

台灣地形對理想型颱風環流變化之影響

黃清勇 許依萍

國立中央大學大氣物理研究所

(中華民國八十七年十月二十九日收稿；中華民國八十七年十二月十六日定稿)

摘 要

本文利用中尺度數值模式，探討移動性颱風入侵中尺度地形期間環流演化過程，模式中包含高階邊界層參數化、雲物理及颱風模擬之初始化過程。理想化模擬個案結果指出，颱風路徑變化會因渦旋大小、移動速度和登陸地點不同而不同。由東入侵對稱地形時，移速快的渦旋，無論大小渦旋登陸前都會向南偏；其中較小的渦旋，登陸前會南偏繞山後北偏出海，而較大的渦旋則在登陸後北偏過山。移動慢的渦旋，小渦旋登陸前會南偏繞山，大渦旋在登陸前則偏向不明顯，登陸後即北偏過山。由東入侵真實台灣地形時則都會先向南偏，接近台灣北部者，登陸前會略向北偏，繞過台灣北部而行；接近中部的渦旋則會先向南偏，登陸前 3 小時會北偏；接近台灣南部的渦旋則會向南偏向，繞台灣南側西行，但氣壓中心呈現不連續的北跳現象。敏感度測試指出除去潛熱作用會導致渦旋南偏程度減小，又非靜力作用對水平 20 公里解析度個案模擬的路徑及環流變化並不重要。累積降水量主要分佈在地形東側和西南山區迎風面上之斜坡；降水量多寡和颱風登陸地點有關，當颱風接近地形的南端時降水量最大，登陸點越靠近北部則降水量會減少。

移速較慢且小型的颱風個案其動量收支分析結果顯示，颱風向西接近台灣時，會因受到地形的阻擋而減速，但是在登陸前的偏向期間則會向西加速移動，主要是平流的作用，而擾動氣壓梯度力則扮演阻擋的角色；而南北動量收支指出，渦旋在偏向初期受到擾動氣壓梯度力的作用向南加速，使渦旋向南偏轉，當渦旋更接近地形時，擾動氣壓梯度力轉向北加速，渦旋開始減速轉而向北，所以渦旋在登陸前的路徑偏向與擾動氣壓梯度力有相當大的關係。過度收支的分析結果顯示，颱風渦旋在登陸前會向南偏轉，造成其過度變化的主要因素為平流作用項和輻合輻散的作用項(即抽拉項)。水平及垂直擴散作用項的重要性主要是在山區，而其貢獻量則相反。在本模式中，適當的加入積雲參數化效應可以產生強烈颱風，初步結果指出颱風渦旋的發展與次網格尺度的積雲對流過程有相當大的關連。

關鍵詞：颱風環流，路徑偏折，動量收支

一、前言

每年夏秋兩季是西北太平洋颱風生成的主要時期。一般而言，颱風會沿著半永久性的太平洋副高邊緣移動，而台灣位處於副高西部邊緣，所以每年平均約有 3 到 4 個颱風接近台灣，其中有 2 到 3 個可能會登陸台灣。颱風來襲時常伴隨著強風豪雨並造成許多災害，如沿海地區海水倒灌、山崩、土石流等，對生命財產安全造成相當大的威脅。以 1996 年強烈颱風賀伯為例，在颱風登陸的短短兩天時間，在阿里山區就下了將近兩千公釐的雨水，在中部山區(如南投信義鄉)更發生了嚴重的土石流。侵台颱風的路徑、強度及伴隨的風雨之預報是今日颱風研究上的幾大重點，其中又以颱風路徑的預報最為重要。環境場的駛流作用是造成颱風路徑走向改變的主要原因，在台灣地區中央山脈的陡峭地形對於颱風運動和結構有相當大的影響。因此近來學者利用傳統觀測、衛星、雷達資料以及數值模式等各種不同角度研究分析颱風，以求能更了解颱風行為並提升颱風預報準確度。

首先在觀測資料分析方面，Wang (1980)利用 1946 到 1975 年間接近臺灣的颱風觀測資料研究侵台颱風路徑與環流變化，他根據颱風之副中心形成及發展過程將颱風路徑分為自由過山與分裂過山兩類。他認為颱風移向主要受基本場的駛流決定，當颱風接近台灣北部時會向北偏；接近台灣南端則會向南偏。颱風路徑是否連續的主要關鍵在於颱風路徑走向與中央山脈的夾角大小，與颱風本身強度關係不大。颱風環流在背風面產生尾流邊界層繼而產生尾流副中心，此中心發展後取代原颱風中心成為新

的颱風中心，造成颱風路徑的不連續現象。Wang et al. (1992)的研究曾提到山脈西側副中心生成發展機制主要是氣流繞山與爬山效應的結果。Brand and Blelloch (1974)對接近台灣的 22 個颱風的強度和運動作統計分析，發現登陸前後颱風強度大幅減弱且路徑有明顯北偏的現象。林與徐(1988)使用高密度分布之日雨量資料，對侵台颱風之降雨分布做了詳細的分析，結果顯示台灣地區的颱風降雨分布基本上可分成北部、中央山脈東麓和西麓三大區域，颱風路徑、颱風強度、移動速度以及伴隨的季節性綜觀天氣系統等都是影響降雨量多寡和降水分佈的重要因素。

為彌補觀測資料不夠密集造成大氣運動無法解析的缺點，學者利用數值模式模擬颱風運動，如 Anthes et al.(1978)於熱帶氣旋行星邊界層的數值模擬實驗中指出，影響颱風移動的原因，動力的作用比熱力作用重要，因此環境流場對於颱風路徑扮演了一個決定性的角色，任何造成環境流場改變的因素，如氣流受到地形阻擋作用因而在上游減慢流速、氣流分流繞山或爬山和在地形背風面產生局地渦旋等動力過程，以及在迎風面產生降水的熱力過程都會直接或間接的改變颱風路徑。

Chang(1982)與 Yeh 和 Elsberry (1993a,b)分別以 60 和 45 公里解析度的模式，加入對稱的理想地形、基本流場及類似颱風的渦旋，模擬地形對颱風的影響。結果均發現當颱風低層受地形阻擋，會在背風面產生背風槽和數個次渦流中心，其中一個中心可能會繼續發展，與過山的高層結構上下合併成為新的颱風中心（與 Wang(1980)之研究相似），在渦旋登陸前也都有

加速移動的現象，這與 Brand and Blelloch (1974) 和 Bender et al.(1985)的研究有相同的結果。Chang 發現颱風路徑會北繞，且台灣北部的強迫性降水是有利於颱風往北移動的熱力因素。Yeh and Elsberry 則發現接近台灣北(南)端的颱風會向北(南)偏向，渦旋接近台灣北部時較常以連續路徑通過台灣，其他則容易產生不連續路徑。由計算渦度收支的變化，他們提出當渦旋受地形阻礙在地形上游因結構被破壞而使強度減弱及消散，在下游地區之局部低壓重新組織取代原來颱風渦旋可有兩種形式，一為高層颱風渦旋的環流移至下游並由高層向下發展，另一則為在背風槽所形成的副低壓向上發展所造成。

Lin et al. (1998)使用 PE 模式模擬研究移動性渦旋經過類似台灣的地形，結果指出當渦旋接近地形時，在地形和颱風渦旋之間會產生一由於受到地形阻擋和管道作用(channeling effect)所產生的向南表面噴流，低層的渦度和氣壓中心在山前減速並且向南轉向。氣流過山後並產生強烈的下坡風和水躍現象(hydraulic jump)進而產生波破碎(wave breaking)致使新的位渦(PV)生成，導致背風面之渦度增強。因此位渦度的生成與渦度的混合及擴散作用項之間有高度的相關性。氣旋和氣壓中心在這個階段會加速或跳過山。颱風渦旋(低壓中心)向南偏移，主要是受到下坡風之絕熱增暖的影響。而 Wu and Kurihara (1996)則使用 GFDL 颱風模式探討颱風和環境場之間的交互作用，發現在颱風渦旋的位渦發展過程中，非絕熱作用扮演了重要的角色。高層的負位渦異常，受颱風渦旋高層外流區以及大尺度背景流的作用向外擴散到環境場中，再藉由它對環境場的作用轉而以與位渦擾動有關

的非線性平衡流影響颱風渦旋的路徑變化。由此可見颱風渦旋與環境場間交互作用密切，所以加強上對流層的觀測對於颱風路徑預報是相當重要而且必要的工作。

Huang and Lin (1997)對西進並登陸的小型颱風做一系列完整的基本環境場和理想地形作用的模擬測試，其結果指出無論是移速快或慢的強或弱的颱風，其中心於對稱地形登陸前均有向南偏移的現象，繞過山脈地形後會逐漸的向北偏回到原始的緯度繼續西行，這結果與 Chang (1982)和 Yeh and Elsberry (1993a,b)的北偏結果不同，他們計算環流中心附近的動量收支的分析，認為最可能造成颱風渦旋向南偏的機制是擾動氣壓梯度力。本研究延續 Huang and Lin (1997)的研究，使用中尺度數值模式模擬西移的對稱渦旋碰撞理想的鐘型地形探討颱風環流變化情形，希望藉由更多更完整的理想個案模擬來了解颱風路徑偏向的情形，並尋找其可能造成機制。本文也加入實際的台灣和大陸東南角的地形來探討侵台颱風環流、路徑、副中心以及降雨的分布情形，並分析渦旋之動量和渦度收支。最後對積雲參數化效應對強烈颱風的形成與發展之影響作了初步探討。

二、數值模式

本研究所採用的數值模式是Huang (1993)的中央大學中尺度數值模式(Central University Mesoscale Model, CUMM)。模式中使用了非彈性及Boussinesq流體假設，是三維靜力或非靜力的中尺度模式，垂直上採追隨地勢坐標處理下邊界地形。座標定義如下式，其中 $E(x,y)$ 為地形高度， H 為模式的上邊界高度。

$$\sigma = \frac{z - E(x, y)}{H - E(x, y)} \quad (1)$$

本數值模式的基本控制方程式在追隨地勢坐標下為：

(一) 基本控制方程式

$$u_t = -uu_x - vu_y - \tilde{w}u_\sigma + (fv - fv_g) - \theta_{v_0}(\pi'_x + \pi'_\sigma \sigma_x) + H_u + D_u, \quad (2)$$

$$v_t = -uv_x - vv_y - \tilde{w}v_\sigma - (fu - fu_g) - \theta_{v_0}(\pi'_y + \pi'_\sigma \sigma_y) + H_v + D_v, \quad (3)$$

$$\theta_t = -u\theta_x - v\theta_y - \tilde{w}\theta_\sigma - Q_{CN} + Q_{CL} - Q_{EV} + Q_{RAD} + H_\theta + D_\theta, \quad (4)$$

$$(\rho_0 u)_x + (\rho_0 v)_y + (\rho_0 w)_z = 0, \quad (5)$$

$$q_t = -uq_x - vq_y - \tilde{w}q_\sigma - M_{CN} + M_{CL} + M_{EV} + H_q + D_q, \quad (6)$$

$$q_{ct} = -uq_{cx} - vq_{cy} - \tilde{w}q_{c\sigma} - M_{CN} - M_{AC} + M_{RV} + H_{q_c} + D_{q_c}, \quad (7)$$

$$q_{rt} = -uq_{rx} - vq_{ry} - \tilde{w}q_{r\sigma} + M_{VT} + M_{AC} + M_{RV} - M_{EV} + H_{q_c} + D_{q_c}, \quad (8)$$

$$\pi_\sigma = -\frac{g}{\theta_v}(H - E) \quad (9)$$

式(2)及(3)為 x 及 y 方向的動量方程式；(4)為熱力方程式(位溫 θ)；(5)為連續方程；(6)，(7)，(8)分別為水汽 q 、雲水 q_c 和雨水 q_r 之預報方程；(9)為靜力方程式。 π 為模式的量化氣壓，可由Exner function得出

$$\pi = C_p \left[\frac{p}{p_0} \right]^\kappa, \quad \kappa = \frac{R}{C_p}, \quad (10)$$

其中 R 為氣體常數， C_p 為定壓空氣比熱。 π 並可分為地轉平衡的靜力氣壓與地轉或非地轉平衡的擾動氣壓(可為靜力或非靜力)兩部份，

$$\pi = \pi_0 + \pi', \quad \pi_{0z} = -\frac{g}{\theta_{v_0}}. \quad (11)$$

虛位溫定義為

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q - q_c - q_r), \quad (12)$$

各預報方程中，以 H 和 D 來分別表示各個參數在水平和垂直方向上的擴散作用項。而 Q 和 M 則分別表示熱量和水汽經由蒸發、凝結、輻射或水態轉換間的改變率。模式中有關雲物理部份的參數化是根據Kessler (1969)所使用的方法。在表面層使用Businger *et al.* (1971)的相似理論來參數化亂流的輸送過程；表面層以上，則使用亂流動能(TKE)的預報方程式來做參數化。在 z 坐標的亂流動能(e)預報方程式可寫為：

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla e + \left[-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'_v} \right] - \frac{\overline{\partial w'(e' + p'/\rho_0)}}{\partial z} - \varepsilon \quad (13)$$

其中亂流動能消耗項(ε)可由數學推導為：

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \varepsilon + c_3 \frac{\varepsilon}{E} \left[-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'_v} \right] - c_4 \frac{\varepsilon^2}{E} + c_5 \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right), \quad (14)$$

其中 c_3 、 c_4 及 c_5 為常數(Duynkerke, 1988)。在知道TKE後以Mellor and Yamada (1982)的2.5階閉合的方法來參數化 P_γ 和 K_M ， $K_\theta = P_r^{-1} K_M$ 其中 P_γ 為亂流的普郎多數(Prandtl number)。本研究使用K-theory使模式基本控制方程式形成一封閉系統。水平平流項是採用三次樣條滑弧插分法(cubic spline)，而垂直的平流項則使用三階拉格朗日多項式插分計算(Huang, 1993, 1994)。方程式中的擴散項皆以隱性方式(time-implicit scheme)計算以避免積分時距受到擴散項限制(Huang and Raman, 1989)。

模式邊界條件處理方面，在上邊界部份採用吸收條件，方法為在模式的物理層上加入一厚吸收層(sponge layer)以較強的數值耗散除去反射；在側邊界部份採取Orlanski 的輻射條件(Orlanski, 1976) 及前向上游法(forward-upstream scheme; Miller and Thorpe, 1981)，以減低邊界的反射波。在模式還未作時間積分之前，我們使用一維的邊界層模式去調節風場結構。有關模式的詳細物理內容及數值方法可參見Huang and Raman(1989)及Huang(1993)。非靜力部分之擾動氣壓則是由非靜力擾動氣壓方程決定，以連續方程式之滿足去除聲波，取動量方程式的輻散運算即可得非靜力擾動氣壓方程。細節請參考附錄一。由於模式中在垂直上使用不等間距網格，又此方程式中包含空間交錯微分項，所以使用假造可壓縮性法來求解（附錄二）。

(二) 颱風環流初始化

三維風場理論上可分解成兩個分量，非輻散分量 $\mathbf{V}_\psi$ 與非旋轉分量 $\mathbf{V}_e$ ，颱風環流風場為旋轉分量所主導，因此本研究使用梯度風平衡求取非輻散分量，而忽略非旋轉分量。設二維的風場可為一存在的流函數 ψ 描述如：

$$\mathbf{V}_\psi = \mathbf{k} \times \nabla \psi, \quad (15)$$

以下簡述颱風環流的初始化步驟：

1. 假設颱風環流垂直各層的二維切線風(旋轉分量)分佈，並求取渦度場。而模式中分別使用下二式決定風場和計算渦度場，其中 $V_{\max}$ 為最大切線風速， $r_{\max}$ 為其距軸心半徑：

$$V_\theta = V_{\max} (r/r_{\max}) \exp \left\{ 0.5 \left[1 - (r/r_{\max})^2 \right] \right\} \quad (16)$$

$$\zeta = \left[2 - (r/r_{\max})^2 \right] (V_{\max} / r_{\max}) \exp \left\{ 0.5 \left[1 - (r/r_{\max})^2 \right] \right\} \quad (17)$$

2. 由 $\zeta = \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}_\psi) = \nabla^2 \psi$ 反求流線函數，並假設模式側邊界無颱風環流存在。
3. 由 $u_\psi = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$, $v_\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ 求水平風場，保證其不具輻散性。
4. 接著使用交錯方向隱性法解下式（以非輻散風場代入動量方程後做輻散運算而得）求各層擾動氣壓。

$$\theta_{v_0} \nabla^2 \pi' + \nabla^2 \left[\frac{1}{2} (\nabla \psi)^2 \right] = \nabla \cdot [(f + \nabla^2 \psi) \nabla \psi] \quad (18)$$

5. 利用靜力方程 $\frac{\partial \pi'}{\partial z} = \frac{g \theta'}{\theta_{v_0}^2}$ ，求取擾動位

溫，並藉由靜力平衡過程取得垂直各層間之聯繫。

6. 求取熱力風平衡環境駛流場，於邊界層為 Ekman 梯度風平衡，由一維邊界層模式積分求得風場的穩態解(Huang and Raman, 1989)。

7. 最後將颱風環流加疊於環境駛流場。

(三) 數值模式的驗證

全世界有許多學者發展數值模式來模擬大氣運動，我們將 CUMM 模式、美國海軍的 COAMPS (Coupled Ocean Atmosphere Mesoscale Prediction System) (Hodur, 1997) 以及 CSU/RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) (Pielke et al., 1992) 三個中尺度模式對同一初始資料模擬之結果做概略性的比較。模式所使用的初始場為水平均勻場，採用 1972 年 1 月 11 日 12UTC Grand Junction CO 探空資料(圖 1)。山脈高度 2 公里，半山寬 10 公里。低層有強的過山氣流約每秒 15 公尺，2-7 公里為中性穩定層，高度 12 公里左右垂直風切較大。

所有模式在積分 2 個小時的結果(未圖示)中均顯示，氣流過山產生明顯的重力波並向上傳遞，在背風坡上方，低平流層已經產生波反轉或波破碎，山後的強下坡風和水躍現象也已開始發展。由圖 2 來看，各模式在積分 4 小時後，山脈下游高度 10 公里以下大氣混合更均

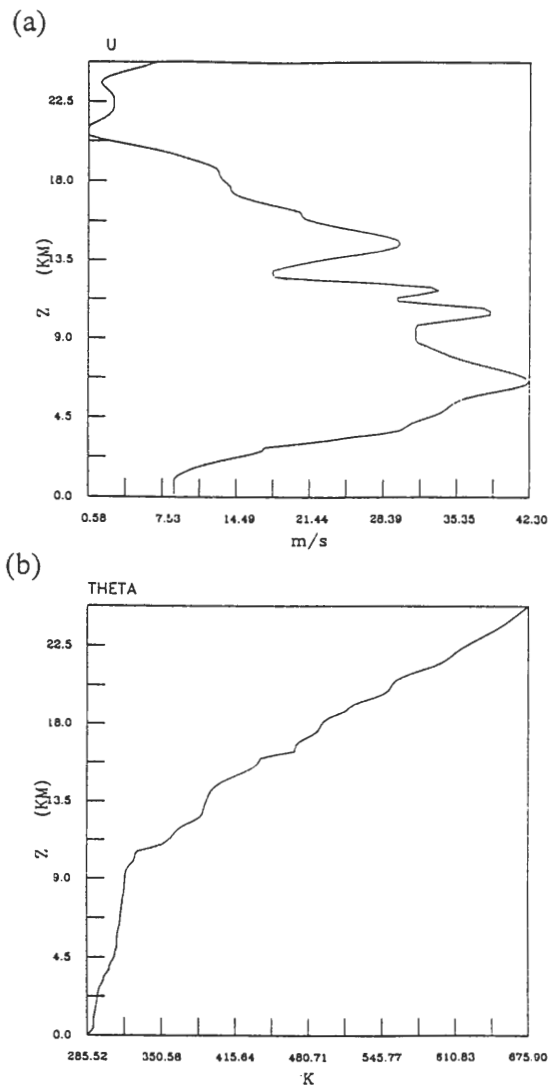


圖 1 1972 年 1 月 11 日 1200UTC Grand Junction CO 的探空資料。(a)水平速度 u 分量，(b)位溫。

勻，中高層可明顯看出平流層有兩處波破碎區，由於垂直運動作用變強使得垂直混合作用越大。山後的仍有強烈的下坡風，並且延續到下游較遠處，水躍現象發生之位置由兩小時之山後 25 公里向下游移動到約山後 40 到 50 公里處，以 COAMPS 的位置較接近地形區。RAMS 模式重力波的發展與傳遞和其他模式相近，在地形

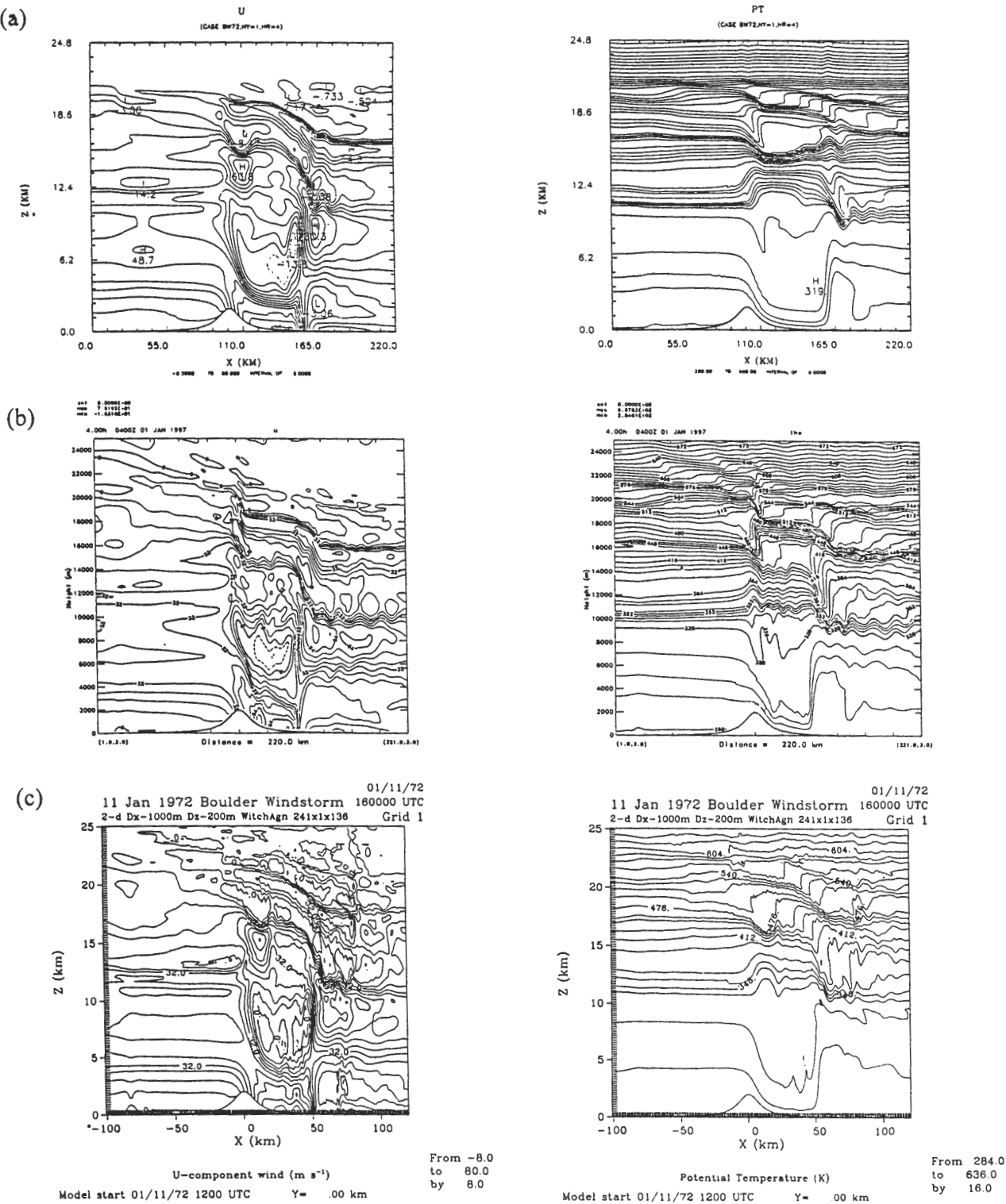


圖 2 積分 4 小時後之風場與位溫場，(a) CUMM 模擬結果，(b) COAMPS 模擬結果，(c) CSU/RAMS 模擬結果。

後方有強烈的下坡風，水躍現象和垂直運動造成大氣的混合作用以及平流層處的破碎波。其他兩個模式略快些，但上述的山後現象皆可模擬出來。

CUMM模式的下坡風水躍發生位置移動速度較

表一 實驗設計個案列表。個案名稱、測試項目以及渦旋最大風速半徑大小。渦旋中心初始位置(100,50)指的是(台灣地形東方五百公里處，對應台灣地形中線處)。(A)類個案中，個案名稱中的數字代表移速大小，(B)類個案中，個案名稱中的數字代表渦旋中心在 y 方向的起始網格點，後隨的 NH 代表非靜力模擬，NL 代表無潛熱，E 代表台灣地區使用其他地形解析度資料。

個 案	駛流風場 Ug	最大風速半徑	備 註
(A) 橢圓鐘型地形，初始渦旋中心位於(81,50)			
SE5	-5 ms^{-1}	120 km	小且慢的渦旋
SE5_S	-5 ms^{-1}	120 km	近表面層為穩定之小且慢的渦旋
SE10	-10 ms^{-1}	120 km	小且較快的渦旋
LE5	-5 ms^{-1}	180 km	大且慢的渦旋
LLE5	-5 ms^{-1}	240 km	更大且慢的渦旋
LE10	-10 ms^{-1}	180 km	大且快的渦旋
LE10_NL	-10 ms^{-1}	180 km	沒有潛熱釋放之大且較快的渦旋
LE10_NH	-10 ms^{-1}	180 km	非靜力模式之大且較快的渦旋
(B) 真實台灣地形(N C A R)			
HB40	-10 ms^{-1}	180 km	大且較快的渦旋，渦旋中心初始位置在(100,40)
HB50	-10 ms^{-1}	180 km	大且較快的渦旋，渦旋中心初始位置在(100,50)
HB60	-10 ms^{-1}	180 km	大且較快的渦旋，渦旋中心初始位置在(100,60)
HB50_NH	-10 ms^{-1}	180 km	大且較快的渦旋，渦旋中心初始位置在(100,50)，非靜力模式
HB50_E	-10 ms^{-1}	180 km	大且較快的渦旋，渦旋中心初始位置在(100,50)

三、模擬結果

(一) 實驗設計

本研究以中尺度數值模式模擬渦旋碰撞地形，探討地形對渦旋環流所造成的各種影響。表一和表二分別列出所有模擬個案和初始模擬環境

場（熱力條件）。環境場的熱力條件和渦旋的強度在所有個案都一樣。實驗一部份使用大小不同的渦旋在速度快慢不同的駛流場中，碰撞高度2.5公里的橢圓型對稱地形來做各敏感度與特性的測試分析。另一部份則以較大且移動較快的渦旋碰撞由美國大氣科學研究中心（NCAR）取得的台灣

表二 模式中所加入渦旋之風場垂直分布和模式環境之熱力條件(位溫場與相對溼度)。

垂直各層	高度 (M)	渦旋最大風速 V (m/s)	位溫 θ (K)	相對溼度 RH(%)	備 註
1	0	30.00	301.16	90.00	SE5_S 中， θ 為 300.96
2	50	30.00	301.16	90.00	
3	100	30.00	301.36	90.00	
4	250	30.00	301.96	90.00	
5	500	30.00	302.96	90.00	
6	750	30.00	303.96	90.00	
7	1000	30.00	304.96	90.00	
8	1300	30.00	306.16	87.00	
9	1700	30.00	307.76	83.00	
10	2200	30.00	309.76	78.00	
11	2800	30.00	312.16	72.00	
12	3500	30.00	314.96	65.00	
13	4300	30.00	318.16	57.00	
14	5200	25.26	321.76	48.00	
15	6100	20.53	325.36	39.00	
16	7000	15.79	328.96	30.00	
17	8000	10.53	332.96	30.00	
18	9000	5.26	336.96	30.00	
19	10000	0.00	340.96	30.00	
20	11000	0.00	344.96	30.00	
21	12000	0.00	348.96	30.00	
22	13000	0.00	352.96	30.00	
23	14000	0.00	356.96	30.00	
24	15000	0.00	360.96	30.00	
25	16000	0.00	364.96	30.00	
26	17000	0.00	368.96	30.00	
27	18000	0.00	372.96	30.00	
28	19000	0.00	376.96	30.00	
29	20000	0.00	380.96	30.00	
30	21000	0.00	384.96	30.00	
31	22000	0.00	388.96	30.00	

和大陸東南地區解析度9公里的地形，台灣地形最高處約2.75公里；HB50_E個案使用1公里的台灣地理資料進行10公里的插分，並保留台灣三座主要高山，使更接近真實的台灣地形高度，最高超過3500公尺（圖3）。在理想地形中，模式範圍為 $120 \times 101 \times 31$ ，水平解析度為20公里，真實地形中，

模式範圍為 $150 \times 100 \times 31$ ，水平解析度為10公里，垂直上均為不等間距網格。個案的模擬中，柯氏參數以北緯25度值為準，沒有南北變化，海平面氣壓為1000毫巴，不考慮日夜變化，地轉風場在垂直和水平方向上為常數。

（二）颱風環流與路徑變化

圖4是SE5個案垂直三層的流線場，在高層(2800 m)氣流受地形的作用較小，氣流多直接過山。中低層之颱風環流在地形背風均產生成對的渦旋，越接近低層颱風環流受地形的影響越大。當颱風渦旋向地形接近時，氣流在地形的東北角產生分流效應，氣流分成兩支，一支繞經地形北部，一支則往南經由地形東方南流，部份氣流爬過高山到地形西側，這現象在過去其他的數值模式（如 Yeh and Elsberry (1993a,b)）中也有相同發現。地形西北方的環流，則是由於北方較強的風繞到西部轉成向岸流而形成。

由圖5a的環流中心路徑圖可看出，積分21小時颱風開始往南偏，西北角的渦旋環流開始併入颱風環流中。颱風在27時於地形東南側登陸後，接著持續向南偏並由山脈南側繞過山脈，接著北偏回到原始緯度，於39時離岸後繼續西行。近地層為穩定位溫場的個案SE5_S除了移動速度較SE5略慢之外，環流和路徑的變化與SE5個案幾乎完全一致（圖未示）。較大的渦旋LE5和LLE5之環流結構變化與SE5一樣會在背風面產生次渦旋環流，但是結構較不完整，且暴風半徑越大的渦旋，其地形西側的次渦旋越早併入主環流當中。環流中心路徑圖也顯示（圖5c,d），較大渦旋在上游遠處並沒有明顯往南或向北偏轉，移動速度比小渦旋快且在登陸後北偏並直接跳到山脈西側繼續西行。SE5

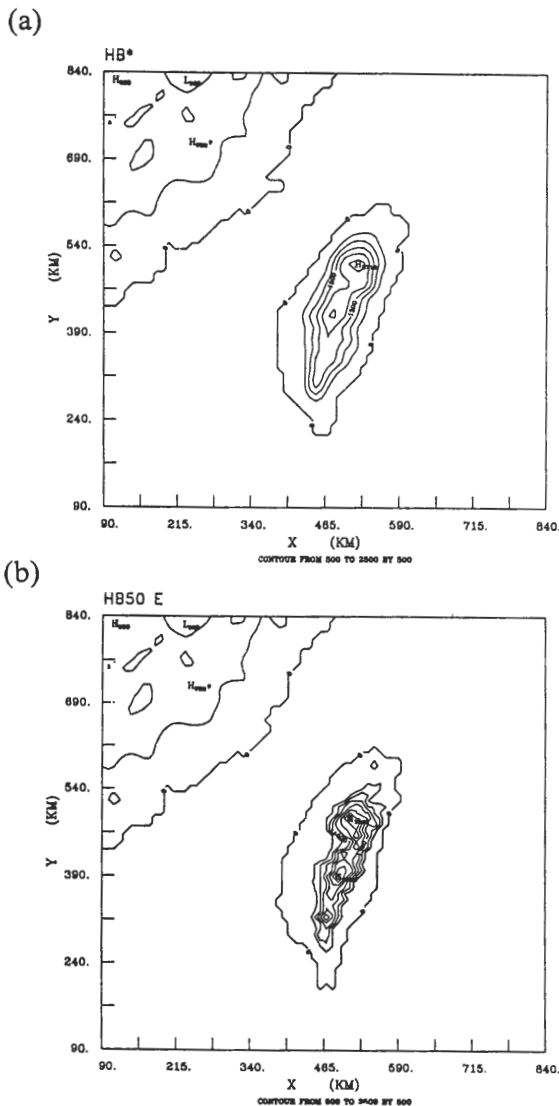


圖3 (a)是取自NCAR之台灣地形（ $H_{\max}$ 約2720公尺），(b)為高解析度的台灣地形（ $H_{\max}$ 約3800公尺）。

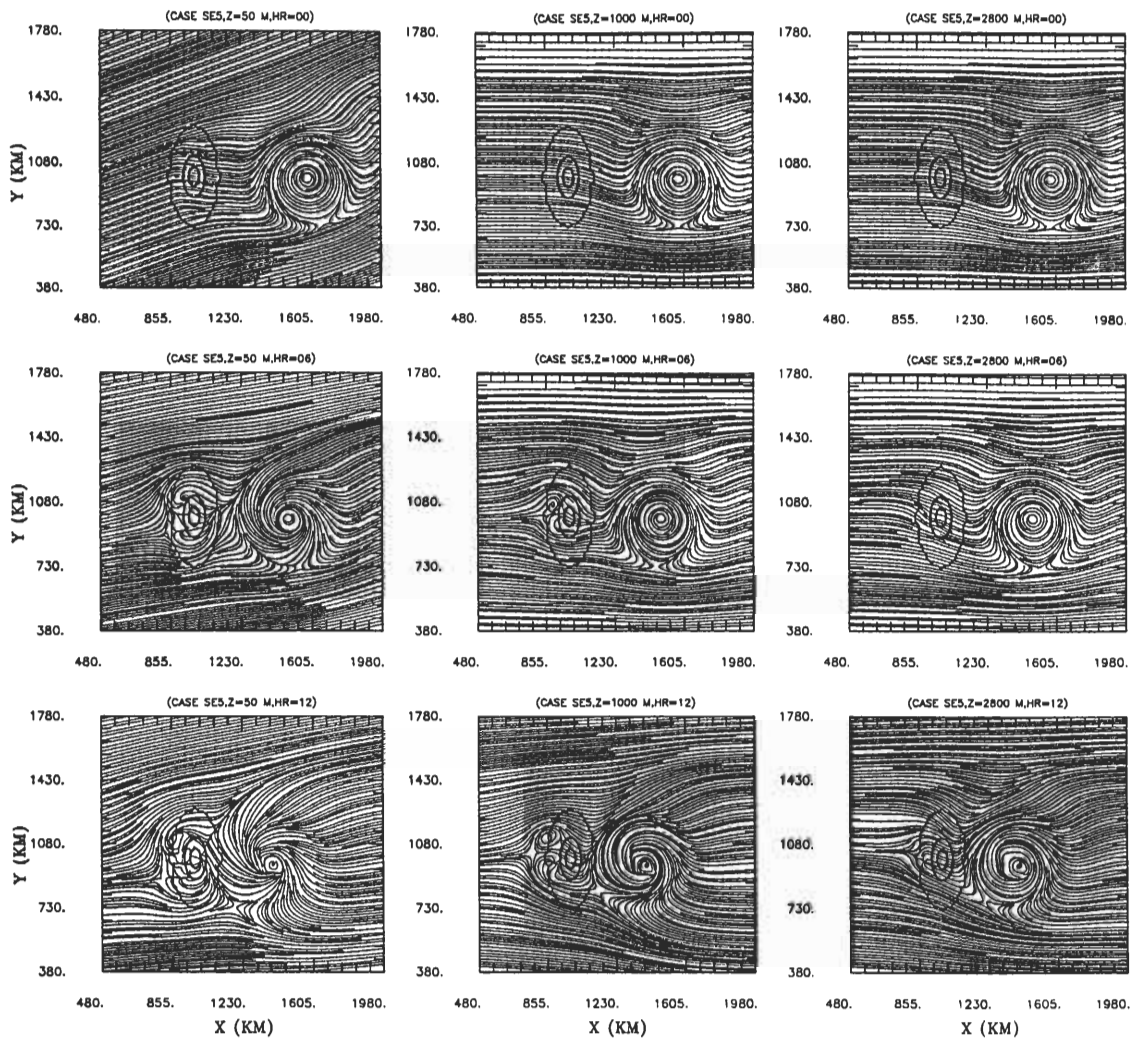


圖 4a SE5 流線場，由上而下是時間序列(00,06,12)，由左到右是垂直不同的高度，分別是 50、1000 以及 2800 公尺。鐘型地形的等值線間隔為 1 公里，最外圍為 10 公分高的海岸線。

從 21 小時開始，颱風渦旋中心氣壓就持續升高，顯示颱風渦旋受到地形作用的影響，颱風開始減弱(圖 6)。根據 Wang 和其他學者過去的觀測研究結果，颱風在登陸後，由於不再有海洋水汽的供應以及地表摩擦力作用增大，使颱風強度減弱。颱風出海後則會由於水汽回復供應，颱風強度稍加回升。本研究的結果則指出，當

颱風外圍環流一開始與陸地作用，颱風強度就會受到地形的摩擦力作用而削弱。

移動速度較快的渦旋，無論渦旋大小受地形影響都較小，背風面渦旋也較不明顯。環流中心都在登陸前南偏，大渦旋在登陸後北偏，小渦旋則與移動慢的渦旋一樣繞地形南側後才北偏(圖 7)。非靜力個案 LE10_NH 結果顯示，

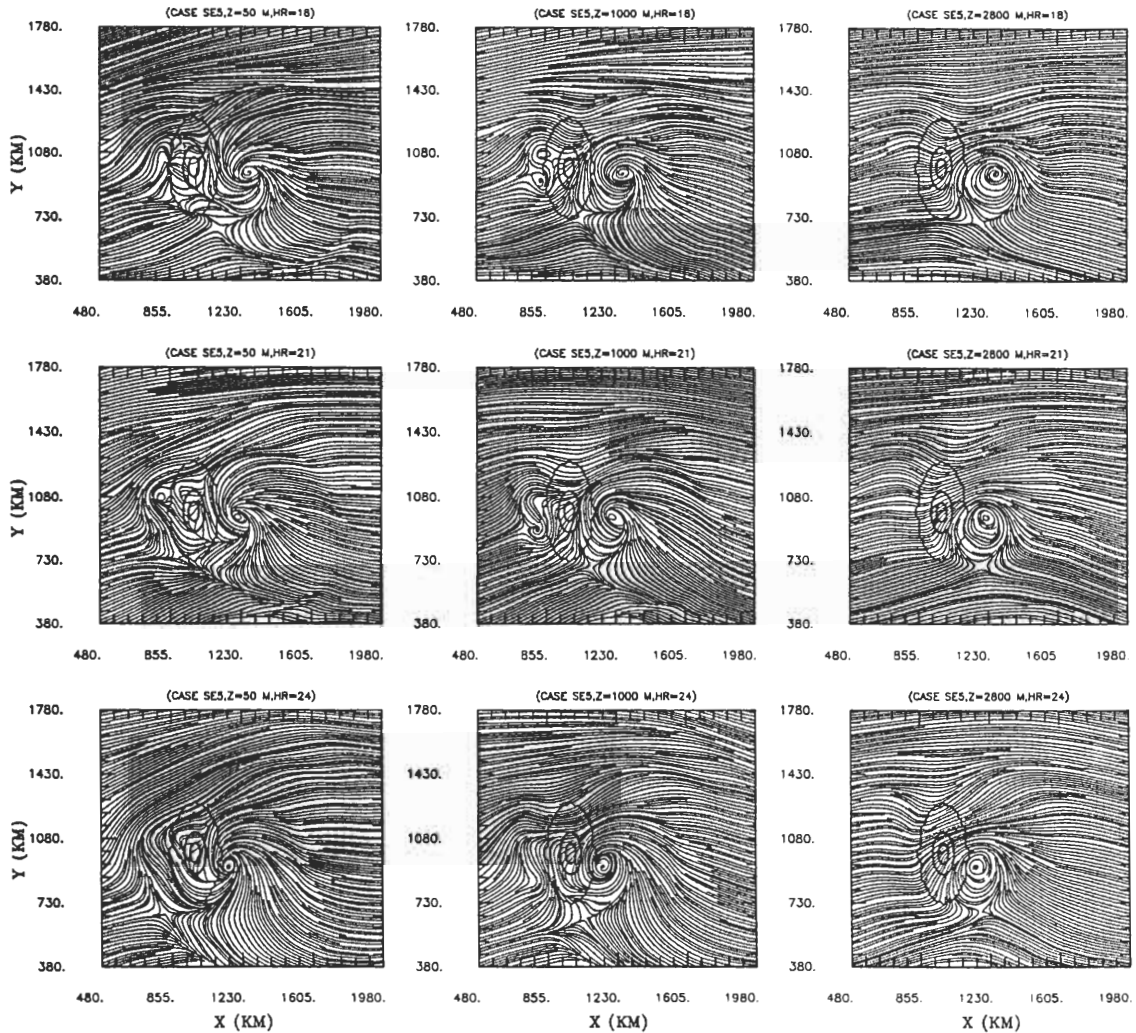


圖 4b 續上圖，但時間序列為 18, 21, 24 小時。

不管是環流還是路徑的變化都與靜力模擬相似。這結果與喬(1996)使用 MM5 模式模擬 Dot(1990)的結果一致，顯示在解析度為 20 公里的水平尺度下靜力模式仍可模擬颱風渦旋與地形作用的影響結果。LE10_NL 個案渦旋登陸前渦旋移動緩慢，且其環流中心幾乎是筆直的順著駛流場向西移動，登陸後直接跳過山。此敏

感度測試顯示潛熱釋放的熱力過程會影響颱風路徑偏折。潛熱釋放對於颱風的生成與維持是非常重要的因素，由氣壓時序分析結果顯示(圖未示)，缺乏潛熱釋放的過程，颱風渦旋根本無法發展，甚至無法維持而隨時間持續減弱。

對於真實台灣地形，我們亦探討其對由東入侵的颱風之影響。圖 8 是 HB40、HB50 和 HB60

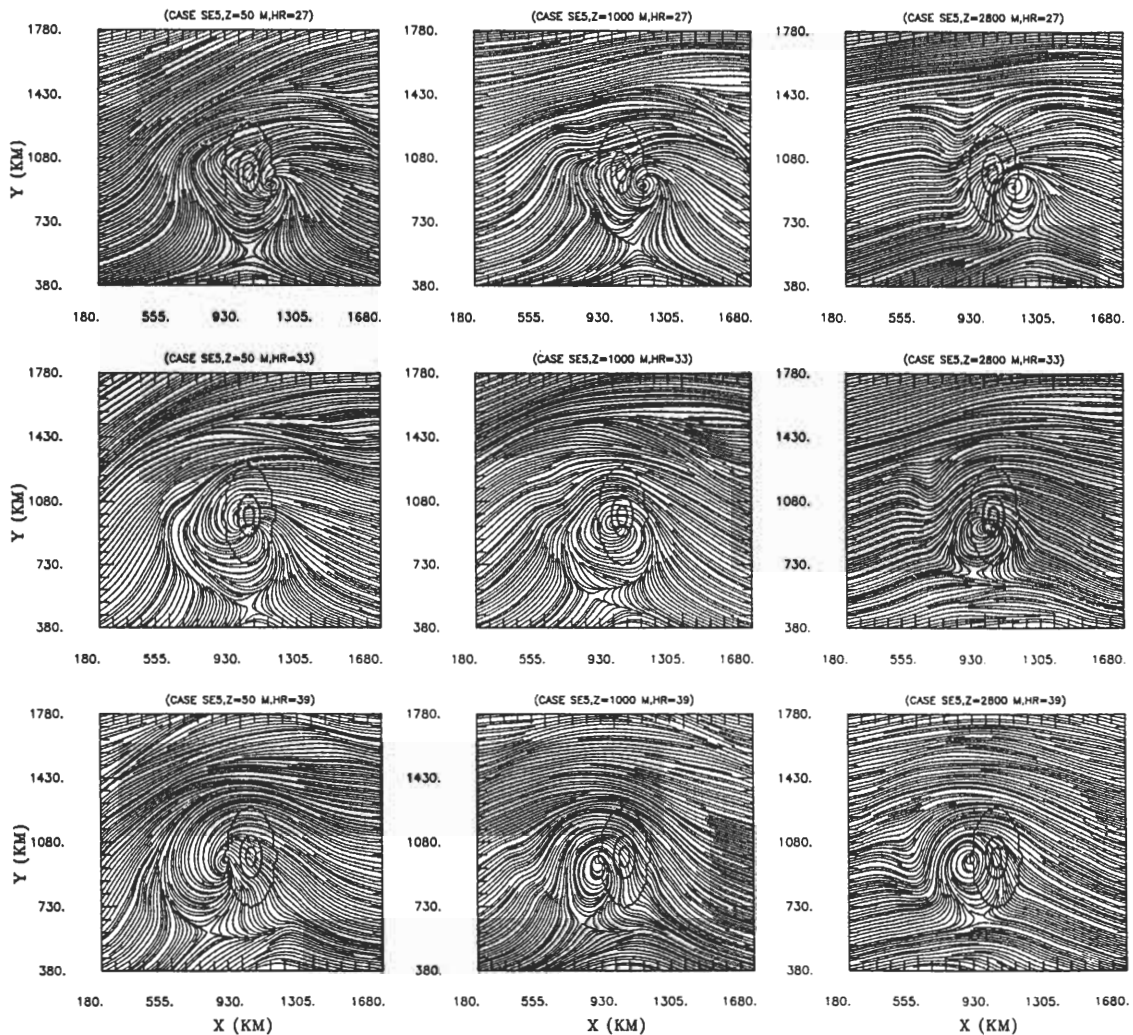


圖 4c 續上圖，但時間序列為 27,33,39 小時。

低層(50 m)環流變化過程，在渦旋接近台灣到登陸期間，在西岸產生背風渦旋，而後併入颱風環流中。HB40 之初始位置位於山脈南側，渦旋環流變化較為複雜，台灣西側的副中心略有發展，關於這一點將於後面作討論。其環流中心於登陸前向南偏，接著繞經地形南側轉而北偏。HB50 在登陸前與 LE10 類似會先向南偏，登陸

後環流中心直接過山。HB60 位置較偏北方，颱風渦旋氣流直接受地形阻擋作用較小，所以登陸前路徑並沒有大變動，在登陸前三小時略向北偏繞過台灣北端出海，出海後繼續南偏回到原來的緯度。非靜力個案環流結構變化與靜力模擬相似，但路徑偏轉趨勢則較不明顯。HB50_E 因為地形坡度改變，造成環流場與地形作用結

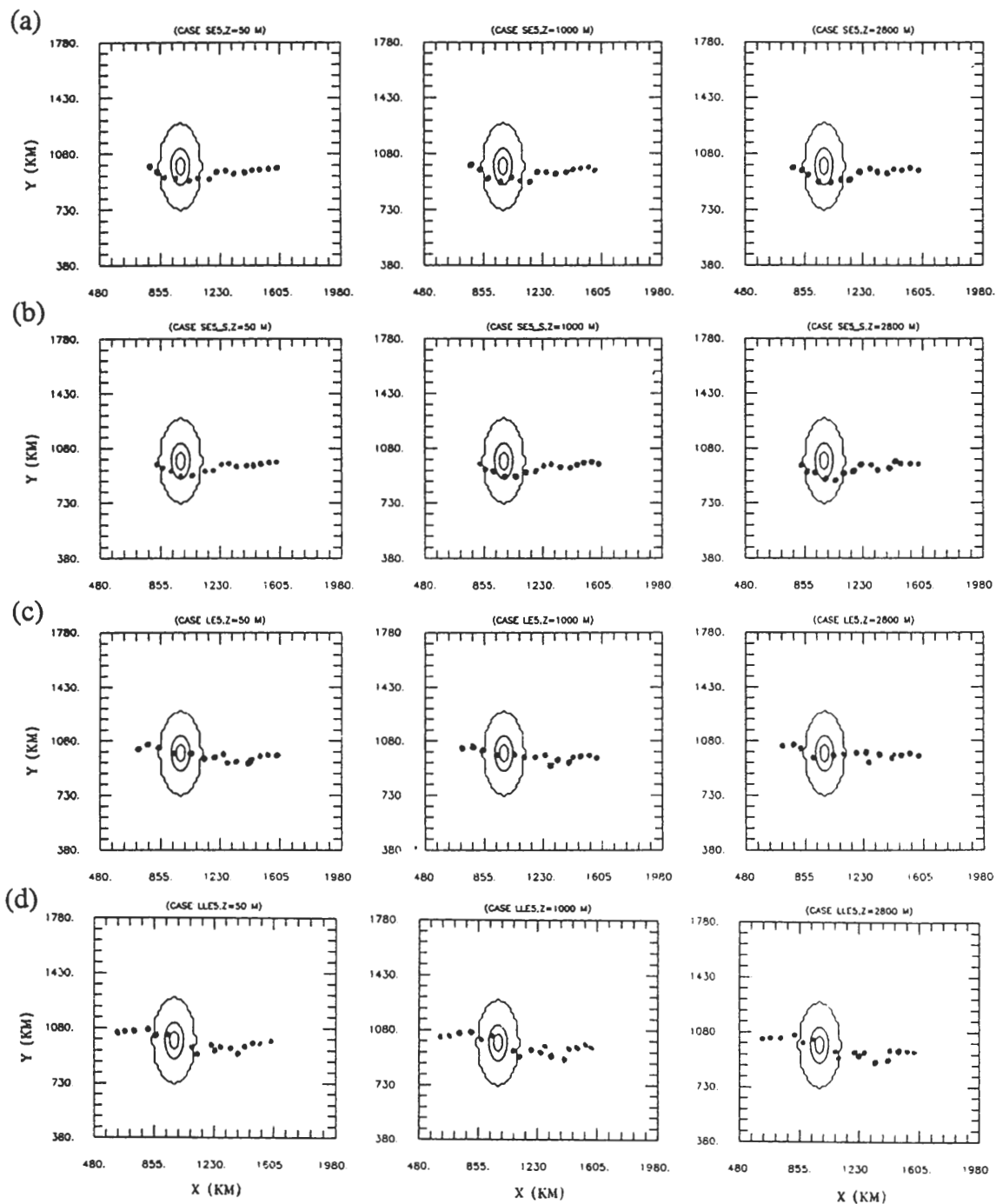


圖 5 移速慢渦旋的理想地形個案之環流中心路徑圖。由左到右是垂直不同高度的環流中心位置，分別是 50、1000 以及 2800 公尺。起點為零小時，以三小時為間隔，結束時間依各個案不同。(a) SE5，(b) SE5_S，(c) LE5，(d) LLE5。

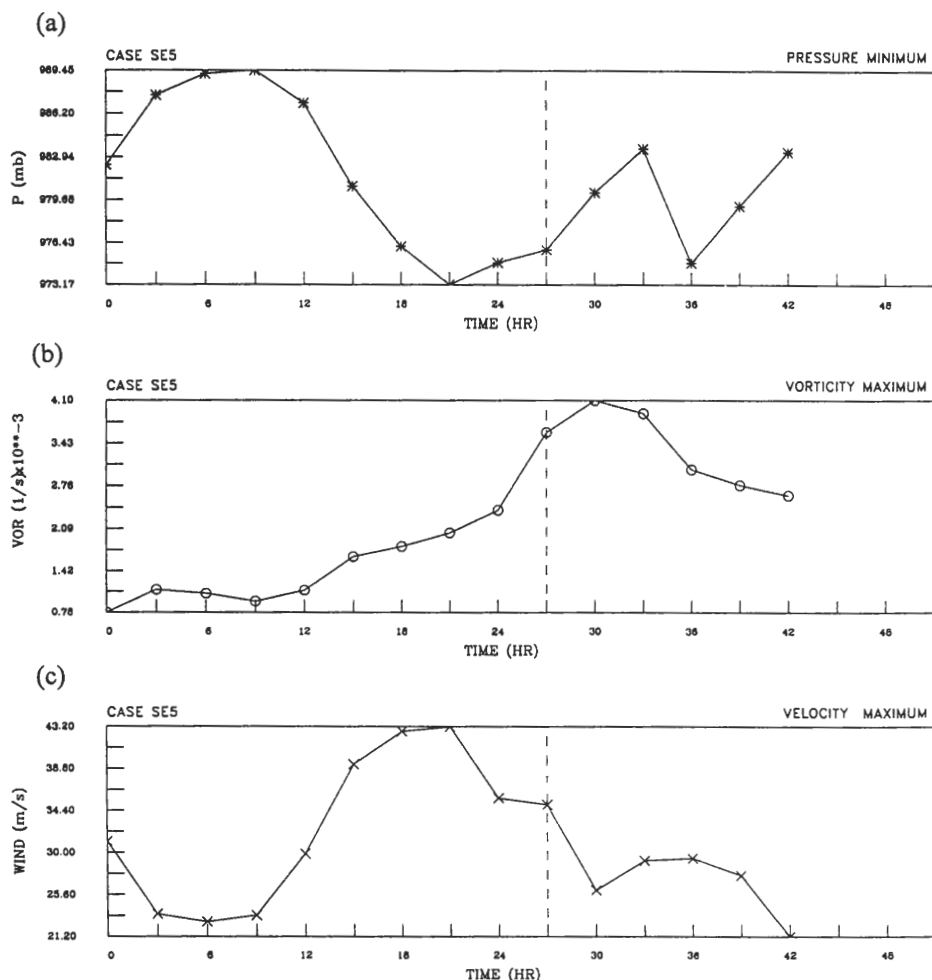


圖 6 SE5 個案之(a)最低擾動氣壓、(b)最大渦度以及(c)最大風速的時間序列圖。虛線部分為渦旋登陸時間。

果變得更為複雜，但整體颱風環流之演變仍與前面個案相似。圖 9 是真實地形個案之環流中心路徑，當颱風接近台灣地形時，渦旋在登陸前都會略向南偏，並且在登陸前轉為北偏或北跳，偏向的程度與登陸地點有相當的關聯。當颱風接近北部時，地形阻擋作用較小，所以南偏程度較少；接近台灣南端者，則影響程度較大。

(三) 降水分佈

圖 10 是理想個案的累積雨量分布，無論是大或小、快或慢的渦旋，主要的降水都分布在山脈地形東側以及西南方。小渦旋之雨量極大值位於山脈東側，較大的渦旋則在地形東北角。渦旋越大降水分布的範圍中央位置也越廣，除了東側和西南部之外，西北部平地也有些微降水。在降雨量方面，除了 LE10_NL 由於沒有

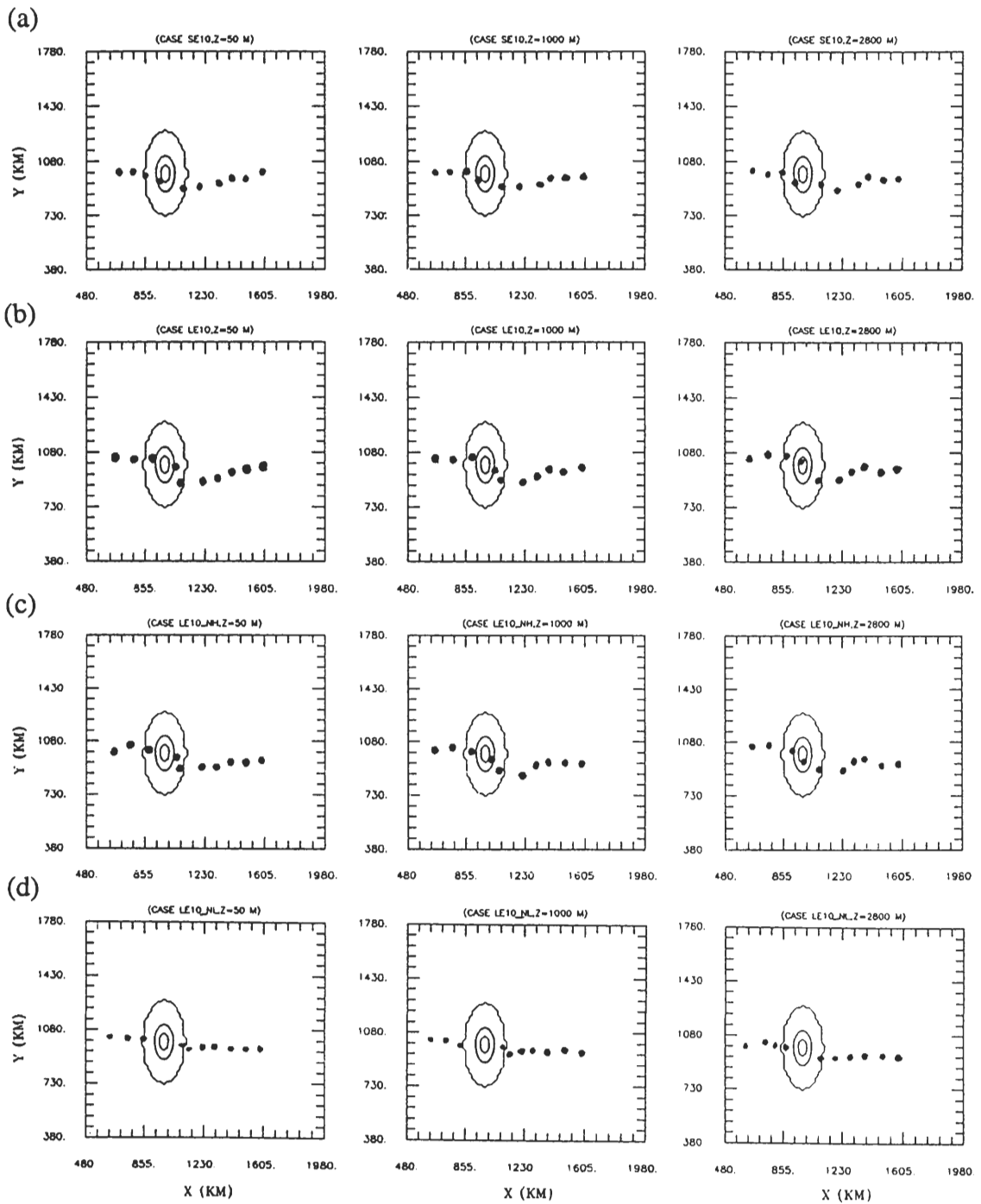


圖 7 同圖 5，但為移速快渦旋的理想地形個案(a)SE10，(b)LE10，(c)LE10_NH，(d)LE10_NL。

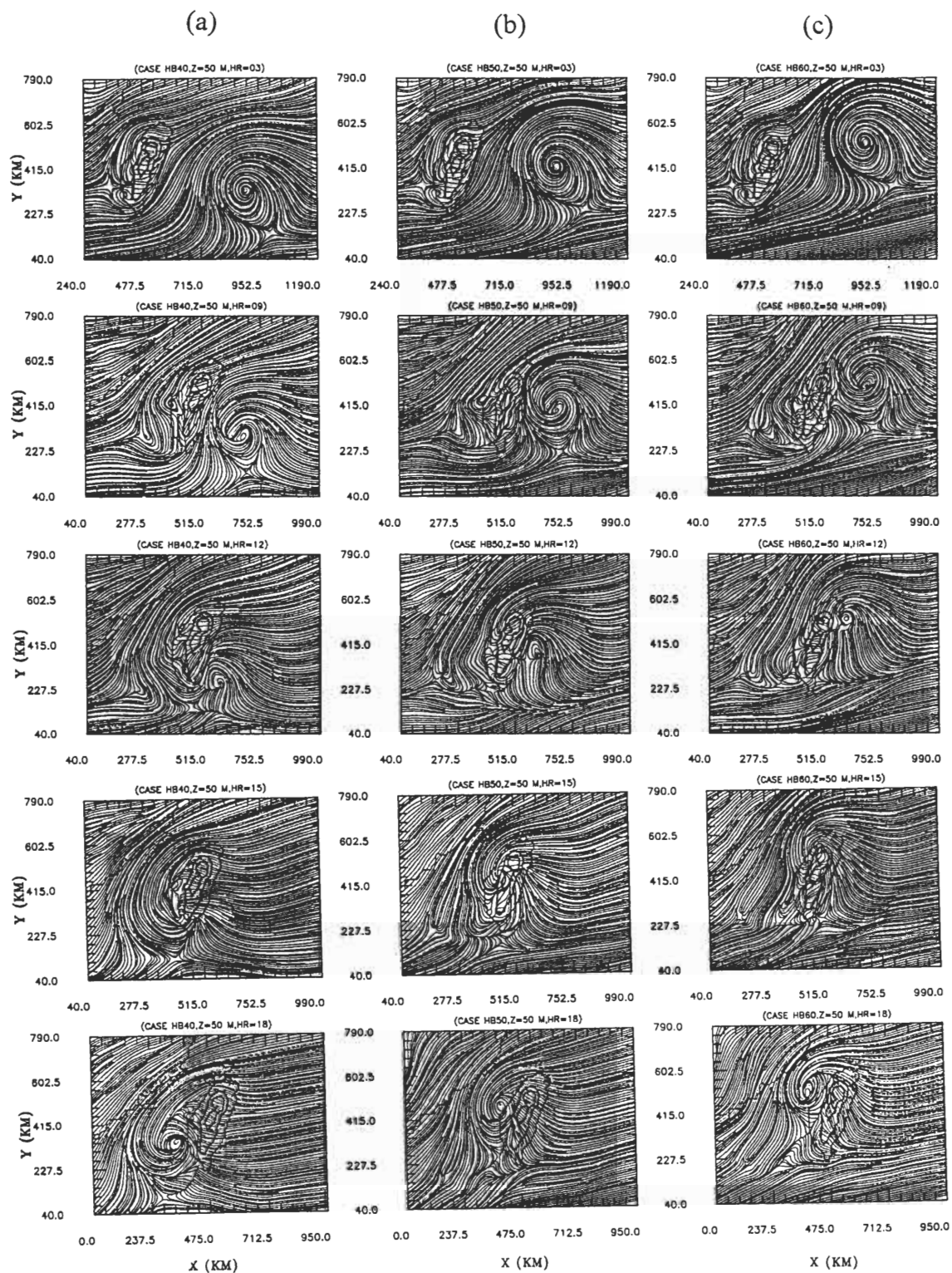


圖 8 (a)HB40、(b)HB50 和(c)HB60 撞山過程的低層環流場，由上到下的時間為 03，09，12，15 到 18 小時。

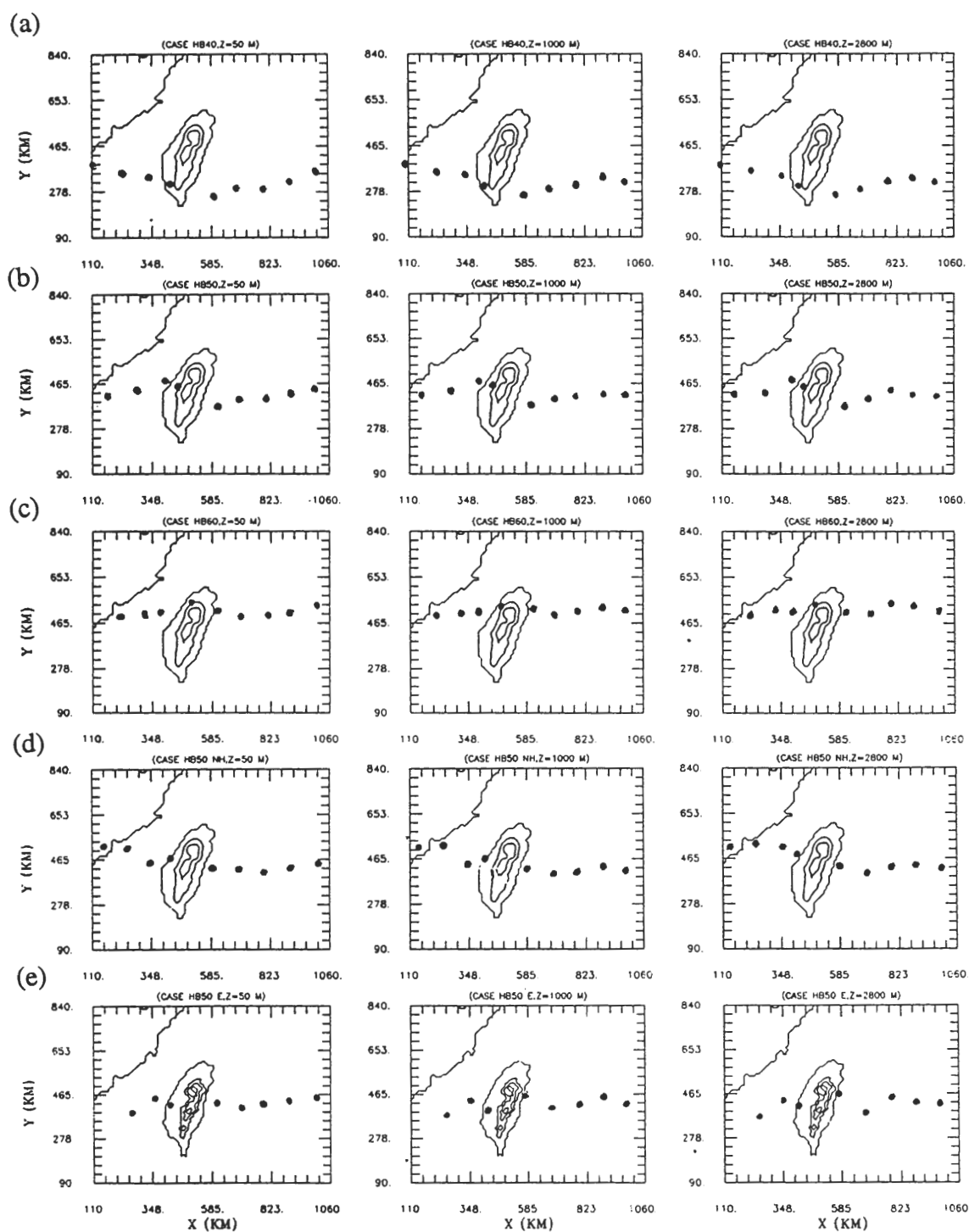


圖 9 同圖五，但為真實地形個案(a)HB40，(b)HB50，(c)HB60，(d)HB50_NH，(e)HB50_E。

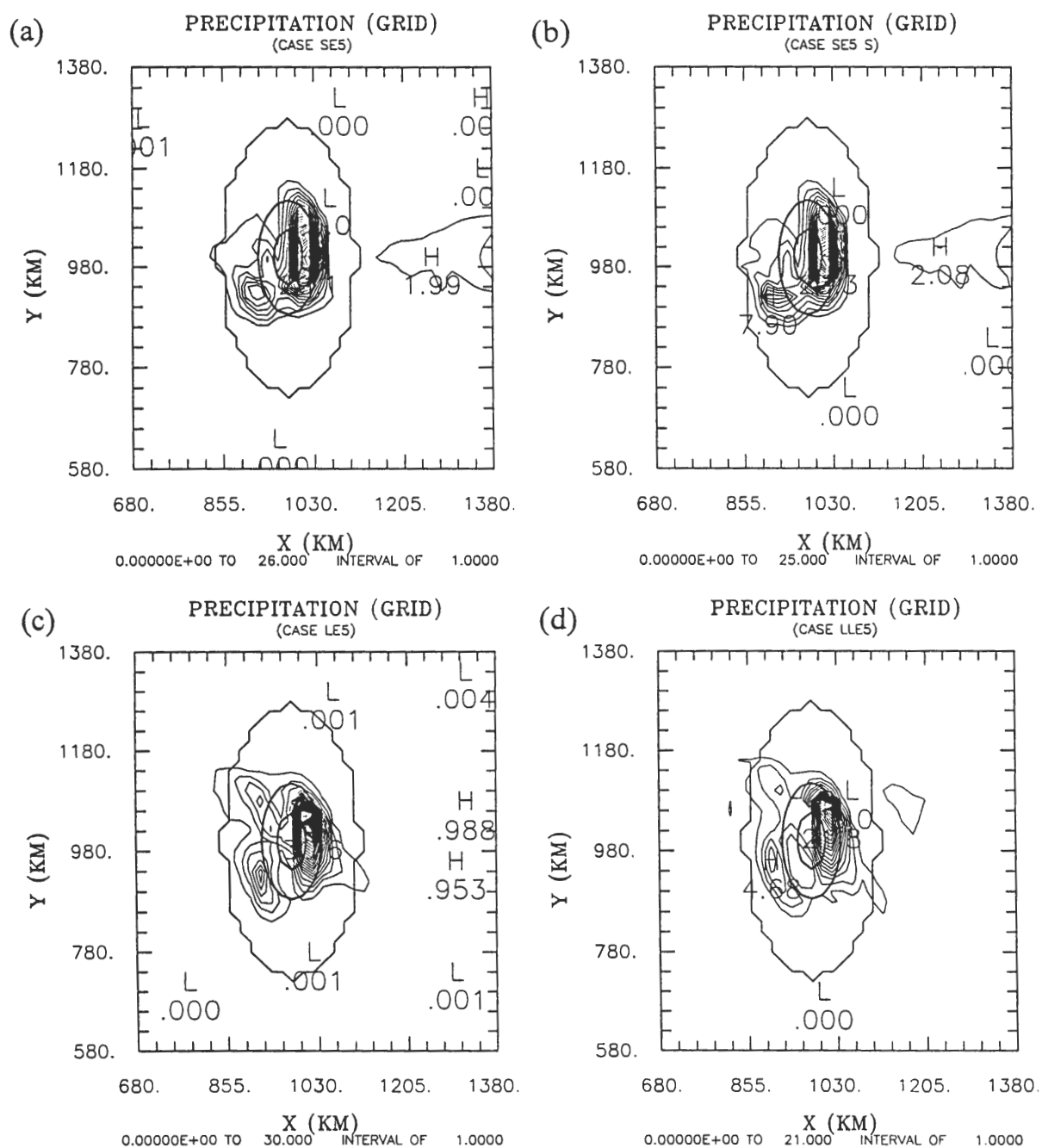


圖 10a 移速慢的渦旋碰撞理想地形的累積降雨分佈，(a) SE5，(b) SE5_S，(c) LE5，(d) LLE5。
單位為 mm，累積時間均為 42 小時。

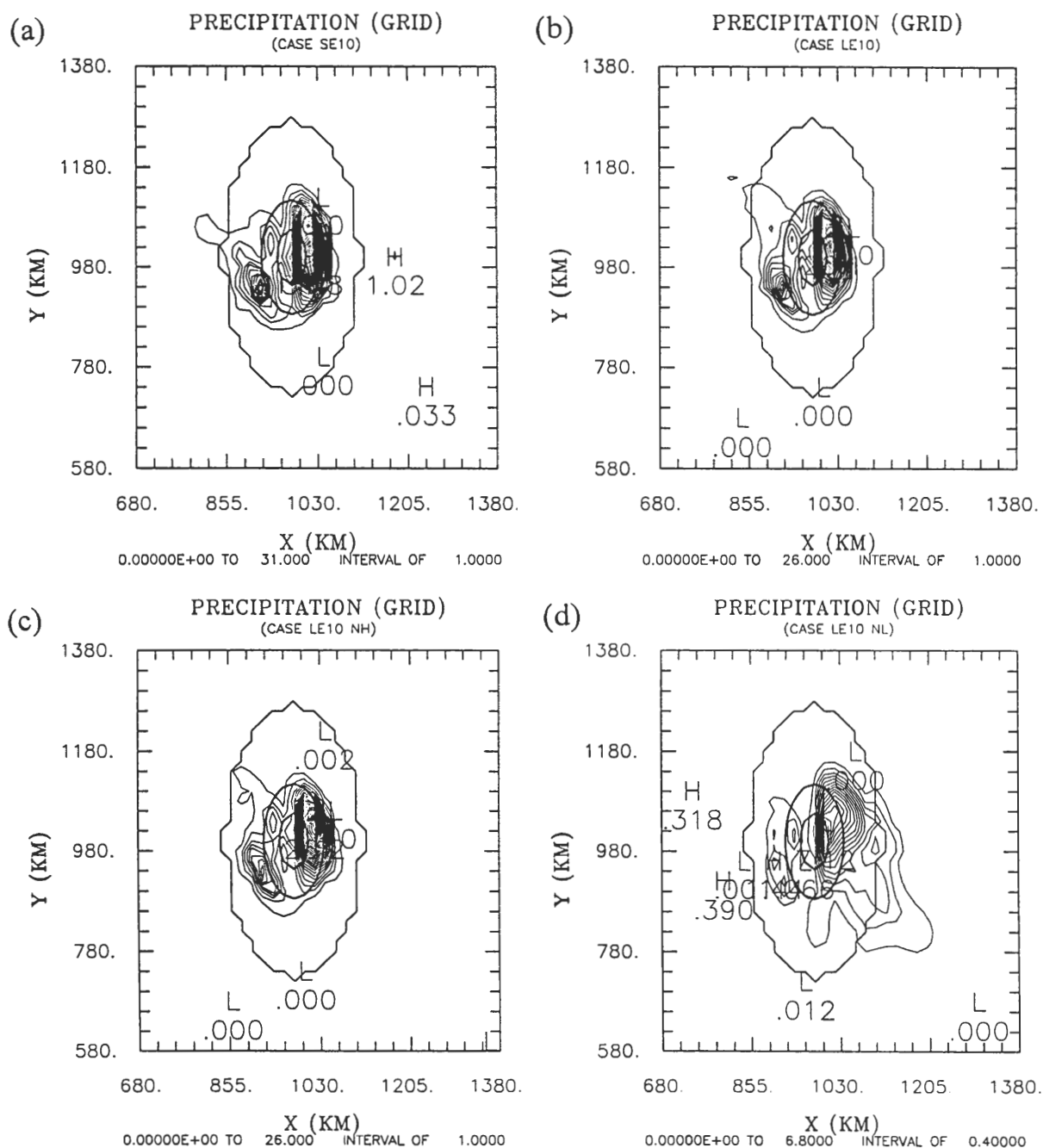


圖 10b 移速慢的渦旋碰撞理想地形的累積降雨分佈，(a)SE10，(b)LE10，(c)LE10_NH，(d)LE10_NL。單位為 mm，累積時間均為 27 小時。

潛熱釋放作用雨量特別少之外，對於移速慢(快)的渦旋的所有個案，積分 42 (24)小時的總累積降水量並沒有明顯的差異。本文所模擬的渦旋強度並不是很強，較快的駛流場個案之降雨強度較移速較慢的駛流場個案大很多，所以快與慢的渦旋登陸前後的總累積雨量相當接近。

台灣地形個案的累積降水分布與理想地形相似，最大降雨區分布在山脈的東側以及西南角的高屏到台東近山地區，多數的雨水都集中降落在高於 1000 公尺的山坡面上(圖 11)。由不同地點接近台灣地形的渦旋，所造成的降雨分布並沒有太大的差異。非靜力模式之降水在西北外海也有降雨，HB50_E 的降水分布和地形分布相似，呈現零星分布。登陸地點不同所帶來的降雨量也不同，以 HB40 個案降水量最多，這是由於颱風環流右前側氣流多直接與地形作用的結果。HB50 和 HB60 的降水量依序變少。HB50_NH 之降雨量比 HB50 的降雨量略少些，但二者分布情形相似，而 HB50_E 明顯因為地勢較高，有較大的降水量。

(四) 風場、渦度與位渦

Ertel's 位渦定義為 $\frac{1}{\rho}(\bar{\omega}_a \cdot \nabla \theta)$ ，其中

$\bar{\omega}_a$ 為絕對渦度向量。在不考慮密度變化時位渦(PV)可展開成下式：

$$PV = \frac{\partial \theta}{\partial x} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \right), \quad (19)$$

說明位渦度與熱力和動力作用相關。圖 12 是 SE5 100 公尺高的水平風場和渦度場，21 小時渦旋位於地形東方海面上，地形前後有微弱的負渦和正渦區，兩者都隨著渦旋越接近地形持續發展。由水平風向量場在地形上游之風速大小顯示，當渦旋越接近地形爬越地形的風速加強，繼而造成渦度在登陸前增強。經過氣壓中心之渦度垂直剖面圖顯示(圖 13)，在登陸前後渦旋之渦度垂直發展超過 11 公里，顯示颱風渦旋垂直發展深厚，且渦度極大值區位在低層，登陸後受到地形阻擋渦旋變小，造成正渦區範圍明顯變窄。

位渦度場(圖未示)水平剖面輪廓與渦度場相似，地形西北方的海面上有一分離的正位渦發展，隨著渦旋接近地形發展且向南移動，Lin et al. (1998)就提出氣流過山後在背風面產生下坡風，混合與擴散作用致使生成新位渦生成。位渦垂直剖面圖也與渦度場相似(圖 14)，但位渦度發展高度不如渦度場高，極大值位在低層但並未延伸到達地面，渦旋過山後其水平結構變窄且位渦強度變強。

四、討 論

(一) 收支分析

1. 動量收支

侵台颱風路徑偏向的問題是颱風研究的重要課題，在這一節當中，我們針對所模擬的個案，分析當颱風接近地形時，颱風氣壓中心附近動量收支和渦度收支的情形，我們希望能夠藉由此分析找出可能造成颱風路徑偏向的機制。根據水平動量預報方程式(方程式(2)及

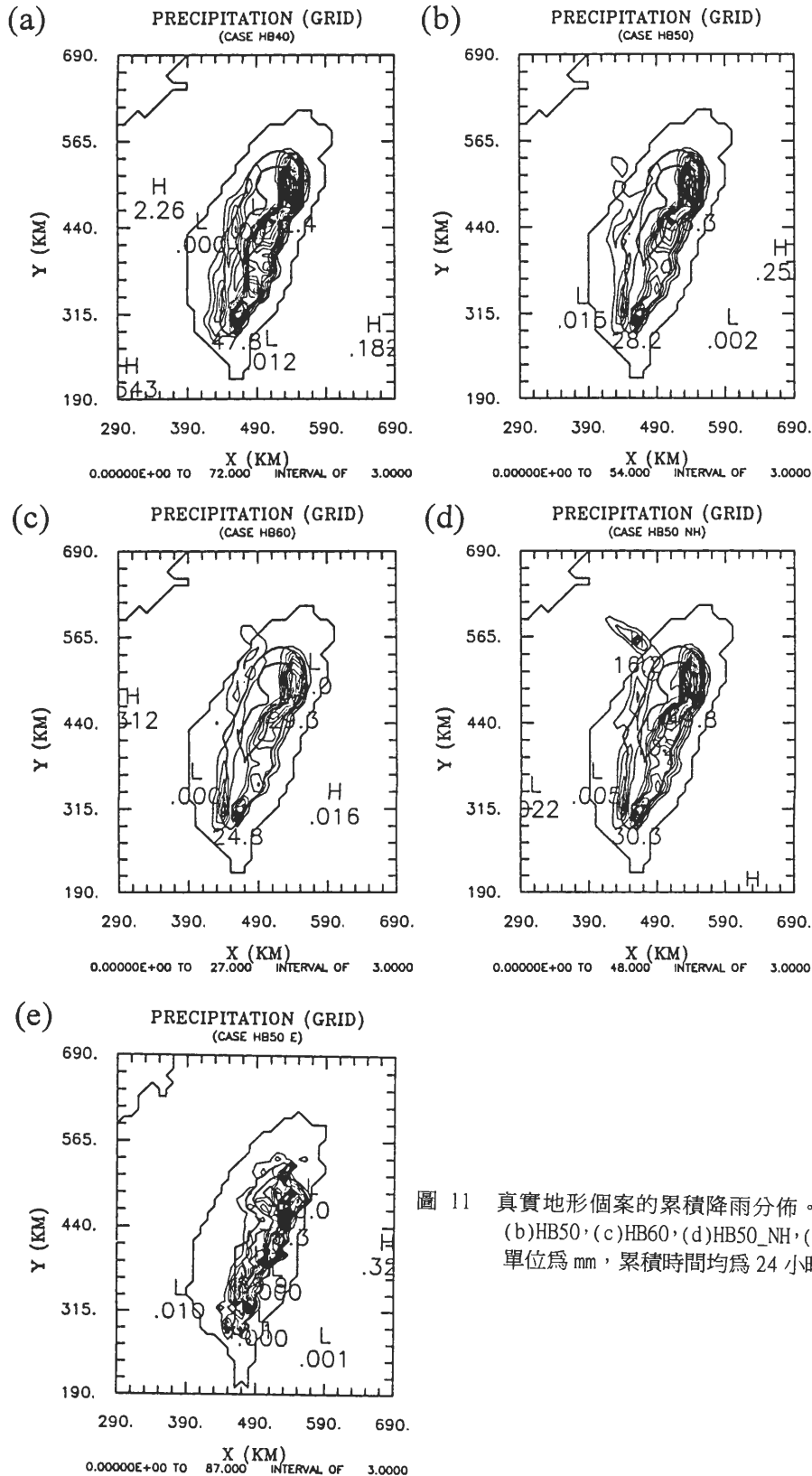


圖 11 真實地形個案的累積降雨分佈。(a)HB40, (b)HB50, (c)HB60, (d)HB50_NH, (e)HB50_E。單位為 mm, 累積時間均為 24 小時。

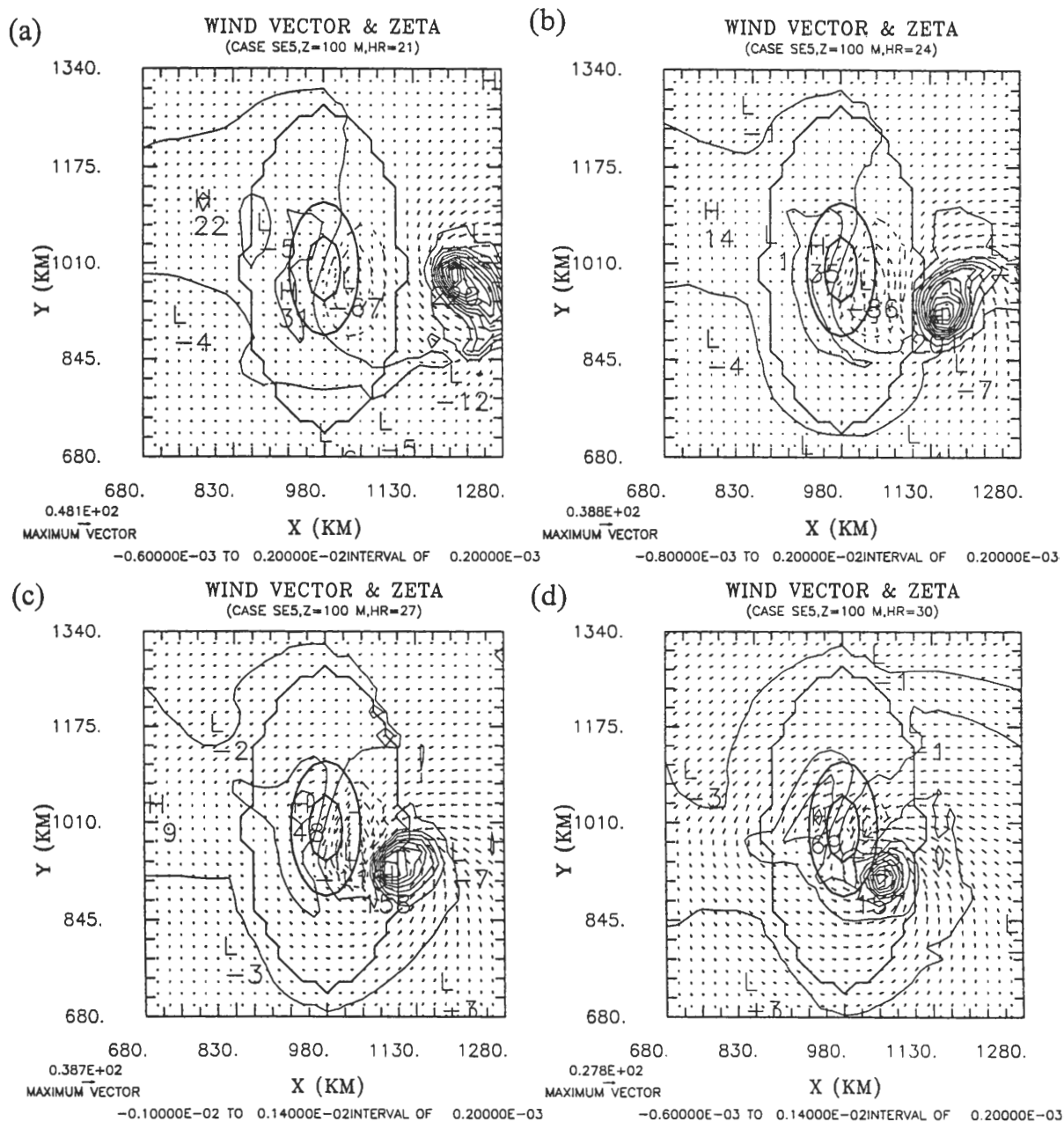


圖 12 SE5 個案 21 到 30 小時 100 公尺的水平風向量 and 渦度水平剖面，間隔為三小時，單位為 ms^{-1} 及 s^{-1} 。

(3))，動量收支共包含了平流作用(A)、柯氏力(C)、地轉氣壓梯度力作用(G)、擾動氣壓梯度力作用(P)、邊界層垂直擴散(B)以及非線性

水平擴散(N)以及模式中 L_u 及 S_u 為吸收長短波的 Rayleigh damping (L 和 S)等八項作用力，動量變化之總量(平均加速度)以 T 表示。動

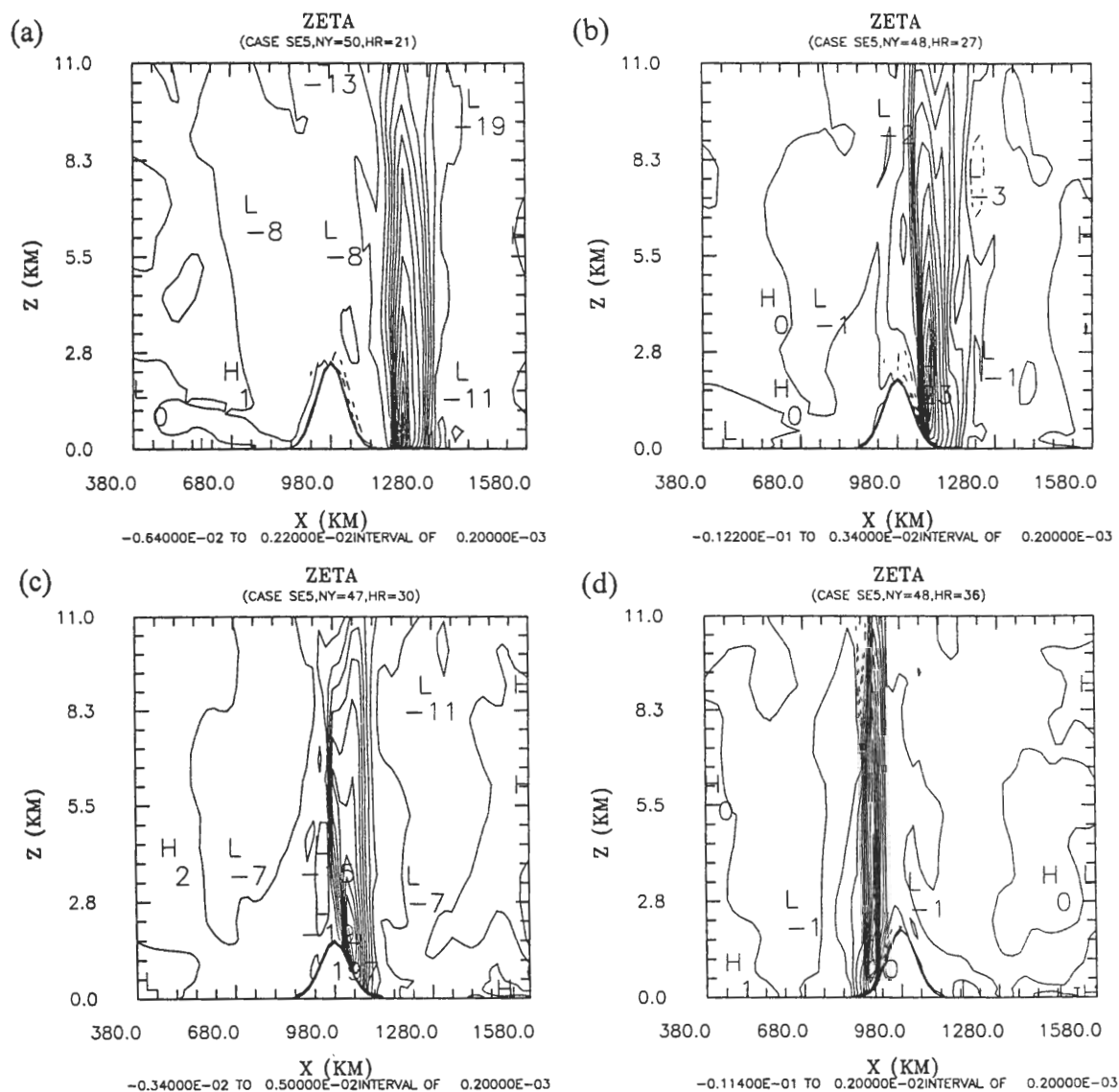


圖 13 SE5 個案(a)21, (b)27, (c)30, (d)36 小時經過氣壓中心的渦度垂直剖面, 單位為 s^{-1} 。

量收支計算的方式是氣壓中心向四方擴展, 對各作用項分項分層做水平區域平均。若是以渦旋之氣壓中心為參考點向 x 和 y 方向延伸 2 個網格($NG=2$), 即表示是以 5×5 網格點範圍的平均來作為動量收支分析, 我們將此平均的結果視為低壓中心附近平均之動量變化量。

Chang(1982)的理想地形數值模式結果顯示, 低層的氣流受地形的阻擋產生繞流現象, 引起低層的颱風中心靠近地形時移速加快。在我們的模擬結果中, 我們也得到相似的結果。以 SE5 為例, 渦旋在積分 21 小時後, 環流中心開始明顯的向南偏轉, 此時低層約以每秒 4.02

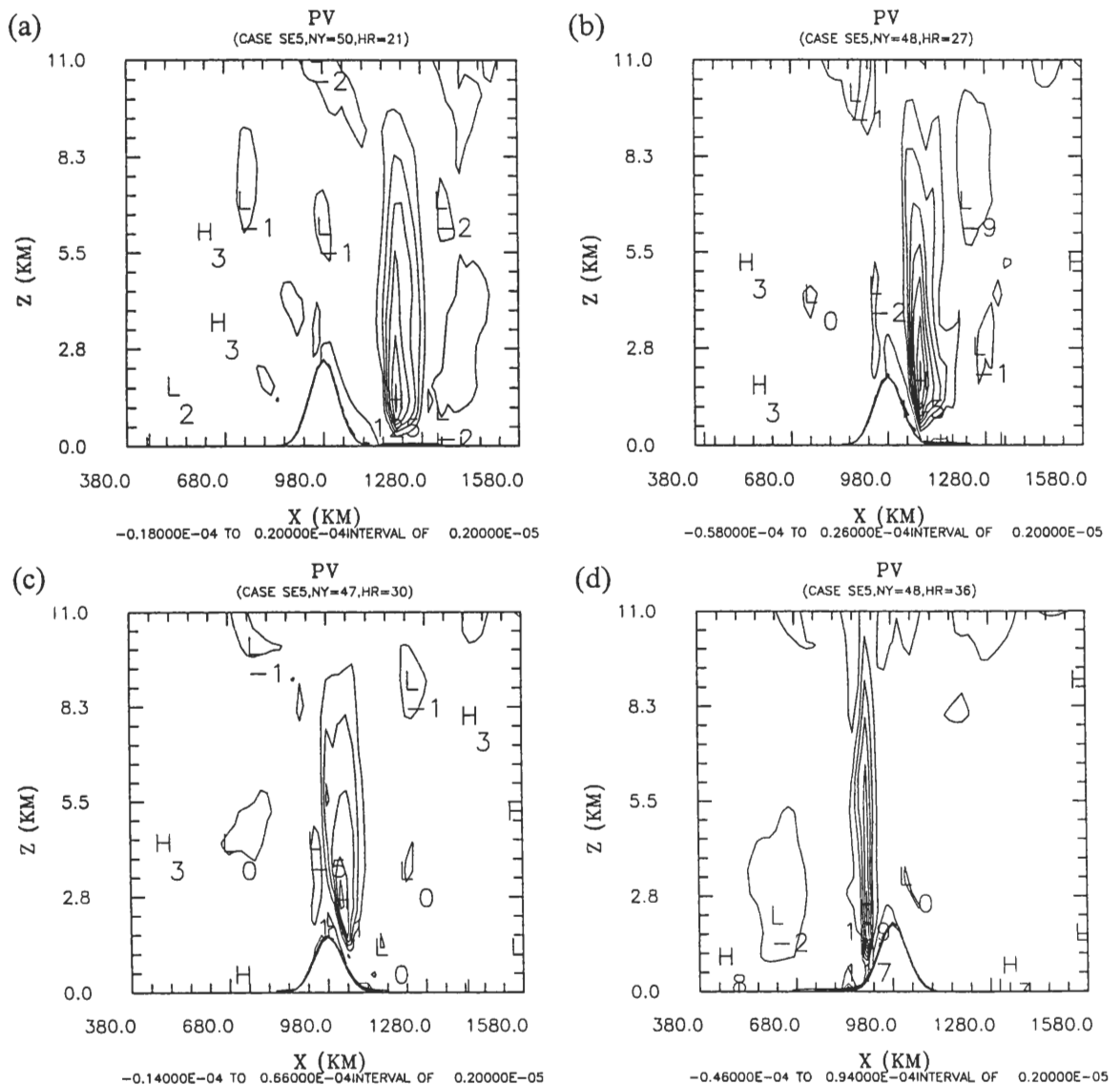


圖 14 SE5 個案(a)21, (b)27, (c)30, (d)36 小時經過氣壓中心的位渦垂直剖面, 單位為 s^{-1} 。

公尺的水平風速向西南西移動, 積分 24 小時加速到每秒 4.19 公尺, 27 小時更加速到每秒 4.51 公尺。由 21 時東西向的動量收支結果 (圖 15, NG=4) 可看出, 低層東西向的動量收支變化總量為正值, $du/dt=T>0$, 即外力對向西 drifting 的渦旋有阻卻作用, 此外力主要為擾動氣壓梯

度力及邊界層垂直擴散。造成渦旋向西加速的因素主要是平流作用的影響。積分 24 小時之東西向動量收支顯示渦旋向西加速, 但是低層向西的平流作用減小, 擾動氣壓梯度力向東加速的作用力減小, 有助於渦旋向西加速, 總之造成 SE5 在路徑偏向期間向西加速的原因, 主要

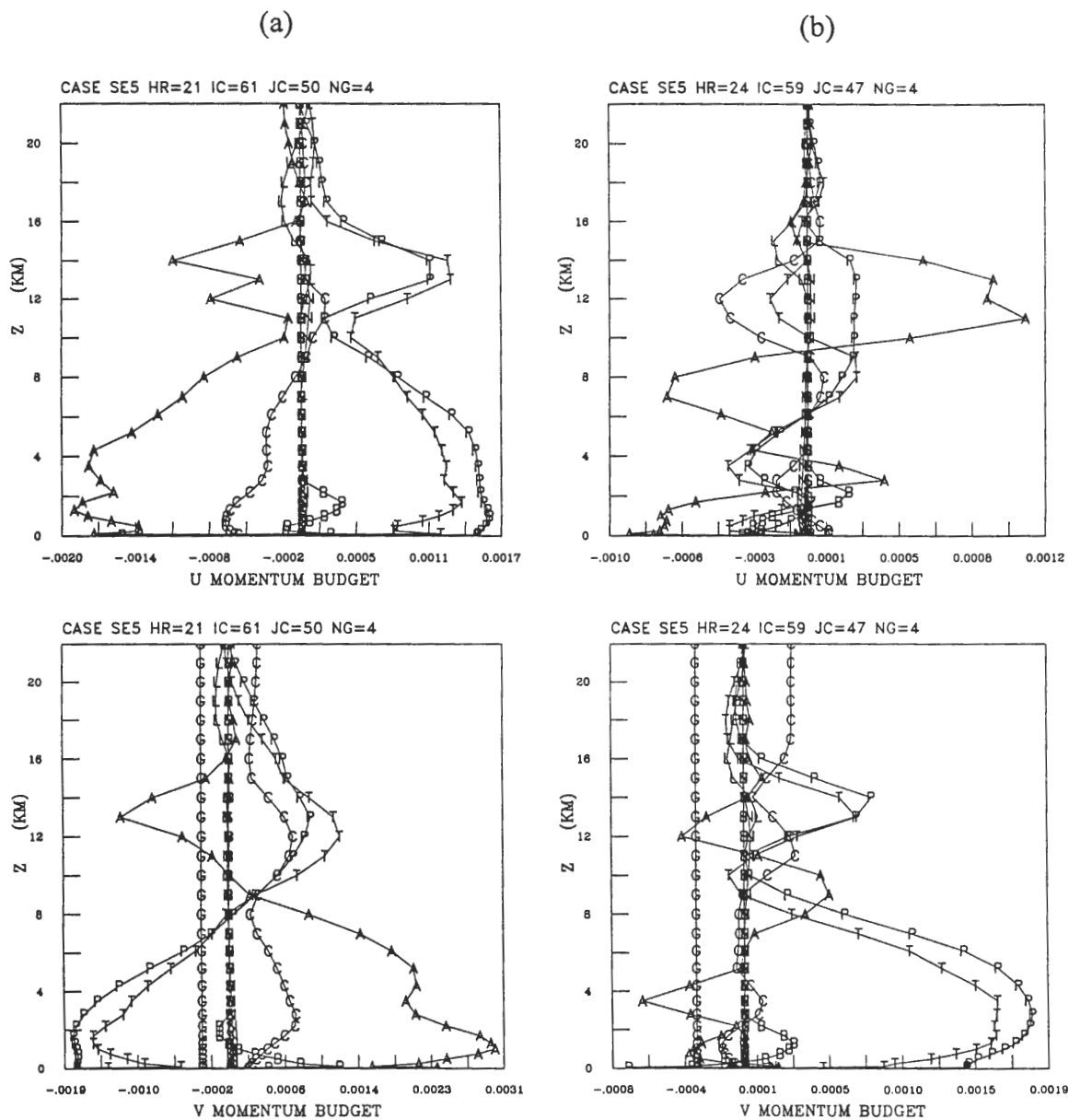


圖 15 SE5 個案取 NG=4 之積分(a)21 與(b)24 小時之動量收支分析，東西向(上圖)和南北向(下圖)，單位為 ms^{-2} 。

是平流效應。

圖 15c 中， $dv/dt=T<0$ ，表示渦旋會向南加速。擾動氣壓梯度力項是主要的向南分量，但是平流作用與柯氏力作用為向北的作用。積

分 24 小時，南北總作用力向北加速，擾動氣壓梯度力也有利於向北。由此顯示渦旋在 21 時受到向南的作用力使的渦旋開始轉向南移動。在 24 時則主要受到向北的作用力，擾動氣壓梯度力仍為主要的影響機制，顯見此時渦旋向南移動

速度漸緩。Huang and Lin (1997)也認為造成渦旋環流在登陸前南偏的主因是擾動氣壓梯度力的作用。LE10 個案之動量收支分析結果(圖 16)顯示,改變渦旋運動的作用力比小渦旋個案弱。東西向動量收支和 SE5 個案相似,登陸前渦旋

低層會減速;南北向動量收支則顯示,渦旋在積分初期受動力作用偏向的趨勢並不明顯。當渦旋越接近地形時,渦旋低層開始受到向北的加速作用,主要是受到平流和擾動氣壓梯度力以及柯氏力等作用。由動量變化趨勢的分析中,

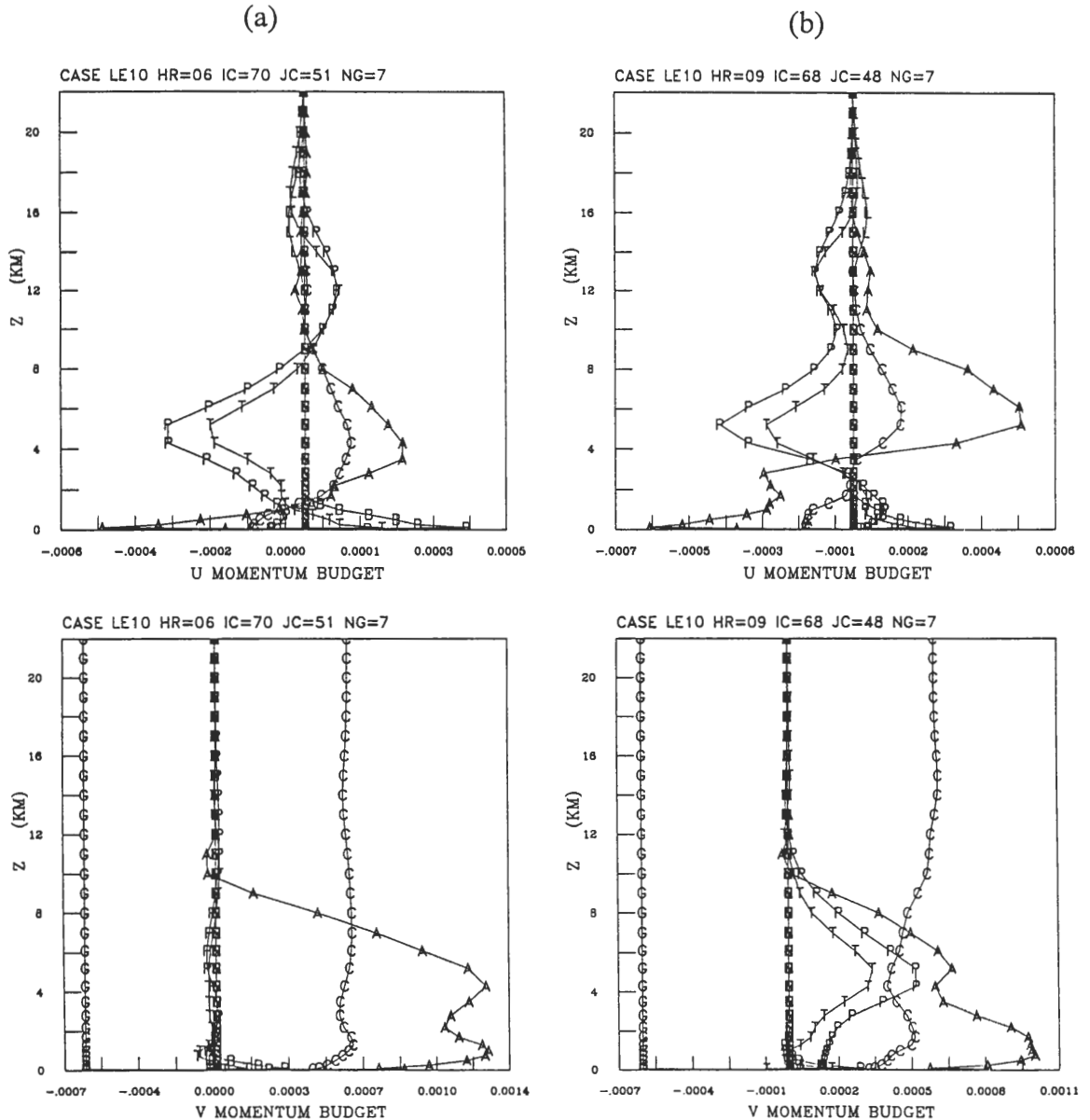


圖 16 LE10 個案取 NG=7 之積分(a)06 與(b)09 小時之動量收支分析,東西向(上圖)和南北向(下圖),單位為 ms^{-2} 。

我們發現造成颱風渦旋偏向的原因，擾動氣壓梯度力為最可能的原因，除此之外，平流作用也是相當重要的影響因素。

2. 渦度收支

渦度的變化情形是系統動量變化的重要參考指標，所以我們計算渦度的時間變化趨勢，了解颱風渦旋在登陸前向南偏向的機制。渦度預報方程為：

$$\begin{aligned} \zeta_t = & [-\mathbf{V} \cdot \nabla \zeta] + [-(\zeta + f)(u_x + u_y)] + [-\beta v] \\ & + [-w_x v_z + w_y u_z] + [(fu_g)_x - (fv_g)_y] \\ & + [-(\theta_{v_0} \pi'_y)_x + (\theta_{v_0} \pi'_x)_y] + [(H_v)_x - (H_u)_y] \\ & + [(D_v)_x - (D_u)_y] \end{aligned} \quad (20)$$

上式等號右邊各項依序為渦度平流項、輻合輻散項、 β 作用項、扭轉項、地轉作用項、力管項、以及水平和垂直擴散項。本文於實際分析時，將其方程式轉換至 σ 座標計算。模式中的柯氏參數、 θ_{v_0} 及地轉風均不隨 x, y 改變，所以 β 作用項、地轉作用項和力管項三項為零。

在前面章節已經討論過，SE5 在積分 21 小時的時候(圖 12a)，颱風渦度中心位於地形東方，且東來氣流在山前爬升產生高壓脊(負渦)，在山後下坡絕熱增溫又與繞山氣流輻合而生背風槽(正渦)。此時渦度變化趨勢(圖 17f)顯示，在渦旋中心附近有相當強的負渦度趨勢，會使渦旋中心的渦度減小，地形兩側都有弱的負渦度趨勢使得山區的渦度變小。渦旋西南方為一正渦度趨勢區，依據這點推論渦旋最有可能向西南移動。影響渦度變化的各項因子以平流作用在渦旋中心區有較強的負趨勢，輻合輻散作用則傾向於使渦旋區和地形區的渦度增

加。垂直和水平擴散項在渦旋區和地形區有相反的作用，在地形前垂直擴散項有負趨勢，水平擴散項則抵消它，山後則相反；兩者抵消之後，垂直擴散的作用在地形前和渦旋區的作用較大些。垂直擴散項對於渦旋地區的渦度減少也有相當的貢獻，扭轉項的作用則相當小。

積分 24 小時渦度場(圖 12b)顯示，颱風向地形的東南方移動，且迎風面的負渦增強。在渦旋 24 小時的渦度趨勢(圖 18f)顯示，渦旋將持續向西南移動，山前渦度持續下降，而由積分 27 小時的渦度場也得到驗證。積分 24 小時的詳細渦度變化分量(圖 18)和 21 小時相似，平流作用項在地形區乃至西北外海都造成渦度變化，在地形東南側產生負趨勢。垂直擴散項在山脈西北側有相當明顯的貢獻。此結果說明影響渦旋本身渦度變化的原因，主要是來自於平流作用、輻合輻散作用以及水平及垂直擴散作用的結果。對於移動較快且範圍較大的渦旋，我們也看到相似的結果。

(二) 副中心

Chang et al. (1993)的觀測資料統計研究中指出，當颱風位於台灣的東南部到東南方海面上，台灣西部可能會有封閉的低壓生成。Wang (1980)也曾提到，當颱風接近台灣時，在台灣西部有可能產生一可以發展並取代原來環流中心的低壓中心。在 HB40 個案中，在台灣西部生成的低壓中心曾經一度發展成為新的低壓中心，圖 19 是登陸前後低層的水平風場，從積分 9 小時開始，東風氣流繞經台灣北端，順著台灣海岸往南吹，在中西部海岸與爬越山脈的氣流發生輻合作用。積分 12 小時，台灣西側出現輕微的氣旋式環流，此環流南部產生弱風區，低

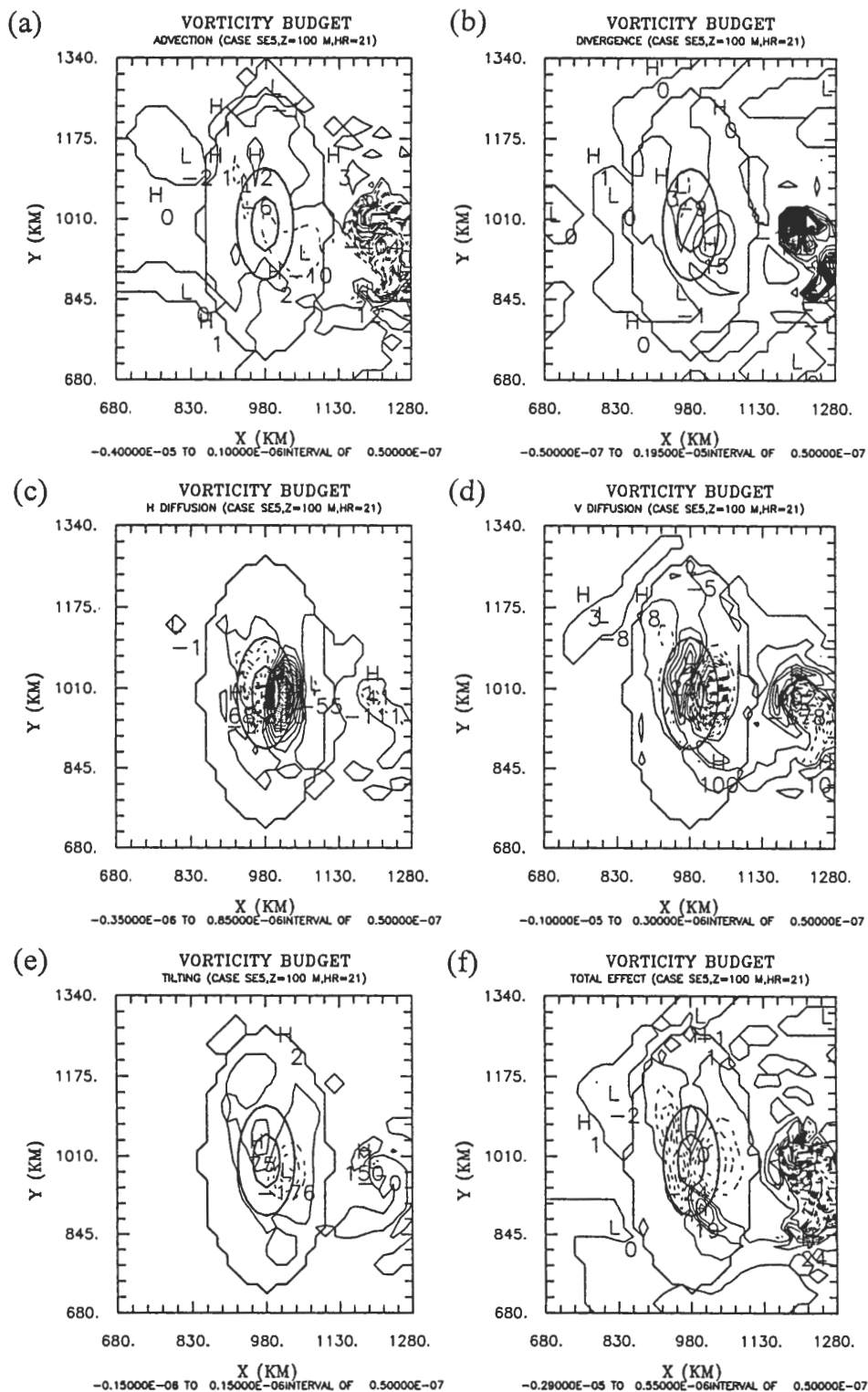


圖 17 SE5 積分 21 小時 100 公尺渦度收支分析。(a)平流作用、(b)輻合輻散、(c)水平擴散、(d)垂直擴散、(e)扭轉項以及(f)總渦度變化趨勢，單位為 s^{-1} 。

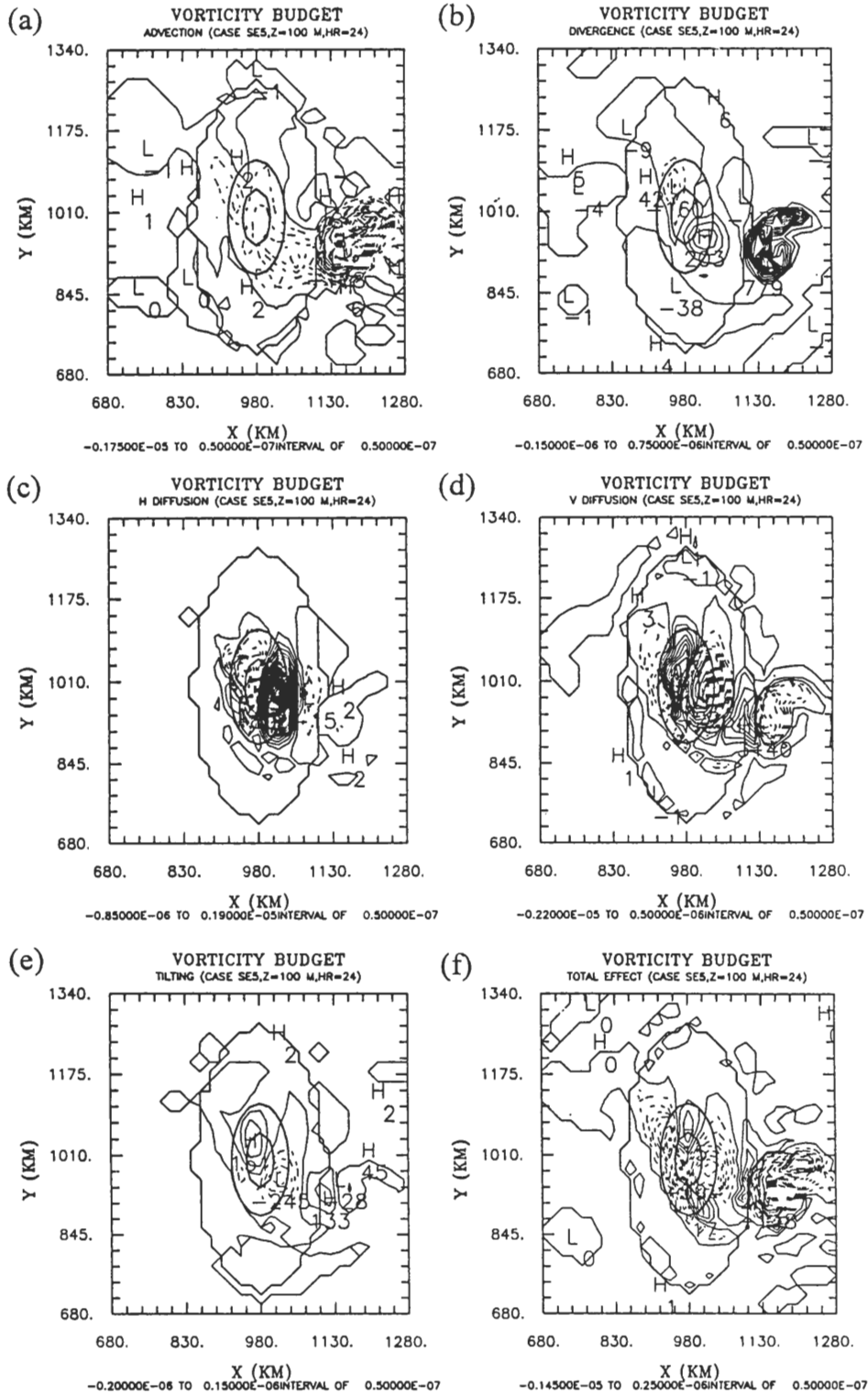


圖 18 同圖 17，但為 SE5 積分 24 小時 100 公尺渦度收支分析，單位為 s^{-1} 。

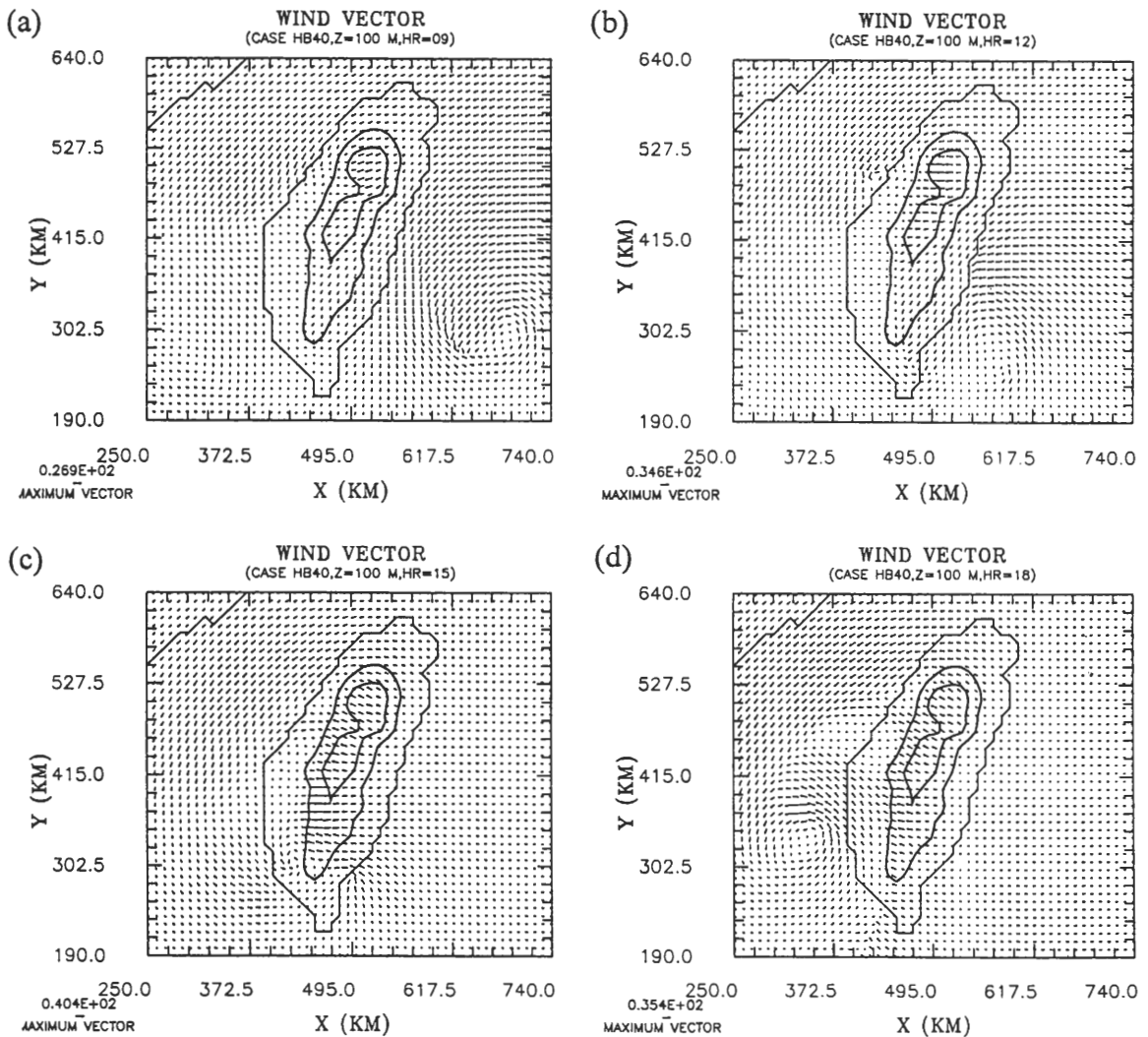


圖 19 HB40 低層 100 公尺的水平風向量場，(a)到(d)分別為積分時間 9 到 18 小時，間隔為三小時。

壓中心即位於此弱風區之北側。且越山氣流明顯的由 9 小時的東北風轉為東風，並在背風面產生下坡風，絕熱增溫加強台灣西部副中心的發展。此時的低壓中心在短短的三個小時之間由台灣東南方跳至台灣西北方（圖 20），積分 15 小時後其中心再移動到台灣西南之屏東一帶，同時台灣西側的微弱氣旋式環流減弱，且往南

移到嘉南平原一帶外海。由於西北部的低壓並未繼續發展，所以颱風低壓中心又回到與颱風環流中心一致的位置。

關於觀測個案中副中心的生成與發展的原因，Wang(1980)認為除了颱風與中央山脈地形夾角有關之外，也相當強調尾流邊界層存在的重要性。在 HB40 的個案中，副中心的生成主

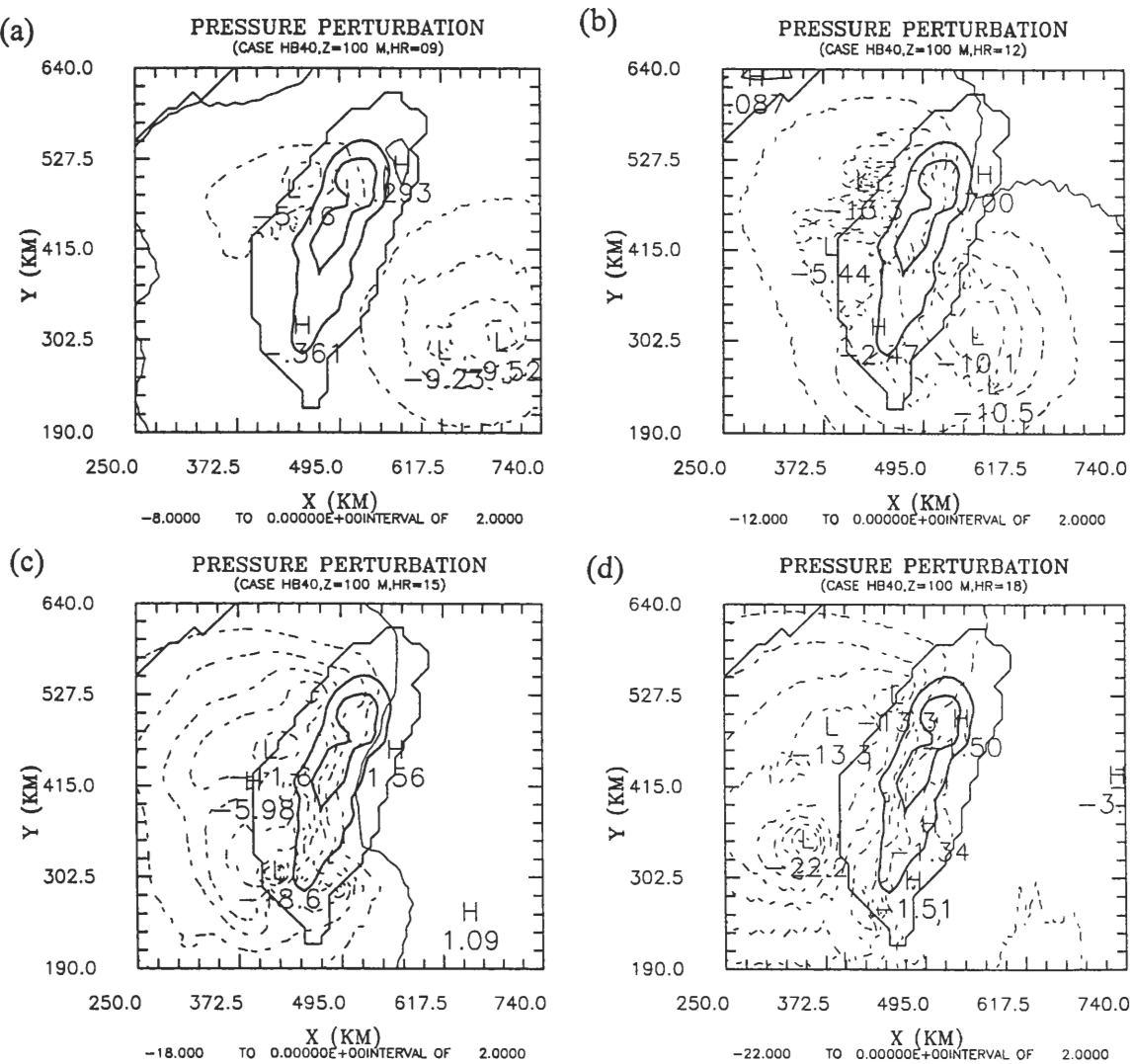


圖 20 HB40 低層 100 公尺的擾動氣壓場，(a)到(d)分別為積分時間 9 到 18 小時，間隔為三小時，單位為 mb。

要雖是由於繞山氣流在台灣地形中西部輻合而成，但由地形東部爬山氣流在西部產生下坡風所生成之絕熱增暖，繼而造成氣壓下降應為此山後局部低壓加強的主要原因。台灣西部尾流邊界層的發展及上述二者流場與氣旋式環流副中心的生成有密切的關係，且在實際觀測上也有相似的結果。

(三) 積雲參數化

積雲參數化對颱風強度的模擬扮演著相當重要的角色。將積雲參數化過程加入模式中，可以增加次網格尺度之積雲潛熱釋放作用，渦旋中能量增大有助於颱風的發展。模式中所使用的積雲參數化方法修改自 Kuo (1965, 1974)，

針對深積雲做計算，所以次網格內的淺雲類如層雲等並被不考慮在內。柯氏參數定在接近多數颱風生成的北緯 20 度。海平面氣壓為 1000 百帕，模式範圍為 $101 \times 101 \times 31$ ，水平解析度為 20 公里，海洋表面溫度為 27 度，無環境風場。郭氏積雲參數化的方法在模式水平網格間距過小或是在中尺度山區並不適用，因為當積雲的水平尺度大於網格解析度時在網格點上降雨量可能有重複計算的情形，繼而高估潛熱效應及降水量。而地形山區的積雲潛熱效應更難加以參數化，因為中尺度山脈氣流本身的輻合場未必是積雲生成的條件。

上述個案所模擬的颱風中心強度明顯較弱，並未達到強烈颱風。而本測試結果圖 21 是模式渦旋之擾動氣壓、渦度和最大風速的時間序列，模式在積分初期有約 6 小時的調整期，之後氣旋強度持續加強。於 48 小時颱風氣壓達

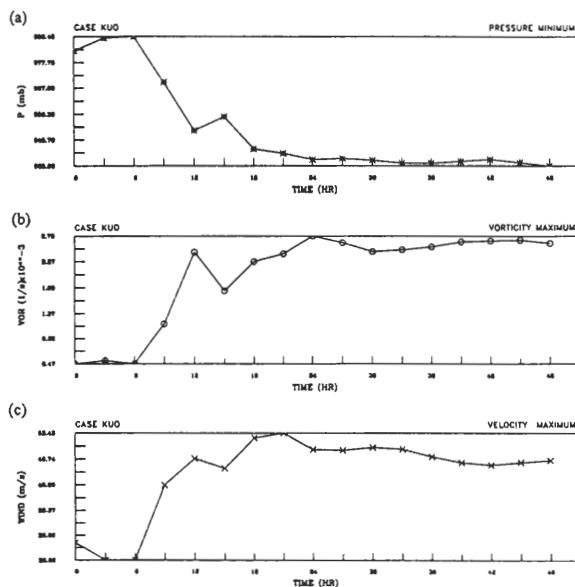


圖 21 Kuo 個案之(a)最低擾動氣壓、(b)最大渦度以及(c)最大風速的時間序列圖。

最低 935mb 左右，最大風速約每秒 50 公尺。圖 22a 是積分 48 小時經過颱風中心北方(NY=51)的相當位溫 θ_e 和 u-w 向量風場之垂直剖面，相當位溫場顯示颱風的對稱結構，在中心部分為暖心，低層到中高層的風場顯示風是跨越颱風

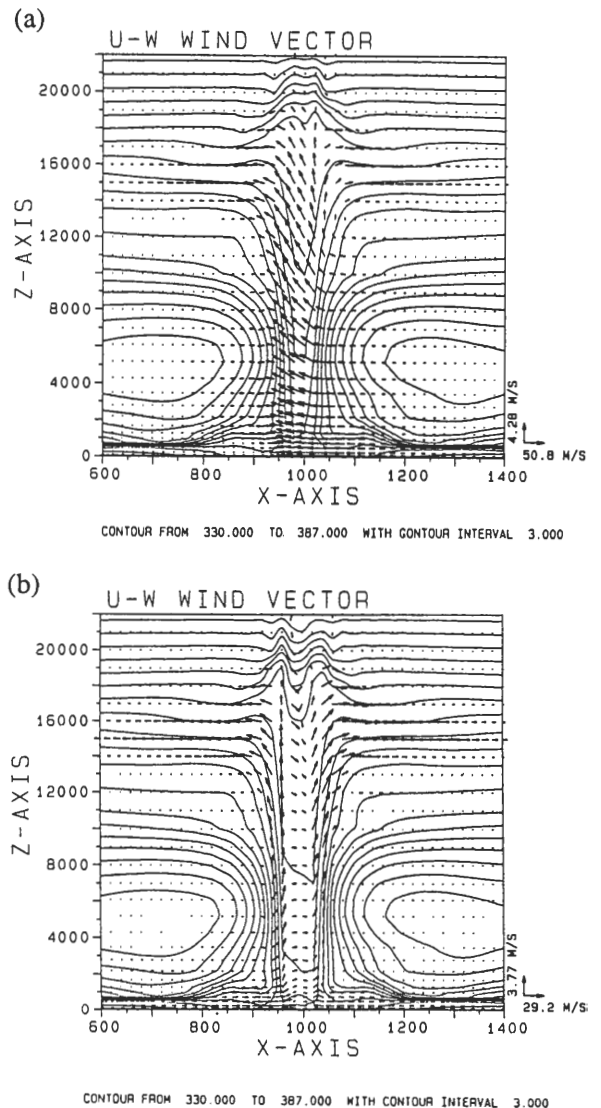


圖 22 Kuo 個案積分 48 小時之相當位溫 θ_e 與 u-w 向量風經過 (a) 颱風中心北方 2 個網格 (NY=51)，(b) 颱風中心 (NY=49) 之垂直剖面。

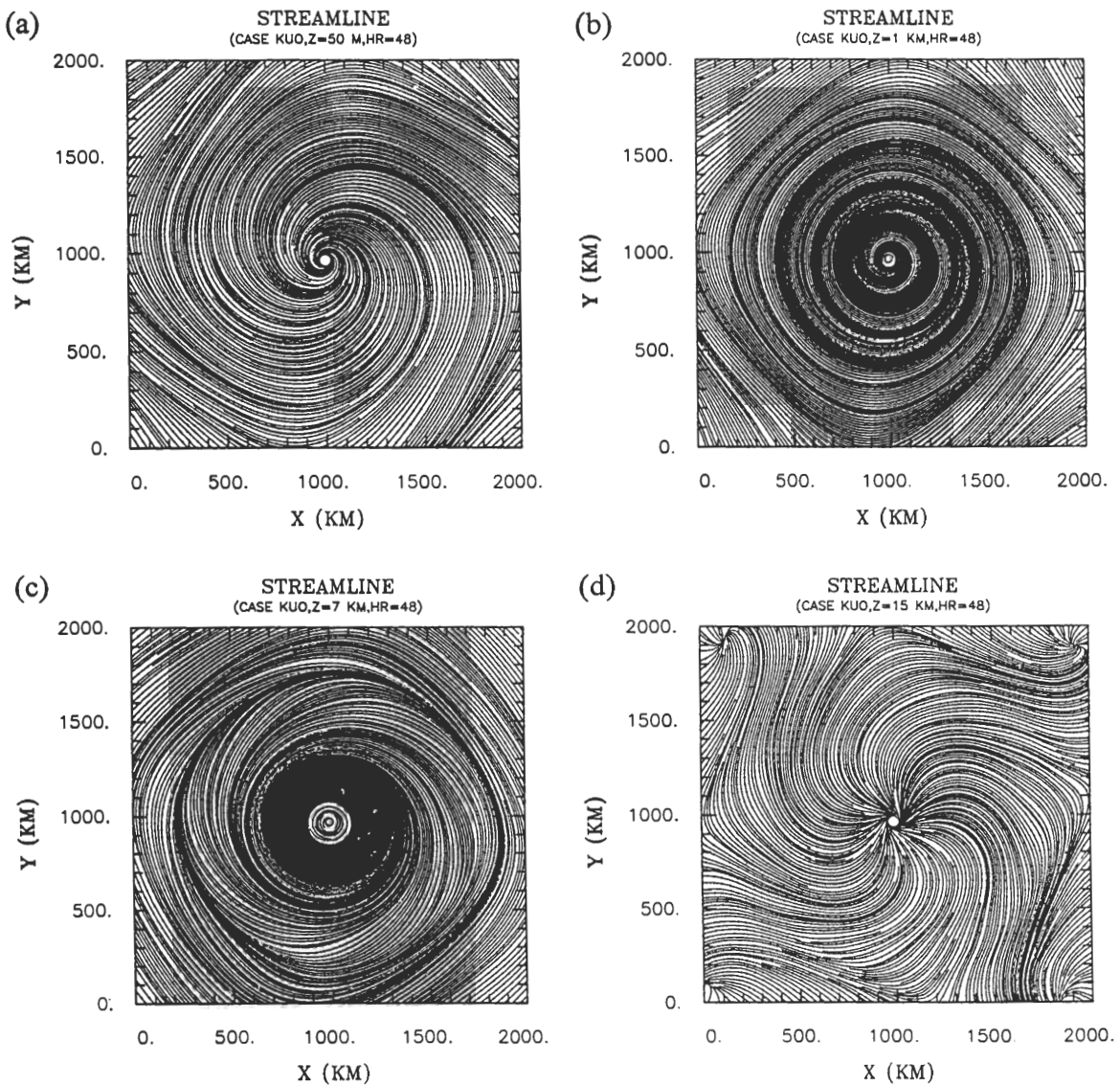


圖 23 Kuo 個案積分 48 小時(a)50 公尺(b)1 公里(c)7 公里 (d)15 公里的流線場。

中心向斜上方運動，在高層(15 公里以上)則可看出外流現象。圖 22b 是經過眼中心($NY=49$ ，此時中心位置已略微偏移)的 θ_e 和 $u-w$ 向量風場之垂直剖面，可明顯辨別出颱風眼和眼牆，眼的直徑小於 80 公里。低層入流(inflow)在颱風中心輻合，並在眼牆處上升，在高層輻散外流(outflow)。在颱風眼中心區，則有微弱的下降

氣流產生。圖 23 是 48 小時渦旋的各層流線場（圖中有些黑區為流線過密結果，無法明示），顯示此時颱風渦旋發展已相當穩定，結構完美對稱。

圖 24 為渦旋積分 48 小時後，網格與次網格累積降雨的分布情形，網格點降水集中在颱風

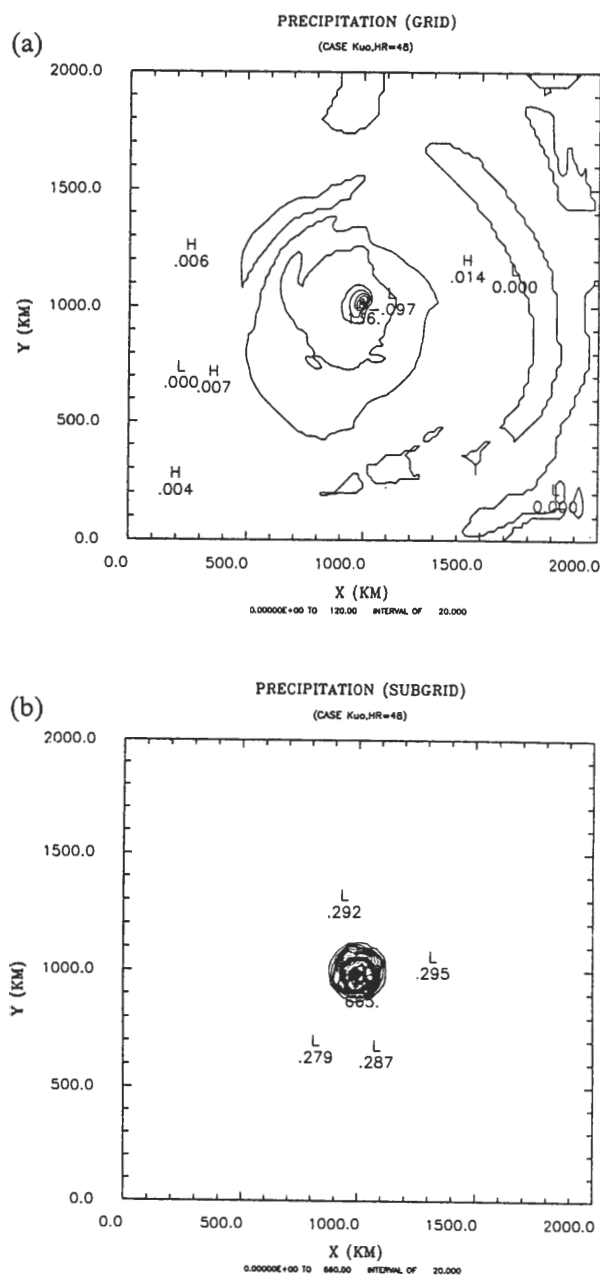


圖 24 Kuo 個案(a)網格和(b)次網格累積降水分布。單位為 mm。

風中心區，但外圍環流也有降水，累積降水量最大有 135mm，而次網格最大降雨量為 660mm，比網格降水大很多且集中在颱風渦旋中心附近，這情形在 Bender (1997)的模擬研究

也有相似結果，此顯示本研究的水平網格解析度仍不足。

五、結論與展望

颱風渦旋的運動主要是受大尺度和颱風環流本身的牽引，但是當颱風接近陸地地形時，則地形作用對環境駛流場及颱風環流的改變會導致颱風路徑偏折，實為一值得深入探討的問題。本研究使用中尺度數值模式模擬颱風渦旋碰撞地形期間環流變化的情形。

理想地形敏感度測試結果顯示，颱風渦旋在地形東側受地形阻擋，會在西側產生背風環流，此渦旋可能會發展增強變成新的中心。移速較快的颱風，無論大小渦旋登陸前都會向南偏，此與 Lin et al. (1998)在無摩擦力的研究結果相當吻合，顯示路徑南偏的機制與邊界層效應並無明顯的關係。其中較小的渦旋，颱風在登陸前與移動較慢的小渦旋一樣，會往南偏繞山後北偏出海；而較大的渦旋，在駛流場不同的環境之下則會有不同的表現，移動較慢的渦旋路徑，颱風登陸後直接過山；移動較快的渦旋在登陸前會南偏，登陸後明顯北偏過山。潛熱釋放的過程會減少渦旋南偏的程度。台灣地形的模擬結果則顯示，當颱風接近台灣北部時，登陸前會略微向北偏，繞過台灣北部而行；接近中部的渦旋則會先向南偏，登陸前 3 小時會略微北偏登陸；接近台灣南部的渦旋則會向南偏向，繞過山脈地形。

降水主要集中在東側迎風面和西南方的山坡上，平地較少降水。降水集中在山坡地的原因，是因為颱風環流帶來豐富的水汽，遇山抬升凝結降水，這與林和徐(1988)的觀測資料研究

相同。颱風登陸地點不同，降水分布的差異不大，但是降水量卻相當不同。在南端登陸會帶來較多的降水，越往北登陸降水量越少。HB50_E 中由於山脈地勢較高，所以降雨量也比較大。颱風在登陸前後，颱風強度明顯減弱的情形，這是由於颱風環流結構受地形作用，破壞其對稱結構的結果。Bender et al.(1985)和 Yeh and Elsberry (1993a,b)有相似的結果。Carr and Willians (1989)也曾提出由地形所引起的非對稱性擾動會很快被消散掉，以維持颱風結構的對稱性。臺灣地形對於來襲的颱風的環流、路徑以及颱風結構都會造成影響。在靜力與非靜力模式的測試上，發現在解析度為 10 公里的模擬中，二者環流和路徑變化以及降水之差異都很小。

動量收支分析結果顯示，颱風受地形阻擋移速減慢，但在登陸前則會加速移動，Chang (1982)與 Brand and Blelloch (1974)的研究中得到同樣的現象。造成渦旋在登陸前加速的原因可能是擾動氣壓梯度力(LE10)和平流作用(SE5)。南北向動量收支分析顯示，SE5 在颱風偏向初期，氣壓中心附近的南北加速度為向南加速，與環流中心路徑變化向南偏轉一致，擾動氣壓梯度力是最主要的向南加速機制。但在 LE10 個案結果並不符合（渦旋卻受到有向北的加速度，渦旋卻向南偏轉），所以本文目前動量收支分析並無法完全確定造成山前渦旋路徑偏轉的機制。其可能原因應與所選取的區域平均範圍是否恰當有關，又當颱風渦旋更接近地形時，區域平均的計算可能不足以代表此一複雜的非線性過程。

渦度收支的分析結果指出，平流作用、輻

合輻散作用以及水平及垂直擴散項的作用都可以是造成渦度變化的三個重要作用力，平流作用更是海上渦旋趨勢變化主要的作用項，扭轉項的作用主要是在地形區。在陸上山地地區，水平及垂直擴散項的重要性大為增加，與 Lin et al.(1998)的發現一致。我們發現在地形的東南方，有微弱的正渦度趨勢，誘使颱風渦旋向西南方向移動，而造成此正渦趨勢的原因是平流作用項和輻合輻散項作用的結果。

積雲對流效應是颱風生成與發展的重要因素，當模式解析度較高時，Kuo氏積雲參數化會使得潛熱釋放過量，或在山區產生不正常的降水。因此我們在不考慮地形作用的條件下，探討Kuo氏積雲參數化對颱風發展的影響。由模擬結果發現，本文初始的渦旋可發展成為大型強烈颱風。颱風結構和模式降雨量也明顯增大。由此可見，積雲參數化對颱風發展的強度和降水量影響重大。然而模式中雲物理過程並未考慮到冰與雪的角色，這是以後雲物理參數化方法要改進的地方。未來研究將把成熟的強烈颱風植入環境流中，來探討地形對侵台強烈颱風之影響，將更為接近大多數真實觀測個案。另外，亦將研究山脈地形地區積雲參數化的適當方法。

致 謝

本文在國科會 NSC 88-2111-M-008-026-API 支助下得以完成，也是作者之一許依萍碩士論文的一部份，感謝林玉郎、郭鴻基及吳俊傑三位教授的指正，以及兩位審查者的寶貴意見。

參考文獻

- 林雨我和徐晉淮, 1988: 侵襲台灣颱風之降雨分析研究。 *氣象學報*, 第三十四卷第三期, 196-215。
- 喬森, 1996: 侵台颱風的 MM5 數值研究。國立中央大學, 大氣物理研究所, 碩士論文, 共 60 頁。
- Anthes, R. A., and T. T. Warner 1978: Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1045-1078.
- Bender M. A., 1997: The effect of relative flow on the asymmetric structure in the interior of hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 703-724.
- Bender, M. A., R. E. Tuleya and Y. Kurihara 1985: A numerical study of the effect of a mountain range on a landfall tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 567-582.
- Brand, S. and I. W. Blelloch 1974: Changes in the characteristics of typhoon crossing the island of Taiwan. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 708-713.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Carr, L. E. and R. T. Williams 1989: Barotropic vortex stability to perturbations from axisymmetry. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3177-3191.
- Chang, C. P., T. C. Yeh, and J. M. Chen 1993: Effects of terrain on the surface structure of typhoons over Taiwan. *Mon. Wea. Rev.*, **28**, 734-752.
- Chang, S. W. 1982: The orographic effects induced by an island mountain range on propagating tropical cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1255-1270.
- Duynkerke, P. G. 1988: Application of the E- ϵ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 865-880.
- Hodur, R. M. 1997: The Naval Research Laboratory's Coupled Ocean/ Atmosphere Mesoscale Prediction system (COAMPS). *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1414-1430.
- Huang, C. Y. and S. Raman 1989: Application of the E- ϵ closure model to simulation of mesoscale topographic effects. *Boundary Layer Meteorol.*, **49**, 169-195.
- Huang, C. Y. 1993: Study of Three Dimensional Anelastic Non-hydrostatic Model (in Chinese). *Research Report, National Science Council, R.O.C., Taipei, R.O.C.*
- Huang, C. Y. 1994: Semi-Lagrangian advection schemes and Eulerian WKL algorithms. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 1647-1658.
- Huang, C. Y. and Y. L. Lin 1997: The evolution of Mesoscale Vortex Impinging on Symmetric Topography. *Proc. Natl. Sci. Council.*, **21**, 285-309.
- Kessler, E. 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmosphere circulations. *Meteorol. Monogr.*, **32**, 1-84.
- Kuo, H. L. 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 40-63.
- Kuo, H. L. 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232-1240.
- Lin, Y. L., D. J. Han, W. Hamilton, and C. Y. Huang 1998: Influence of orography on a drifting cyclone. *J. Atmos. Sci.*, in press.
- Mellor, G. L. and T. Yamada 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problem. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Miller M. J. and A. J. Thorpe 1981: Radiation conditions for the lateral boundaries of limited area numerical models. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **107**, 615-628.

- Orlanski, I. 1976 : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, M. E. Nicholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee and J. H. Copeland 1992 : A comprehensive meteorological modeling system – RAMS, *Meteor. Atmos. Phys.*, **49**, 69-91.
- Wang, S. T. 1980 : Prediction of the Behavior and Strength of Typhoons in Taiwan and its Vicinity (in Chinese). Research Report 108, National Science Council. Taipei, R.O.C., 100 pp..
- Wang, S. T., C. Y. Tsay and M.-S. Lin 1992 : An analysis of the secondary flows in the typhoon circulation introduced by the Central Mountain Range in Taiwan (in Chinese, English abstract included). Proc. Conference on Weather Analysis and Forecasting, 23-25 April 1992, Taipei, Taiwan, Central Weather Bureau, 209-241.
- 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.
- Yeh, T. C. and R. L. Elsberry 1993a : Interaction of typhoon with the Taiwan orography. Part I: Upstream track deflection. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3193-3212.
- Yeh, T. C. and R. L. Elsberry 1993b : Interaction of typhoon with the Taiwan orography. Part II: Continuous and discontinuous tracks across the island. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3213-3233.

附錄一：非靜力擾動氣壓方程

一般高度座標下非靜力氣壓方程式可由下列控制方程式導出：

$$u_t = -uu_x - vu_y - wu_z + fv - \theta_{v_0} \pi_x + (K_H u_x)_x + (K_H u_y)_y + (K_M u_z)_z, \quad (A1)$$

$$v_t = -uv_x - vv_y - wv_z - fu - \theta_{v_0} \pi_y + (K_H v_x)_x + (K_H v_y)_y + (K_M v_z)_z, \quad (A2)$$

$$w_t = -uw_x - vw_y - ww_z - \theta_{v_0} \pi_z - g + (K_H w_x)_x + (K_H w_y)_y + (K_M w_z)_z, \quad (A3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho_0 u + \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 v + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 w = 0. \quad (A4)$$

(A4)為非彈性流體的連續方程式， $\rho_0 = \rho_0(z)$ 為環境垂直各層的密度。利用連續方程式之滿足去除聲波，取動量方程式的輻散運算，可得到z座標下的非靜力擾動氣壓方程式：

$$\begin{aligned} & \theta_{v_0} \pi'_{xx} + \theta_{v_0} \pi'_{yy} + \theta_{v_0} \pi'_{zz} + \theta_{v_0x} \pi'_x + \theta_{v_0y} \pi'_y + \theta_{v_0z} \pi'_z + (\ln \rho_0)_z \theta_{v_0} \pi'_z \\ & = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_x^* + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_y^* + \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)_z^* + (\ln \rho_0)_z \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)_z^* \right] \end{aligned} \quad (A5)$$

其中

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^* = -uu_x - vu_y - wu_z + f(v - v_g) + (K_H u_x)_x + (K_H u_y)_y + (K_M u_z)_z, \quad (\text{A6-1})$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)^* = -uv_x - vv_y - wv_z - f(u - u_g) + (K_H v_x)_x + (K_H v_y)_y + (K_M v_z)_z, \quad (\text{A6-2})$$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^* = -uw_x - vw_y - ww_z + g \frac{\theta'_v}{\theta_{v_0}} + (K_H w_x)_x + (K_H w_y)_y + (K_M w_z)_z. \quad (\text{A6-3})$$

(A5) 尚必須轉換至 σ 座標。解 (A5) 須設立邊界條件。在模式上邊界，設定擾動氣壓為零，在模式下邊界，我們使用 (A3)，其中垂直速度的時間變率必須由下式決定，即 $w_t = u_t E_x + v_t E_y$ ，再求得擾動氣壓的垂直梯度值。在水平側邊界上，我們假設 (A1) 和 (A2) 的時間變率為零，即 $u_t = 0$ 與 $v_t = 0$ ，再求得擾動氣壓的水平梯度值。

附錄二：假造可壓縮性法

在模式中，為了增加效率及精確度，將 σ 座標下 (A5) 橢圓偏微分方程改為拋線型偏微分方程如下：

$$\pi'_t = \rho_0 [(GX)_x + (GX)_\sigma \sigma_z] + \rho_0 [(GY)_y + (GY)_\sigma \sigma_y] + (\rho_0 GZ)_\sigma \sigma_z - F \quad (\text{A7})$$

其中

$$GX = \theta_{v_0} \pi'_x \Big|_z = \theta_0 (\pi'_x + \pi'_\sigma \sigma_x), \quad (\text{A8})$$

$$GY = \theta_{v_0} \pi'_y \Big|_z = \theta_0 (\pi'_y + \pi'_\sigma \sigma_y), \quad (\text{A9})$$

$$GZ = \theta_{v_0} \pi'_z \Big|_z = \theta_0 \pi'_\sigma \sigma_z, \quad (\text{A10})$$

$$\begin{aligned} F &= \left[\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^*_x \Big|_z + \rho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^*_y \Big|_z + \left[\rho_0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^*_z \Big|_z \right] \\ &= \rho_0 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^*_x + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^*_\sigma \sigma_x + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^*_y + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^*_\sigma \sigma_y \right] + \left[\rho_0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^*_z \right] \sigma_z. \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

(A7)式的穩態解(steady-state solution)即為(A5)式之唯一解。(A7)式的差分解法可分為兩階段，

$$\pi'_{i,j,k}{}^{n+1} = \pi'_{i,j,k}{}^n + \Delta t H'_{i,j,k}{}^n + \Delta t V'_{i,j,k}{}^n - \Delta t F'_{i,j,k}{}^n = \pi'_{i,j,k}{}^{n+1*} + \Delta t V'_{i,j,k}{}^n - \Delta t F'_{i,j,k}{}^n, \quad (\text{A12})$$

在第一階段以顯性內差法計算水平項，

$$\pi'_{i,j,k}{}^{n+1*} = \pi'_{i,j,k}{}^n + \Delta t H'_{i,j,k}{}^n, \quad (\text{A13})$$

其中 $H'_{i,j,k}{}^n$ 包含水平氣壓梯度力項。第二階段以半隱式計算垂直分量再加上外力作用項 F ，

$$\begin{aligned} \pi'_{i,j,k}{}^{n+1} = \pi'_{i,j,k}{}^{n+1*} + \Delta t \rho_0 \theta_0 \sigma_z^2 \left\{ \alpha \left[\frac{\pi'_{i,j,k+1}{}^n - \pi'_{i,j,k}{}^n}{\Delta \sigma_k (\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} - \frac{\pi'_{i,j,k}{}^n - \pi'_{i,j,k-1}{}^n}{\Delta \sigma_{k-1} (\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} \right] + \right. \\ \left. \beta \left[\frac{\pi'_{i,j,k+1}{}^{n+1} - \pi'_{i,j,k}{}^{n+1}}{\Delta \sigma_k (\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} - \frac{\pi'_{i,j,k}{}^{n+1} - \pi'_{i,j,k-1}{}^{n+1}}{\Delta \sigma_{k-1} (\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} \right] \right\} + \\ \Delta t (\rho_0 \theta_0)_\sigma \sigma_z^2 \left\{ \alpha \left[\frac{\pi'_{i,j,k+1}{}^n - \pi'_{i,j,k-1}{}^n}{(\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} \right] + \beta \left[\frac{\pi'_{i,j,k+1}{}^{n+1} - \pi'_{i,j,k-1}{}^{n+1}}{(\Delta \sigma_{k-1} + \Delta \sigma_k)} \right] \right\} - \Delta t F'_{i,j,k}{}^n. \quad (\text{A14}) \end{aligned}$$

模式中採用 $\alpha = 0.25$ 及 $\beta = 0.75$ 使有較多隱性以增加積分時距。上述 i, j 及 k 代表在 x, y 及 z 方向的網格註標，且 n 表示時間步階數。

在第二階段的演算法對垂直方向具不等網格間距個案相當重要，概其隱性垂直差分法可允許相當大的時間積分步驟，也不會產生數值不穩定。但(A14)式亦包含第一階段結果及非齊次項，因此時間積分步驟仍受到限制。數值實驗顯示，使用顯性差分法的第一階段其穩定度遠較隱性差分法的第二階段嚴峻。因此對(A7)式穩定積分而言，首要滿足第一階段差分式的穩定條件，即水平擴散的穩定條件為：

$$\Delta t \left[\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right] \leq \frac{1}{2}. \quad (\text{A15})$$

附錄三、本文修改的郭氏(Kuo)積雲參數化

本文所使用的Kuo氏積雲參數化與Kuo原版非常接近，但本文多了一些限制發展的條件。在做積雲參數化之前，先定義每單位面積水汽輻合垂直總量為：

$$M_t = - \oint_0 \rho \nabla \cdot \mathbf{V}_0 (H - E) d\sigma + \delta_{cl} \left[\rho_0 C_q V_0 (q_{sf} - q_0) + \frac{\pi}{L_c} \rho_0 C_\theta V_0 (\theta_{sf} - \theta_0) \right] \quad (\text{A16})$$

其中 V_0 為水平風速， ρ_0 、 V_0 、 θ_0 和 q_0 分別表示表面層的空气密度、風速大小、位溫和水汽。而 q_{sf} 和 θ_{sf} 則表示地表的水汽與位溫。 C_θ 和 C_q 則是熱與水汽的總體拖曳係數(bulk drag coefficient)。陸地上 $\delta_{cl}=0$ ，但若是位於海洋上，垂直速度大於每秒 1 公分且 $\partial\theta_e/\partial z < 0$ ，則 $\delta_{cl}=1$ 。其中

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_c q}{\pi \theta}\right) \approx \theta \left(1 + \frac{L_c q}{\pi \theta}\right),$$

亦即表面層中的蒸發作用只有在海面上，且在對流不穩定度下垂直速度大於每秒 1 公分的條件下才考慮。同時也假設在陸地上蒸發作用對深雲降水的生成並沒有貢獻。

在計算水氣總量中，我們使用表面層的相似關係決定拖曳係數為：

$$C_\theta = C_q = \frac{\beta k^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_H\left(\frac{z}{L}\right) \right]}, \quad (A17)$$

其中 ψ_M 和 ψ_H 穩定度函數的積分， β 定為 1.35。另外積雲中的相對水氣總量也定義如下式：

$$aM_c = a \int_{\sigma_B}^{\sigma_T} \rho \gamma \left[\frac{\pi}{L_0} (\theta_c - \theta) + (q_c - q) \right] (H - E) d\sigma, \quad (A18)$$

M_c 是積雲中每單位面積垂直總水氣量， γ 是用來計算雲頂溢入作用的參數，令為

$$\gamma = \begin{cases} 1, & \text{if } \theta_c \geq \theta \\ 0.1, & \text{if } \theta_c < \theta \end{cases}. \quad (A19)$$

a 為次網格中積雲所佔的面積， θ_c 為積雲的位溫，由質量保守可以下式計算得到

$$aM_c = \Delta t M_l, \quad (A20)$$

除了計算網格中積雲所佔的面積 a 之外，我們還將所有輻合的水氣量的作用分成兩個部分，一部份也是大部分的水氣， $(1-b)M_l$ 用來凝結產生積雲，而剩餘的 bM_l 則儲回到環境場來增加其溼度 (Kuo, 1974)。 b 值一般都相當的小，過去學者的經驗關係式求 b ，係根據假設在高相對溼度區域的水氣儲回較低，而在低相對溼度區域則較高。在本研究中，試著以假設水氣變化的時間變率是由於 b 在雲生命中有提升網格溼度的趨勢的貢獻而來，如下式：

$$\begin{aligned} \int_0^1 \rho \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{subgrid} (H - E) d\sigma &= \int_{\sigma_B}^{\sigma_T} \rho \frac{a(q_s - q)}{\tau_c} (H - E) d\sigma \\ &= bM_l = b \frac{aM_c}{\tau_c} = b \frac{a}{\tau_c} \int_{\sigma_B}^{\sigma_T} \left[\frac{\pi}{L_c} (\theta_c - \theta) + (q_c - q) \right] (H - E) d\sigma \end{aligned} \quad (A21)$$

所以我們可以下式來決定 b ，

$$b = \frac{\int_{\sigma}^{\sigma_T} \rho(q_s - q) d\sigma}{\int_{\sigma_B}^{\sigma_T} \left[\frac{\pi}{L_c} (\theta_c - \theta) + (q_c - q) \right] d\sigma} \quad (A22)$$

Kuo 並未提出如何決定 b 的最佳方法 (Kuo, 1974)，但咸信 b 對大部分積雲的效應並非決定性的角色。積雲垂直部分的加熱或加溼會造成雲中能量的重新分布，所以在雲覆蓋區每單位時間雲的成長可寫為：

$$\hat{C} = \frac{M_t}{aM_c} N(\sigma), \quad (A23)$$

$N(\sigma)$ 是成雲的偏差函數。在本研究中，假設雲的生成在垂直上的分布是均勻的，所以 $N(\sigma)=1$ ，所以每單位網格面積的局部成雲平均率為，

$$C = a\hat{C} = \frac{M_t}{M_c} \quad (A24)$$

所以網格尺度的位溫調整為：

$$\theta(t + \Delta t) = \theta + (1-b)C\Delta t(\theta_c - \theta), \quad (A25)$$

溼度調整為：

$$q(t + \Delta t) = q + (1-b)C\Delta t(q_c - q), \quad (A26)$$

次網格 Δt 時間內的降水量則為：

$$P_c = \int_t^{t+\Delta t} \int_{\sigma_B}^{\sigma_T} \rho \frac{(1-b)C\pi(\theta_c - \theta)}{L_c} (H - E) d\sigma dt \quad (A27)$$

雲位溫和溼度在飽和的情況下，隨著溼絕熱過程，其垂直上的變化分別為：

$$\theta_c(\sigma_{k+1}) = \theta_c(\sigma_k) + \frac{L_c}{\pi_k} F(H - E)\Delta\sigma_k \text{ 和 } q_c = q_s(\theta_c) \quad (A28)$$

在本研究中，以雲底和雲頂高度來決定積雲的範圍，雲底是以舉升對流層的高度 LCL 來定，

$$\pi_{LCL} = \pi_k \frac{L_c}{L_c + \pi_k \theta_k (\ln \pi_k - \ln \pi_{LCL}) C_p / C_v - \pi_k \theta_k \ln \left(\frac{q}{q_s} \right) R / C_p} \quad (A29)$$

LCL 的高度可由靜力方程來估計，因為一般在那裡雲內外的氣壓差異甚小。如果 LCL 的高度高過 5 公里，或是 LCL 低於 500 公尺，都不符合積雲生成的定義。如果所計算出來的 LCL 不是網格點，

則需要對溼度和溫度做線性內插。雲頂高度 $\sigma_T = \sigma^*$ 以下式決定：

$$\int_{\sigma_B}^{\sigma^*} \rho [\theta_c - \theta_v] d\sigma \approx 0 \quad (\text{A30})$$

因此模式中允許 overshooting，所以在此 overshooting 過程中空氣為降溫過程而非釋放潛熱增溫過程，因為雲高超過 ETL(equilibrium temperature level)，但是其厚度僅限制在 2 公里以內。如果 LCL 到 ETL 間的厚度小於 3 公里時也不考慮為積雲效應。

The Influence of Taiwan Topography on the Variation of Idealized Typhoon Circulation

Ching-Yuang Huang

Yi-Ping Hsu

Department of Atmospheric Sciences, National Central University

(Manuscript received 29 October 1998 ; in final form 16 December 1998)

ABSTRACT

A mesoscale numerical model is used to investigate the evolution of typhoon circulation interacting with mesoscale topography. The numerical model consists of higher-order planetary boundary layer

parameterization, explicit cloud microphysics and an initialization scheme for typhoon simulations. Idealized case simulation results show that typhoon tracks are dependent on initial vortex sizes, moving speeds and landfall positions. For a westward vortex impinging at a faster speed on symmetric topography, it is deflected to the south before landfall. Smaller vortices pass around the southern part of the idealized topography and then rebound to their initial latitude, and larger vortices are deflected northward just after landfall. For westward typhoons impinging on real topography of Taiwan, they are also deflected southward before landfall. The vortex approaching northern (southern) Taiwan are deflected northward (southward) before landfall. The typhoon approaching southern Taiwan tends to exhibit a discontinuity on the track of pressure centers that appear to jump toward the north. Results of sensitivity tests indicate that the elimination of latent heating results in less southward deflection, and nonhydrostatic effects are not significant for typhoon track and circulation change resolved by a horizontal grid size of twenty kilometers. The accumulated precipitation is mostly on the upstream eastern and southwestern slopes of the terrain and its intensity is in great relation to landfall positions. The total precipitation is more (less) for a typhoon impinging southern (northern) Taiwan.

Analyses of momentum budget for a slower and smaller typhoon indicate that a westbound approaching typhoon is decelerated by terrain blocking effect. The vortex is accelerated westward during its southward deflection before landfall primarily due to advection effect despite that the gradient force of perturbation pressure acts to decelerate it. The momentum budget also shows that as the vortex begins to deflect, it is accelerated southward due to the perturbation pressure gradient force. As the vortex is closer to the terrain, perturbation pressure gradient force is reverse toward the north and results in a northward movement of the track. Vorticity budgets also indicate that the typhoon will turn southward before landfall, and they are mainly contributed from both advection and divergence effects. Horizontal diffusion and vertical diffusion are important only on the orographic region. The inclusion of proper cumulus parameterization would enable the model to generate an intense typhoon, indicating that subgrid convective clouds play a significant role on the development of an evolving vortex.

Key words : Typhoon circulation, Track deflection, Momentum budget.