Wang and Zhang (2003)發展之位渦反演方法，以及 Kieu and Zhang (2010)所設計之虛擬位渦擾動分布，並結合黃(2012)位渦擾動分布設定、陳(2013)的同化設定，使用 WRF 3DVAR 同化虛擬位渦反演產生之風場及壓力場，進行 96 小時預報。本實驗選擇了過去尚未測試或測試較不完整的虛擬位渦擾動分布參數進行敏感度實驗，探討其對強烈颱風路徑及強度的影響。

當植入虛擬位渦反眼渦旋後，颱風的三維風場分布較未植入虛擬渦旋(CTR)結構對稱完整，且強度較強，溫度及風速增量部分可看出，增量僅侷限在同化半徑以內，溫度增量呈現同心圓結構，中心有最大值向外擴散，風場增量最大值在眼牆位置，說明植入虛擬位渦反演擾動渦旋，同時加強了熱力及動力結構。

在位渦擾動振幅敏感度實驗中可得到，越強的位渦擾動振幅，颱風強度越強，但會有越大的模擬路徑誤差，而強度則是相反結果，越強的位渦擾動振幅有越小的模擬氣壓誤差，最佳擾動振幅實驗組 10 PVU 96 小時模擬氣壓誤差相較於 CTR 改善了 17 hPa，而路徑誤差相較於 CTR 增加了 28 公里，90 PVU 實驗組氣壓誤差相較 CTR 改善了 19 hPa，路徑誤差則增加了 86 公里，因此隨著位渦擾動振幅的增加，路徑越往東北偏移，壓力則是越接近觀測。利用上一組實驗得到的最佳設定，做為此實驗的控制組 C10，進行選取切割半徑、位渦擾動遞減率、同化溫度的敏感度實驗。選取切割半徑意即選取平均場的範圍大小，越大包含的颱風周圍流場資訊越多，在 R400 實驗組中得知，調整選取切割半徑並不會對颱風本身結構、強度有顯著的影響，但由於包含更多不準確、較弱的環境流場資訊，模擬路徑會受到影響而產生偏轉，使路徑誤差增加。位渦擾動遞減率則會影響颱風上層、下層及眼牆的位渦擾動分布，越大的遞減率颱風的位渦擾動分布越集中，而從實驗發現，調整此項參數並不會對颱風強度造成影響，而路徑則是比 C10 較北偏。同化溫度的實驗可看出，同化溫度後，溫度增量明顯增加，使其熱力結構增強，但如同位渦擾動振幅敏感度實驗結果，越強的颱風，其向東北的分量就越大，造成路徑誤差增加。

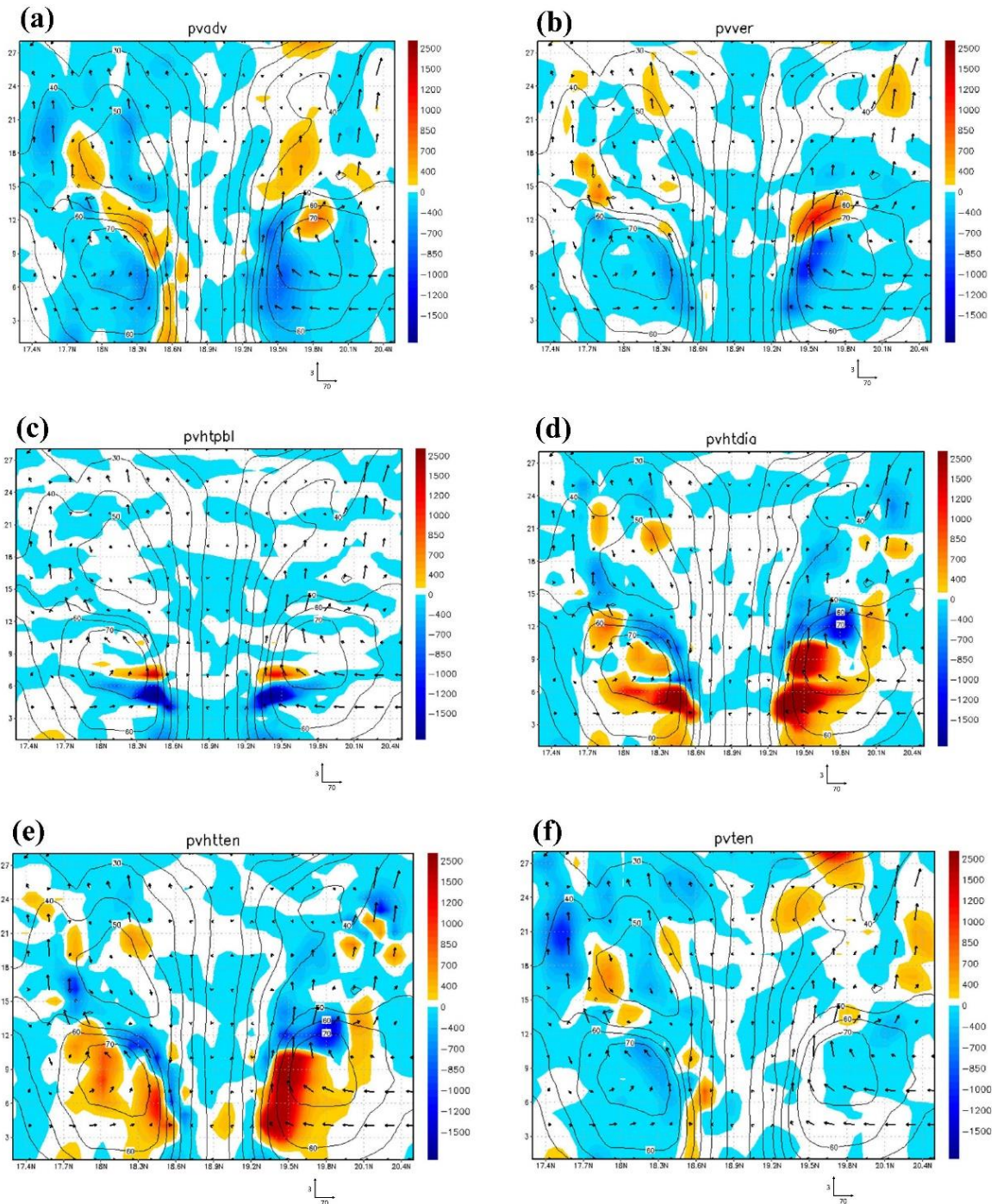


圖 22 20 日 1800 UTC 之經向垂直剖面(a)水平平流項, (b)垂直平流項, (c)邊界層紊流作用, (d)潛熱作用項(雲微物理過程), (e)非絕熱作用總合, (f)位渦趨勢項。色階為位渦趨勢($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1} \text{ s}$), 等值線為合成風場(m s^{-1}), 箭頭為風向, 垂直座標為模式層。

強烈颱風本身強度和結構較強，若要改變其強度必須給予更大的位渦擾動振幅，然而越強擾動振幅會使其路徑產生越大的偏折，且若加入更多的環境流場資訊，也會有更多的路徑誤差。因此較弱的擾動振幅、較小之切割半徑、眼牆遞減率 4、不同化溫度場為最佳的設定。

颱風登陸前，颱風西側受到地形影響，低層切向風減弱，位渦往下游傳送效果減弱，而靠近地形後，西側負貢獻消失。垂直平流與垂直運動型態分布具有高度的相似性，藉由垂直運動，將低層位渦往中高層輸送，增加中高層之位渦並降低低層位渦，說明平流作用是提供颱風中高層能量主要的作用之一。潛熱作用項則在低層眼牆附近有的最大正貢獻，上層有最高負貢獻，潛熱作用極值位於眼牆附近最大上升運動位置，藉由垂直運動，水氣凝結潛熱釋放產生正貢獻，而到了較中高層，高於凝結潛熱釋放加熱極值處，產生負溫度梯度，且液態水蒸發冷卻產生負貢獻，降低中高層位渦。由緯項垂直剖面可看出，眼牆隨高度向外傾斜，大約在 1.5 公里高度處，徑向內流轉為出流，並將眼牆內較高位渦向外輸送，而垂直平流作用與潛熱作用之正負貢獻型態隨著垂直運動向上延伸，集中在眼牆區域，說明眼牆內對流運動與颱風整體能量供應與維持息息相關，邊界層之紊流混合作用最大值集中在眼牆最大上升運動處，將底層較高的位渦往上傳遞，另外，摩擦作用僅在登陸時變的較為顯著。颱風在未受地形影響前，傾向朝非絕熱作用項(潛熱作用項)之最大梯度移動。颱風登陸時，颱風受到地形破壞，無法維持軸對稱結構，且位渦及風場強度降低，各項分布較為零碎，而在颱風西側，受到地形抬升，有較強的上升運動，使潛熱作用項有較高的正貢獻。

在 19 日 0600 UTC 時，颱風甫離開菲律賓，眼牆正在進行重建中，強度逐漸增加，形狀逐漸趨於同心圓，呈現東南—西北走向的橢圓結構，並在長軸兩端有較高的風速和位渦，而此東南—西北的結構，影響各項的極值分布。由於颱風切向風速逐漸增強，切向風速的平流作用大於徑向入流的平流作用，因此水平平流項呈現雙極分布，將東南—西北區域較高的位渦逆時針帶往下游，並透過垂直運動，將眼牆低層位渦向上輸送，因此平流作用扮演了降低低層眼牆增強中高層位渦的角色。此時潛熱作用分布也在東南—西北有較高的正貢獻，此分布與垂直運動的分布有關，且在前進方向前側有較高的位渦趨勢。從位渦趨勢分布可看出，此時颱風位渦強度極值逆時針向下游轉移，進一步將潛熱作用項分為 X,Y,Z 三個分量，可看出其主要是由 Z 方向的分量所主導，而 Z 方向的分量與垂直速度及位渦垂直梯度有關。

到了颱風轉彎後(20 日 1800 UTC)，其風場與位渦已接近對稱同心圓結構，並在颱風西側有較強的位渦及風速，因此其位渦收支各項相較於 19 日 0600 UTC 更為完整，但由位渦趨勢可看出，此時颱風強度有稍微下降趨勢，而強度下降的主因是由於潛熱作用下降，已無法持續提供大量的能量去抵銷低層平流及紊流混合作用的負貢獻，維持颱風發展。由垂直剖面可看出，此時的位渦趨勢整體分布是由潛熱作用項所主導，即使平流作用及紊流作用降低了低層的位渦值，颱風仍能維持強度，歸功於潛熱作用的貢獻。

總的來說，颱風整個生命週期，平流作用是使位渦在三維空間中重新分配，在低層透過切向風，將眼牆中較高的位渦逆時針平流至下游，並透過徑向內流，將眼牆外較低的位渦向內輸送，再藉由垂直運動將低層高位渦往上層輸送，因此

平流作用扮演了降低眼牆垂直及水平位渦梯度的角色，而其分布主要由水平及垂直風場決定。由於平流作用並不會生成或減少氣旋總體的位渦，非絕熱作用才是颱風增強或減弱的關鍵。颱風中的強對流會使水氣凝結，潛熱釋放，提供大量的能量去抵銷平流作用及紊流混合作用在低層的負貢獻，並持續的給予颱風能量供應，另外潛熱作用是受到 X 方向上的分量來主導，而摩擦作用只有在遇到地形時效果才會顯著。當遇到地形時，氣流抬升，潛熱作用增加，使徑向內流增加，但平流至下游作用減弱，受到地形影響，使颱風結構破壞，風速、位渦減弱，當離開地形後，颱風會由原本破碎的眼牆結構逐漸趨於對稱完整，眼牆重建期位渦趨勢也有明顯的極值分布。剖面結果顯示，颱風在未遭遇地形時，前進方向前側都會有較高的非絕熱作用趨勢，這是由於颱風傾向往適合氣旋發展的環境移動，也就是往高位渦的環境前進。經由位渦收支診斷分析，可以更加瞭解颱風在各個時期的動力、熱力各作用扮演的角色以及物理過程，相較於渦度收支，其包含了水相作用的過程，而颱風本身的能量來源主要是由非絕熱作用所貢獻，因此使用位渦來分析颱風的動力及熱力過程，更加完善。

虛擬位渦反演法之位渦擾動分布參數及同化設定，對於不管是輕度或強烈颱風，都已經有了較佳設定，未來希望能利用較新的資料同化技術(EAKF、Hybrid)，將虛擬位渦反演渦旋同化至初始場，並建立各種反演渦旋強度、路徑、登陸位置的虛擬渦旋資料庫，於作業上用於改善颱風預報。在位渦收支方面，希望與颱風陸地降水做連結，針對台灣幾個颱風特殊個案（如莫拉克），進行位渦收支分析，探討山脈地形附近各項收支分布，並探討劇烈降雨的動力因素。本文尚未討論

海溫與熱含量對潛熱通量及梅姬颱風之影響。已有很多研究文獻討論海溫及熱含量對颱風運動與大氣邊界層結構發展的影響（如 Wu et al., 2007; Lee and Chen, 2014; Sun and Oey, 2015）。Huang et al. (2016)曾使用一維海洋混合層模式，顯示單是透過垂直混合的海溫調整，對侵台颱風 Fanapi (2010) 的模擬仍有些微正面的影響。我們擬將此海洋回饋的影響在未來另以專文來呈現。

參考文獻

- 陳盈文，2013：使用 WRF 3DVAR 及 4DVAR 同化虛擬位渦渦旋對颱風數值模擬之影響。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，1-115。
- 黃清勇與吳俊澤，2012：利用 MM5 4DVAR 模式同化虛擬渦旋及掩星折射率資料探討颱風數值模擬之影響。「大氣科學」，**44**，153-170。
- 黃子茂，2012：同化虛擬位渦反演渦旋對凡那比颱風初始場模擬及路徑遇到之影響。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，1-59。
- 洪于琄，2010：颱風辛樂克(2008) WRF 模擬及位渦反演之研究。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，1-83。
- 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。
- 黃清勇、劉豫臻與郭勉之，2010：聖帕颱風(2007) 模擬的位渦反演診斷分析。「大氣科學」，**38**，1-28。
- Chen, Y., and M. K. Yau, 2001: Spiral bands in a simulated hurricane. Part I: Vortex Rossby wave verification. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2128-2145.

- Davis, C. A., 1992: A potential-vorticity diagnostic of the importance of initial structure and condensational heating in observed extratropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2409-2428.
- Davis, C. A., and K. A. Emanuel, 1991: Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1929-1953.
- Davis, C. A., E. D. Grell, and M. A. Shapiro, 1996: The balanced dynamical nature of a rapidly intensifying oceanic cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 3-26.
- Fujita, T., 1952. Tropical storms in Japan: Report of Meteorological Laboratory, Kyushu Institute of Technology, v. 1.
- Guinn, T. A., and W. H. Schubert, 1993: Hurricane spiral bands. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3380-3403.
- Hoskins, B. J., and F. P. Bretherton, 1972: Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 11-37.
- 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.
- Huang, C.-Y., I.-H. Wu, and L. Feng, 2016: A numerical investigation of the convective systems near and in south Taiwan associated with Typhoon Fanapi (2010): Formation mechanism of double rainfall peaks. *J. Geophysical Research*, **121**, 1-30.
- Kasahara, A., and G. W. Platzman, 1963: Interaction of a hurricane with a steering field and its effect upon the hurricane trajectory. *Tellus*, **15**, 321-335.
- Kieu, C. Q., and D.-L. Zhang, 2010: A piecewise potential vorticity inversion algorithm and its application to hurricane inner-core anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 2616-2631.
- Kurihara, Y., N. A. Bender, and R. J. Ross, 1993: An initialization scheme of hurricane models by vortex specification. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2030-2045.
- Kurihara, Y., M. A. Bender, R. E. Tuleya, and R. J. Ross, 1995: Improvements in the GFDL hurricane prediction system. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2791-2801.
- Lee, C. Y., and S. S. Chen, 2014: Stable boundary layer and its impact on tropical cyclone structure in a coupled atmosphere-ocean model. *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 1927-1944.
- Montgomery, M. T., and R. J. Kallenbach, 1997: A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 435-465.
- Nguyen, H. V., and Y.-L. Chen, 2011: High-resolution initialization and simulations of Typhoon Morakot (2009). *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1463-1491, doi:10.1175/2011MWR3505.1.
- Nguyen, H. V., and Y.-L. Chen, 2014: Improvements to a tropical cyclone initialization scheme and

- impacts on forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 4340-4356, doi:10.1175/MWR-D-13-00326.1.
- Pedlosky, J., 1982: Geophysical Fluid Dynamics (2nd Ed.). Springer-Verlag, New York, 38-42.
- Schubert, W. H., and B. T. Alworth, 1987: Evolution of potential vorticity in tropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 147-162.
- 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., 1996: The motion of Hurricane Gloria: A potential vorticity diagnosis. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2497-2508.
- Shapiro, L. J., and J. L. Franklin, 1999: Potential vorticity asymmetries and tropical cyclone motion. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 124-131.
- Shapiro, L. J., and M. T. Montgomery, 1993: A three-dimensional balance theory for rapidly rotating vortices. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3322-3335.
- Skamarock, W. C., and Coauthors, 2008: A description of the Advanced Research WRF version 3. NCAR Tech. Note NCAR/TN-4751STR, 113 pp., doi:10.5065/D68S4MVH.
- Sun, J., and L.Y. Oey, 2015: The Influence of the Ocean on Typhoon Nuri (2008). *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 4493-4513.
- Thorpe, A. J., 1985: Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 397-406.
- Wang, X., and D.-L. Zhang, 2003: Potential vorticity diagnosis of a simulation hurricane. Part I: formulation and quasi-balanced flow. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1593-1607.
- Wang, Y., 2002: Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part I: Overall structure, potential vorticity, and kinetic energy budgets. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1213-1238.
- 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.
- Wu, C.-C., and K. A. Emanuel, 1995b: Potential vorticity diagnostics of hurricane movement. Part II: Tropical storm Ana (1991) and Hurricane Andrew (1992). *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 93-109.
- Wu, C.-C., and Y. Kurihara, 1996: A numerical study of the feedback mechanisms of hurricane-environment interaction on hurricane movement from the potential vorticity perspective. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2264-2282.
- Wu, C.-C., 2001: Numerical simulation of Typhoon Gladys (1994) and its interaction with Taiwan terrain using the GFDL hurricane model. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1533-1549.
- Wu, C.-C., K.-H. Chou, H.-J. Cheng, and Y. Wang, 2003: Eyewall contraction, breakdown, and reformation in a landfalling typhoon. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2003GL017653.

- Wu, C.-C., H.-J. Cheng, Y. Wang, and K.-H. Chou, 2009: A numerical investigation of the eyewall evolution in a landfalling typhoon. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 21-40.
- Wu, L., and B. Wang, 2000: A potential vorticity tendency diagnostic approach for tropical cyclone motion. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1899-1911.
- Wu, L., and B. Wang, 2001: Effects of convective heating on movement and vertical coupling of tropical cyclones: A numerical study. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3639-3649.
- Wu, C.-C., C.-Y. Lee, and I. I. Lin, 2007: The effect of ocean eddy on tropical cyclone intensity. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3562-3578.
- Xiao, Q., X. Zou, and B. Wang, 2000: Initialization and simulation of a landfalling hurricane using a variational bogus data assimilation scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2252-2269.
- Yau, M. K., Y. Liu, and D.-L. Zhang, 1999: Numerical simulation of the inner-core structures of Hurricane Andrew (1992). Preprints, *23d Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Dallas, TX, Amer. Meteor. Soc., 668-671.
- Yau, M. K., Y. Liu, D.-L. Zhang, and Y. Chen, 2004: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part VI: Small-scale inner-core structures and wind streaks. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1410-1433.
- Zhang, D.-L., and C. Q. Kieu, 2006: Potential vorticity diagnosis of a simulation hurricane. Part II: Quasi-balanced contributions to forced secondary circulations. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2898-2914.
- 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.
- Zhang, D.-L., Y. Liu, and M. K. Yau, 2001: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part IV: Unbalanced flows. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 92-107.
- Zhang, D.-L., Y. Liu, and M. K. Yau, 2002: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part V: Inner-core thermodynamics. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2745-2763.
- Zou, X., and Q. Xiao, 2000: Studies on the initialization and simulation of a mature hurricane using a variational bogus data assimilation scheme. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 836-860.

Assimilation with PV-Inverted Bogus Vortex and PV Budget Diagnostics: Typhoon Megi (2010)

Ching-Yuang Huang Yu-Li Sun

National Central University

(manuscript received 4 May 2017 ; in final form 24 October 2017)

ABSTRACT

Westbound Typhoon Megi (2010) made landfall at the Philippines and then took a sharp north turn shortly. This paper aims to investigate the changes and distributions of potential vorticity budget before and after the influence of the terrain, and the associated dynamic and thermodynamic characteristics and their evolution. For enhancing the initial typhoon intensity closer to the observed, this study utilizes PV inversion to obtain the wind, pressure and temperature of the typhoon vortex, and applies WRF three-dimension variational assimilation to ingest this bogus vortex into the initial condition. In this study, we obtain the optimal analysis for intense typhoon thru tests on different settings of initial PV perturbations. Results of numerical experiments indicate that larger PV perturbation amplitude will enhance both dynamic and thermodynamic fields, thus resulting in intensification and consolidation of the typhoon but leading to an earlier northward track deflection due to reduced influence by the environmental steering flow.

Using the optimal experiment among the sensitivity tests, we conduct PV budget diagnostics. Diagnostics indicates that at lower levels of the typhoon, PV horizontal advection transports larger PV in the eyewall counterclockwise to downstream through tangential wind, and lower PV outside the eyewall to the inner core, while PV vertical advection transports high PV at low levels upward; advection effects thus play the role in reduction of vertical and horizontal gradients of PV in the eyewall. On the other hand, diabatic effect in PV is crucial for intensification and weakening of the typhoon. Vigorous convection offers a huge amount of released latent heating that offsets the negative effects of advection at lower levels and turbulent mixing; frictional effects on PV is more prominent only over the topography. As the typhoon is near landfalling at the Philippines, latent heating is increasing to enhance radial inflow and advection effect. After landfall, PV and wind speed are quickly reduced with a more destructive typhoon due to topographic effects. After departure from the

Philippines, Megi reorganizes into a symmetric, consolidated typhoon from the somewhat broken eyewall. During the eyewall re-construction, PV tendency exhibits prominent concentrations with stronger diabatic effects to the northwest that thus force Megi to move to such high tendency. From PV perspectives, the clockwise rotation of eyewall convection before and after turning may be the key mechanism responsible for the north turning of Megi in response to large positive PV tendency.

Key Words: Typhoon Megi (2010), PV Inversion, PV budget. doi: 10.3966/025400022017064502002

