

TAMEX IOP13鋒面雨帶個案之動量收支計算

洪景山 周仲島

中央氣象局資訊中心

國立臺灣大學大氣科學研究所

摘要

本研究針對 TAMEX IOP 13 之鋒面雨帶個案，利用雙都卜勒雷達合成的三維風場及反求之擾動壓力場進行雨帶系統的動量收支計算，主要分為三個部份。第一部份是討論對流尺度動量傳送和雨帶系統演化之間的相關。計算中指出氣壓梯度力在雨帶的演化過程中扮演重要的角色，是導致對流順風切傾斜的原因，同時也是雨帶所以能長時維持的主要機制。其次為探討對流的動量傳送行為對大尺度環流所造成的影響。計算結果顯示平行雨帶方向的動量分量為順梯度垂直傳送，而垂直雨帶方向的動量分量則為逆梯度垂直傳送。此外，垂直通量輻合項和氣壓梯度力項大小相近，方向相反，這意味著如果在參數化積雲對流的動量傳送過程中只考慮水平動量垂直傳送的效果，則勢將足以產生顯著的偏差。

第三部份則從動量傳遞的觀點出發，指出所謂的“對流尺度上沖流和環境垂直風切的交互作用”基本上就是流場反應對流尺度上沖流動量垂直傳送的結果：當流場透過動量垂直傳送而產生水平加速時，同時在下游處因質量輻合而產生相對高壓區，上游處則產生相對低壓區，這樣的壓力擾動基本上可以想像成是流場為反應外力刺激所具有的慣性，而此一慣性取決於平行作用力方向尺度和垂直作用力方向尺度之間的相對大小；當平行作用力方向的尺度較大時則流場的反制作用較弱，反之則較大。

本研究透過動量收支計算，不僅使我們對個案中雨帶系統的動量傳送行為有更深刻的了解，同時也藉此更進一步探討不同尺度系統之間的交互作用及對流尺度中氣壓梯度力形成的可能原因，這些知識的建立不僅只在拓展我們對本個案了解的深度，並且在模式模擬及驗證上也提供一個量化比對的空間，這對於後續的研究工作是很有幫助的。

一、前言

過去的研究中指出，對流的動量傳送行為不僅和對流系統的演化過程密切相關，同時也可能對大尺度環流產生一定的影響。Gao et al. (1990) 對 PRE-STORM 期間一個中緯度颱風系統的模擬結果進行動量收支計算，其結果指出氣壓梯度力所導致的水平動量傳送該系統的演化過程中，包括中低對流層後側內流和高對流層由前向後氣流的形成，以及對流順風切傾斜結構的建立等均扮演重要的角色。但 Gao et al. (1990) 也指出由於對流系統內部的擾動壓力場不容易正確地觀測，因此氣壓梯度力在對流尺度中的動量傳送行為仍有待更進一步的研究。數值模擬結果在此固然有助於對問題的了解，但觀測研究提供驗證的依據則是不可或缺的。

Gao et al. (1990) 也計算對流系統水平動量垂直傳送對大尺度環境的影響，其結果顯示對流在垂直雨帶方向的水平動量具有逆梯度垂直傳送的特性，其作用為增加環境的垂直風切；相對的，平行雨帶方向的風切分量則有被勻滑的趨勢，對流行為在此扮演亂流混和的角色。這個結果並不意外，LeMone (1983)、LeMone et al. (1984) 及 Soong and Tao (1984) 之於 GATE 熱帶颱風系統，Lafore et al. (1988) 在 COPT81，Gallus and Johnson (1992) 在 PRE-

STORM，Lipps and Hemler (1991) 和 TAMEX 中的 Lin et al. (1990, 1993)，LeMone and Jorgensen (1991) 等均有類似的結論。但是並非所有的對流系統均有這個特性，Lilly and Jewett (1990) 就指出超大胞的積雲對流效果主要在勻滑環境的垂直風切場。然而，垂直運動所伴隨的水平動量垂直傳送固然很重要，但尚不足以全然涵蓋積雲對流對大尺度動量場的影響，氣壓梯度力在此仍是一個不容忽視的動量產生項。LeMone (1983)、LeMone et al. (1984) 和 LeMone and Moncrieff (1994) 即指出如果忽略氣壓梯度力的作用而僅考慮水平動量垂直傳送的效果，則在評估積雲對大尺度環流的影響時勢將產生嚴重的偏差。

既然氣壓梯度力不論在對流的演化過程或積雲對流的動量傳送效果中均扮演重要的角色，因此實有必要進一步探討對流尺度氣壓梯度力形成的可能機制。Yau (1979) 用一個簡單的診斷方程討論對流系統內部擾動壓力場形成的物理機制，Rotunno and Klemp (1982, 1985) 則將這些機制應用在詮釋有關超大胞的移行、分裂以及旋轉等。在他們的線性模式中則進一步指出，對流尺度上沖流和垂直風切場交互作用所產生的擾動壓力場將在垂直風切的上游處伴隨一高壓區，下游處則為低壓區，經由這個過程導致的擾動壓力場配置在許多個案的觀測中已被清楚地確認，例如，LeMone et al. (1988a, 1988b)

在CCOPE 81, Jorgensen et al. (1991)、LeMone and Jorgensen (1991)在TAMEX IOP 10中都認為上述的機制能大部分詮釋觀測到的氣壓梯度力；然而，在有關文獻中仍缺乏對此一機制的物理意義進行更深入的探討，此乃不足之處。

本文主要是架構在周等(1990, 1994)和Jou and Deng (1992)上，由CAA和CP4兩個都卜勒雷達合成的三維風場及反求之擾動壓力場進行動量收支計算；第二節中說明本文所使用的計算方法，第三、四節分別探討雨帶系統在對流尺度內部及其對大尺度環境整體效應之動量收支計算，第五節則進一步詮釋“上沖流和垂直風切之交互作用”所隱含的物理意義，並以“場”的概念整合浮力和垂直氣壓梯度力，垂直動量通量輻合及水平氣壓梯度力之間的相關；最後則是結論。

二、資料來源及分析方法

(一) 資料來源

本研究主要是利用1987年TAMEX (Taiwan Area Mesoscale EXperiment) IOP13期間CAA和CP4都卜勒雷達合成的三維風場及由風場反求的擾動壓力場進行動量收支計算。資料的水平及垂直解析度各1公里，分析的時間自1987年6月25日0120 LST至0230 LST，每10分鐘一筆，共計8筆資料。有關雷達資料的處理及合成、反演的計算在周等(1994)中有詳細的說明。

(二) 分析方法

對流尺度內垂直雨帶方向的動量收支方程可以寫成

$$\frac{Dv}{Dt} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + C_x \frac{\partial}{\partial x} + C_y \frac{\partial}{\partial y}$$

其中 p' 是由合成風場反求計算得到的擾動壓力場， (x, y) 分別代表平行和垂直雨帶的方向， (u, v) 為 x 和 y 方向相對於系統運動的水平風場，而 (C_x, C_y) 則是雨帶移動速度在 (x, y) 方向的分量，在此假設 C_x 和 C_y 在垂直方向是不變的，因此 $\frac{D}{Dt}$ 算符包含了因為系統運動所導致的水平動量傳送，它只是一個平移的效果，同時這樣做的目的是要確定等號右手邊的動量收支項純粹是對流行為所導致的效果。等號右邊各項的物理意義分別為沿雨帶方向和垂直雨帶方向的水平平流項(UADV和VADV)、垂直平流項(WADV)及壓力梯度項(PGF)等。周等(1994)指出，本個案在海上發展期間是一個由較長生命期對流胞(大約2~3小時)所組成的長生命期雨帶系統，由於雙都卜勒雷達的觀測時間有限，因此無法涵蓋個別對流胞的整個生命史，本研究就3個對流胞在分析時間內的演化來勾繪出雨帶中個別對流胞在不同生命階段的動量傳遞行為，由於個別對流胞的生命

期遠小於雨帶的生命期，因此這樣的作法是可以接受的。文中個別對流胞的生命期分為初生期、發展期、成熟期及消散期等四個階段，所選取的剖面均在沿雨帶方向做了8公里平均以增加其代表性。四個階段所選取剖面的對流胞分別為0120 LST的E胞、0230 LST的F胞、0130 LST的C胞和0220 LST的E胞，對流胞的定義可參見周等(1994)中圖6的說明。由於不同生命階段演化的分析並非來自同一個對流胞，而使得剩餘量的估計很難正確地進行，因此本研究在此忽略掉剩餘項的計算。

在計算對流動量的整體傳送效果方面，收支方程可以寫成通量形式如下：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'^2}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho v'w'} + \overline{\rho v w}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial y} \\ = & \underbrace{- \frac{1}{N} \oint_{\ell} v' \vec{V} \cdot \vec{n} \, d\ell}_{\text{horizontal advection}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho v'w'} + \overline{\rho v w})}_{\text{vertical advection}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial y}}_{\text{pressure gradient force}} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = & - \frac{1}{N} \oint_{\ell} u' \vec{V} \cdot \vec{n} \, d\ell - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho u'w'} + \overline{\rho u w}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x} \\ = & \underbrace{- \frac{1}{N} \oint_{\ell} u' \vec{V} \cdot \vec{n} \, d\ell}_{\text{horizontal advection}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho u'w'} + \overline{\rho u w})}_{\text{vertical advection}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x}}_{\text{pressure gradient force}} \end{aligned} \quad (3)$$

(2)式和(3)式中座標和變數的定義與(1)式相同，“ $\bar{\quad}$ ”則是在 $35 \times 45 \text{ km}^2$ 範圍內的面積平均，這個面積涵蓋了整個對流尺度的運動場結構。由於(2)、(3)式是通量形式，因此等號右手邊分別為 v 動量(u 動量)的水平通量輻合項，垂直通量輻合項和氣壓梯度力項等，在此仍忽略掉剩餘項的計算。此外，在(1)、(2)和(3)式中均忽略了科氏力項及次網格的亂流混和效應。(2)式和(3)式的水平通量輻合項只和邊界的淨通量有關，由於本文中可選取的平均範圍已涵蓋整個對流尺度的對流結構，因此這個項的作用可以預期會是很有限的。

三、對流尺度的動量收支

圖1是0120 LST E胞垂直雨帶方向各物理量場及動量收支方程中各項的垂直剖面(Y-Z剖面)，這個剖面代表雨帶中個別對流胞的初生階段，並且已經沿雨帶方向做了8公里平均，因此較能代表對流胞中的平均流場特徵。圖1b是垂直雨帶方向的速度分量，圖中顯示1公里高度在40~45公里處存在顯著的輻合帶，周等(1994)指出伴隨這個輻合帶的介面即是meso- α 尺度鋒面的所在，因此本文中均以鋒面來指稱這個輻合介面所在的位置，而以鋒前、鋒後來表示雨帶的前緣(暖區內流)及雨帶的後方(冷平流區域)。圖1a的垂直運動場顯示垂直速度在低層由鋒面介面舉升的事實，最大上升運動速度可達4.7 m/s左右。上沖流在垂直方向略為向鋒前傾斜，9公里高度上則和 $|v|$ 最小值的位置一致(如圖1b所示)。在壓力場方面(圖1c)由於上沖流在上邊界的質量輻合而在10公里高度左右產生一動力高壓

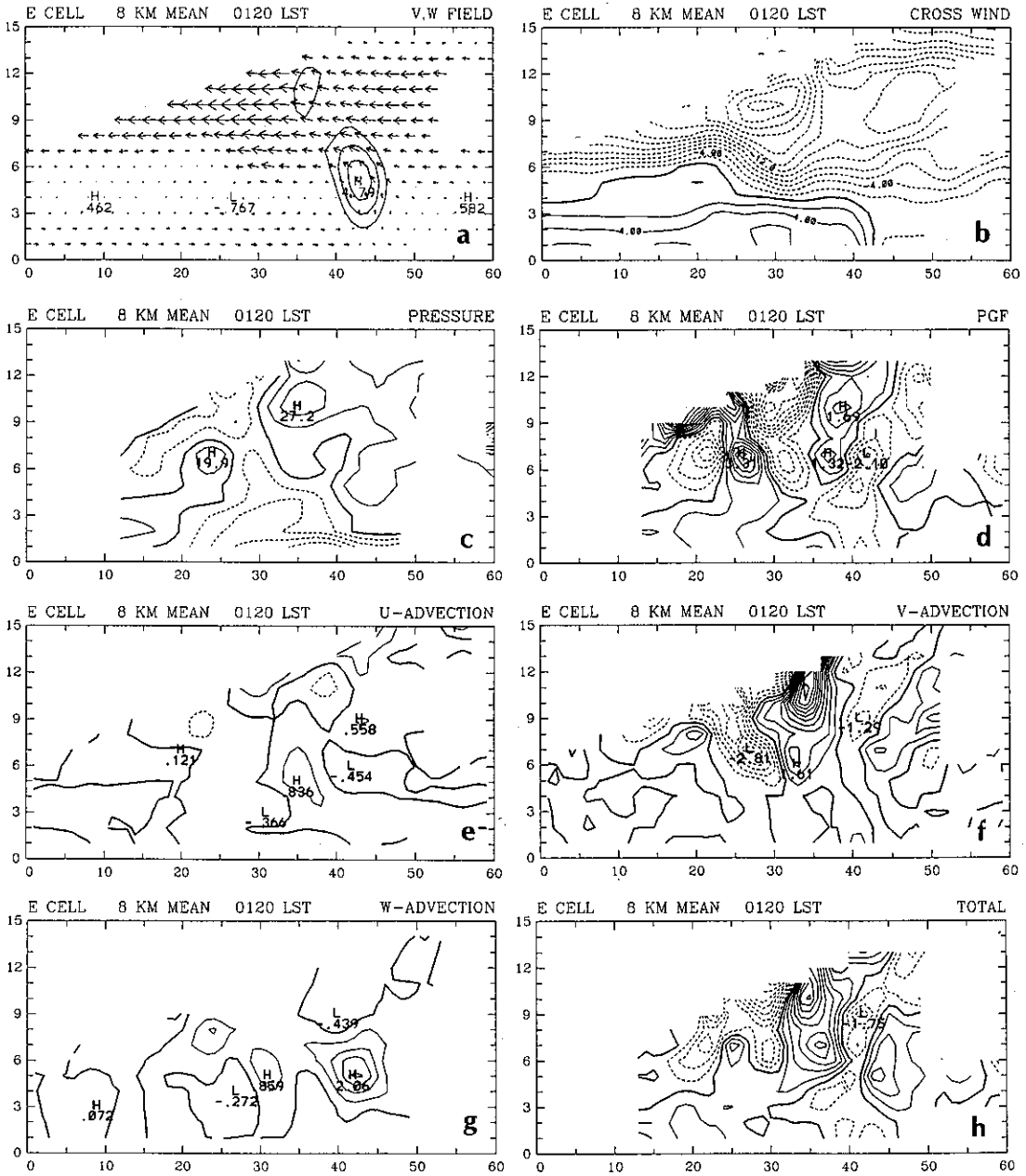


圖 1：本個案中初生階段對流胞垂直雨帶方向之動量收支計算，在此以 0120 LST 的 E 胞在沿雨帶方向 8 公里平均的剖面作為代表。a 為 (v, w) 風場，垂直速度大於 2.0 m/s 以實線表示，小於 -1.0 m/s 則以虛線表示。b 為 v 速度的等值線，正（負）值以實（虛）線表示，粗實線為 $v = 0$ 的連線，等值線間距為 2.0 m/s。c 為擾動壓力場，等值線間距為 10.0 Pa；d、e、f、g、h 分別為氣壓梯度力項、X 方向的水平平流項、Y 方向的水平平流項、垂直平流項及淨合力項等，其中等值線間距均為 1.0 cm/s^2 ，粗實線代表零的等值線。

，此高壓分別產生向前和向後的加速度（圖 1d），這是造成 9 公里高度上在 $Y=28$ 和 $Y=37$ 公里處 $|v|$ 分別有最大值和最小值出現的主要原因。由於 $|v|$ 在 Y 方向的速度梯度而使得 9 公里高度左右伴隨著顯著的水平平流（如圖 1f），但要注意這個平流加速的作用在水平面上只是重新分佈對流尺度內的動量場，而不是一個動量產生項。此外圖 1e 顯示沿鋒方向的水平平流相對地微弱甚多，計算顯示此乃因為 $|v|$ 在 X 方向梯度很小的緣故，這同時可以說明個案中雨帶具

有二維性結構的特徵。垂直動量平流則主要集中在上沖流區域（圖 1g），最大值約在 4 ~ 5 公里之間，這也是垂直速度最大的地方。圖（1h）是淨加速度項，圖中顯示對流胞在初生階段的水平動量傳送多在 5 公里高度以上， $Y=35$ 公里處的正加速度和圖 1b 中 $|v|$ 的最小值區域相當一致，而之前和之後的淨負加速度則伴隨 $|v|$ 的兩個最大值區域。氣壓梯度力是造成 $|v|$ 在跨鋒方向變化的主要原因，而其所需要的擾動壓力場則是上沖流在上邊界層質量輻合的結果，

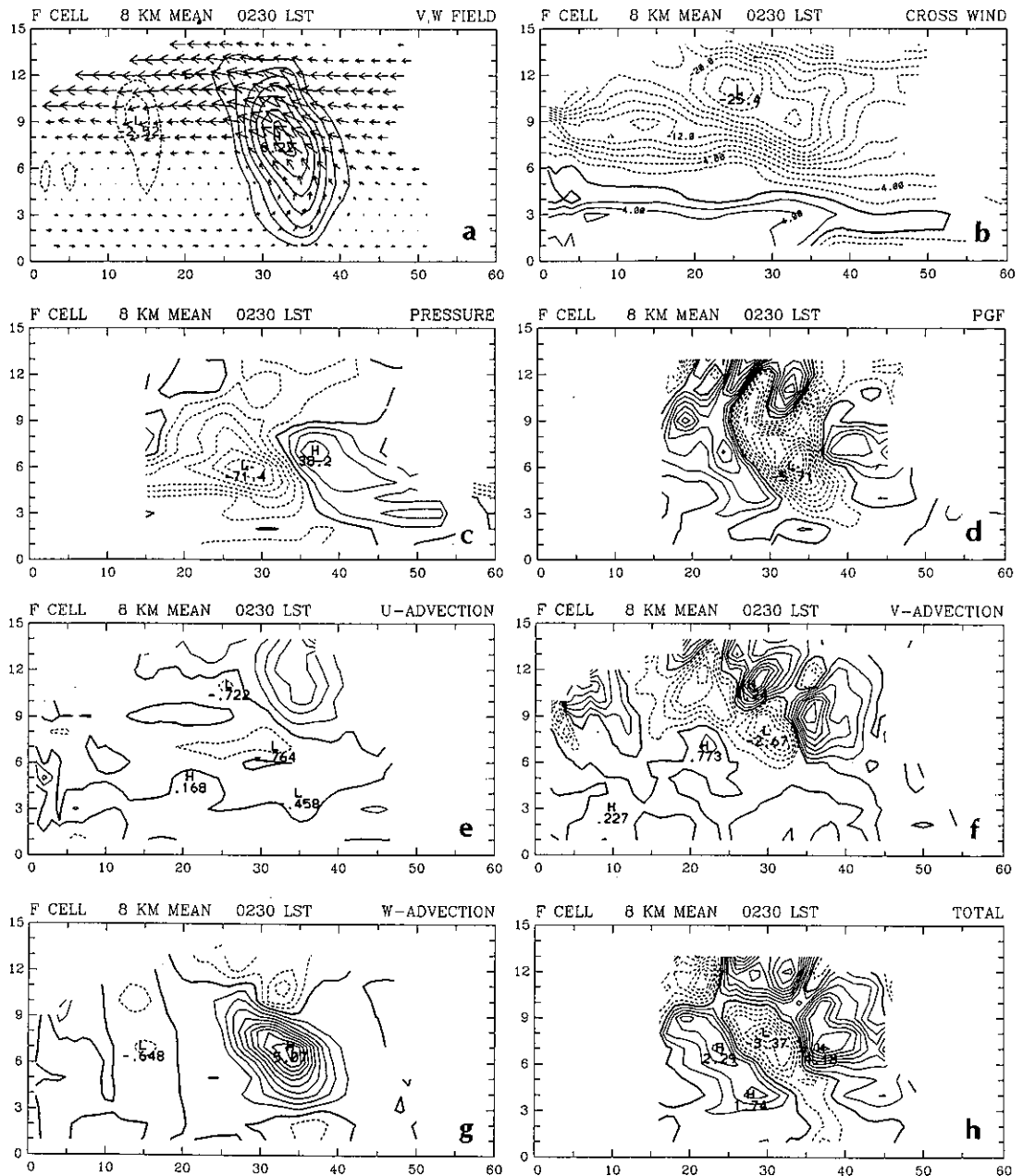


圖 2：同圖 1，但為發展中的對流胞，在此以 0230 LST 的 F 胞為代表。

水平動量透過上沖流垂直傳送的效果對現階段動量場結構的影響則較不顯著。

圖 2 是雨帶中對流胞在發展階段的跨鋒剖面，在此以 0230 LST F 胞的切面作為代表，同樣地也在沿鋒方向做了 8 公里平均。圖 2b 顯示垂直鋒面方向的動量分量仍和初生階段具有類似的結構，上沖流前緣 11 公里高度左右為最大風速區，而其所伴隨的 VADV 項依舊顯著地大於 UADV 項（如圖 2f 和 2e），但要注意此處的水平平流作用相對於同一平面而言仍只是扮演重新分佈對流區內動量場的角色，而不是一個動量產生項。鋒前暖空氣內流侷限在 4 公里高度以下，此時鋒面介面舉升的效果類似於 Rotunno (1988) 提出的“最佳狀態”（周等 1994），最大上升運

動在 8 公里高度左右可達 8.7 m/s。垂直平流項（圖 2g）的主要作用為在中對流層上沖流區域產生正的加速度（下沖流的垂直動量傳送相對來說是很微弱的），而其不論空間尺度或強度方面均較前一階段大了一倍左右，這對同一高度層而言是一個重要的動量產生項。此外，2 公里以下鋒後冷空氣內流區及 9 公里以上高度由於垂直風切轉為正值，因此有負的水平加速產生，就垂直平流項的動量垂直傳送效果而言，在此為增加雨帶系統中對流尺度的垂直風切，下一節中我們將就此結果再做進一步探討。壓力場方面，圖 2c 顯示上沖流後方有一相對高壓區，前方則為相對低壓區，此一結構在中對流層產生一個鋒後往鋒前的加速度（圖 2d），同時也是導致對流行為

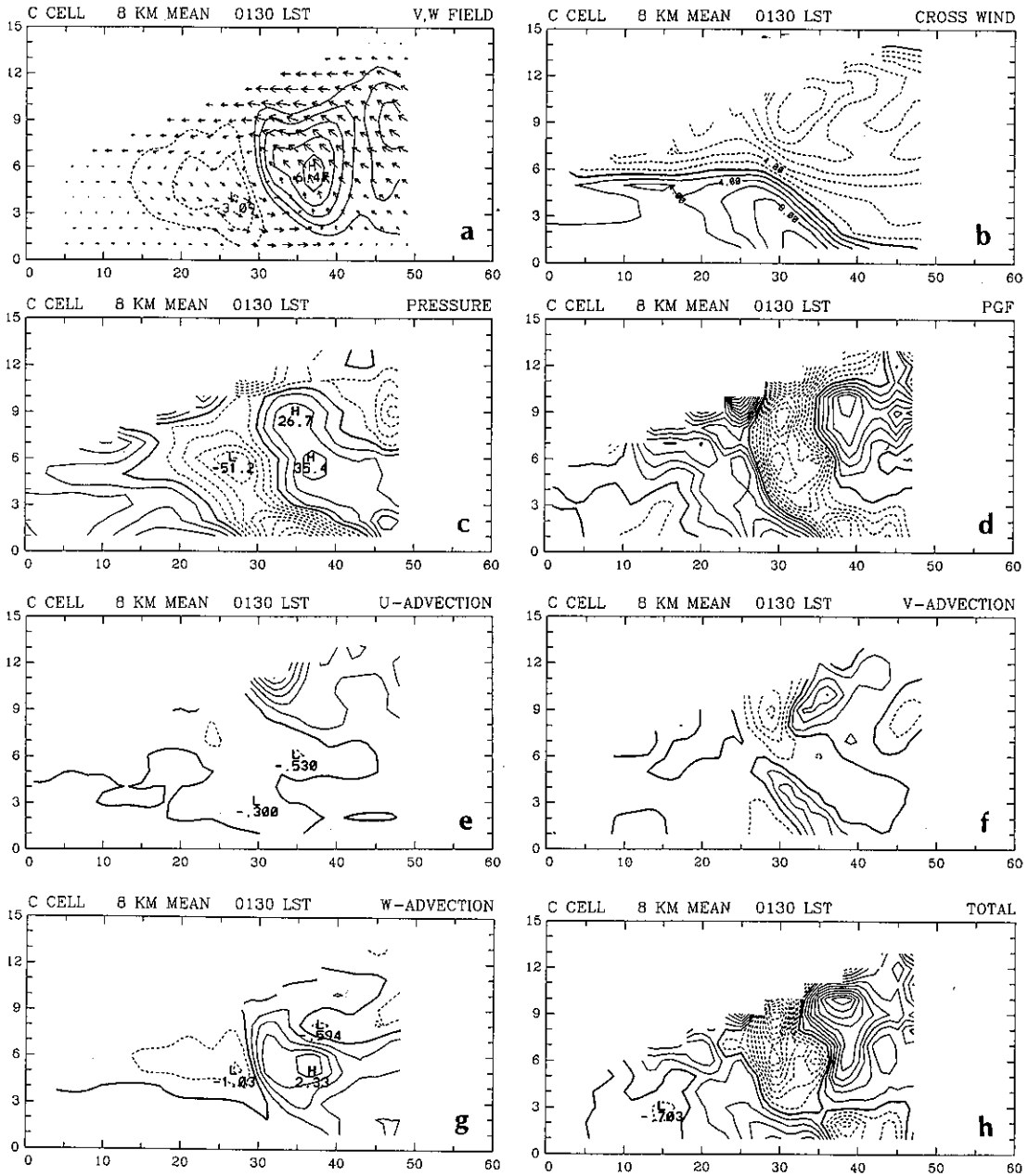


圖3：同圖1，但為發展中的對流胞，在此以0130 LST的C胞為代表。

在發展過程中繼續往鋒前傾斜的一個主要原因；周等(1994)則指出對流向鋒前傾斜正是此一對流系統之所以具有長生命期的關鍵所在，因此進一步探討此一壓力場結構形成的物理過程就顯得格外重要。其次，類似於初生階段，上沖流在上邊界因為質量輻合而產生一個相對高壓區，其所伴隨的氣壓梯度力(圖2d)仍是形成11公里高度處上沖流前緣有 $|v|$ 最大值的原因。圖2h為淨加速度項，圖中顯示主要的正加速度區和圖2b中 $|v|$ 較小的區域是一致的，這意味著收支計算至少在定性上具有參考的價值。同時計算亦顯示正的淨加速度區中(上沖流以外的區域)VADV項和氣壓梯度力項是主要貢獻項，特別是中對流層(5~10公里)上沖流之前或之後氣壓梯度力均

扮演重要的角色。其次，上沖流附近為負的淨加速度區，在此區域氣壓梯度力項和垂直平流項為主要的大項，但兩者大小相近符號相反，抵消之後負加速度大部來自VADV項。然而儘管如此，氣壓梯度力項和垂直平流項仍是主要的動量產生項，而其互相抵消的事實雖然表面上看不出對雨帶系統動量場的影響，但實際上這個“平衡”不僅是此一階段對流動量傳送最重要的物理過程之一，同時也隱含氣壓梯度力形成的原因似乎和此一力的平衡有密切的關係。

圖3是對流胞達到成熟階段的動量收支計算，在此以0130 LST C胞於沿鋒方向8公里的平均剖面為代表。周等(1994)指出雨帶中的對流胞達到成熟

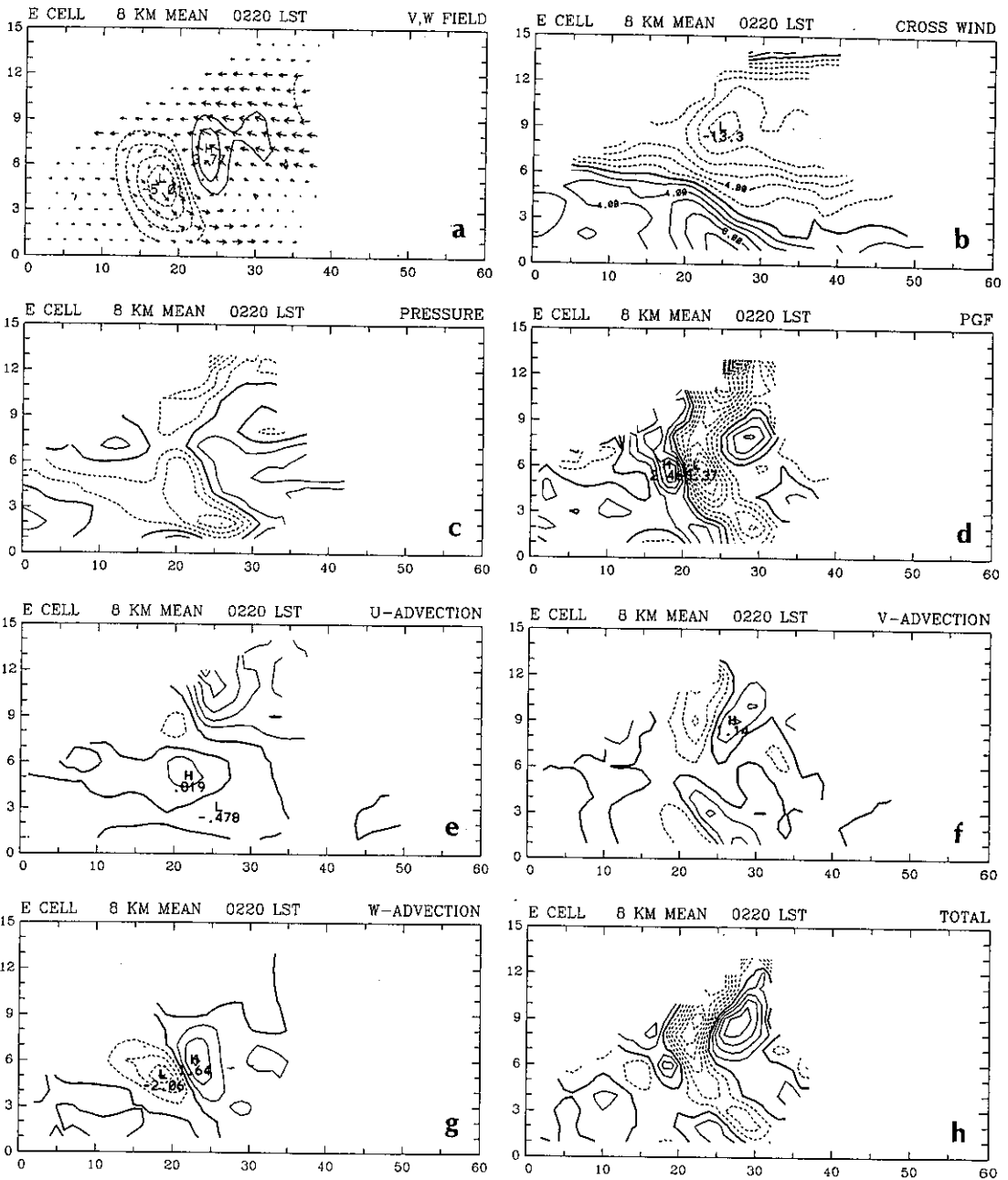


圖 4：同圖 1，但為發展中的對流胞，在此以 0220 LST 的 E 胞為代表。

階段時，對流因受高層風切影響而使得下沖流向鋒前傾斜，並在近地層因質量輻合而產生一動力高壓，此高壓所伴隨的氣壓梯度力可將沿鋒方向富含能量的低層氣流向鋒面帶加速，以增加鋒面帶上的有利輻合，這是對流之所以可以繼續維持的主要原因。圖 3a 顯示現階段最大上升速度約為 6.5 m/s，下降速度則可達 -3 m/s 左右。上沖流在對流層頂附近仍伴隨最大風速區（如圖 3b），但較前兩個階段已減弱許多，這也使得 VADV 項在中高對流層的動量傳遞過程中不再扮演重要的角色。在壓力場方面，中對流層鋒前向鋒後的氣壓梯度力（圖 3c、圖 3d）仍是導致對流向鋒前傾斜的主要原因。此外，Y=30 公里近地面處存在氣壓梯度力最大值，並且和低層最

大風速區的位置相近（如圖 3b），這和周等(1994)的描述是一致的。但要再強調的是此一加速度作用的對象是沿鋒方向的西南氣流，而不是被降水汙染過的冷濕空氣。其次，圖 3a 顯示低層鋒面介面所在的位置（Y=40 公里，也就是上沖流所在的位置），將因為 VADV 項（圖 3f）和持續發展的氣壓梯度力而逐漸被侵蝕破壞，最後對流系統終因低層輻合帶的破壞而進入消散期（周等 1994）。圖 3g 為垂直平流項，上升運動在此將低層較大的動量傳送到中對流層而伴隨正的加速，但是下沖流的動量傳送仍不顯著；此外，整體的效果已較上一階段減弱許多，這是因為垂直速度減弱的緣故。在淨加速度方面，圖 3h 顯示對流的作用在鋒前為增加垂直風切，鋒後則為減少

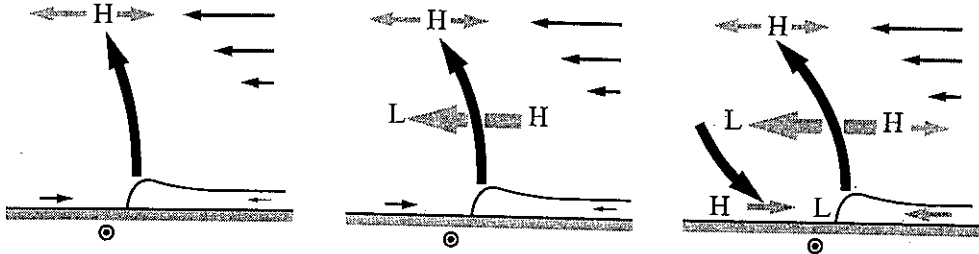


圖5：對流胞在不同生命階段中氣壓梯度力所扮演的角色，圖中由上至下分別代表初生期、發展期和成熟期。粗黑箭頭為上(下)沖流，深色箭頭代表環境的垂直風切，淺色箭頭表示氣壓梯度力的方向，細黑箭頭為低層的氣流方向。H和L分別代表高壓和低壓擾動，鋒前的圓圈則表示沿鋒方向(流出紙張)的氣流。

垂直風切，這和圖3b中的速度場分佈是一致的。進一步分析可知，鋒前的淨加速度主要由氣壓梯度力和VADV項(低層)貢獻，鋒後的淨加速度則由氣壓梯度力和WADV項所貢獻，而UADV項在此仍不扮演角色。

圖4是對流胞進入消散期的垂直剖面，在此以0220 LST的E胞作為代表。圖4a顯示上沖流所在的位置已被下沖流所取代，同時鋒面介面也被破壞殆盡。收支計算顯示近地層下沖流前緣的速度最大值主要由氣壓梯度力項和VADV項所貢獻，而中高對流層 $|w|$ 的最大值則主要來自氣壓梯度力項。此外，垂直平流項和氣壓梯度力項在此仍為相互抵消的兩個作用，而有趣的是在每個階段中這兩項都處於互相抵消的相位上，這是一個值得進一步探討的現象。總的來說，此階段對流的水平動量傳送行為雖然類似於成熟階段，但是組織性較差，強度上也較為微弱，這是可以預期的。

由前面三個階段的分析中可以知道氣壓梯度力在對流胞的演化中扮演重要的角色，圖5為簡單的示意圖，用以說明氣壓梯度力在不同階段的作用。於初生期時，由於上沖流在上邊界層的質量堆積而形成一個相對高壓(如圖5a)，此高壓所伴隨的氣壓梯度力是中高對流層在上沖流前緣有最大風速形成的原因，這個作用同樣也存在其他的兩個階段中。Gao et al. (1990)在他們對中緯度飢線的中尺度模擬中也得到類似的結果。圖5b則是對流系統在發展階段時的擾動壓力場分佈；中對流層存在的氣壓梯度力是導致上沖流繼續向鋒前傾斜的主要原因，但是除了分析氣壓梯度力在對流系統中扮演的角色外，我們也有興趣於此一壓力場結構形成的可能原因。Rotunno and Klemp (1982, 1985)指出透過上沖流和平均風切場的交互作用所產生的氣壓梯度力是導致超大胞右移的主要機制，這個關係可以用

$$\nabla^2 p' = -\bar{\rho} \left(2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial x} + 2 \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial y} \right)$$

來表示，這意味著上沖流在垂直風切的上游處將伴隨一高壓區，下游處則為低壓區，這個壓力場的配置和本個案中計算的結果是一致的。為了得到定量上的概念，圖6是根據觀測的 (u, v, w) 代回上式求解 p' 後再計算得到的氣壓梯度力，圖中顯示負加速度所在的位置與高度和反演計算的結果(圖2d)幾乎完

全吻合，而強度上則解釋了60%左右，由於反演計算求得的 p' 尚包含其他物理過程，因此這個比例已具有顯著的意義，所以我們認為Rotunno and Klemp (1982, 1985)所提出的“上沖流和垂直風切之交互作用”在此可以用來說明本個案中壓力場結構形成的原因。但是有關這個交互作用如何運作的過程在他們的文中卻未進一步探討，而其他文獻中也都少有提及，本文將在下面的章節中就動量傳送的觀點對此一交互作用做進一步的討論。

對流系統在成熟階段的壓力場分佈可以如圖5c所示，中對流層鋒後向鋒前的氣壓梯度力仍存在，但是下沖流在鋒前下邊界處形成另一高壓區，此一高壓雖然可以加速沿鋒方向的西南氣流而增加鋒面帶上的有效輻合，但卻也是破壞鋒面介面的主要原因(周等1994)。此外，氣壓梯度力在上沖流的前緣局部地增加垂直風切，但對流過後則減少垂直風切，如圖3b、3d所示。因此，由本個案的分析可以知道在對流的演化過程中，氣壓梯度力在不同的階段中扮演不同的角色，而且其重要性都不可以被輕易忽略，也正因此，所以如何從觀測或數值模擬中得到更多有關擾動壓力場的知識，此將是想要更進一步了解大氣中對流行為及對流效果的關鍵所在。

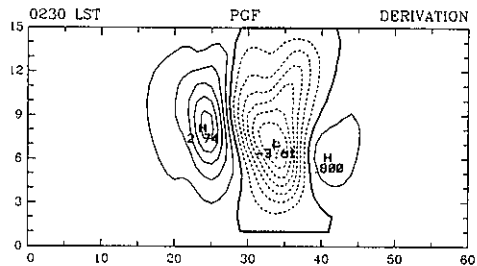


圖6：由觀測資料的 v 和 w 風場反求 p'_d 場所得到的氣壓梯度力，其中實線代表正值，虛線為負值，粗實線為零值線，等值線間距為 1.0 cm/s^2 。

四、雨帶系統之整體動量收支計算

圖7是雨帶系統跨鋒方向動量分量 (v) 水平平均的動量收支，其中水平平均的範圍為 35×45 平方公里，這個區域已包含了整個對流尺度的運動場結構

。垂直方向最高至12公里，12公里以上的資料因為取樣太少而不予考慮。本研究中8個連續時間的動量收支計算在9公里以下均相當類似，但是在高層因為觀測資料較少，而使得氣壓梯度力的計算在不同的分析時間有較大的差異，8個分析時間中以0210 LST的觀測資料最為完整，因此本文選此個案以作為進一步分析的對象。

圖7a是分析區域內 (v, w) 水平平均的垂直分佈，垂直速度在8~9公里有最大值約2 m/s。在 v 速度方面，4公里以下為南風分量，以上則為北風分量，而最大北風分量發生在10公里高度左右，這意味著垂直風切 $(\partial v/\partial z)$ 在此由負號轉為正號。圖7b為 v 動量的水平通量輻合項，其中實線和虛線分別為 u 方向和 v 方向的動量通量輻合項，兩者之和在圖7d中以虛線表示之。由於此項只和邊界的淨通量有關，而分析的區域已涵蓋了整個對流尺度的雨帶系統，因此這個項的作用相對來說是很小的。圖7c是 v 動量的垂直通量輻合項，這是水平動量垂直傳送的效果。這個項包含擾動場 $(-\frac{1}{\rho}(\overline{\rho'v'w'})_z)$ ，以虛線表示)和平均場 $(-\frac{1}{\rho}(\overline{\rho v w})_z)$ ，以實線表示)兩個部份。圖中顯示垂直通量輻合項主要作用在4公里高度以上，其中擾動場的通量輻合較平均場略小，但兩者為互相抵消的作用。圖7d的實線為兩項的和，如圖顯示，垂直通量輻合項在9公里以下有淨的加速，而9公里以上則有負的加速，因此水平動量透過對流垂直傳送的结果，將會增加原來的垂直風切，這是逆梯度的傳送行為。圖7e是氣壓梯度力項(以細實線表示)、水平和垂直通量輻合項的總和(虛線)及兩者之淨合力項(粗實線)。圖中顯示氣壓梯度力項和通量輻合項(主要為垂直通量輻合項)在中低對流層的淨合力幾乎為零，也就是兩者大小相近但符號相反。由於淨合力相當小，因此也可以說明為何雨帶在跨鋒方向的移動速度很弱(~ 2.5 m/s)的緣故。此外，在上一節的計算也指出個別對流胞的水平動量垂直傳送過程中，氣壓梯度力項和垂直平流項也具有互相抵消的現象，特別在發展階段中更是近乎平衡，從這些跡象中也顯示氣壓梯度力和水平動量垂直傳送之間似乎存在著某種程度的關係。還有一點很重要的，這裡的計算結果再一次顯示，對流行為的動量傳送效果如果僅考慮垂直通量輻合項是不夠的，氣壓梯度力項在此仍扮演極為重要的角色，而如果氣壓梯度力和水平動量垂直傳送之間存在某種特定關係，那麼我們應該有機會可以更進一步利用較簡化的方法同時參數化二種物理過程的運作，這將是一個相當有趣，而且是一個很重要的工作。

前面提及，本個案中水平動量垂直傳送具有逆梯度的現象。就隨機的對流行為而言，可以預期對流的效果具有勻滑環境中垂直梯度的作用，若從亂流混和的角度來看，對流的動量傳送效果可以用下式表示：

$$\overline{v'w'} = -K \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \quad (1)$$

此時 $K > 0$ 代表混和的過程。但是從過去的許多研究中指出，組織性的對流系統有可能在特殊的條件下具有逆梯度的傳送行為(LeMone 1983, LeMone et al. 1984, LeMone and Jorgensen 1991, Gao et al. 1990)，也就是說對流的組織性可以反抗環境所具有

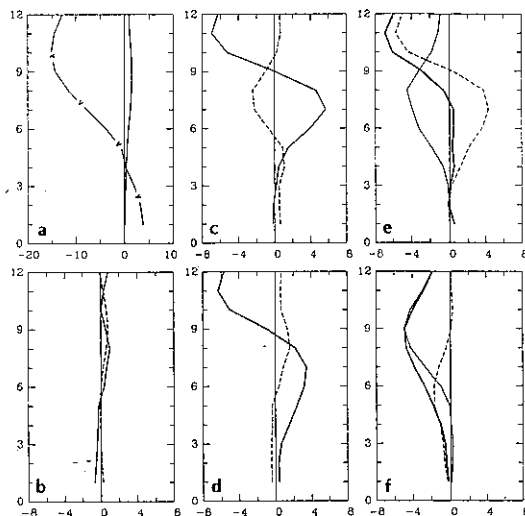


圖7：v動量的整體動量收支，a為 v 和 w 水平平均的垂直剖面，b為 u 方向(虛線)和 v 方向(實線)的通量輻合項，c為擾動場(虛線)和平均場(實線)的垂直通量輻合項，d為淨水平通量輻合項(虛線)和淨垂直通量輻合項(實線)，e是水平通量輻合項和垂直通量輻合項之和(虛線)，氣壓梯度力項(實線)和淨合力項(粗實線)等，以上單位均為 10^{-3}m/s^2 。f為 $\overline{\rho v'w'}$ (虛線)和 $\overline{\rho v w}$ (實線)及二者之和(粗實線)，單位為 $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。

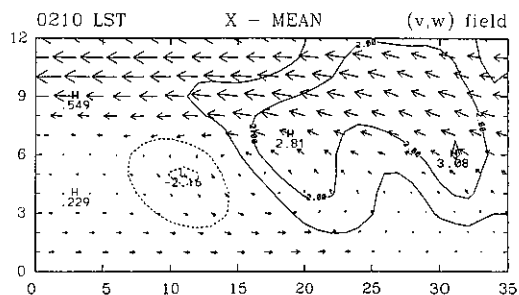


圖8：沿鋒方向45公里平均之 (v, w) 垂直剖面，所選取的時間為0210 LST。圖中垂直速度大於1.0 m/s以實線表示，小於-1.0 m/s則以虛線表示。

傾向於被勻滑的趨勢，這和隨機性的對流行為是很不相同的。而以本個案而言，究竟是雨帶系統中的哪一部份"組織"以造成逆梯度垂直動量傳送的事實？這是一個很重要的問題！

圖7f是個案中 $\overline{\rho v'w'}$ (虛線)和 $\overline{\rho v w}$ (實線)的垂直剖面，圖中顯示 $\overline{\rho v'w'}$ 最小值在9公里高度，而 $\overline{\rho v w}$ 則在5~6公里左右。粗實線表示兩者的和，如圖顯示整個對流層均為負的通量，配合圖7a中10公里高度以下 $\partial v/\partial z < 0$ ，代入(1)式中顯示此時 K 必須是負值，因此從亂流混和的觀點來看，同時也預期雨帶中水平動量具有逆梯度垂直傳送的現象，這和圖7d的計算結果是一致的。由以上的分析可知，當環境風切為負時，若要維持逆梯度的動量傳

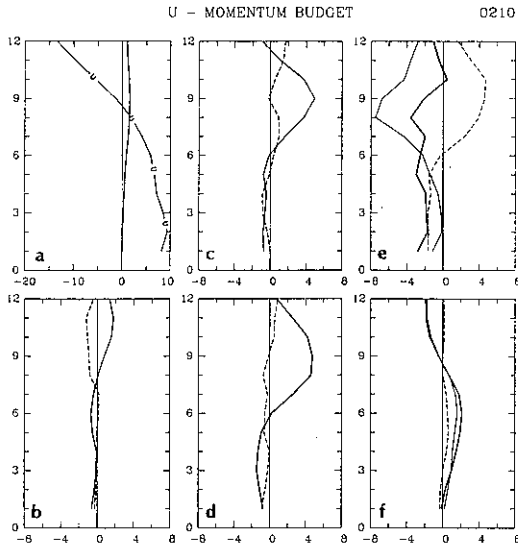


圖9：u動量的整體動量收支。其中a為u和w水平平均的垂直剖面，f為 $\bar{\rho}u'w'$ （虛線）和 $\bar{\rho}\bar{u}\bar{w}$ （實線）及二者之和（粗實線），其餘同圖7。

送則 $\bar{v}\bar{w}$ 必須為負，這也就是對流的“組織性”所必須具備的必要條件。圖8是沿雨帶方向做了45公里平均的跨鋒剖面，實線是垂直速度，箭頭代表 (v, w) 風場。如圖顯示上升運動區伴隨北風分量 $(v < 0)$ ，反之下降運動區則為南風分量 $(v > 0)$ ，這除了說明 $\bar{v}\bar{w} < 0$ 的事實外，同時也顯示對流行為具有顯著的順風切傾斜；這所隱含的意思即意味著雨帶系統維持順風切傾斜正是水平動量逆梯度垂直傳送的主要原因所在，這個結果和LeMone (1983)的結論是一致的。而以圖8之跨鋒剖面或圖5之概念模式和Houze et al. (1989)的中緯度颶線比較，我們可以發現兩個對流系統所處的環境條件和其所賴以維持的機制雖然存在著極大的差異（周等1994, Houze et al. 1989），但二者的動量傳遞特性卻可能相當類似，由本研 究所得到的經驗指出，對流在環境風切場中傾斜的特性是對流動量傳送行為的一個重要指標，這也說明大氣中對流的“效果”和對流的動力過程未必有絕對的相關，因此我們可以用一種更宏觀的角度來看待對流行為對大尺度環流的影響，而不應該受限於個案之間的差異，這方面的認知是很重要的。

圖9是沿鋒方向動量分量(u)水平平均的整體動量收支，所選取的時間仍是0210 LST。圖9a是平均風場 (u, w) 的垂直分佈，u的垂直風切除了在1~2公里之間為正外，其餘整個對流層中均為負值，這和v的垂直風切是有些不一樣的。圖9b是u動量的水平通量輻合項，該項相對於其他收支項來說仍然是可以被忽略的。圖9c是垂直通量輻合項，虛線代表擾動場 $(-\frac{1}{\rho}(\bar{\rho}u'w'))_z$ 的作用，實線則代表平均場 $(-\frac{1}{\rho}(\bar{\rho}\bar{u}\bar{w}))_z$ 的作用。圖中顯示擾動場仍較平均場為小，但是兩者在各個高度均為同一符號，是互相加成的作用，而有異於圖7c中互相抵消的作用。圖9d的實線是這兩項的和，圖中顯示6公里高度以上為加速，以下為減速，其結果為減少u的垂直風切。故u方向的水平動量為順梯度垂直傳送，而對流在此為扮演勻滑環境垂直風切的角色，這是對流的動量傳送效果對 \bar{u} 和 \bar{v} 兩者最大差別所在。另外，圖

9f中9公里以下正的垂直通量和 $\partial U/\partial z < 0$ 的配置意味著(1)式中 $K > 0$ ，因此從亂流混和的觀點來看，同時也預期水平動量具有順梯度垂直傳送的性質。圖9e是氣壓梯度力項（細實線）、水平和垂直通量輻合項（虛線）及兩者之淨合力項（粗實線）。圖中顯示氣壓梯度力項在整個對流層均為負的加速，而淨合力項則在於減少整層 \bar{u} 的速度分量，其中6公里以上主要貢獻來自氣壓梯度力項，6公里以下則來自通量輻合項，這裡也再一次說明u的動量收支計算中氣壓梯度力項仍然地扮演重要的角色，而不應該被輕易忽略的。

五、水平動量垂直傳送導致的水平氣壓梯度力

本文在第三節的動量收支計算中指出，中對流層存在的氣壓梯度力是造成雨帶順風切傾斜的主要原因，同時也是雨帶演化的重要關鍵所在。第四節則進一步說明順風切傾斜和水平動量逆梯度垂直傳送的相關，並且指出氣壓梯度力和水平動量垂直傳送之間可能存在某種特定的關係。本節重點將放在探討中對流層氣壓梯度力形成的可能機制，並希望藉此對本個案的運動場結構、演化和水平動量垂直傳送三者之間的相關能有更深入的了解。

動量方程的向量形式可以寫成

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\rho \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} - \nabla p' - \rho' g \vec{k} \quad (1)$$

其中 $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$ ，將(1)式取散度，並引入非彈性連續方程，同時將變數分解為平均場和擾動場，忽略掉非線性項後可以得到 p' 的診斷方程：

$$\nabla^2 p' \propto -p' = -\bar{\rho} \underbrace{\left(2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial x} + 2 \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial y} \right)}_{p'_d} - \underbrace{\frac{\partial \rho'}{\partial z}}_{p'_b} g \quad (2)$$

在數學形式上這個診斷方程和Rotunno and Klemp (1982)所得到的結果是一致的，其中 p'_b 是由浮力所引起的擾動壓力場，而 p'_d 則是對流尺度上沖流和環境垂直風切交互作用所產生的動力壓。在Rotunno and Klemp (1982)的文章中特別強調這個動力壓是導致對流胞向下風處發展的一個有利機制；LeMone et al. (1988a, 1988b)在CCOPE 81對颶線的飛機觀測中指出此一氣壓梯度力的大小和環境風切及上沖流的速度之間有一定的關係，而Jorgensen et al. (1991)則特別強調 p'_d 在對流尺度的動量傳遞過程中具有不可忽視的重要性。很顯然地，由以上推導的過程中可以知道 p'_d 正是(1)式中水平動量垂直傳送項在空間上微分後線性化的結果，因此 p'_d 基本上就是透過水平動量垂直傳送所導致的擾動壓力場。舉例來說，當環境存在負的垂直風切時，上沖流區域因為水平動量垂直傳送而產生正的加速度 $(-w\partial V/\partial z > 0)$ ，同時在上沖流的下游處因質量輻合產生相對高壓區，上游處則因質量輻散而產生相對低壓區（如圖

10), 由這個過程得到的壓力擾動形式和(2)式的診斷結果是一致的, 而浮力所產生的垂直加速度和其所伴隨的 p'_b 分佈之間也具有類似的關係, 也就是正浮力伴隨著負的垂直氣壓梯度力。在此我們用動量傳遞的觀點來詮釋 Rotunno and Klemp (1982) 所提出“對流尺度上沖流和環境垂直風切交互作用”的概念, 不僅賦予其更多的物理直覺, 同時也提供另新的思考空間。此外, 不管是 p'_b 或 p'_d , 我們也可以把它想像成是流場為反應外來刺激所具有的“慣性”: 向上的正浮力透過非彈性調整後, 由(2)式可以得到一個向下的氣壓梯度力(Bluestein 1993), 這個氣壓梯度力用以減小正的浮力加速; 同樣地, 水平動量垂直傳送所產生的水平加速度也伴隨著相反的氣壓梯度力, 其效果則在於反制動量傳遞所造成的水平加速。在此我們可以看到擾動的來源雖然可以有不同的形式, 但流場的反應在各個方向上(水平或垂直)都是一致的; 只是, 我們要再進一步問: 流場的“慣性”有多大? 而流場慣性大小又取決於何種物理參數? 下面將用一個簡單的分析定性上來討論這個“慣性”的大小。

考慮X-Z平面上的週期性擾動, (2)式可寫成:

$$p' = \frac{-1}{(k^2 + m^2)} \left[-ik\bar{p}w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - im\rho'g \right]$$

其中 (k, m) 為X方向和Z方向的波數, $\bar{p}, \hat{w}, \hat{\rho}$ 為擾動的振幅。對浮力引起的垂直氣壓梯度力而言,

$$\frac{\partial p'_b}{\partial z} = \frac{-m^2}{k^2 + m^2} g \rho' = f \left(\frac{1}{k^2} \right)$$

因此當固定浮力的垂直分佈後, 由浮力引起的垂直氣壓梯度力是水平尺度的函數, 或者說對於一定大小的浮力, 當水平尺度遠大於垂直尺度時, $\partial p'_b / \partial z$ 將會有效地減少浮力引起的加速度而趨近於靜力平衡。從這個觀點來看也可以說明為何靜力平衡是尺度的函數。

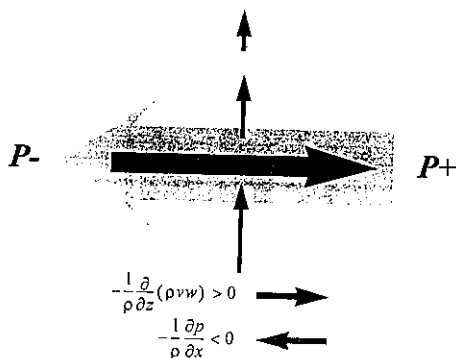


圖10: 水平動量垂直傳送導致的氣壓梯度力之概念模式, 細黑箭頭表示垂直動量通量, 粗黑箭頭為水平動量垂直傳送導致的水平加速, 淺色箭頭則表示氣壓梯度力的方向。

表一: 數值計算中所用之浮力擾動和垂直速度場的空間分佈。其中 $\theta = 1K$, $\hat{w} = 5 \text{ m/s}$, a 代表擾動場的空間尺度, 計算中的水平及垂直範圍分別為20公里及10公里。

浮力 (θ')	$\hat{\theta} \cdot e^{-\frac{(x-10)^2}{a}} \cdot \sin mz$	$0 < x < 20 \text{ (km)}$
垂直速度 (w')	$\hat{w} \cdot e^{-\frac{(z-5)^2}{a}} \cdot \sin kx$	$0 < z < 10 \text{ (km)}$

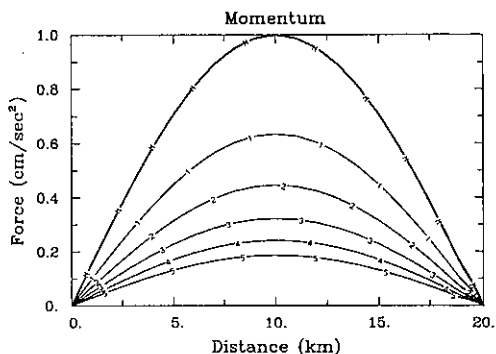
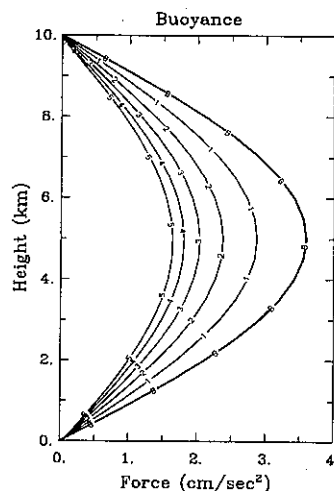


圖11: 由表一之浮力擾動和垂直速度場計算得到的氣壓梯度力和空間尺度之關係。圖11a中的B線為浮力 $(-\theta' / \theta_0 g)$, 而1, 2, 3, 4, 5分別代表浮力和 $a = 2, 4, 6, 8, 10$ 公里不同水平尺度下 $\partial p'_b / \partial z$ 的差值。圖11b的m線為垂直動量平流加速 $(-w \partial w / \partial z)$, 1, 2, 3, 4, 5則分別代表該加速度和 $a = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 公里不同垂直尺度下 $\partial p'_d / \partial x$ 的差值。

相對地, 對動量垂直傳送引起的水平氣壓梯度力而言,

$$\frac{\partial p'_d}{\partial x} = \frac{-k^2}{k^2 + m^2} \times \bar{p}w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = f \left(\frac{1}{m^2} \right)$$

因此由動量垂直傳送引起的水平氣壓梯度力是垂直尺度的函數, 或者當動量通量的垂直尺度遠大於水平尺度時, $\partial p'_d / \partial x$ 也將有效地反制由動量垂直傳送

所引起的水平加速，而傾向於維持流場原先具有的“慣性”。從以上的分析可以得到一個更廣泛的準則，所謂流場“慣性”的大小基本上取決於外力的空間尺度，當平行作用力方向的尺度大於垂直方向的尺度時，則流場的反制力量較弱，反之，當平行作用力方向的尺度小於垂直方向的尺度時，則流場較傾向於維持原先的慣性，因此所產生的反制力較大而使得淨作用力變得較小。需注意的一點是，在此流場對外力的反應是均向性的，而沒有方向上考慮的優先順序。

以上的尺度分析可以用一個簡單的數值計算來獲得數量上的概念。表1為給定(2)式等號右邊所需的二維強迫函數，其中 $\hat{\theta}$ 和 \hat{w} 分別設定為 1°C 和 5m/s ，浮力項在水平方向為高斯分佈， a 代表對流的水平尺度大小，垂直方向則是波數為0.5的正弦分佈。圖11a是根據此一強迫函數所計算出來在對流中心處($x=0$ 公里)浮力和 $\partial p'_b/\partial z$ 的垂直分佈，其中B線為浮力 $(-\theta'/\theta_{0g})$ ，而1, 2, 3, 4, 5分別代表浮力和 $a=2, 4, 6, 8, 10$ 公里不同水平尺度下 $\partial p'_b/\partial z$ 的差值。圖中顯示淨加速度隨著水平尺度的增加而減少，由於中心處的浮力大小和 a 無關，因此淨加速度的減少意味著 $\partial p'_b/\partial z$ 隨尺度的增加而增加。圖11b則是5公里高度處動量垂直傳送項和 $\partial p'_d/\partial x$ 差值的水平分佈，此處垂直速度在垂直方向為高斯分佈，水平方向仍為波數0.5的正弦函數，垂直風切則設定為 $-2 \times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ 。圖中顯示當垂直尺度增加時(a 由0.2公里增至1公里)， $\partial p'_d/\partial x$ 也隨著增加，結果淨加速度亦隨之減少；由以上的計算顯示不論是 $\partial p'_b/\partial z$ 或 $\partial p'_d/\partial x$ 所扮演的角色均和尺度分析所預期的結果是一致的。雖然(2)式中的 p'_d 並不代表對流尺度內水平氣壓梯度力的唯一來源，而且其相對重要性也仍需更廣泛地被認定，模式的研究在此為不可欠缺的工具。但是更重要的是，透過水平動量垂直傳送導致的擾動壓力場(也就是“對流尺度上沖流和環境垂直風切交互作用”所產生的擾動壓力場)是環境風切場、空間尺度和垂直速度的函數，這意味著在參數化積雲對流的動量傳送效果時，可以用大尺度動量場的變數同時表示氣壓梯度力和水平動量垂直傳送的作用，並藉以修正僅考慮後者之不足。Wu and Yanai (1994)曾針對積雲對流在垂直風切場下的動量傳送行為進行初步的觀測分析及參數化的工作，而氣壓梯度力所扮演的角色則是他們所討論的重點之一。

六、結論

本研究主要是針對TAMEX IOP13之雨帶個案，利用CAA和CP4都卜勒雷達合成之三維風場及反求的擾動壓力場進行動量收支計算。內容主要分為三個部份，分別是計算個別對流胞在不同生命階段跨鋒方向的動量傳遞行為、對流系統的整體動量傳遞行為及探討雨帶中氣壓梯度力可能形成的原因等。

在個別對流胞的動量收支計算中顯示初生階段中垂直運動場在低層由鋒面介面強迫攀升的事實，同時上沖流在上邊界層因質量輻合而產生一相對高壓區，其伴隨的氣壓梯度力是造成 v 在 Y 方向速度梯度的主要原因，同時也導致高對流層顯著的水平

平流加速。垂直動量平流項的最大值和上沖流所在的位置一致，但其對現階段動量場結構的影響尚不顯著。發展階段的動量傳送行為和初生階段類似，但是由於上沖流速度較初生階段來得大，因此垂直平流項在中對流層成為主要的動量產生項；同時計算中也顯示垂直動量平流項的作用將會增加對流尺度內的垂直風切。此外，由於上沖流的持續發展並且和環境風切場充份交互作用後產生一個由鋒後向鋒前的氣壓梯度力，其大小和垂直平流項相近但符號相反，是彼此互相抗衡的兩個作用力，而這個氣壓梯度力同時也是導致雨帶向鋒前傾斜的主要原因。

在成熟階段中，由於持續受到中對流層氣壓梯度力的影響，而使得下沖流向鋒前傾斜，並在近地層因質量輻合而產生一相對高壓區。周等(1994)指出，此一相對高壓區所伴隨的氣壓梯度力將沿鋒方向富含能量的西南氣流向鋒面帶加速，以增加鋒面帶上有效的輻合，這是對流行為之所以能長時間維持的主要機制。此外，鋒前近地層因為氣壓梯度力的持續發展及水平平流的作用而逐漸侵蝕原先的鋒面介面，待鋒面介面破壞殆盡後，對流胞即進入消散期。在消散階段中，上沖流所在的位置已被下沖流所取代，垂直平流項和氣壓梯度力項在此仍為互相抵消的作用，但由於對流處於消散的階段，因此這個階段的動量傳送行為相對來說是較微弱的。

在雨帶系統的整體動量收支方面，水平通量輻合項的作用是可以被忽略的。垂直通量輻合項將跨鋒方向的水平動量(v)進行逆梯度垂直傳送，其效果為增加原先的垂直風切($\frac{\partial v}{\partial z}$)，這意味著組織性對流系統有可能反抗環境所具有傾向於被勻滑的趨勢。另一方面，垂直通量輻合項同時將沿鋒方向的水平動量(u)進行順梯度垂直傳送，其效果為減少原先的垂直風切($\frac{\partial u}{\partial z}$)，進一步分析顯示對流系統順風切傾斜是導致水平動量逆梯度垂直傳送的主要原因，這個結果和LeMone (1983)的結論是一致的。另外，計算中亦指出氣壓梯度力項和垂直通量輻合項大小相當，但是作用方向相反，這說明在估計對流的動量傳遞行為時，氣壓梯度力項是不應該被輕易忽視的。

由以上的說明中指出，中對流層的氣壓梯度力不僅是一個重要的動量產生項，同時也是決定對流演化的一個重要因子。Rotunno and Klemp (1982, 1985)所提出的“對流尺度上沖流和環境垂直風切交互作用”的概念可以大部分解釋本個案中氣壓梯度力形成的原因。本文則從動量傳遞的觀點出發，指出所謂的“對流尺度上沖流和環境垂直風切交互作用”基本上就是流場反應對流尺度上沖流動量垂直傳送的結果：當流場透過動量垂直傳送而產生水平加速時，同時在下游處因質量輻合而產生相對高壓區，上游處則產生相對低壓區，這個氣壓梯度力和Rotunno and Klemp (1982)所預期的壓力擾動是一致的。類似的對比也發生在浮力擾動上，當流場存在正的浮力時同時也產生負的垂直加速度，反之則反是。這樣的壓力擾動基本上可以想像成是流場為反應外力刺激所具有的慣性，而此一慣性取決於平行作用力方向尺度和垂直作用力方向尺度之間的相對大小；當平行作用力方向的尺度較大時則流場的反制作用較弱，反之則較大，因此淨作用力會變得

較小，而傾向於維持流場原先所具有的慣性。

最後，綜合以上分析結果可以歸納出各個作用力之間的相互關係：水平動量透過對流尺度上沖流的垂直傳送是橫跨雨帶方向氣壓梯度力形成的原因，這是對流尺度和 meso- α 尺度交互作用的結果。其次，垂直雨帶方向的氣壓梯度力將導致對流系統順風切傾斜，這是對流尺度作用力的運作，而對流系統順風切傾斜的結構則進一步使得雨帶系統的水平動量具有逆梯度垂直傳送的特性，在這裡看到的是對流尺度擾動對 meso- α 尺度的影響。但要注意對流行為淨的動量傳送效果仍必須考慮進去氣壓梯度力的貢獻。本文透過動量收支計算，在此不僅有助於我們對本雨帶系統動量傳送行為的了解，同時也藉此更進一步探討不同尺度系統之間的交互作用及對流尺度中氣壓梯度力形成的可能原因，這些知識的建立不僅只在拓展我們對本個案了解的深度，並且在模式模擬及驗證上也提供一個量化比對的空間，這對於後續的研究工作是很有幫助的。

參考文獻

- 周仲島，洪景山和鄧秀明，1990：梅雨鋒面對流雨帶雙都卜勒雷達分析。大氣科學，**18**，239 - 264。
- 周仲島，洪景山和鄧秀明，1994：梅雨鋒面對流雨帶之動力研究（一）：低層噴流和垂直風切在激發、維持與組織對流雨帶的角色。投稿大氣科學。
- Bluestein, H. B., 1993: *Synoptic - Dynamic Meteorology in Midlatitudes (Vol. II)*, Oxford Press, New York.
- Gallus W. A., and R. H. Johnson, 1992: The momentum budget of an intense midlatitude squall line. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 422 - 450.
- Gao, K., D. L. Zhang, M. W. Moncrieff, and H. R. Cho, 1990: Mesoscale momentum budget in a midlatitude squall line: A numerical case study. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1011 - 1028.
- Houze, R. A., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather radar displays of midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608 - 619.
- Jou, B. J.-D., and S.-M. Deng, 1992: Structure of a low level jet and its role in triggering and organizing moist convection over Taiwan: a TAMEX case study. *T. A. O.*, **3**, 39 - 58.
- Jorgensen, D. P., M. A. LeMone, and B. J.-D. Jou, 1991: Precipitation and kinematic structure of an oceanic mesoscale convective system. Part I: Convective line structure. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2608 - 2637.
- Lafore, J. P., J. L. Redelsperger and G. Jaubert, 1988: Comparison between a three-dimensional simulation and Doppler Radar data of a tropical squall line: Transports of mass, momentum, heat, and moisture. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3483 - 3500.
- LeMone, M. A., 1983: Momentum transport by a line of cumulonimbus. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1815 - 1834.
- , G. M. Barnes, and E. J. Zipser, 1984: Momentum flux by lines of cumulonimbus over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1914 - 1932.
- , G. M. Barnes, J. C. Fankhauser, and L. F. Tarleton, 1988a: Perturbation pressure fields measured by aircraft around the cloud-base of updraft of deep convective clouds. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 313 - 327.
- , L. F. Tarleton, and G. M. Barnes, 1988b: Perturbation pressure at the base of cumulus cloud in low shear. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2062 - 2068.
- , and D. P. Jorgensen, 1991: Precipitation and kinematic structure of an oceanic mesoscale convective system. Part II: Momentum transport and generation. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2638 - 2653.
- , and M. W. Moncrieff, 1994: Momentum and mass transport by convective bands: Comparisons of highly idealized dynamical models to observations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 281 - 305.
- Lilly, D. K., and B. F. Jewett, 1990: Momentum and kinetic energy budgets of simulated supercell thunderstorms. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 707 - 726.
- Lin, Y. J., T. C. Wang, R. W. Pasken, H. Shen, and Z. S. Deng, 1990: Characteristic of a subtropical squall line determined from TAMEX dual-Doppler data. Part II: Dynamic and thermodynamic structures and momentum budgets. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2382 - 2399.
- , H. W. Chang, and R. W. Pasken, 1993: The structure of a subtropical prefrontal convective rainband. Part II: Dynamic and thermodynamic structures and momentum budgets. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1671 - 1687.
- Lipps, F. B., and R. S. Hemler, 1991: Numerical modeling of a midlatitude squall line: Features of the convection and vertical momentum flux. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1991 - 1929.
- Rotunno, R., and J. Klemp, 1982: The influence of the shear - induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Wea. Rev.* **110**, 136 - 151.
- , and ——, 1985: On the rotation and propagation of simulated supercell thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 271 - 292.

- , —, and M. L. Weisman, 1988: A theory for strong long-lived squall line. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 463 - 485.
- Soong, S. T., and W. K. Tao, 1984: A numerical study of the vertical transport of momentum in a tropical rainband. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1049 -1061.
- Wu, X., and M. Yanai, 1994: Effects of vertical wind shear on the cumulus transport of momentum: Observations and parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1640 -1660.
- Yau, M. K., 1979: Perturbation pressure and cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 690 - 694.

