

TAMEX IOP13鋒面雨帶之個案研究(一)： 低層噴流和垂直風切在激發、組織與維持雨帶的角色

周仲島 洪景山* 鄧秀明**
台灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十三年十一月二日收稿；中華民國八十四年九月十二日定稿)

摘 要

本研究利用雙都卜勒雷達合成三維風場及反求擾動壓力場、溫度場，配合綜觀環境條件，針對TAMEX IOP 13 (1987年6月24 - 25日)鋒面雨帶個案，探討低層噴流和垂直風切在激發、維持與組織這個雨帶系統所扮演的角色。

個案顯示伴隨鋒面的對流雨帶主要發生在地面鋒面的前緣，低層鋒面的界面舉升是對流的激發機制，而中低對流層存在的對流不穩定度則是自由對流的能量來源。鋒前2公里以下有強烈的低層噴流，但噴流的大部分分量均與鋒面平行。高層氣流顯著的北風分量使對流向鋒前傾斜，似乎不利於對流的發展。本研究從力平衡的觀點出發，試圖為此長生命期對流系統的動力行為尋求一個新的定位。

就低層噴流而言，由於氣流方向和鋒面大略平行，因此無法期待在低層產生強烈的輻合。但從另一個角度來看，也正因為氣流方向和鋒面大略平行而使得低層噴流可在鋒面帶上“有效地累積”風切不穩定度。當不穩定度釋放時，透過水平流場的擾動可在局部地方產生集中且有效的輻合。本個案顯示鋒面帶在空間上具有週期性斷裂的現象，而其流場的演化與風切不穩定釋放時所伴隨的現象具有高度的相似性。此結果顯示本個案中風切不穩定度在激發和組織對流行為上可能扮演重要的角色。

在本個案中對流受垂直風切影響向鋒前傾斜，並且透過對流尺度下沖流之質量堆積及蒸發冷卻在鋒前地面產生一擾動冷高壓。此擾動高壓將沿鋒方向富含能量的西南氣流向鋒面帶加速以產生有效的輻合。因此高層風切在此反為維持對流發展的有利因子。然而隨著對流的持續發展，擴大範圍的降雨區將阻斷新鮮空氣的內流，強大的氣壓梯度力也會破壞鋒面的結構，這時對流的發展受到抑制，是對流系統自我破壞的階段。待對流系統消散後，meso- α 尺度鋒面所擁有的修補能力將重新建立meso- β 尺度的鋒面界面，如此形成鋒面一對流系統演化的一個循環週期。

總的來說，長生命期對流系統除了需要熱力上的支援外，動力上的配合亦為重要的因子。我們認為本個案中對流雨帶系統之所以能長時間維持，主要是因為高、低層風切適當的配置；而低層噴流透過風切不穩定度過程，在對流的激發與組織上扮演重要的角色。

關鍵詞：台灣地區中尺度實驗、梅雨鋒面雨帶、低層噴流、垂直風切、風切不穩定度、中尺度冷高壓

* 現任職於中央氣象局資訊中心

** 現任職於財團法人資訊工業策進會系統工程處

一、前言

在早期的飈線研究中由於尚缺乏精緻的觀測基礎，因此對其內部結構及動力過程仍多停留於“推理臆測”的階段。當時所存在的一個具有爭議性的焦點，即是如何在具有長生命期的飈線系統和自由大氣中的對流行為之間取得一個平衡點。其中一種看法認為長生命期的飈線系統只不過是由數個長生命期的對流胞“排成一列”而已，因此只要了解個別對流胞的結構及演化即可以揭開飈線的神祕面紗，例如 Moncrieff (1978)，Lilly (1979) 等。另一方面，也有一種看法認為飈線系統是由一系列短生命期的對流胞所組成的，個別對流胞之間透過“某種”動力過程來維持飈線系統之所以長生命期的事實，例如 Newton (1950)，Rotunno et al. (1988) 等。隨著觀測技術和數值模擬的發展，這些爭議也逐漸被澄清。許多研究指出飈線中的對流行為會因為所處環境的差異而呈現出不同的風貌：當環境具有隨高度旋轉的深厚垂直風切時較有利於形成超大胞型的飈線系統 (Weisman et al. 1988)，個別對流胞具有各自獨立的環流系統，彼此之間影響的程度相當微弱。基本上，這類飈線系統的對流元素主要是由超大胞所組成的；在此我們所關心的飈線的動力行為和超大胞的動力行為其實並無兩樣。但觀測研究指出 (例如 Bluestein and Jain 1985) 大部分的飈線都不是由超大胞組成的，他們多是經由對流產生的冷池和環境的低層風切交互作用激發新的對流胞以取代舊的對流胞，這種新舊交替的過程緊密地契合以造就飈線之所以長生命期的事實 (Roux 1988，Rotunno et al. 1988)。在這種情形下，對流元素之所以被侷限在一個特定的模式下而被組織成長生命期的系統並不是一個偶然的事件，通常都需要有相當的環境條件配合才能造就這樣的事實；例如要有足夠強的對流可用位能、適當的低層風切 (如低層噴流) 或者特定的不穩定度 (像對稱不穩定度) 及有效的強迫機制 (如地形、鋒面) 等。這時我們所感到興趣的是，大氣究竟是透過怎樣的過程來將原本是隨機性的對流行為規範成有組織性的對流系統，這是探討這類飈線系統動力行為的精神所在。

相對於極度仰賴對流不穩定度提供對流所需能量的飈線系統而言，中緯度的窄冷鋒雨帶是一個特例：典型的窄冷鋒雨帶具有線狀的結構，同時伴隨激烈的對流行為，雨帶騎跨在鋒的前緣；鋒後的冷空氣以密度流的形式直接衝擊大氣，並與鋒前強烈的低層噴流產生激烈的輻合；由於環境缺乏對流可用位能，因此對流發展的高度相當有限 (Carbone 1982, Roux et al. 1993)。Carbone 的研究亦指出，沿鋒方向強烈的低層噴流有助於累積風切不穩定度，當不穩定度釋放時會重新組織對流行為，並使得對流胞在沿鋒方向呈現週期性的橢圓形結構。基本上窄冷鋒雨帶和飈線的對流行為是有很大差異的，前者是在中性大氣環境下被強迫舉升的，鋒面在這裡扮演界面的角色；同時也是主要的強迫機制；而後者則是不折不扣的自由對流，對流的能源主要來自於大氣的潛在不穩定度。然而，誠如 Rotunno et al. (1988) 所指出，低層風切—冷池 (指飈線) 或低層風切—鋒後的冷空氣 (指窄冷鋒雨帶) 在動力上的平衡是系統維持最主要的原因，因此儘管前述二者的對流行為有所不同，但維持系統持續發展的動力過程卻是相似的。這個成果相當可貴，畢竟我們嘗試在紛雜的現象中尋找一些共通的規律，這將有助於我們澄清這些物理現象最重要的基本精神所在。

本研究主要是針對 TAMEX IOP 13 的鋒面雨帶個案進行診斷分析。個案中雨帶自海上生成後即緩慢向南移動，其生命期長達 12 小時以上。周等 (1990) 指出雨帶在登陸前的對流行為類似中緯度的窄冷鋒雨帶，鋒面扮演界面舉升的角色，但中對流層存在的穩定層則提供深對流所

需的能量來源；同時，受高層風切的影響對流向鋒前傾斜，最大降水中心及下沖流均發生在鋒前暖區，這似乎不利於對流的發展。Jou and Deng (1992)則強調低層噴流在個案中所扮演的角色，他們認為低層噴流在鋒面界面上所產生的強烈輻合是對流的激發機制，而當對流發展至成熟階段時，位於鋒前的下沖流有利於將低層噴流偏向鋒面而增加鋒面帶上的輻合。Lin et al. (1992,1993)也針對本個案進行雙都卜勒雷達分析，並探討擾動溫度場及壓力場結構及進行動量收支計算等。本研究與Lin et al. (1992,1993)雖然分析的是同一個案，但由於個案分析的時間相差約4小時，同時本研究在分析時間中仍為純粹的海上對流系統，而Lin et al. (1992, 1993)則已接近陸地，雨帶在兩個研究中所處的環境條件(包括時間和空間)已大不相同，而其隱含的對流行為也可能大相逕庭。本文主要是架構在Jou and Deng (1992)的基礎上，利用都卜勒雷達合成的三維風場及反求出來的擾動壓力場、溫度場，針對該個案做更進一步的診斷分析。重點在探討：

1. 何種過程導致雨帶中大部分的對流胞均具有較長的生命期(~ 2小時)？這裡要探討高層風切所扮演的角色。
2. “鋒面”在不同尺度觀測系統下的結構有何差異？meso- β 尺度鋒面和雨帶的關係為何？以及鋒面和對流系統之間是否有所交互作用？
3. 低層噴流除了提供鋒面帶上的速度輻合外，是否也可能扮演其他的角色？

我們期待透過這樣的討論能夠幫助我們澄清個案中鋒面、對流與高低層風切三者間相互運作最主要的物理過程；並且進一步了解鋒面和個別對流胞之間的交互作用。

二、資料來源與分析

本文主要是針對TAMEX第十三次密集觀測期間(1987年6月25日)，CAA及CP4兩個都卜勒雷達合成的三度空間風場及反求的擾動壓力場和溫度場進行診斷分析。有關CAA和CP4兩個單都卜勒雷達的特性以及資料的分析和處理，包括解碼、偵錯、檢定及折錯風速(folding)的修正等可參考周等(1990)及鄧(1992)，在他們的文章中有相當詳細的介紹。下面針對本文中雙都卜勒雷達合成三維風場及反求擾動壓力場、溫度場的方法和處理程序做進一步的說明。

(一)雙都卜勒雷達合成

•資料來源

本研究共有自1987年6月25日0120 LST至0230 LST每十分鐘一筆，計8個時間的連續風場，表一為兩個都卜勒雷達在風場合成時所使用資料的相關特性，包含掃描起始時間、掃描總時數和仰角數等。其中CAA都卜勒雷達在0140 LST缺乏觀測資料，因此合成的風場較類似0130 LST及0150 LST兩個時間的外延，雖然詮釋有關系統的演化過程較不具代表性，但仍有相當參考價值。圖1是雙都卜勒雷達合成的範圍， X 軸取平行低層噴流的方向，和東西方向呈 35° 夾角，風場合成的水平範圍為 100×70 平方公里，垂直方向到15公里，網格間距(Δx , Δy , Δz)均為1公里。

表一 CAA 和 CP4 都卜勒雷達體積掃描的起始時間(時/分/秒)、掃描總時數(秒)、和總仰角數目。備註欄中 1~8 的數字表示第 1 至第 8 個雙都卜勒雷達風場合成所用到的資料。

CAA 都卜勒雷達

| 起始時間(LST) | 01/10/00 | 01/20/00 | 01/30/00 | 01/50/00 | 02/00/00 | 02/10/00 | 02/20/00 | 02/30/00 |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 掃描時間(sec) | 437 | 447 | 435 | 399 | 423 | 452 | 449 | 468 |
| 掃描層數 | 12 | 12 | 12 | 12 | 12 | 12 | 12 | 12 |
| 備註 | 1 | 1,2 | 2,3,4 | 3,4,5 | 5,6 | 6,7 | 7,8 | 8 |

CP4 都卜勒雷達

| 起始時間(LST) | 01/19/35 | 01/22/56 | 01/26/19 | 01/30/34 | 01/34/49 | 01/39/28 | 01/43/50 | 01/52/40 |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 掃描時間(sec) | 193 | 194 | 250 | 239 | 227 | 253 | 253 | 246 |
| 掃描層數 | 17 | 17 | 22 | 21 | 19 | 25 | 25 | 25 |
| 備註 | 1 | 1 | 2 | 2 | 3 | 3 | 3,4 | 4,5 |

| 起始時間(LST) | 02/01/10 | 02/06/05 | 02/10/30 | 02/14/55 | 02/19/19 | 02/23/44 | 02/30/19 | |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|--|
| 掃描時間(sec) | 239 | 253 | 253 | 253 | 253 | 192 | 252 | |
| 掃描層數 | 31 | 31 | 31 | 31 | 31 | 24 | 31 | |
| 備註 | 5 | 6 | 6 | 7 | 7 | 7,8 | 8 | |

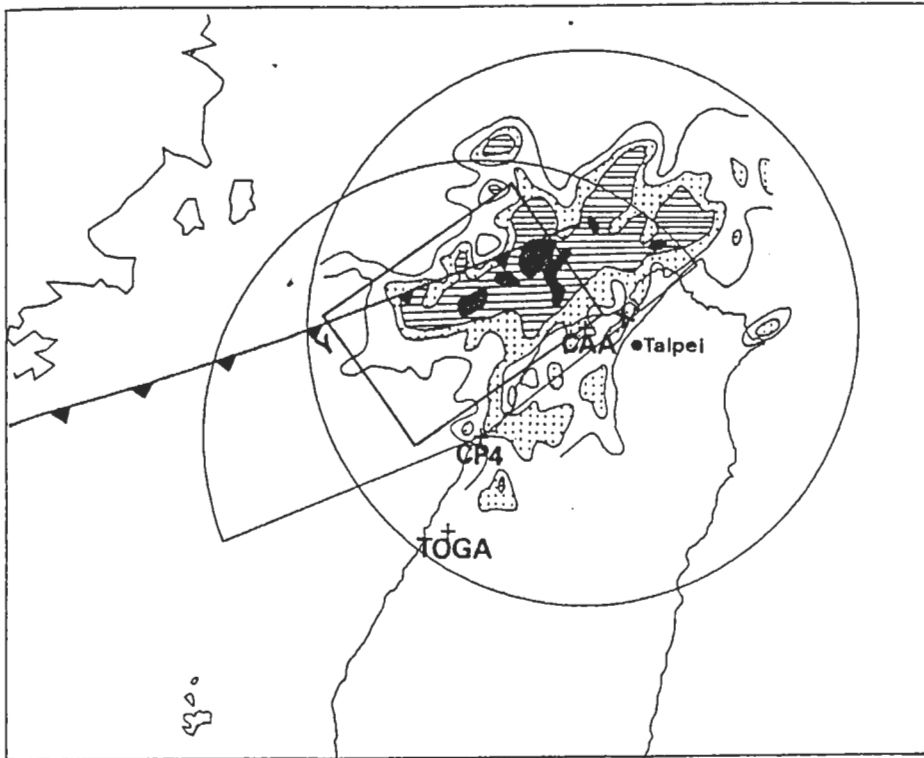


圖 1 雙都卜勒雷達風場合成的區域圖，X 軸為平行低層噴流的方向，合成範圍為 100 × 70 公里。圖中圓形和扇形的部份分別為 CAA 和 CP4 都卜勒雷達的掃描範圍。

• 內插

本文利用 Barnes 客觀分析方法將兩個都卜勒雷達在球面座標上的觀測資料內插到同一個直角網格系統，並且線性扣除觀測時間內因系統平移所造成的誤差。由於 CAA 都卜勒雷達資料的平均間距約 1.5 公里，CP4 則大約為 1 公里左右，因此 Barnes 內插使用的影響半徑定為 3 公里，經過兩次內插後所能解析的最小尺度可達 10 公里左右 (鄧 1992)。

• 三維風場的合成

利用雙都卜勒雷達合成三維風場的原理及方法可參考周等 (1990)，其中終端速度項 (V_t) 的計算需要參數化，在此採用 Sekhon and Srivastava (1971) 的降雨經驗公式，並加入空氣密度的修正項 (Foote and du Toit 1969)：

$$V_t = -4.32Z^{0.052} \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}(z)} \right)^{0.4}$$

其中 $\bar{\rho}(z)$ 是環境的平均空氣密度， ρ_0 是地面空氣的密度， Z 是雷達回波強度因子。垂直運動的計算是透過非彈性連續方程 (anelastic equation) 由上往下積分水平輻散場而得：

$$\frac{\partial \bar{\rho}(z)W}{\partial z} = -\bar{\rho}(z)\nabla_h \cdot \vec{V}_h$$

其中 $\vec{V}_h = (u, v)$ 。積分的上邊界條件為：

$$W_t = (DIV)_t \cdot \Delta z / 2,$$

$(DIV)_t$ 為回波頂的輻散場， Δz 為垂直網格間距 ($\Delta z = 1$ 公里)。在此回波頂的定義是指回波強度 5dBZ 的高度，若 5dBZ 的高度大於 15 公里則取 15 公里。下邊界條件則讓地面之垂直速度為零。由於垂直速度的積分過程往往會累積相當大的誤差，因此最後再以非彈性連續方程作為約束條件，利用變分分析 (Ray et al. 1980, Lin et al. 1986) 重新調整三維風場，使其內部滿足動力上的一致性，而不再只是一組幾何關係的聯立解。

(二) 反求擾動壓力場和溫度場

本文有關反求擾動壓力場和溫度場的方法基本上和 Gal-Chen (1978) 及 Roux (1984) 的作法是一致的。運動方程可以寫成如下：

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = -\bar{\rho} \left(\frac{du}{dt} + f_1 \right) + D_x = F \quad (1)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = -\bar{\rho} \left(\frac{dv}{dt} + f_2 \right) + D_y = G \quad (2)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -\bar{\rho} \left[\frac{dw}{dt} + f_3 - g \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + 0.61q'_v - q\ell \right) \right] + D_z \quad (3)$$

其中

$$f_1 = -2\Omega(v \sin \phi - w \cos \phi)$$

$$f_2 = -2\Omega u \sin \phi$$

$$f_3 = 2\Omega u \cos \phi$$

Ω 為地球自轉角速度， ϕ 則是緯度， $\bar{\rho}$ 和 $\bar{\theta}$ 為環境的密度和位溫， p' ， θ' 是擾動壓力場和溫度場， q'_v 為水氣混和比， $q_\ell = q_c + q_r$ ， q_ℓ 、 q_c 、 q_r 分別為液態水、雲滴和雨滴的混和比。同時可定義虛雲位溫 θ'_c ，

$$\theta'_c = \theta' + (0.61q'_v - q_c)\bar{\theta} \quad (4)$$

最後， D_x ， D_y ， D_z 分別表示三個方向的湍流擴散項。

(1) 式和 (2) 式的 F ， G 可以由雷達合成的三維風場求得，重新整理可寫成：

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = F \quad (5a)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = G \quad (5b)$$

由偏微分的理論可知 (5a,b) p' 的解存在於當

$$\frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial G}{\partial x} \quad (6)$$

成立時。但因為觀測上的誤差使得第 (6) 式幾乎不可能成立，因此只好用最小平方法來求解 (5a,b) 式，即

$$\iint \left[\left(\frac{\partial p'}{\partial x} - F \right)^2 + \left(\frac{\partial p'}{\partial y} - G \right)^2 \right] dx dy = \min$$

再利用變分法可得壓力場的 Poisson 方程：

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} \quad (7)$$

接著處理 θ'_c ，(3) 式的垂直運動方程可寫成

$$\theta'_c = \frac{\bar{\theta}}{g\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}}{g} \left[\frac{dw}{dt} + f_3 + gq_r - \frac{1}{\bar{\rho}} D_z \right] \quad (8)$$

q_r 可以由回波強度估計，根據 Austin and Geoties (1979) 可表示成

$$q_r = \frac{1.15 \times 10^{-6} Z^{0.76}}{\bar{\rho}}$$

將 (8) 式對 x ， y 微分可得

$$\frac{\partial \theta'_c}{\partial x} = F'$$

$$\frac{\partial \theta'_c}{\partial y} = G'$$

其中

$$F' \equiv \frac{\bar{\theta}}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dw}{dt} + q_r g \right) + \frac{\bar{\theta}}{\bar{\rho} g} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \right) + \frac{C_v \bar{\theta}}{C_p \bar{p}} \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \right)$$

$$G' \equiv \frac{\bar{\theta}}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{dw}{dt} + q_r g \right) + \frac{\bar{\theta}}{\bar{\rho} g} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p'}{\partial y} \right) + \frac{C_v \bar{\theta}}{C_p \bar{p}} \left(\frac{\partial p'}{\partial y} \right)$$

同樣地 F' 、 G' 可以由風場及反求出的擾動壓力場計算而得；接著類似求 p' 的手法可得到 θ'_c 的 Poisson 方程：

$$\frac{\partial^2 \theta'_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta'_c}{\partial y^2} = \frac{\partial F'}{\partial x} + \frac{\partial G'}{\partial y} \quad (9)$$

(7) 式和 (9) 式可由連續弛緩法和 Neumann 邊界條件求得 p' 和 θ'_c 。但是由 (7) 式計算出來的 p' 並非唯一解，事實上 $p' = p'(x, y, z_0)$ ，而 $p'(x, y, z_0) + c(z_0)$ 也是 (7) 式的解。除去常數 $c(z_0)$ 的方法如下：定義 $\langle p' \rangle$ 為在計算面積內 p' 的水平平均值，則 $p' - \langle p' \rangle = p' + c - \langle p' + c \rangle$ ，故 $p' - \langle p' \rangle$ 是 (7) 式不含常數 $c(z_0)$ 的唯一解。 θ'_c 和 p' 一樣。然而即使求得 (7) 式和 (9) 式不含 $c(z_0)$ 的唯一解，但這些解並不代表實際的垂直變化，它只是相對值，相對於水平平均的一個擾動值，除非知道 p' 或 θ'_c 在垂直方向的相關。例如 Parsons et al. (1987) 即假設對流區外的擾動場為零而得到 p' 和 θ'_c 的垂直相關，並藉以建立對流區內三度空間的擾動壓力場，溫度場。Roux (1985) 和 Roux (1988) 更在反演的過程中引入熱力方程而得到三維的 p' 和 θ'_c 。在此本文僅探討鋒面雨帶擾動壓力、溫度場的水平結構，暫時不做垂直上的分析。

由於 p' 和 θ'_c 是利用最小平方法求得，因此其相對誤差可寫成

$$E_r^p = \frac{\iint [(\frac{\partial p'}{\partial x} - F')^2 + (\frac{\partial p'}{\partial y} - G')^2] dx dy}{\iint (F'^2 + G'^2) dx dy}$$

$$E_r^{\theta_c} = \frac{\iint [(\frac{\partial \theta'_c}{\partial x} - F')^2 + (\frac{\partial \theta'_c}{\partial y} - G')^2] dx dy}{\iint (F'^2 + G'^2) dx dy}$$

本文各分析時間之 E_r 的計算結果列於表二，由於 0140 LST 的風場係外延求得，因而較不具代表性，所以表中沒有列出該時間的 E_r 值。Gal-Chen and Hane (1981) 認為 E_r 若大於 0.5 則反求結果的誤差不可忽視，但 Hane and Ray (1985) 則指出 E_r 僅是個相對的標準，而反求結果在空間和時間上的一致性、連續性和合理性是判斷結果好壞更重要的依據。

三、綜觀分析

本個案的綜觀條件在周等 (1990) 中有詳細的描述。他們的研究中指出鋒面大約在 6 月 24 日 2300 LST 附近通過板橋測站，並且伴隨有顯著的相當位溫梯度，垂直發展達 2 公里左右。鋒前的舉升凝結層 (LCL) 高度為 908 hPa (大約 860 公尺)，850 hPa 以下的大氣存在對流不穩定度，如果空氣塊由地面舉升，則自由對流高度大約為 830 hPa。此外在 500/600 hPa 之間由於槽後冷乾空氣的注入形成另一個不穩定帶，此不穩定帶的存在有利於鋒面舉升的空氣塊在此獲得額外的浮力自由對流到 15 公里左右。另外，鋒面前緣 900 hPa 高度伴隨強盛的西南氣流，最大風速達 25 m/s。圖 2 是板橋探空測站在 6 月 24 日 2000 LST 位於鋒前暖區相對於雨帶移動速度 (有關雨帶移動速度的定義和計算將在第四節中詳細說明) 的風徑圖，東北-西南的直線代表鋒面的走向。由圖中可看出相對於系統運動而言，低層噴流幾乎和鋒面平行，高層則有由鋒後向鋒前的氣流。在後面的分析中可以看到這種配置的垂直風切將會顯著地影響到雨帶的對流行為。

表二 擾動壓力場和溫度場的 E_r 值，縱軸是高度，橫軸為7個雙都卜勒雷達風場合成的參考時間(LST)，其中0140 LST 因為代表性較差，故沒有在表中列出。

$$E_r^p$$

| | 0120 | 0130 | 0150 | 0200 | 0210 | 0220 | 0230 |
|-------|------|------|------|------|------|------|------|
| 1 km | .57 | .50 | .58 | .52 | .54 | .53 | .53 |
| 2 km | .53 | .42 | .50 | .44 | .45 | .48 | .47 |
| 3 km | .46 | .37 | .51 | .41 | .46 | .44 | .47 |
| 4 km | .55 | .39 | .50 | .43 | .52 | .53 | .41 |
| 5 km | .60 | .48 | .49 | .47 | .48 | .47 | .38 |
| 6 km | .51 | .53 | .44 | .50 | .44 | .48 | .39 |
| 7 km | .52 | .58 | .50 | .45 | .43 | .51 | .43 |
| 8 km | .59 | .57 | .51 | .48 | .49 | .52 | .46 |
| 9 km | .59 | .58 | .56 | .49 | .49 | .54 | .49 |
| 10 km | .53 | .63 | .49 | .48 | .48 | .56 | .60 |
| 11 km | .48 | .53 | .45 | .53 | .48 | .47 | .64 |
| 12 km | .40 | .56 | .49 | .50 | .46 | .41 | .50 |
| 13 km | .33 | .39 | .53 | .49 | .35 | .40 | .38 |
| 平均 | .51 | .50 | .50 | .48 | .47 | .49 | .47 |

$$E_r^{\theta_c}$$

| | 0120 | 0130 | 0150 | 0200 | 0210 | 0220 | 0230 |
|-------|------|------|------|------|------|------|------|
| 1 km | .03 | .02 | .04 | .05 | .04 | .22 | .05 |
| 2 km | .03 | .02 | .03 | .05 | .05 | .08 | .07 |
| 3 km | .01 | .03 | .02 | .03 | .04 | .04 | .11 |
| 4 km | .01 | .02 | .11 | .02 | .05 | .14 | .19 |
| 5 km | .01 | .12 | .03 | .03 | .04 | .04 | .07 |
| 6 km | .01 | .03 | .05 | .02 | .05 | .05 | .07 |
| 7 km | .02 | .05 | .10 | .09 | .09 | .26 | .17 |
| 8 km | .03 | .06 | .06 | .07 | .06 | .25 | .07 |
| 9 km | .04 | .07 | .06 | .12 | .17 | .31 | .10 |
| 10 km | .21 | .07 | .05 | .08 | .17 | .09 | .06 |
| 11 km | .03 | .11 | .05 | .08 | .13 | .06 | .10 |
| 12 km | .23 | .06 | .03 | .04 | .19 | .18 | .06 |
| 13 km | .04 | .08 | .13 | .08 | .08 | .11 | .15 |
| 平均 | .05 | .06 | .06 | .06 | .09 | .14 | .10 |

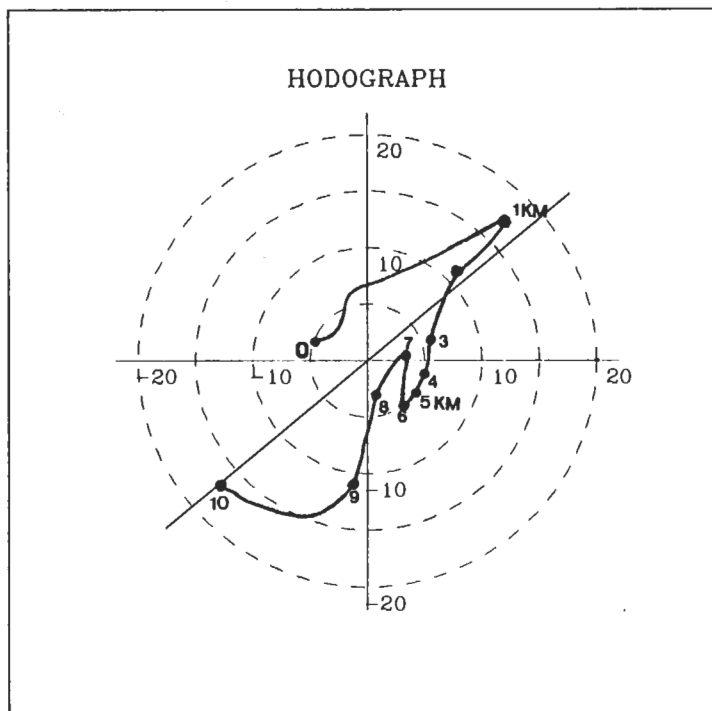


圖2 6月24日2000 LST板橋測站相對於雨帶系統移動速度的風徑圖。

四、運動場分析

(一) 水平結構分析

圖3為CAA都卜勒雷達3公里高度回波場的時間序列圖，時間自6月24日2232 LST至6月25日0250 LST每10分鐘一筆觀測資料。資料顯示雨帶略成東北-西南走向往東南方向緩慢移動，到了0320 LST時因雨帶已瀕臨CAA測站而停止雷達觀測。值得注意的是雨帶中的大回波中心多沿著雨帶方向往東移動，這和雨帶的移動方向是有些出入的。因此，為了進一步描述回波結構和雨帶之間的相關，我們將3公里高度回波值大於40 dBZ範圍的面積在 10×10 平方公里以上，且延時超過20分鐘者定義為一個“對流胞”。空間與時間上的定義主要是突顯我們所指的對流胞是一個持續成長且達到成熟的降水中心。一般而言，大氣中對流系統的生命期約在30分鐘左右，因此這樣的定義是合理的。

根據以上的定義，在分析時間內總共可以辨認出9個對流胞，我們將這些對流胞依出現的時間先後次序分別命名(見圖3)，並將其演化的起止時間及延時歸納在表三。由表中可以了解雨帶主要是由一些較長生命期的對流胞所組成，生命期大約在2小時左右。因此在進一步分析雨帶的動力過程之前，有必要對個別對流胞的結構及如何維持其長生命期的機制作一充分的探討。而除了長生命期的雨帶系統是由較長生命期對流胞組成的這個現象以外，雨帶系統是否也對較長生命期的對流胞提供其之所以長生命期的有利因子；也就是雨帶和個別對流胞之間是否有所交互作用，這是我們有興趣的主題之一。此外，為了方便討論起見，在此我們定義綜觀尺度觀測系統(如探空、地面測站等，其時間解析度在1小時以上)的鋒面觀測結果為“meso- α 尺度鋒面”，由都卜勒雷達(水平解析度為1公里，時間解析度為10分鐘)所觀測的鋒面結構定義為“meso- β 尺度鋒面”，“雨帶”則指雷達回波大於20 dBZ的帶狀區域，如圖3所示。周等(1990)曾利用CAA測站地面自記儀器觀測每20分鐘平均的地面風場、溫度及雨量資料配合雷達降水回波指出，個案中雨帶的位置基本上和meso- α 尺度鋒面所在的位置是一致的，也正是兩個氣團交界面所在的位置。因此，有關meso- α 尺度鋒面在meso- β 尺度的結構及其和對流系統之間的交互作用，這是我們另一個有興趣的主題。

表三 自6月24日2232 LST至6月25日0250 LST期間雨帶系統內對流胞演化一覽表。

| 對流胞名稱 | 形成時間 | 消散時間 | 延時 |
|-------|------|------|-----------|
| A | 2232 | 0040 | 大於 0210* |
| B | 2232 | 0110 | 大於 0240* |
| B1 | 2230 | 0020 | 0050 |
| B2 | 0040 | 0130 | 0050 |
| C | 2310 | 0220 | 0310 |
| C1 | 0200 | 0230 | 0030 |
| E | 0000 | 0250 | 0250 |
| F | 0110 | 0250 | 大於 0140** |

*：該對流胞在開始觀測之前即已存在

**：該對流胞在觀測結束之後仍然存在

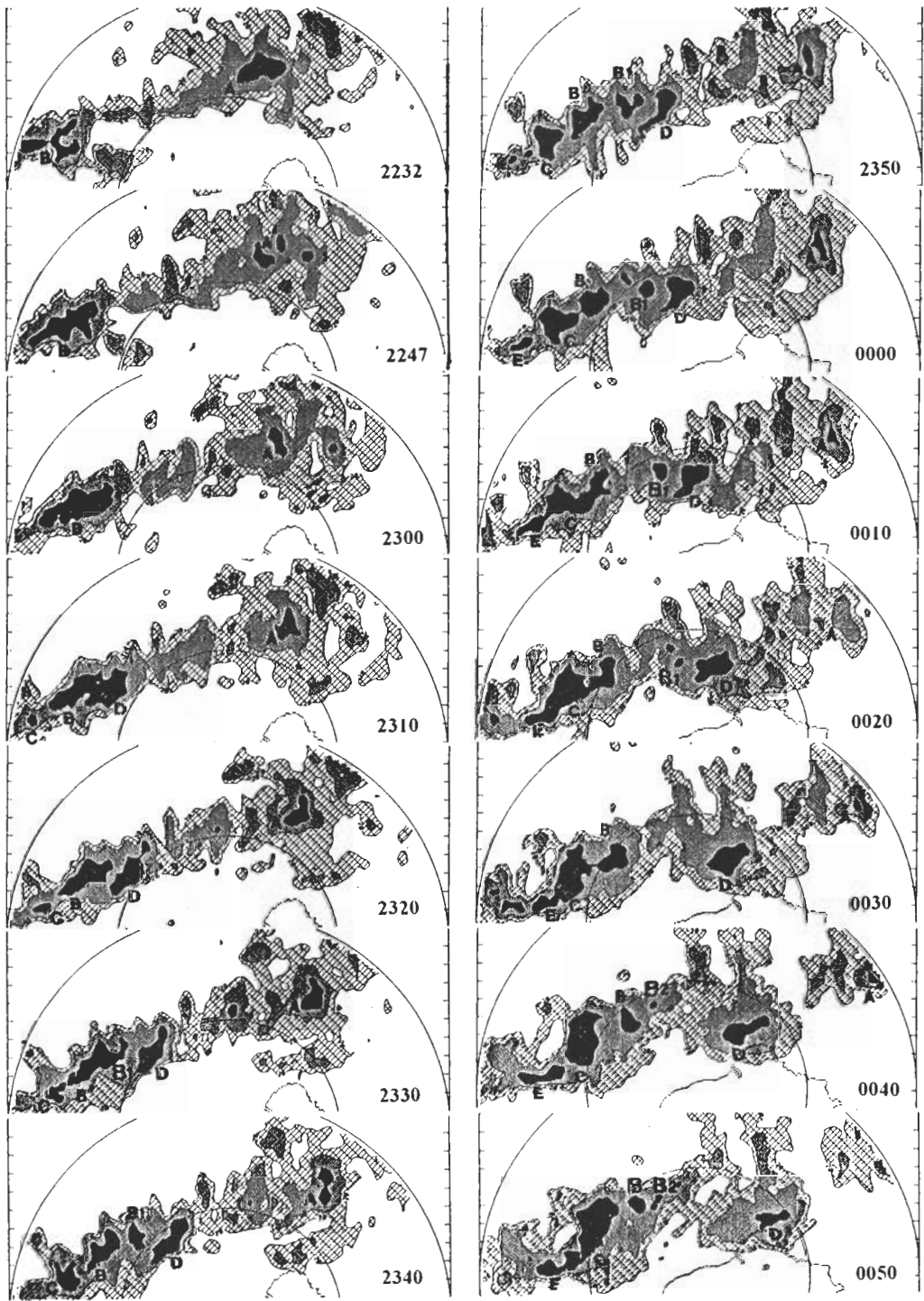


圖3 自6月24日2232 LST至6月25日0250 LST CAA都卜勒雷達每10分鐘觀測一次的3公里高度雷達回波圖，圖中斜線區域為20 - 30 dBZ，淺陰影為30 - 40 dBZ，黑色區則為大於40 dBZ的區域。

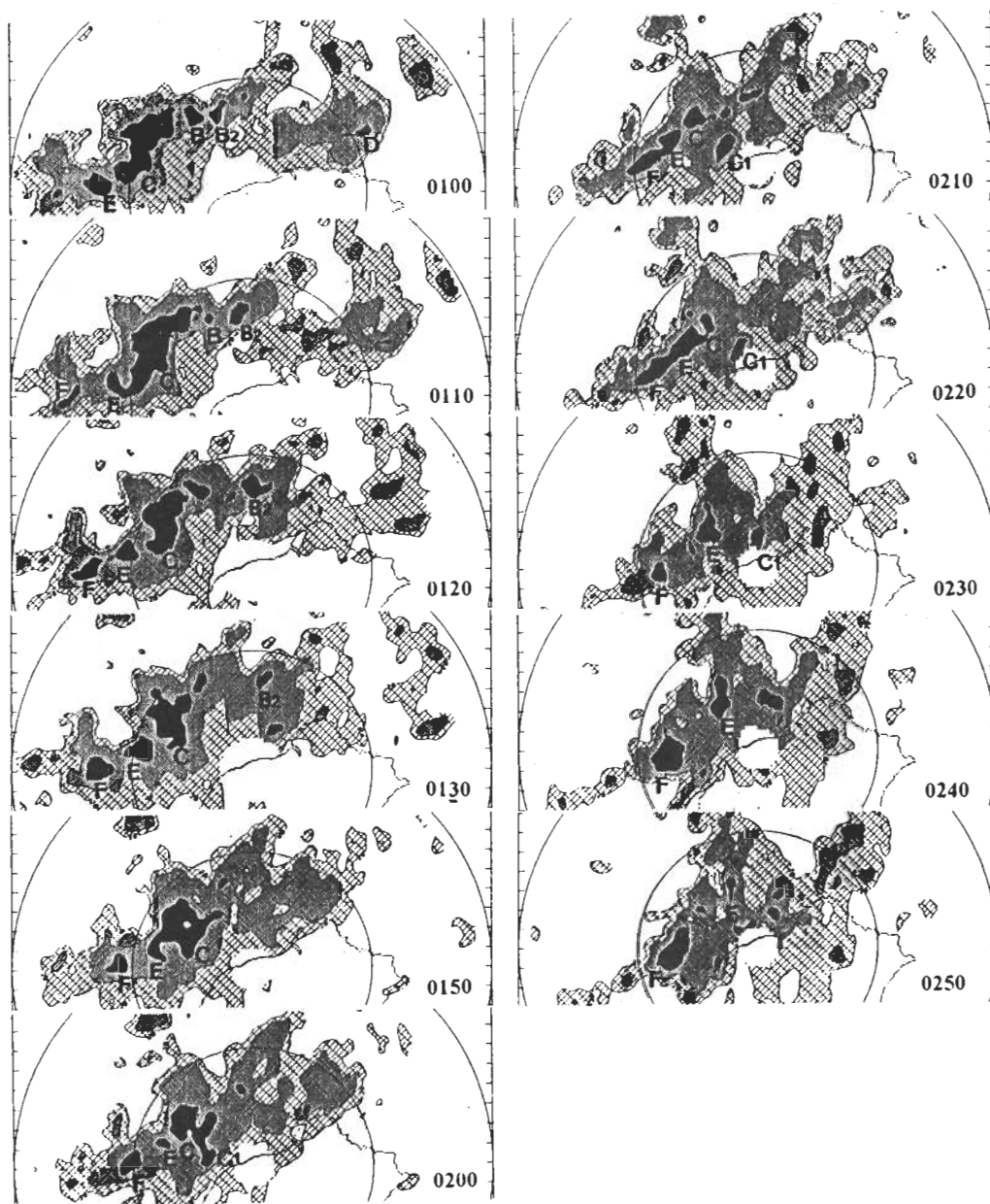


圖3 (續)。

圖4是雙都卜勒雷達合成區域內1公里高度相對於系統運動的水平風場和垂直渦度分量($\partial v/\partial x - \partial u/\partial y = \xi$)隨時間的演化。圖中顯示1公里高度上有一顯著風切帶(定義為垂直渦度分量大於 $1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 的範圍,如圖中陰影所示),其渦度最大值達 $5 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 。風切帶之前為強烈的西南氣流,大部分分量皆在沿鋒方向,最大風速可達20 m/s以上,之後則為較微弱的西北風,垂直發展可到2公里高度左右。此一風切帶同時也是顯著的輻合帶(圖未示),因此,相對於之前的西南氣流和之後的西北氣流而言,此一風切帶具有兩個不同秉性氣流之“界面”的特性。風切帶在0200 LST後開始有斷裂的現象,到了0230 LST時已由原本組織完整的線狀結構斷裂為三段,並且在斷裂處有負渦度的形成。

圖5為3公里高度的水平風場和雷達回波圖,圖中顯示在分析的範圍內雨帶主要由三個回波中心所組成,依據圖3的分類,這三個回波中心分別定義為F胞、E胞及C胞(如圖所示)。由圖5之3公里高度回波場和1公里高度上風切帶的配置指出,風切帶的位置均位於主要大回波區的後方,而此一配置在分析的時間內並不因為兩者隨時間的演化而有所變化。如前所述,meso- α 尺度鋒面和雨帶是一致的,而都卜勒雷達的分析又指出風切帶不只是雨帶中 ξ 的大值區域,同時也是雨帶的主要輻合區。此結果顯示本個案中meso- α 尺度的鋒面在meso- β 尺度內是以風切帶的形式出現,其不僅伴隨著顯著的垂直渦度分量,同時也具有界面的特徵。在後面的討論中,我們將發現這兩個特徵將會深刻地影響到雨帶的對流行為。由於雨帶的風切帶即是meso- β 尺度的鋒面所在,因此可預期風切帶移動的方向和鋒後冷空氣平流的方向應有一致的關係。為了進一步探討兩者的相關,我們利用風切帶上渦度值為 $1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 等值線的位移來推算雨帶的移動速度,結果顯示風切帶以7.9 m/s往 110° 方向移動,這和鋒後冷空氣平流的方向是相當一致的。此一結果除了說明風切帶(鋒面)的移動方向主要是決定於鋒後冷空氣的平流外,也意味著風切帶和鋒面在此實為一體之兩面。因此本文在隨後的說明中,“meso- β 尺度鋒面”和“風切帶”的意義將是相通的。

圖6是5公里高度的水平風場和垂直速度場,圖中的粗實線仍是1公里高度風切帶的位置,也就是meso- β 尺度鋒面所在的位置。由垂直運動場和鋒面的配置及其演化的過程可以得到許多重要的訊息。首先,由圖中可以很清楚地看到上沖流的位置和鋒面(風切帶)的所在地相當吻合,這意味著鋒面在低層扮演界面舉升的角色。空氣塊在低層被鋒面強迫舉升後,由於受到高層強烈北風分量(見圖2)的影響而使得下沖流發生在鋒的前緣,這個現象在整個分析時間內都相當一致,顯示大範圍環境場能夠相當地影響雨帶中的對流行為。

其次,由圖中可明顯看出上沖流的位置及其強度和圖5中用大回波中心所定義的“對流胞”之間有很好的相關(如圖中E、F、C所示)。下面我們將利用上沖流的強度來描述各對流胞在不同生命階段的演化。在分析時間內,C胞已經是一個發展成熟的對流胞,最大上升運動在6公里處有最大值9 m/s,下降運動則可達4 m/s,大約在0210 LST,C胞快速減弱進入消散期。相對地F胞則在0120 LST開始發展,到0230 LST達到成熟期,同時伴隨F胞的下沖流也在5公里高度可以被明確地定義出來。而E胞的強度變化在0120 LST至0150 LST之間有一個由弱到強的變化,但變化的幅度不大,0200 LST以後則大致上處於穩定狀態,其強度比另外兩個胞較弱一些。由圖3之回波的演化中可知,E胞在隨後的時間中很快就消散掉。

圖6中顯示出另一個有趣的現象,鋒面未斷裂之前,F、E、C胞的位置在沿鋒方向上似乎

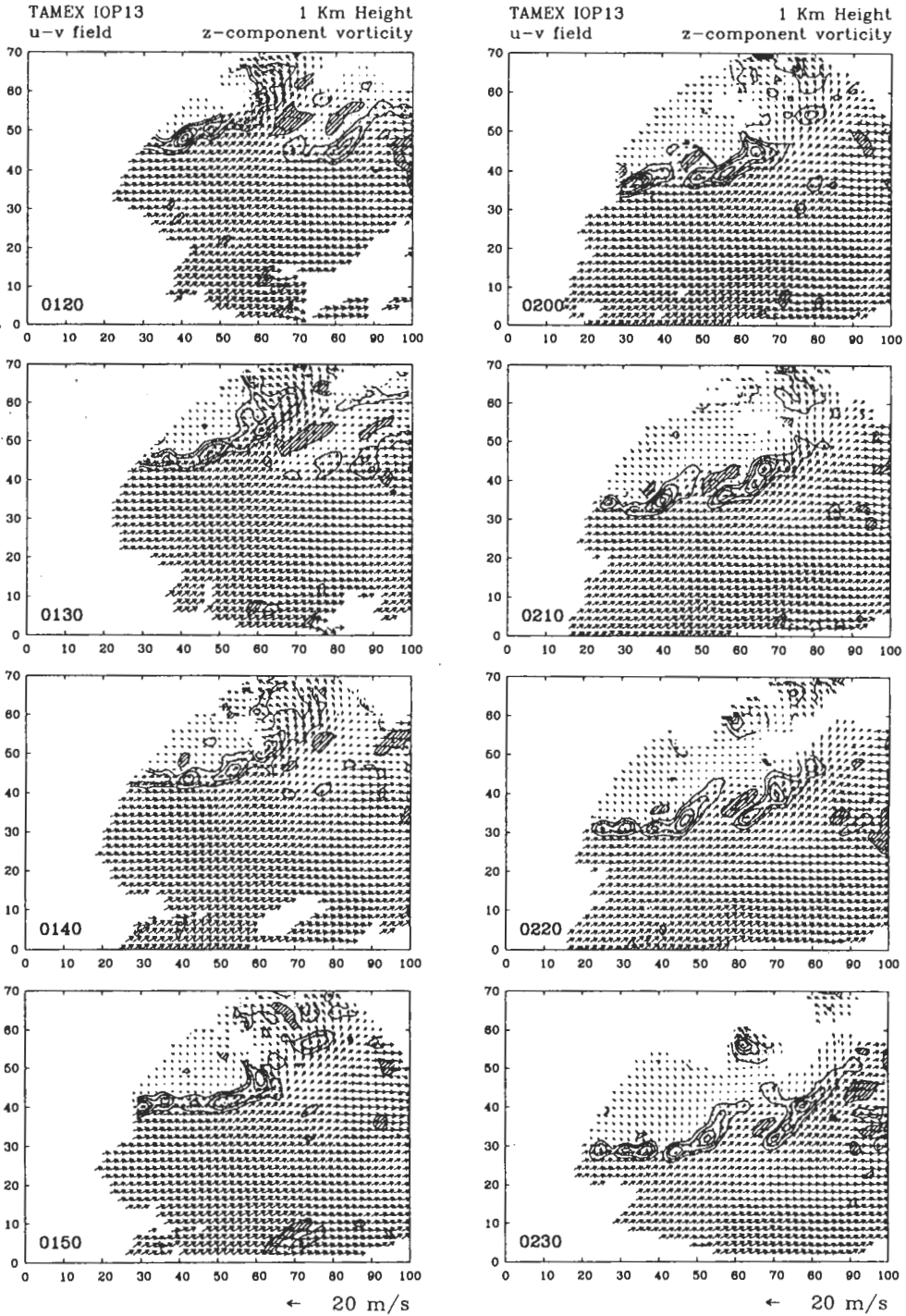


圖4 CAA和CP4都卜勒雷達合成每10分鐘一組之1公里高度的水平氣流場與渦度場。其中細實線代表垂直分量相對渦度(ζ)的等值線，間距為 $1.0 \times 10^{-3} s^{-1}$ 。渦度值大於 $+1.0 \times 10^{-3} s^{-1}$ 的部份以深陰影表示，小於 $-1.0 \times 10^{-3} s^{-1}$ 的部份則以斜線表示。

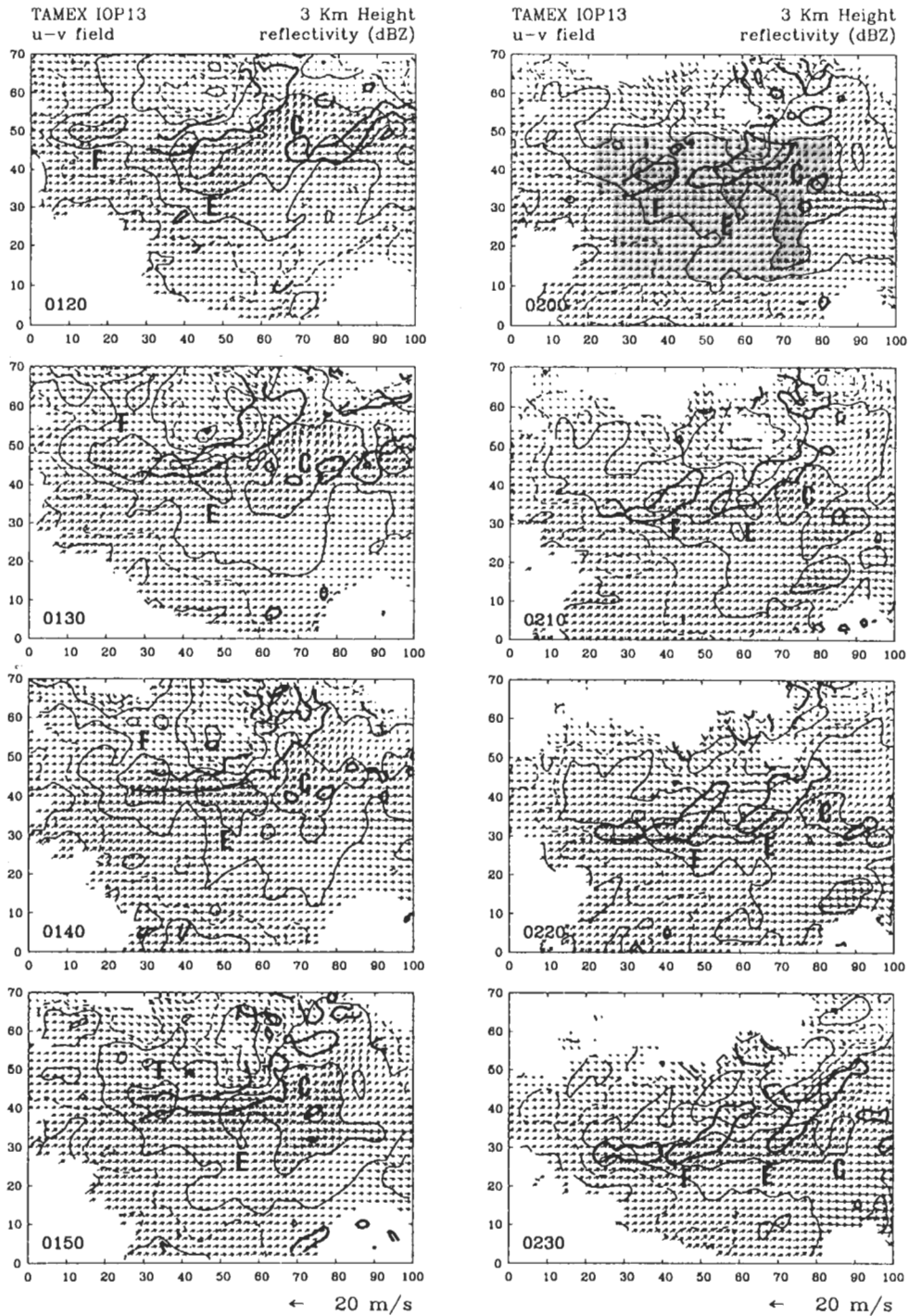


圖5 同圖4，但為3公里高度的水平氣流場和雷達回波圖，圖中細實線分別為10、20、30及大於40 dBZ(以點區表示)的等值線，粗實線則是1公里高度相對渦度為 $+1.0 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 所在的位置。

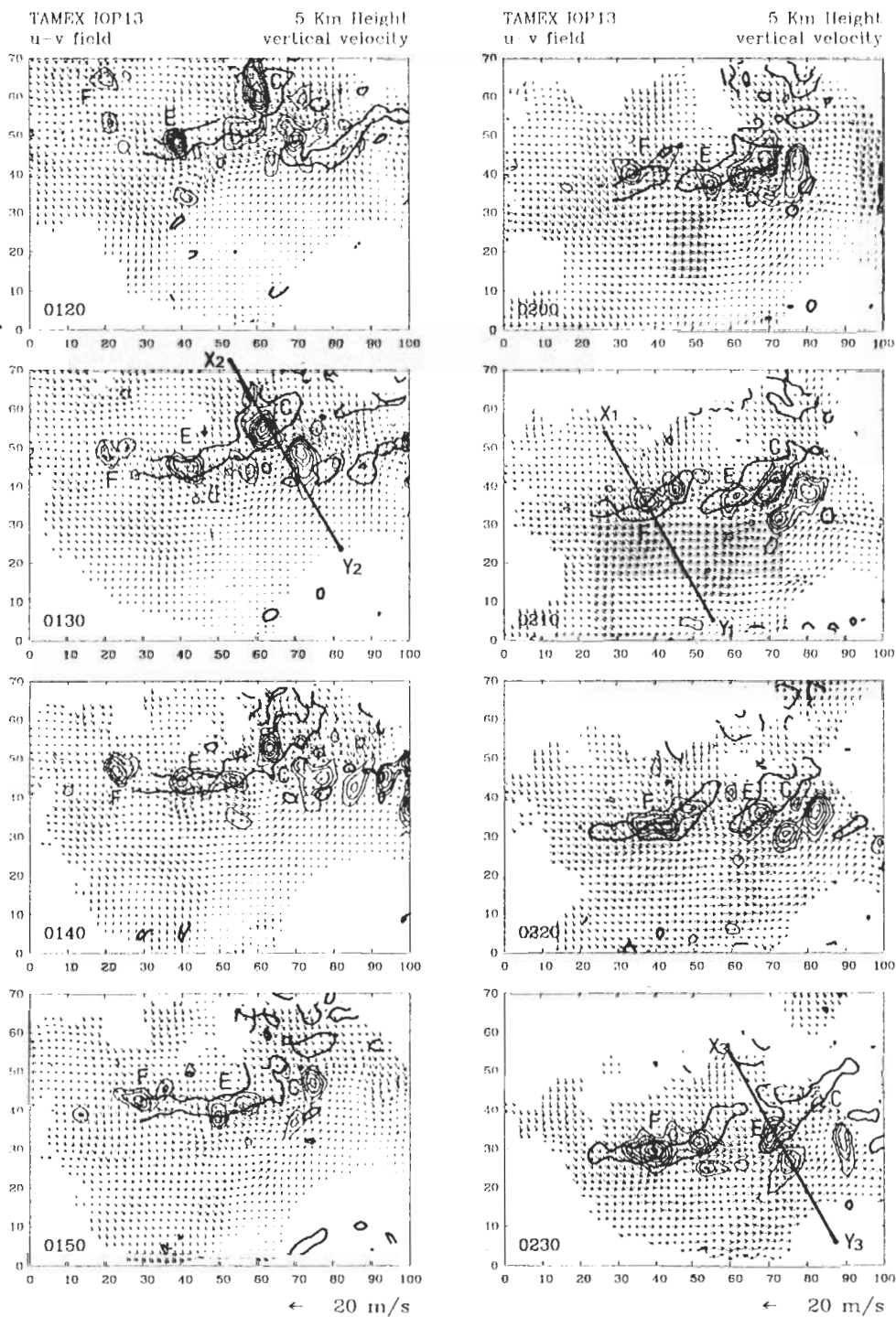


圖6 同圖4，但為5公里高度的水平氣流場和垂直速度場，實線分別為垂直速度大於3 m/s(以陰影表示)和小於-2 m/s的區域，等值線間距為1 m/s。粗實線是1公里高度相對濕度為 $+1.0 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 所在的位置。圖中垂直速度之零值線沒有畫出。F、E和C分別代表雨帶中不同個別對流胞的編號， X_1Y_1 、 X_2Y_2 及 X_3Y_3 則是圖8、9及10中所選取之垂直剖面的相對位置。

是隨機排列的；或者說並沒有什麼顯著的物理過程來決定對流胞在沿鋒方向上發生的位置。然而在0200 LST之後，對流胞有被重新組織起來的趨勢，甚至在局部地區也有被加強的現象。例如在0200 LST之後，鋒面斷裂為東、西二段，其中F胞和西段鋒面的位置一致，並且在隨後的時間中，5公里高度的上升運動由0200 LST的5.1 m/s增加至0230 LST的8.3 m/s，而E胞和C胞則和東段鋒面的位置一致，但其強度隨時間減弱。在下一節中我們將進一步探討鋒面斷裂的可能原因及其對整個雨帶系統和在組織對流方面所可能扮演的角色。

圖7a和7b是0120 LST 1公里高度的水平風場及反求的擾動壓力場(等值線間距為0.1 hPa)和擾動溫度場(等值線間距為0.5 K)，最粗實線是鋒面的位置。圖中顯示鋒面帶為一正的溫度擾動區，這應該是空氣塊被鋒面界面舉升後潛熱釋放加熱大氣所致。此外，圖6 0120 LST C胞前緣下沖流的位置伴隨一相對高壓區(如圖7a所示)，此一相對高壓區也和低層輻散氣流的位置一致，因此圖7a中 $70 < X < 100$ 公里之間的 ξ 最大值區域應是下沖流在低邊界層之外流邊界和環境風場輻合所造成的結果；但要注意的是此一 ξ 最大值區域並未激發新的對流胞，這和Lin et al. (1992,1993)的觀測結果是不同的。圖7b顯示鋒前負的溫度擾動區也和下沖流的位置一致，推測這應是降水蒸發冷卻所導致的結果。由於擾動壓力場和溫度場是診斷垂直速度的主要動力來源，在此我們看到三者動力上有很好的的一致性，因此計算結果至少可提供現象在定性上的詮釋，至於定量分析則是下一步要進行的工作。

在探討雨帶的結構和動力過程時，進一步探討雨帶和組成雨帶的主要份子“個別對流胞”之間的相關是有必要的。由圖3的回波演化得知雨帶基本上是由較長生命期的對流胞所組成的。而另一方面如前所述，由於對流受高層風切影響使得下沖流發生在鋒的前緣，二維雨帶的概念模式告訴我們這樣的氣流型態將會不利於對流的發展。此二者的衝突要如何取得調和呢？是不是需要捨棄二維雨帶的概念模式而發展較複雜的三維模式？這個矛盾或許可以從圖7a中擾動壓力場和氣流場的空間配置獲得一個較理想的詮釋。圖中顯示鋒面帶是一相對低壓區，而鋒前下沖流的位置則伴隨一相對高壓區，因此在跨鋒方向形成一個顯著的氣壓梯度力。另一方面由於低層氣流的大部份分量均表現在沿鋒方向，因此當向鋒前傾斜的下沖流和鋒面帶之間形成了一個約10公里寬的通道之後(見圖6 0120 LST垂直速度的水平配置)，剛好可以避免因降水過程而污染到內流的新鮮空氣，同時垂直鋒面方向的氣壓梯度力可以將沿鋒運動的空氣質點向鋒面帶加速以增加低層的輻合而有利於對流的維持(此一部份將在下一節中更進一步說明)。因此環境的高層風切在此不僅不是不利因子，反而是維持對流之所以長生命期的主要原因。

然而隨著對流的持續發展，下沖流所造成的外流冷空氣會愈來愈強，範圍也會愈來愈廣，終至會阻斷新鮮空氣的內流，並且強大的氣壓梯度力也會破壞鋒面結構，這是一個自我破壞的階段。配合圖4在1公里高度上的鋒面界面和圖6中5公里高度垂直速度場隨時間的演化可以看出，0150 LST和0200 LST時C胞上沖流所在位置的鋒面(風切帶)幾乎已被下沖流所伴隨的輻散外流沖蝕殆盡，當對流賴以維持的低層界面被破壞之後，C胞即快速進入消散期。有趣的是C胞在0220 LST進入消散階段後鋒面在0230 LST有被重新建立起來的趨勢，這意味著meso- α 尺度鋒面在此依舊擁有有效的修補能力。因此對流行為在具有綜觀空間和時間尺度的鋒面系統中可以說是次一個數量級的擾動；在這個個案中相當明白地突顯出不同尺度系統(鋒面和對流系統)之間的交互作用模式。

由以上的討論可以綜整理如下：鋒面在低層扮演界面舉升的角色，是對流的主要激發機制。而中對流層存在的不穩定層則提供對流所需的能量來源。如果對流發展的夠強，持續的時間夠久，那麼就可以和環境的垂直風切產生有效的交互作用，使下沖流得以向鋒前傾斜的夠遠，再配合沿鋒方向的低層氣流，如此不僅不會汙染到內流的新鮮空氣，同時下沖流和鋒面帶之間形成的跨鋒方向的氣壓梯度力更可以將富含能量的西南氣流向鋒面帶加速而增加低層的輻合，這是對流之所以能長時維持的主要機制。而這些較長生命期的對流胞則構成了本個案中長生命期的雨帶系統。以上所描述的過程雖然需要三度空間風場的配合，但是力的平衡卻主要表現在二維的方向，這可以簡化問題的複雜程度，有利於概念模式的建立。

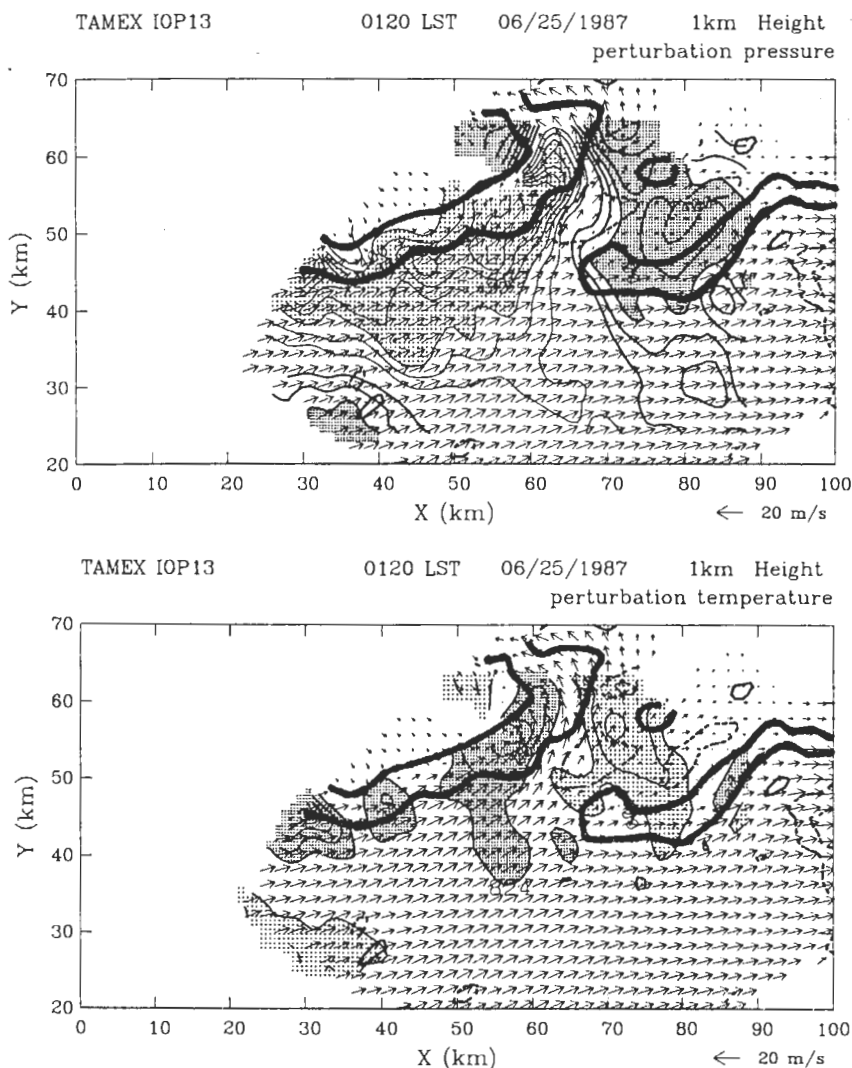


圖7 (a) 6月25日0120 LST 1公里高度的水平氣流場及反求的擾動壓力場。擾動壓力場的等值線間距為0.1 hPa(正值以粗實線表示，負值則以細實線表示)，零值線忽略沒有畫出。深陰影和淺陰影分別為大於0.3 hPa和小於-0.3 hPa的範圍，最粗實線則是1公里高度正渦度帶的位置；(b)同圖7a，但為擾動溫度場，等值線間距為0.5 K，其中深陰影和淺陰影分別為大於0.5 K和小於-0.5 K的範圍。

(二) 垂直結構分析

接著我們進一步來探討雨帶的垂直結構。在此選取圖6中0210 LST F胞的 $\overline{X_1Y_1}$ 剖面、0130 LST C胞的 $\overline{X_2Y_2}$ 剖面及0230 LST E胞的 $\overline{X_3Y_3}$ 剖面，分別代表雨帶中個別對流胞的發展階段、成熟階段及消散階段，並且在沿鋒方向做了6至7公里的平均，以增加所取剖面的代表性。圖8為 $\overline{X_1Y_1}$ 剖面，由上至下分別為回波和垂直運動場、沿鋒方向的渦度分量、擾動溫度場和擾動壓力場等，粗實線是 $v' = 0$ 的等值線，在此定義為鋒面的位置。由回波場和垂直運動場可以明顯看出鋒面在低層扮演界面舉升的角色，高層北風分量使對流向鋒前傾斜，但此時仍未有下沖流出現。Rotunno et al. (1988)從渦度平衡的觀點出發，說明低層風切和冷池在動力上的平衡是飢線系統持續發展的主要機制之一。在此所謂“動力上的平衡”是指由低層風切和冷池所導致之沿飢線方向的渦度水平分量其方向相反，但強度相當(Rotunno et al. (1988)稱之為“optimal state”)。在此情形下對流尺度上沖流得以充份地垂直發展。如果低層風切和冷池所伴隨的水平渦度強度不能平衡，則對流將向水平渦度較強者一側傾斜。如前所述，本個案中對流系統的長時維持雖然需要三度空間風場的配合，但力的作用卻主要是表現在跨鋒的方向。在此我們將利用Rotunno et al. (1988)的觀點，進一步探討本個案在跨鋒剖面上力平衡(也就是跨鋒剖面上沿鋒方向渦度分量的平衡)的問題。圖8b中沿鋒方向的渦度分量顯示低層噴流所產生的正渦度比鋒後冷空氣平流所產生的負渦度稍弱一些，因此上升運動在4公里以下略向鋒後傾斜，5公里以上則向鋒前傾斜。低層鋒前和鋒後沿鋒方向的渦度分量差異並不顯著，兩者之配置接近於Rotunno et al.(1988)所指的“最佳狀態(optimal state)”，因此這個階段中鋒面和低層風切的強迫作用相當有利於對流的發展，或者我們可以說在此階段中鋒面界面的舉升是很有效率的。

在擾動壓力場和溫度場方面，誠如第二節中指出，本研究之計算尚不足以探討垂直結構，在此雖然畫出 p' 和 θ'_c 的剖面，但重點還是放在水平結構的分析。溫度場顯示在上升運動區的前緣有正的溫度擾動，這應是上升運動潛熱釋放加熱大氣的結果。而鋒面上方約8公里高度的負溫度擾動則可能是鋒後冷乾的北風分量注入對流系統後蒸發冷卻所造成的，此一作用可以有三個影響：其一，可以抵銷部份由上升運動所導致的加熱效果，而使得正的溫度擾動區並未發生在主要上升運動區的位置。其二，導致雨帶在鋒後有一弱回波區的形成(見圖5中E胞所在的位置)。其三，冷乾空氣逸入對流系統後所造成的蒸發冷卻效果是維持下沖流強度的一個重要物理過程。如前所述，下沖流對於本雨帶系統之長時維持扮演關鍵的角色，因此這個作用是很重要的。在壓力場方面，中對流層是一個相對低壓區，並且在上沖流所在的位置有顯著由鋒後往鋒前的氣壓梯度，此一壓力場配置和Rotunno and Klemp (1982)所提出“上沖流與垂直風切交互作用”所預期的結果是相同的，也就是上沖流會在垂直風切的上游處產生擾動高壓，而在下游處產生擾動低壓。此一由鋒後向鋒前的氣壓梯度力，會將空氣質點向前加速，同時使上沖流向鋒前傾斜，隨著對流的持續發展，將可預期上沖流向鋒前傾斜的程度會更為顯著，而透過降水曳力的作用將會更有利於下沖流發生在鋒的前緣。

圖9為 $\overline{X_2Y_2}$ 剖面，代表雨帶中對流胞達到成熟時的垂直結構。圖9a顯示對流持續受高層風切的影響，主要降水區和下降運動區大約在鋒前10~20公里的地方，因為降水蒸發冷卻的緣故，該區同時伴隨有負的溫度擾動，相對地鋒面帶則是正溫度擾動區。壓力場的配置則和發展階段有顯著的差異，圖9c中顯示近地層在鋒前5公里處為相對低壓區，而在鋒前20公里處為相對

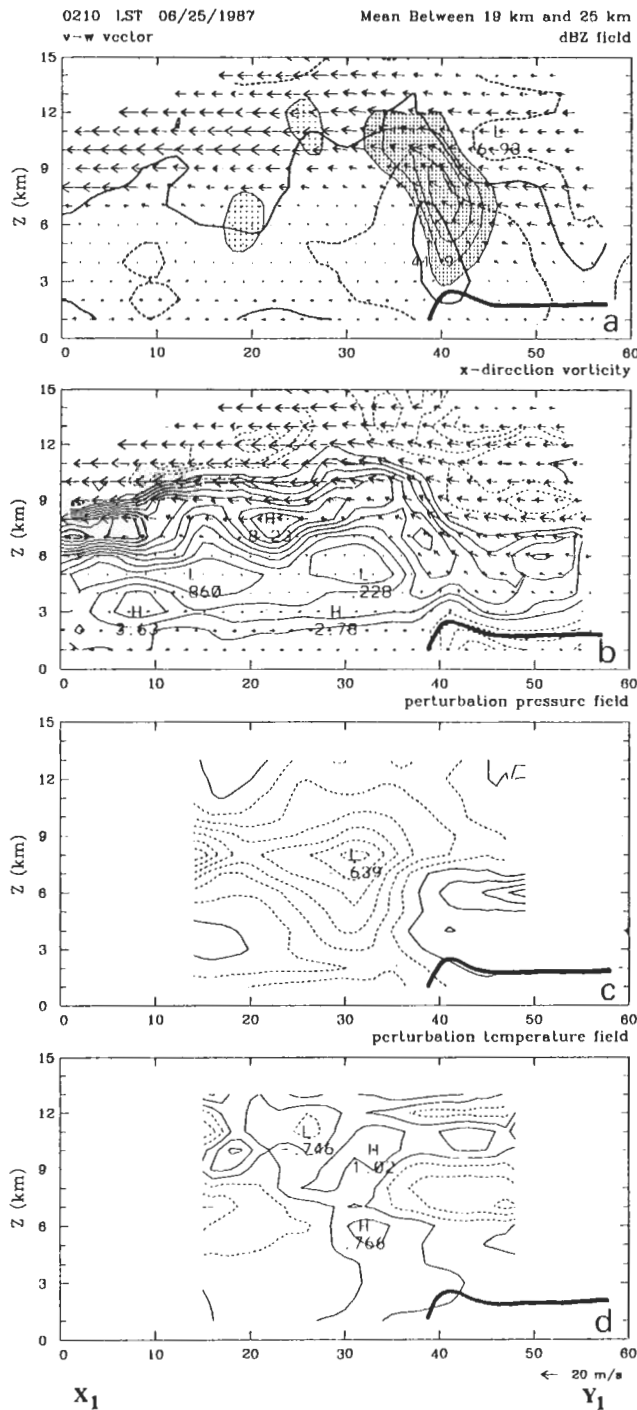


圖8 圖6中0210 LST F胞 $\overline{X_1Y_1}$ 沿鋒方向7公里平均的跨鋒剖面，代表雨帶中個別對流胞的發展階段。由上至下分別為雷達回波和垂直運動場（深陰影和淺陰影區分別為垂直速度大於3 m/s和小於-2 m/s的區域）、沿鋒方向的渦度分量（正值為離開紙面的方向，負值則為進入紙面的方向）、擾動溫度場及壓力場等，粗實線是 $v' = 0$ 的等值線。圖中各場量等值線的定義和圖4至圖7的定義相同。

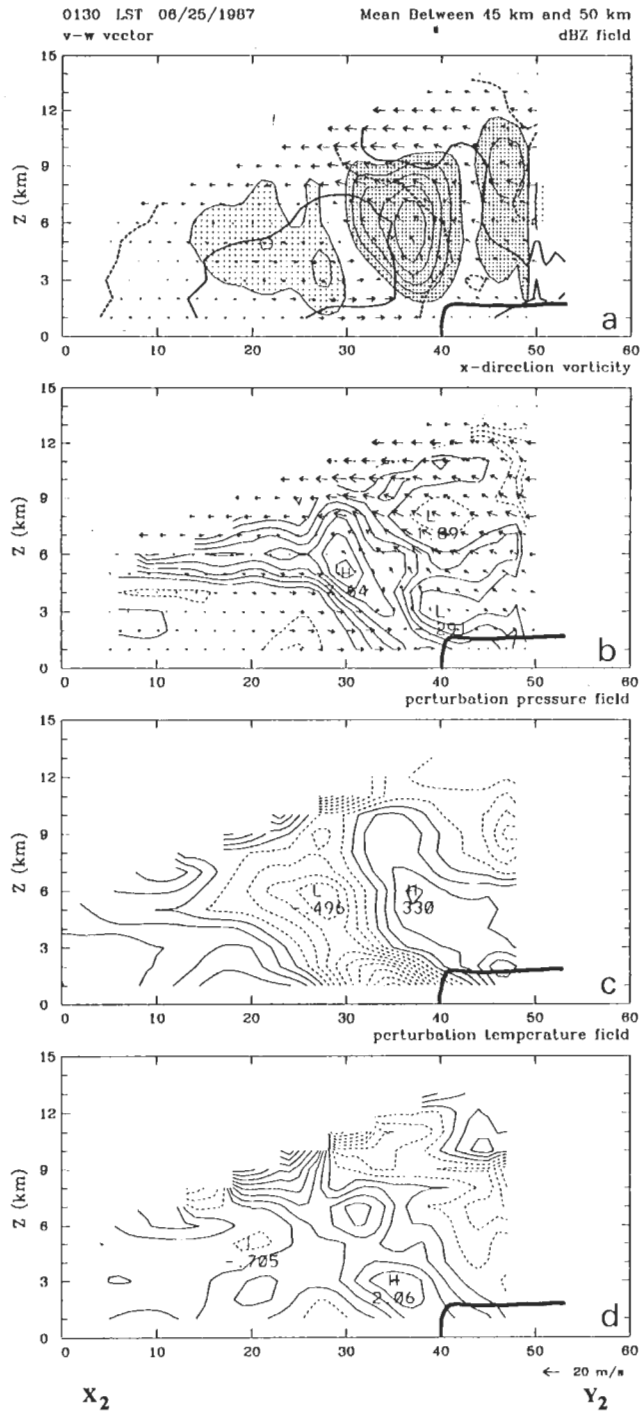


圖9 同圖8，但為0130 LST C胞 $\overline{X_2 Y_2}$ 沿鋒方向6公里平均的垂直剖面，代表雨帶中個別對流胞的成熟階段。

高壓區，此一擾動壓力場配置使得在鋒前暖區產生一個由鋒前向鋒後的氣壓梯度力，並且由圖 9a 中可看出鋒前低層氣流有被明顯往鋒面帶加速的現象。但要注意的是，如前一節所述，此一氣壓梯度力加速的並非被降水過程污染過的冷濕空氣；而是沿鋒方向富含能量的西南氣流，而這也正是對流胞之所以能長時維持的主要機制。

圖 10 是 $\overline{X_3Y_3}$ 剖面的回波及垂直運動場，代表雨帶中對流胞進入消散期的垂直結構，粗實線是 $v' = 0$ 的等值線。圖 10b 中上沖流的位置即是原先鋒面界面舉升的位置。圖中顯示下沖流所產生的外流邊界(也就是 $v' = 0$ 的等值線)已取代原先的鋒面，而只剩下殘餘的對流，在隨後的時間裡這個對流胞即快速消散。

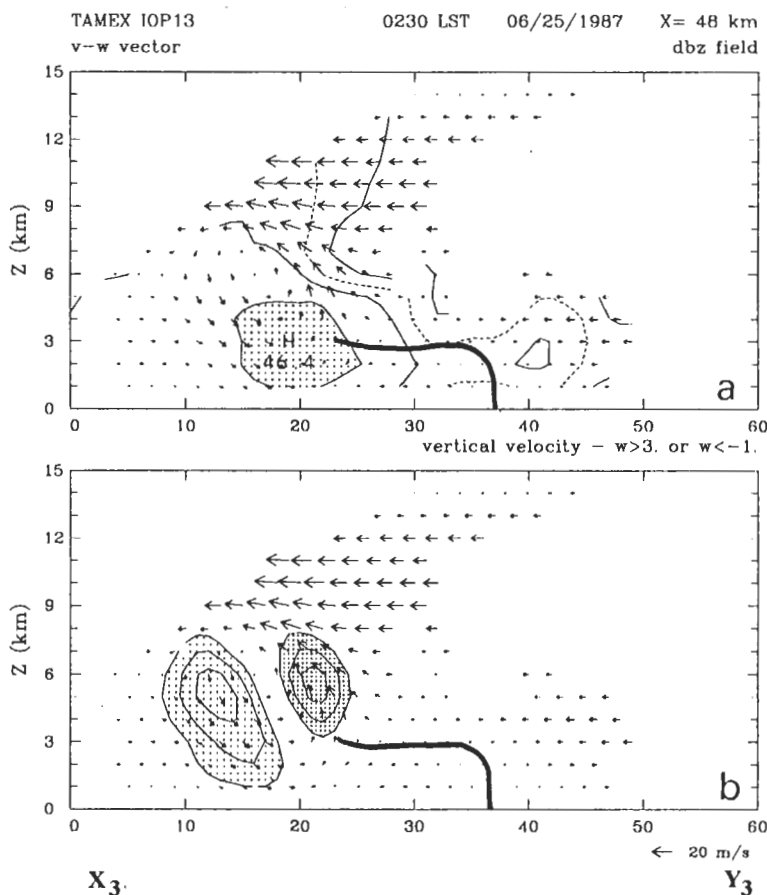


圖 10 0230 LST E 胞的 $\overline{X_3Y_3}$ 剖面，代表雨帶中個別對流胞的消散階段，上圖為回波場，下圖則是垂直速度場，圖中各場量等值線的定義和圖 8 相同

以上的分析可做成雨帶系統的二維概念模式，如圖 11 所示。在發展階段，鋒面扮演界面舉升的角色。若由渦度平衡的觀點來看，鋒前暖區低層的垂直風切和鋒後冷空氣平流所產生的動力強迫機制互相平衡，這個現象和 Rotunno et al. (1988) 所指的“最佳狀態”在動力上是相似的。對流潛熱釋放加熱大氣後在上沖流的前方位置產生一個正的溫度擾動，而鋒後冷乾空氣的注

入則伴隨著中對流層的弱回波區及負的溫度擾動。此外，上沖流和高層垂直風切交互作用的結果產生一個由鋒後向鋒前的氣壓梯度力，這是對流向鋒前傾斜的原因，但此時仍未有下沖流出現。成熟階段則透過下沖流在鋒前的質量堆積和蒸發冷卻而產生一個擾動高壓區，配合鋒面帶之相對低壓區，在鋒前暖區形成一個淨氣壓梯度力指向鋒面，此一氣壓梯度力將富含能量之沿鋒方向的西南氣流向鋒面帶轉向而增加鋒面帶局部的輻合量，這是對流胞之所以長時維持的主要機制。最後，在消散階段可明顯地看出下沖流產生的外流邊界取代了原先鋒面的界面舉升，對流僅剩殘餘的勢力，隨後即快速減弱消散。在此還是再次強調，概念模式雖然需要三度空間風場的配合，但跨鋒方向力的平衡即足以描述維持雨帶中較長生命期個別對流胞的動力過程。

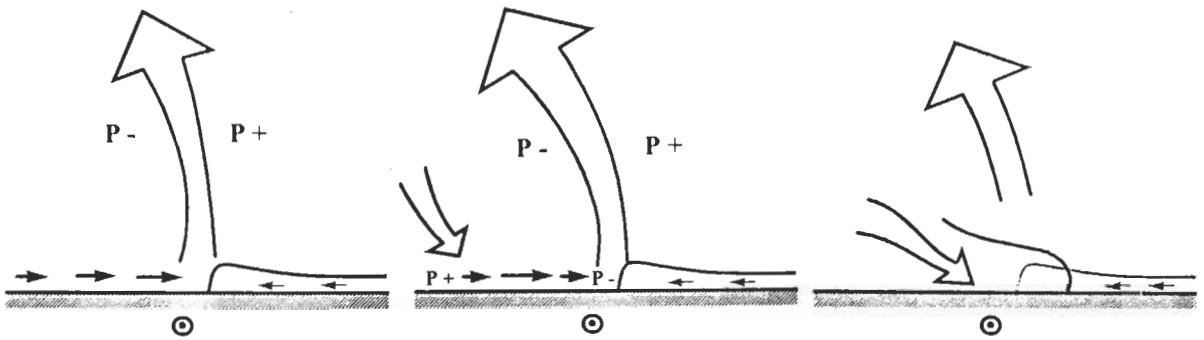


圖 11 雨帶中個別對流胞在不同生命期的二維概念模式。 $P+$ 和 $P-$ 代表壓力擾動之高壓區和低壓區，實箭頭指示水平氣流的方向，空心箭頭則代表上沖流和下沖流的位置；粗實線為鋒面界面。最右圖點虛線是meso- β 尺度鋒面被伴隨中尺度下沖流之外流邊界(粗實線)所取代的部份。

五、討 論

前一節我們建立了個案中高、低層風切與對流以及鋒面與對流之間交互作用的概念模式，但是還有兩個問題有待進一步詮釋。第一，個案中低層噴流除了可以提供垂直風切與對流所需的水氣來源外，是否仍扮演其他角色？第二，前面提出的概念模式固然可以說明維持長生命期對流胞的可能機制，並且造成雨帶之所以長生命期的事實，但我們仍有興趣於了解鋒面(風切帶)和個別對流胞之間是否存在更進一步的交互作用。

首先，除了我們熟知的低層噴流可以非常有效率的輸送水氣和熱量之外，在動力上其實也扮演積極的角色。低層噴流伴隨的垂直風切其作用可以如Rotunno (1988)所指出，提供對流在低層動力上有效的輻合。然而，低層噴流通常也伴隨較大之水平風切。風切(正壓)不穩定度在組織及激發對流方面可能扮演重要的角色。Carbone (1982)和Hobbs and Persson (1982)曾指出鋒面帶上風切不穩定度的釋放是窄冷鋒雨帶上降水中心(Precipitation Cores, PCs, Hobbs and Biswas 1979)形成的原因。但是這些文章中並未進一步提出風切不穩定度如何在雨帶系統中運作的概念模式。Moore (1985)用一線性模式探討對流在風切帶上的可能影響，但他的結果和風切不穩定度的釋放沒有關係，而僅只是突顯出對流被背景風切場重新組織的過程。在此，為了

進一步探討風切不穩定度對雨帶系統的可能影響，因此有必要先說明不穩定度釋放時的相關特性。

風切不穩定在流力上是一個古老的問題，Kuo (1949)第一次將其引進氣象領域中。基本上小擾動自風切不穩定度獲得能量而成長時必須滿足以下的必要條件：

- 絕對渦度存在最大值。
- 小擾動在背景風切場中是逆風切方向傾斜(upshear tilt)的(Gill 1982；Pedlosky 1987)。
- 線性分析中最大成長波的波長約是風切帶的8倍(Haurwitz 1949)。

因此小擾動藉由風切不穩定度自平均流中獲得能量而成長時，其運動場結構可示意成如圖 12，圖中顯示 $\overline{u'v'} < 0$ ，意味著逆風切傾斜的結果小擾動將自平均場中獲得能量而成長。但是這種擾動的形式如何影響對流的結構呢？圖 13a 和 13b 的概念模式指出在不同的背景風切場下輻合帶的走向和位置可以有完全不同的表現，它可以是逆風切傾斜的(圖 13a)，也可以是順風切傾斜(如圖 13b)。其中圖 13a 是大部份中緯度窄冷鋒雨帶中降水中心形成的機制。在此要提出的是，風切不穩定的釋放決定了氣流擾動的形式，但對流的結構取決於輻合帶的位置，這兩者並不盡然全部相關。因此若只用雷達觀測之降水回波或衛星觀測之雲圖在空間上分佈的特性(例如逆風切傾斜)就斷然訴諸於風切不穩定釋放的結果，這種推斷難免有未盡周全之處。有關以上的討論在過去的文獻上並沒有被充份討論過，其中被誤用的例子也不少。舉例來說，Parsons and Hobbs (1983)在描述風切不穩定度導致的氣流擾動時，他們就沒有考慮到小擾動成長時會逆風切傾斜的問題(如圖 14a)，此外，他們也沒有說明不穩定釋放的過程及其和降水中心的相關(圖 14b)。

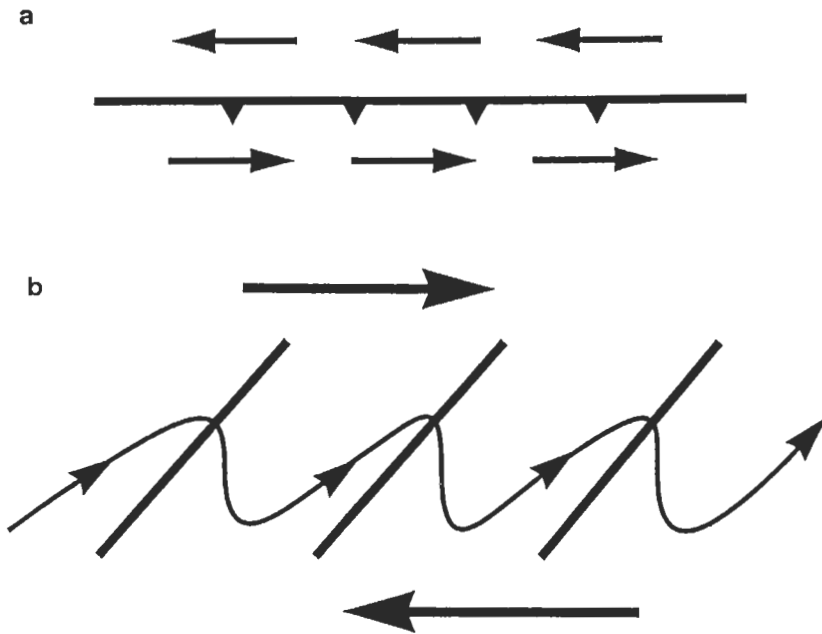


圖 12 風切不穩定釋放時的氣流擾動示意圖。上圖為不穩定度釋放前的背景風切場，下圖則是不穩定度釋放後的氣流擾動型式，須注意槽、脊走向和風切方向相反，此即逆風切傾斜的氣流擾動。

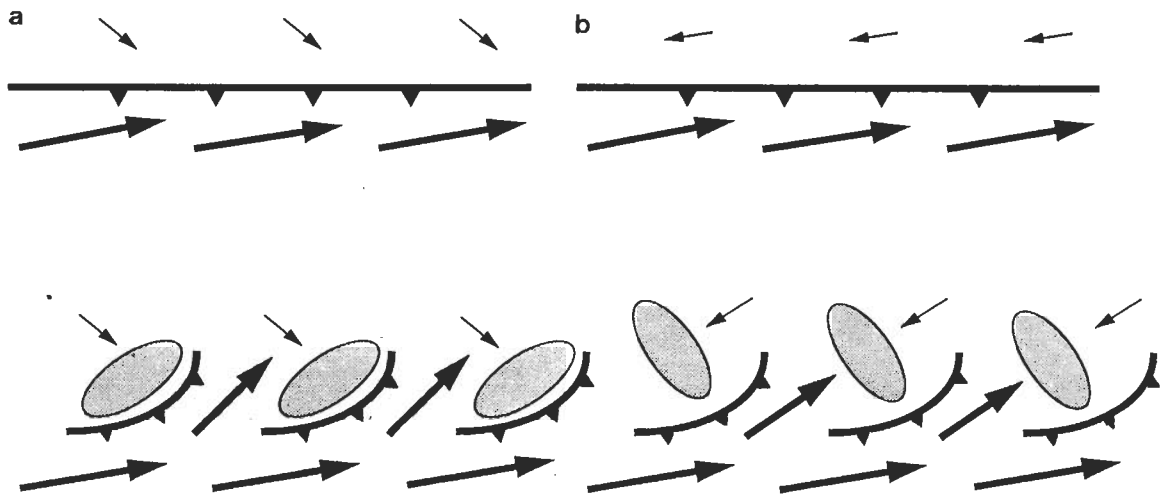


圖 13 不同背景風切場下，風切不穩定度釋放時伴隨的輻合場，其中冷鋒的符號為風切帶的位置，在本文即意指鋒面之所在。須注意擾動場仍為逆風切傾斜，但圖 13a 中配合東北氣流（如小箭頭所示）而產生西北—東南走向之輻合帶（以陰影表示），圖 13b 則配合西北氣流而產生東北—西南走向的輻合帶。

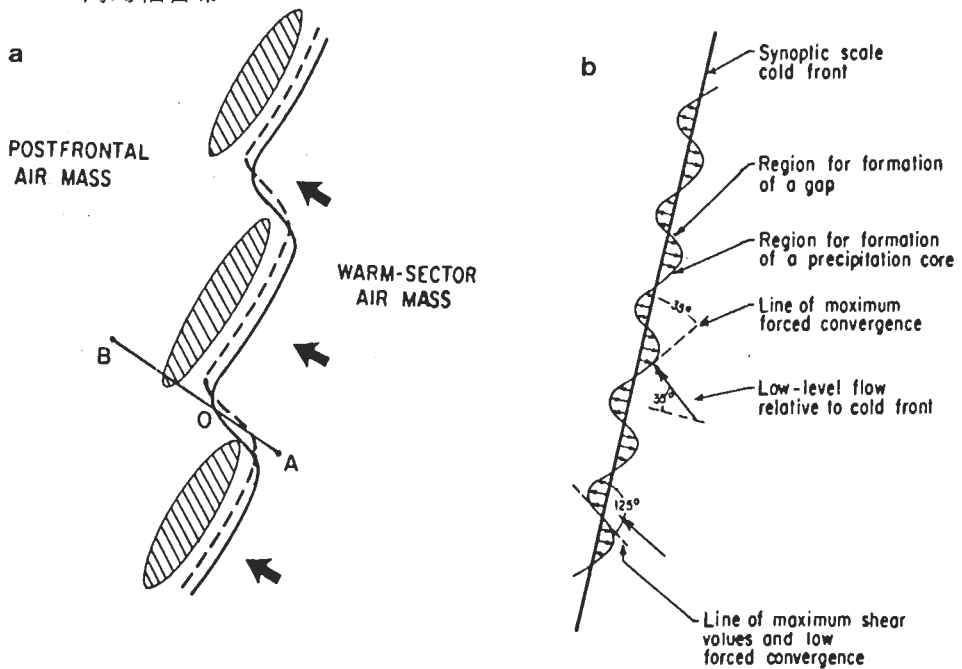


圖 14 中緯度窄冷鋒雨帶中降水中心形成的概念模式（取自 Parsons and Hobbs 1983）。圖 14a 之橢圓形斜線區為降水中心的位置，圖 14b 則說明鋒面帶上風切不穩定度釋放時的流場特性。

本個案在1公里高度上具有強烈的水平風切(如圖5)。鋒面帶在0200 LST時開始有斷裂的現象,到了0230 LST則斷裂為3段,其氣流擾動的形式正是逆風切傾斜,擾動尺度大約30公里,風切帶的寬度則在5公里左右。就定性而言,鋒面帶斷裂所伴隨的現象和風切不穩定度釋放時所需的必要條件相當一致。根據過去的研究經驗(Carbone 1982, Hobbs and Persson 1982等),我們認為風切不穩定度的釋放在鋒面帶斷裂的過程中可能扮演角色,而其對對流的影響則可以圖13b之概念模式來表示。如果參考圖6的垂直速度場,我們可以看到鋒面帶未斷裂前對流胞的排列在沿鋒方向上似乎是隨機的,但是鋒面帶斷裂後個別對流胞(如F胞, E胞)有被重新組織起來的趨勢。同時可在局部地區(斷裂的鋒面帶上)增加低層輻合,而有利於激發新的對流胞或維持較長生命期的對流行為。在此我們提出本個案中鋒面帶-低層噴流系統和個別對流胞系統兩者交互作用的概念模式。這個概念模式突破以往單獨由降水回波的外貌作為鋒面雨帶特性判斷的依據,並且特別指出中緯度窄冷鋒雨帶演化的動力機制也可能在臺灣梅雨季的鋒面雨帶個案中呈現。其中兩者的差異是梅雨季鋒面雨帶個案中自由對流的影響相當重要,因此如果我們仍只用降水回波進行分析(如圖5),則可以預期將得不到如窄冷鋒雨帶般顯著的回波結構(如橢圓狀的降水中心),最後則可能漏失掉此一重要的物理過程。

六、結 論

本研究主要是針對TAMEX IOP 13鋒面雨帶個案,利用雙都卜勒雷達合成的三維風場及反演計算求得的擾動壓力場、溫度場進行診斷分析。重點在澄清個案中高、低層風切、鋒面、雨帶以及個別對流胞之間的交互作用。重要結論如下:

1. 鋒面在低層扮演界面舉升的角色,鋒後冷平流和低層風切處於Rotunno et al. (1988)所謂的“最佳狀態”,是對流主要的激發機制。
2. 上沖流和垂直風切交互作用的結果使對流向鋒前傾斜,並透過下沖流的質量堆積在鋒前產生擾動高壓,此高壓將沿鋒方向富含能量的西南氣流向鋒面帶加速而產生有效的輻合。這是維持長生命期對流胞的主要機制,同時也造成雨帶之所以長生命期的事實。
3. 下沖流的範圍隨著對流的持續發展而逐漸擴充,最後將阻斷新鮮空氣的內流,同時強大的氣壓梯度力也會破壞鋒面的結構,而減弱對流所賴以維持的界面舉升,這是對流胞自我破壞的階段。待對流胞消散後,meso- α 尺度鋒面所擁有的修補能力將重新建立meso- β 尺度的鋒面界面(風切帶),雨帶系統也得以繼續維持,這是本個案中鋒面一對流系統兩者之間交互作用的概念模式。
4. 資料顯示雨帶的斷裂可能是風切不穩定度釋放的結果,而風切不穩定度的來源則是低層噴流所伴隨的水平風切。雨帶斷裂後有利於在局部地區組織或激發新的對流行為,這是鋒面和個別對流胞之間另一種交互作用的概念模式。

由以上的結論我們可以認識到大氣中的對流行為往往牽涉到不同尺度系統間的交互作用,就本個案而言就涵蓋了自meso- α 尺度的高、低層風切,鋒面以及meso- β 尺度的風切帶一直到個別對流胞系統等。我們透過一系列的分析,嘗試為此長生命期個案尋求一個新的定位,並藉以澄清不同物理過程在整個事件中扮演的角色。

誌 謝

感謝張定祺先生在打字方面的協助，本文在國科會專案計劃 NSC-84-2111-M-002-048-AP2 支援下完成。

參考文獻

- 周仲島、洪景山與鄧秀明，1990：梅雨鋒面對流雨帶雙都卜勒雷達分析。大氣科學，**18**，239 - 264。
- 鄧秀明，1992：梅雨鋒面對流雨帶之中尺度動力與熱力結構演化：TAMEX 個案研究。臺灣大學大氣科學所博士論文，196 頁。
- Austin, P. M. and S. G. Geoties, 1979：Rain drops sizes and related parameters for GATE. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 569 - 575.
- Bluestein, H. B. and M. H. Jain, 1985：Formation of mesoscale lines of precipitation: Severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1711 - 1732.
- Carbone, R., 1982：A Severe winter squall line. Part I: Stormwide hydrodynamic structure. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 258 - 279.
- Foote, G. B., and P. S. du Toit, 1969：Terminal velocity of raindrops aloft. *J. Appl. Meteor.*, **8**, 149 - 253.
- Gal-Chen, T., 1978：A method for the initialization of the anelastic equations: Implications for matching models with observations. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 587 - 697.
- , and C. E. Hane, 1981：Retrieving buoyancy and pressure fluctuations from doppler radar observations: A status report. *Progress in Radar Meteorology, Atmos. Technol.* **13**, 98 - 104.
- Gill, A. E., 1982： *Atmosphere - Ocean Dynamics*, Academic press, New York.
- Hane, C. E., and P. S. Ray, 1985：Pressure and buoyancy fields derived from doppler data in a tornadic storm. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 18 - 35.
- Haurwitz, 1949：The instability of wind discontinuities and shear zones in planetary atmospheres. *J. Meteor.*, **6**, 200 - 206.
- Hobbs, P. V. and K. R. Biswas, 1979：The cellular structure of narrow cold frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 723 - 727.
- , and P. O. G. Persson, 1982：The mesoscale and microscale structure of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. V: The structure of narrow cold frontal rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 280 - 295.
- Jou, B. J.-D., and S. -M. Deng, 1992：Structure of a low level jet and it's role in triggering and organizing moist convection over Taiwan: a TAMEX case study. *T. A. O.*, **3**, 39 - 58.
- Kuo, H. L., 1949：Dynamic instability of two dimensional non divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105 - 122.
- Lilly, D. K., 1979：The dynamical structure and evolution of thunderstorms and squall lines. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **7**, 117 - 171.
- Lin, Y.- J., R. W. Pasken, and H. W. Chang, 1992：The structure of a subtropical prefrontal convective rainband. Part I: Mesoscale kinematic structure determined from dual-Doppler measurement. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1816 - 1836.

- , H. W. Chang, and R. W. Pasken, 1992 : The structure of a subtropical prefrontal convective rainband. Part II: Dynamic and thermodynamic structures and momentum budgets. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1671 - 1687.
- , T. C. Wang and J. H. Lin, 1986 : Pressure and temperature perturbations within a squall line thunderstorm derived from SESAME dual doppler data. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2302 - 2327.
- Moncrieff, M. W., 1978 : The dynamical structure of two-dimensional steady convection in constant vertical shear. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 543 - 567.
- Moore, G. W. K., 1985 : The organization of convection in narrow cold front rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1777 - 1791.
- Newton, C. W., 1950 : Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J. Meteor.*, **7**, 210 - 222.
- Parsons, D. B. and P. V. Hobbs, 1983 : The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. XI: Comparisons between observational and theoretical aspects of rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2377 - 2397.
- , C. G. Mohr and T. Gal-Chen, 1987 : A severe frontal rainband. Part III: Derived thermodynamic structure. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1615 - 1631.
- Ray, P. S., C. L. Ziegler, W. Bumgarner, and R. J. Serafin, 1980 : Singler and multiple doppler rader observations of tornadic storms. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1607 - 1627.
- Pedloskey, J., 1987 : *Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd ed. Springer - Verlag, New York.
- Rotunno, R., and J. Klemp, 1982 : The influence of the shear - induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Wea. Rev.* **110**, 136 - 151.
- Rotunno, R., J. B. Klemp and M. L. Weisman, 1988 : A theory for strong long-lived squall line. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 463 - 485.
- Roux, F., J. Testud, M. Payen and B. Pinty, 1984 : West African squall line thermodynamics retrieved from dual Doppler radar observation. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3104 - 3121.
- , 1985 : Retrieval of thermodynamic fields from multiple - Doppler radar data using the equations of motion and the thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2142 - 2157.
- , 1988 : The west Africa squall line observed on 23 June 1981 during COPT81 :Kinematics and thermodynamics of the convective region. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 406 - 426.
- , V. Marécal, and D. Hauser, 1993 : The 12/13 January 1988 narrow cold frontal rainband observed during MFD/FRONTS 87. Part I: Kinematics and thermodynamics. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 951 - 974.
- Sekhon, R. S., and R. C. Srivastava, 1971 : Doppler radar observations of drop size distributions in a thunderstorm. *J. Atmos. Sci.* **28**, 1872 - 1905
- Weisman M. L., J. B. Klemp and R. Rotunno, 1988 : The structure and evolution of numerically simulated squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1990 - 2013.

Case Study of TAMEX IOP13 Frontal Rainband. Part I : The Role of Low-Level Jet and Vertical Wind Shear in Triggering, Organizing, and Maintaining the Rainband

Ben Jong-Dao Jou Jing-Shan Hong * Shiung-Ming Deng**

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

ABSTRACT

The role of low-level jet (LLJ) and vertical wind shear in triggering, organizing and maintaining a convective rainband along the Mei-Yu front was investigated by using synthesized dual-Doppler measurements from TAMEX IOP13 (June 24-25, 1987). Eight consecutive dual-Doppler horizontal winds associated with the rainband were derived from CAA and CP4 radars with time interval of 10 minutes. The perturbation temperature and pressure fields were also retrieved.

The rainband moved southeastward with a speed of 4 m s^{-1} . The rainband was composed of several long-lived convective cells. These cells occurred over southwest portion of the rainband and then moved eastward. It was observed that a pronounced LLJ ($> 15 \text{ m s}^{-1}$) existed in front of the surface front below 2 km height. The angle between LLJ and the front was very small and the major component of LLJ was almost parallel to the front. Speed convergence associated with LLJ along the front was not significant. Most of the convective cells embedded within the rainband developed over the cyclonic shear side of the prefrontal LLJ and dissipated after moved over the jet axis. From 1 km synthesized horizontal wind fields, concentrated vertical component of relative vorticity in a belt shape with intensity larger than $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ was found over the cyclonic shear side of LLJ. In the time period of study, some parts of the concentrated relative vorticity belt broke up and locally-enhanced horizontal convergence was observed. The enhanced low-level horizontal convergence coincided well with the strong upward motion at 5 km height. It is suggested, from the evolution of the low-level relative vorticity field, the release of shear instability along the frontal surface at cyclonic shear side of LLJ was the dynamical process responsible for break-up of the concentrated relative vorticity belt. The redistribution of horizontal wind fields produced locally-enhanced horizontal convergence and was responsible for triggering the convective cells along the surface front.

The evolution of the long-lived convective cells associated with the rainband revealed different structures at different life stages. At the developing stage, strong updraft ($> 5 \text{ m s}^{-1}$) reached 10 km height at top of the surface front and slightly tilted to the prefrontal region. The downdraft was weak and not organized and mainly at upper levels. The major precipitation echo was located at frontal region and showed upright feature and slightly downshear tilt. At the mature stage, the updraft was highly tilted and with a much weaker intensity. The major precipitation echo fell flat

over the lower troposphere at the prefrontal region. The fall-flat precipitation echo colocated with strong and organized downdraft. In terms of perturbation pressure and temperature, the upshear high and downshear low in the middle-to-high troposphere in the developing stage suggested the interaction between the convective updraft and the environmental vertical wind shear. This pressure pattern provided a horizontal pressure gradient force directed toward prefront and was consistent with the downshear tilt of the convective updraft. The observed high pressure and cold temperature perturbations at the lower troposphere colocated well with the high precipitation echoes at the prefrontal region in the mature stage. This observation suggested the effect of precipitation through evaporation cooling on producing localized mesoscale cold high. The existence of this prefrontal cold high deflected the impinging southwesterly LLJ and increased low-level horizontal convergence over the frontal region. The increased horizontal convergence maintained the highly tilted updraft over the frontal region and, consequently, maintained the long-lived convective cells along the Mei-Yu front.

Key words : TAMEX, Mei-Yu frontal rainband, Low-level jet, Vertical wind shear, Shear instability, Mesoscale cold high.

*Present Affiliation: Information Division, Central Weather Bureau

**Present Affiliation: System Engineering Division, Institute for Information Industry