

利用JAWS雙都卜勒雷達觀測資料對一含小尺度下衝風風暴的渦流動能收支研究

潘大綱

林永哲

空軍氣象中心

美聖路易大氣地球大氣系

摘要

本文針對一發生於1982年7月14日美國科羅拉多州的一個含有小尺度下衝風風暴進行研究，由於該風暴之發生適有JAWS之雙都卜勒雷達完整的觀測，由而使得藉由熱動力反求法和導出之三個分風量等技術得以估擬渦流動能在1647 MDT風暴成熟期準靜止狀態下之收支情況，本文中所用來計算渦流動能收支之方程式中計有：(1)渦流動能由平均運動所造成之垂直與水平的通量輻散，(2)渦流動能由渦流運動所造成之水平及垂直的通量輻散，(3)由氣壓梯度力與風場所產生之渦流動能，(4)摩擦效應之損耗渦流動能，(5)由雷諾切應(Reynolds stresses)所做之功對渦流動能生成或消耗之貢獻，(6)由熱浮力及降雨負載(thermal buoyancy and precipitation loading)所造成之渦流動能生成或消耗。

研究結果顯示，在風暴尺度中渦流動能主要之源來自於水平向由渦流運動肇生之水平通量輻散，其次為總浮力效應，而主要的消耗渦流動能是由平均運動所造成之渦流通量輻散，另外摩擦效應亦是另一耗損渦流動能的原因；研究中同時也發現在各層中垂直渦流動能生成(VGE)幾乎是與總浮力項相互平衡，在風暴低層渦流動能是向下輸送，然而在中及高層，則因為風暴中旺盛的對流舉升氣流使得渦流動能得以向上傳輸。

一、前言

大氣運動包含大至行星尺度波動小至渦流擾動均屬其範圍，諸多研究報告指出，在不同尺度間的能量傳輸不僅可以為較大尺度向較小尺度傳遞(cascade)，反之亦然(decascade)。對氣象研究而言，如何能更明確地描述不同尺度間能量交互作用的關係，始終是一具有挑戰性的主題，對於在對流系統中不同尺度能量交互作用所扮演的角色更是瞭解中尺度系統活動十分重要的一項環節。早期運用雷達來觀測對流系統僅僅只能描述其運動結構(kinematic structure)而無法獲得對流系統中動力及熱力因子之變化，雖然雙都卜勒雷達觀測(Dual Doppler Radar Obser-

ation)亦不具有直接度量動力及熱力因子之能力，但是Gal-Chen(1978)提出一套熱動力反求的方法，藉由此法氣壓偏差、溫度偏差及密度偏差都可以經由三度空間觀測風場配合三個動量方程式而求得，而這些因子對於對流風暴內部動力及結構的瞭解都是相當重要的，尤應指出的是，這些偏差量由於在溫度上僅有幾度的差異且在氣壓上亦僅有幾毫巴的變化，因此根本無法經由傳統的探空觀測來獲得，因此許多學者均利用此法來進行不同主題上的研究，例如Gal-Chen(1978)，Hane等(1981)，Lin和Pasken(1982, a, b)，Lin等(1986)，Hay和Ray(1985)，Brandes(1984)，Pasken和Lin(1982)等。由於此種熱動力反求的方式是使用動量方程式

間接地求出，故其結果之好壞大致來說取決於輸入資料之精確程度（Hane 等，1981），亦因此之故對於反求法中所得之氣壓、密度、溫度擾動值必須經由驗證。不幸的是直接的驗證方法在於風暴中的情況時是相當困難的，Gal-Chen 和 Hane（1981）建議可使用三種間接法來處理：(1)數字模擬，(2)動量檢驗（momentum checking）及(3)時間連續的特點。這三種驗證方法均為學者們所運用，在其研究結果中顯示：對於一個對流風暴中而言，使用熱動力反求法來反求擾動氣壓和擾動虛溫是可信且令人鼓舞的。

早期對流系統之能量研究常受到資料解析度的限制而無法達成，Kung 和 Tsui（1975），Maddox（1980），Fuelberg 和 Printy（1984）等利用次綜觀尺度（sub-synoptic scale）觀測進行動能診斷分析，結果亦僅能解析其對於對流系統環境場上的作用而已，根本上並不能描述中小尺度下的能量過程，這也是由於渦流運動的描述直至今日為止，仍是件十分困難的工作。直至最近 Lin 等（1987）使用雙都卜勒雷達導出之三維風場及 Klemp 和 Wilhelmson（1978）參數化模式來計算渦流摩擦係數（eddy viscosity coefficient K_m ）及渦流切應項（eddy stress term τ ）平均值之剖面分布。在一個含有小尺度下衝風的對流雷雨系統之中，研究結果顯示：小尺度下衝風增強了大氣邊界層的風切，進而導致在次雲層中（sub-cloud layer）渦流混合得以更有效率地進行動量傳輸，Lin 和 Condray（1987）及 Rupp（1987）均使用此法並發現，雙都卜勒雷達資料在於研究對流系統內部變化而言，的確提供了相當有價值的訊息。

大多數的中尺度能量診斷研究均在於對流活動如何的影響比其較大之綜觀尺度能量平衡。McInnis 和 Kung（1972），Kung 和 Tsui（1975）均利用 NSSL 的雷文送資料進行中尺度（meso β ）風暴環境之研究，研究結果指出在一個含有旺盛對流活動的環境裏，位於噴流層附近有大量的動能產生及消散，反之在不合對流活動的環境情形下，大量的動能消散是由次網格尺度運動到網格尺度運

動來達成；僅僅只有極少的動能研究文獻討論到中尺度 r （meso r ）運動的情形。然而今日由於都卜勒雷達運用及研究，再加上熱動力反求法技術的使用，存在風暴裏的氣壓及浮力場得以經由三維風場的分布而反求得之（Hane 和 Ray，1985；Lin 等，1986），本文則是使用上述方法來探討一個對流風暴中的渦流動能收支（eddy kinetic energy budget）。此一風暴發生於 1982 年 7 月 14 日美國科羅拉多州，在其生命史中曾一度產生小尺度下衝風之現象，由於其發生時間及地點正好是 JAWS 計劃期中（圖 1），因此有較為完整的都卜勒雷達觀測資料。本文之主旨則是期望能在此一風暴的準靜止成熟期（quasi-steady mature stage）間，進一步地瞭解渦流動能收支的過程。

二、資料分析

本文資料處理的方法及步驟是依 Lin et. al.（1987）和 Lin and Hughes（1987）所述之方法。雙都卜勒雷達觀測自 1646 到 1648 MDT（Mountain Daylight Time）所得之資料被用來分析以獲得風場資料，分析的垂直解析度在 1 公里以下分為 0.25 及 1 公里以上的 0.5 Km，而 0.25 Km 到風暴頂 8.5 Km 共計有 19 層的資料，水平網格解析為 0.5 Km，垂直速度的計算是採用 anelastic continuity 方程之假設，然後從風暴頂向下積分同時亦以變分法（variational adjustment）予以調整。在此之後將三維的風場資料用之於熱動力反求法（Gal-Chen，1978）後我們則可以求得擾動氣壓偏差與擾動溫度偏差值。這兩個擾動偏差場與導出之風場配合起來則可以用之於擾動動能收支方程中，並使用四階定差方法，分別予以計算每一項貢獻。

另外由誤差分析（error analysis）顯示徑向速度估計的誤差來源有二，其一是統計不確定性（statistical uncertainty），其二則為幾何上的考慮（geometrical consideration），此一誤差約略為 1~2 m/s，垂直速度上的誤差是比較不易評估的一項，因為它

包含了系統上的誤差及隨機誤差 (random error)，然而經由對三個垂直座標上風場分量予以做仔細的變分法調整之後，則可以滿意地使其誤差降低 (Linet al., 1986 ; Lin and Hughes, 1987)。

三、方 法

全動量方程 (Reynolds equation for total motion) 之張量表示為：

$$\begin{aligned} \rho \frac{DU_i}{Dt} &= \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_i U_k) \\ &= -2 \varepsilon_{ijk} f_j \rho U_k - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \\ &\quad + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

將(1)每項乘以 U_i 並取平均後可得：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\frac{\rho U_i^2}{2}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\frac{\rho U_i^2 U_k}{2}) \\ = - \rho U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

對平均運動而言，動量方程 (Reynolds equation for mean motion) 之張量表示為：

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{D\bar{U}_i}{Dt} + \tau \varepsilon_{ijk} f_j \bar{\rho} \bar{U}_k = -\bar{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \\ \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

此處 $\tau_{ik}^* = -\overline{\rho U_i U_k}$ (Reynolds stress tensor)

$\tau_{ik} = -p \delta_{ik} + M_{ik}$ (Molecular stress tensor)

δ_{ik} 是 Konecker 常數 { $= 1$ if $i = k$
 $= 0$ if $i \neq k$

$M_{ik} = \mu \{ (\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i}) - \frac{2}{3} \delta_{ik} (\frac{\partial U_l}{\partial x_l}) \}$ ，

$\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$ 為變形張量

$p = -\frac{1}{3} (\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz})$ 為靜壓力 (static pressure)

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}$$

將(3)乘以 \bar{U}_i 則為

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{D}{Dt} (\frac{1}{2} \bar{U}_i^2) &= \frac{\partial}{\partial t} (\frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{U}_i^2) + \frac{\partial}{\partial x_k} \\ &\quad (\bar{\rho} \frac{\bar{U}_i^2}{2} \bar{U}_k) \\ &= -2 \varepsilon_{ijk} f_j \bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_k - \\ &\quad \bar{\rho} \bar{U}_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \bar{U}_i \frac{\partial}{\partial x_k} \\ &\quad (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

此處 $\bar{\rho} \bar{U}_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = \bar{\rho} \frac{D\Phi}{Dt}$ 是單位體積重力位能的變

化率，

此外

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{D}{Dt} (\frac{1}{2} \bar{U}_i^2 + \Phi) &= \bar{U}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} \bar{U}_i + \tau_{ik}^* \bar{U}_i) \\ &= (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \dots \dots (5) \end{aligned}$$

而(2)式中各項之表示亦可為：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\frac{\rho U_i^2}{2}) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \{ \bar{\rho} \bar{U}_i^2 + \bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \} \\ \frac{\partial}{\partial x_k} (\frac{\rho U_i^2 U_k}{2}) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i^2 \bar{U}_k}{2} + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k}{2} \} + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_i' \bar{U}_k \} + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i' \bar{U}_k'}{2} \} \end{aligned}$$

$$-\rho U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = -(\bar{\rho} \bar{U}_i) \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

$$= -\bar{\rho} \frac{D \Phi}{D t} - \rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

$$\overline{U_i \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k}} = \bar{U}_i \frac{\partial \bar{\tau}_{ik}}{\partial x_k} + \overline{U_i \frac{\partial \tau_{ik}'}{\partial x_k}}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i \bar{\tau}_{ik}) - \bar{\tau}_{ik} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} +$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{U_i \tau_{ik}'}) - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}$$

因此(2)式可寫成：

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left\{ \frac{1}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) + \Phi \right\} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) + \bar{\rho} \Phi \right\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) \bar{U}_k + \bar{\rho} \Phi \right\}$$

$$= -\rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} \bar{U}_i + \tau_{ik}' \bar{U}_i) - \bar{\tau}_{ik} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{U_i \tau_{ik}'}) - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \overline{U_i^2 U_k} \right) \dots \dots \dots (6)$$

現在將(5)-(6)則可得平均運動下擾動運動的動量方程：

(5)-(6)⇒

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \overline{U_i'^2} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\rho}}{2} \overline{U_i'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \bar{\rho} \frac{\overline{U_i'^2}}{2} \bar{U}_k \right\}$$

$$= -\rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{U_i \tau_{ik}'}) - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \overline{U_i'^2 U_k} \right) \dots \dots \dots (7)$$

由於 $\tau_{ik}' = -p' \delta_{ik} + M_{ik}$ ，而

$$M_{ik} = \mu \left\{ \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \right\}$$

所以(7)式又可寫成

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \overline{U_i'^2} \right) = -\rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}$$

$$- \overline{U_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{M_{ik} U_i'})$$

$$- \overline{M_{ik} \frac{\partial U_i'}{\partial x_k}} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \overline{U_i'^2 U_k} \right)$$

若用一般方式來表示則可成：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\rho}}{A} \bar{E}_T \right) = -\nabla_3 \cdot (\bar{\rho} \nabla_3 \bar{E}_T) - \nabla_3 \cdot (\bar{\rho} \nabla_3' \bar{E}_T)$$

$$- \nabla_3' \cdot \nabla_3 p' + \bar{\rho} \nabla_3' \cdot \mathbf{F}'$$

$$+ \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}_v} \nabla_v' \cdot \mathbf{w}' - \bar{\rho} \nabla_v' \cdot \mathbf{q}_v'$$

$$= - \left\{ \nabla_h \cdot (\bar{\rho} \nabla_h \bar{E}_T) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \bar{E}_T) \right\}$$

$$- \left\{ \nabla_h' \cdot \nabla_h p' + \bar{w}' \frac{\partial p'}{\partial z} \right\}$$

$$+ \left(\tau_{xz}' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \tau_{yz}' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \tau_{zz}' \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)$$

$$+ \left\{ \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}_v} \nabla_v' \cdot \mathbf{w}' - \bar{\rho} \nabla_v' \cdot \mathbf{q}_v' \right\} + \bar{\rho} \nabla_h' \cdot \mathbf{F}'$$

$$- \left\{ \nabla_h \cdot (\bar{\rho} \nabla_h' \bar{E}_T) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w}' \bar{E}_T) \right\} \dots (8)$$

此處 $\bar{E}_T = \frac{1}{2} (\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2)$ 是單位質量平

均擾動動能，上述(8)式中各項物理意義分別如下，

- A項：單位體積擾動動能局部變化率 (LTK)，
- B項：單位體積擾動動能的水平通量輻散量 ($\overline{HF\bar{D}}$)，
- C項：單位體積中因平均運動而引起之擾動動能的垂直通量輻散量 ($\overline{VF\bar{D}}$)，
- D項：單位體積中由水平氣壓梯度力產生之擾動動能 (H.G.E.)，
- E項：單位體積中由垂直氣壓梯度產生之擾動動能 (V.G.E.)，
- F項：單位體積中由雷諾切應力所做之功而產生的擾動動能 (RS)，
- G項：單位體積擾動動能因熱浮力 (thermal buoyancy) 及降水負載 (precipitation loading) 所造成之增減 (BUP)，
- H項：單位體積因摩

擦所造成擾動動能之減少 (FDI)，I項：單位體積中因擾動運動而引起之擾動動能水平通量輻散 (HFD')，J項：單位體積中擾動運動而引起之擾動動能垂直通量輻散 (VFD')；在BUP項中之液態水混合比 q_l 是以雨水混合比 q_r 來近似，而 q_r 之值則是經由雷達反射強度與一定關係的經驗方程而求得。於摩擦消散項 (FDI) 中，此處採取了 Klemp 和 Wilhelmson (1978) 的參數法，除此之外在 VGE 和 BUP 計算中，我們使用擾動氣壓偏差場與擾動虛溫來處理，因為：

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{V}_3 \cdot \nabla (p_d + \langle p' \rangle)} &= \overline{\mathbf{V}_3' \cdot \nabla p_d} + \\ & \overline{w' \frac{\partial p_d}{\partial z} + \overline{w'} \frac{\partial \langle p' \rangle}{\partial z}} \\ &= \overline{\mathbf{V}_3' \cdot \nabla_3 p_d} \\ \frac{\overline{\rho_g}}{\overline{T_v}} \overline{T_v' w'} &= \frac{\overline{\rho_g}}{\overline{T_v}} \overline{w' (T_{v,d} + \langle T_v' \rangle)} \\ &= \frac{\overline{\rho_g}}{\overline{T_v}} (\overline{w' T_{v,d}} + \overline{w' \langle T_v' \rangle}) = \frac{\overline{\rho_g}}{\overline{T_v}} \overline{w' T_{v,d}} \end{aligned}$$

經由上述的近似與處理之後，(8)式中的每一項均可以獨立的予以計算。

四、計算與分析結果

本文中所研討的此一具有小尺度下衝風雷雨之個案，Lin and Hughes (1987) 與 Lin et. al. (1987) 均對其運動、動力及熱動力特徵分別加以詳細的討論，如圖一所示，小尺度下衝風發生之位置位於 CP-2 雷達西方 12.5 km 南方 18 km。圖二所示的是 0.25 km 上水平相對風暴風場及反射強度 (Horizontal storm-relative wind field and reflectivity contours)。由此圖中我們可見小尺度下衝風主要部份是沈浸於反射率強度大於 30 dBz 的範圍中，從小尺度下衝風中心向外有十分明顯且強烈的輻散氣流。

依據(8)式以下衝風為中心，取一 10 km × 10 km 水平範圍，然後計算單位體積之擾動動能收支。圖三顯示的是平均動能 \bar{K} 和平均渦流動能 \bar{E}_T 之垂直分佈情形，平均渦流動能 \bar{E}_T 在 4 公里出現其最大值且垂直變化並不大，平均動能 \bar{K} 極值則

出現在 6 公里且上下層均顯著地減弱，這 \bar{K} 極值是因為在 6 公里附近有噴流存在的結果。圖四表示出計算 \bar{K} 所使用的三個平均風分量垂直分佈的情況 ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$)，由 \bar{v} 的值可看出來噴流的確存在於 6 公里附近之事實。

接下來我們則將渦流動能收支方程中的各項逐一地討論，首先在圖五中所示的是 HGE, VGE 與 BUP 三項之垂直分佈，在垂直渦流動能產生 (VGE) 項中，我們得知在 1 公里以下它是正貢獻，然而在低層與中層則是負貢獻，這說明了 VGE 在風暴中下層至 1 公里處是在消耗渦流動能；由水平渦流動能產生 (HGE) 項來看，基本上它比 VGE 要小得多，由於無論 VGE 或 HGE 均取決於風場和氣壓梯度，因此適當的風場與氣壓梯度配置才能使此二者突顯其貢獻，就 HGE 來看，在 1 公里以下就是下衝風所在之高度，它的貢獻是正值，圖六中則可見的確在 0.25 km 與 0.5 km 高度附近從下衝風中心向外有很強的輻散氣流和明顯的水平氣壓梯度，而這些均造就了 HGE 為正貢獻的結果。在我們所選的這個風暴例子中，由於它屬於濕型下衝風 (wet-type) 的情形，所以 BUP 對渦流動能之貢獻就十分地重要，當暖空氣上升或冷空氣下沈時會使風暴中渦流動能增加，相反地當暖空氣被迫下沈或冷空氣被強迫舉升時，在風暴中則會消耗渦流動能，Lin 和 Hughes (1987) 的研究中已指出，在下衝風中心的空氣由於可來自雲底 (3.5 km)，經由下衝氣流之作用使其幾乎是乾絕熱性增暖，所以在下衝風中心的空氣是較週圍環境為暖，因此在下衝風中心而言，由於暖空氣被迫下沈的事實，使得渦流動能於 2 km 以下之高度是扮演著消耗的角色，然而在中層則不同，由於上升氣流 (updraft) 將濕空氣舉升，凝結而釋放潛熱而造成暖空氣上升的事實，所以在風暴中層渦流動能是不斷地在產生，到了上對流層則又由於空氣被迫舉升，暖空氣強迫下沈使得 BUP 的角色在渦流動能生成上再度異號，進一步地看圖五，我們不難看出 VGE 與 BUP 具有相同的數量級且在大多數層內彼此異號，換言之，此二者在此一個案中是近似於平衡的。

圖七中是 \overline{VFD} 與 \overline{HFD} 以及 $\overline{HFD'}$ 和 $\overline{VFD'}$ 垂直的分佈圖，從 \overline{VFD} 的分布情形來看，它說明了在風暴低層中平均垂直運動將渦流動能向下輸送，相反地在中高層則向上輸送，前者則造成低層有下衝風引起的下衝氣流，後者則因渦流動能之增加維持了風暴的對流活動；在 \overline{HFD} 分布上來看，圖七顯示出 1km 以下對渦流動能產生來說，它是負貢獻，從圖七中最明顯的是 $\overline{HFD'}$ 的變化，它是渦流運動所造成之水平通量輻散對於渦流動能收支上的貢獻，簡言之，在中及低層 \overline{HFD} 是生產者，但是在高層則是消耗者，若是將水平運動和垂直運動在此處所造成之影響來看，（如圖八）我們發現，水平通量輻散在低與中層是生產者，但是在高層則是消耗者；而垂直通量輻散在低與中層是消耗者，但是於高層則是生產者，至於在 1.5km 以下出現正貢獻的情形，那是由於該處正好是下衝風所在之處。進一步地來看圖八，我們發現水平與垂直通量輻散兩者始終具有相同的數量級且符號相異，這與由都卜勒觀測而推導出來之風暴風場上的輻散與輻合是相互吻合的。

圖九所示是 RS, FDI 與 LTK 三者垂直變化的情形，從物理考量上來看，RS 項代表的是平均動能 (\bar{K}_s) 與渦流動能 (\bar{E}_T) 之間的轉換，當 RS 為正值時意味著 \bar{K}_s 轉換成 \bar{E}_T ，負值則是 \bar{E}_T 轉換成 \bar{K}_s ，從圖九中我們見到在 1km 以下，RS 是正值；換言之渦流動能是由平均氣流中抽取出來，而對於維持在該高度附近之下衝氣流中強勁的向外輻散氣流是絕對必須的，從 1km 到 5.5 km 之間 RS 是負值，此處渦流動能之汲取提供予平均氣流，用以維持在中層之噴流強度，在 5.5km 以上 RS 又為正值；就整層來看，RS 所扮演的，是負貢獻角色，換句話說風暴尺度中渦流動能被轉換成平均動能以維持平均運動，這種能量向較大尺度傳輸 (decascade) 的情形似乎與我們所知悉傳統雷諾切應 (Reynold stresses) 解釋相背，此處的這種差異事實上是因為 (1) 我們使用的是直接法計算雷諾切應而非基於奧斯塔虛假設 (Austausch hypothesis) 的參數法，(2) 此處所用的尺度 (1~10 km) 比傳統渦流理論尺度大得多，(3) 對於小於 10 km 尺度的渦流運動而

言，這種能量反向傳輸 (decascade) 現象是可能的，然而傳統的渦流理論中，RS 則永遠是在產生渦流能量。在 FDI 項中我們採用的是 Klemp-Wilhelmsen 參數法來計算摩擦效應，大體上而言，FDI 比其他收支諸項都小了一個數量級，在風暴整層中均是扮演消耗渦流動能的角色；最後就 LTK 一項來看，由於計算時所採用的方法是將收支方程右邊所有項之值總和而得，因此此項不僅含有渦流動能消耗生成之物理過程同時也隱含了計算誤差，這些誤差可來自於 u, v, w 的不確定性， p'_a 與 T'_a 的估計，降水負載 (precipitation loading) 及摩擦參數化過程等，所以當討論 LTK 時我們將以定性的眼光來處理，對整個風暴體積而言，此項的和僅僅只有 0.58 WM^{-2} ，這說明了在風暴準靜止成熟期間渦流動能之收支是幾乎平衡的。

表一是將上述的各項貢獻以 0.5km 高度予以積分所得之值，單位是每單位面積之瓦特 (能量)，此處的正 (負) 值代表的是輻合 (輻散)，綜合而言，在這個個案之中主要的渦流動能生成來自於渦流運動所造成之水平通量輻散 ($\overline{HFD'}$)，其值達到 27 WM^{-2} ，其次則為浮力貢獻 (BUP) 項，其值為 2 WM^{-2} ，主要的消耗渦流動能是發生在平均運動所造成之水平通量輻散 (\overline{HFD})，其值達 -9 WM^{-2} ，另一次要的消耗來自於摩擦作用，而其淨值則為 -5 WM^{-2} 。

五、結論與建議

在 1982 年 7 月 14 日發生在科羅拉多州的一個含有小尺度下衝風之風暴個案之中，由於 JAWS 的雙都卜勒雷達密集且成功的觀測，使得我們得以進一步深究渦流動能收支在其成熟準靜止狀態之下所扮演的角色；研究的結果顯示出：

(1) 渦流動能在低層向下傳送致使在小尺度下衝風範圍中有組織性的下衝氣流 (downdraft)，相對的，由於在中高層有旺盛的上升氣流 (updraft) 致使渦流動能得以向上傳送。

(2) 渦流動能之源主要來自渦流運動所造成之水平通量輻散，另一次要源則由浮力項所提供。

(3) 渦流動能之消耗主要是因平均運動所造成之

水平通量輻散，其次則是摩擦效應的負貢獻。

(4)於整個風暴中就浮力項與垂直產生項(BUP和VGE)而言，兩者之間幾乎維持平衡的狀態。

由於上述的結果僅來自於一個風暴中一個分析時間區間分析；因此對於不同風暴及其不同時期的分析，無論是在熱力、動力、運動乃至能量收支上之變化，對於我們瞭解風暴特性及其物理過程均是十分重要的，國內都卜勒雷達的設置實已對我國的中尺度對流系統研究提供了絕佳的利器，後續的研究，利用乃至於各項發展將使氣象人員對於中尺度對流系統有更進一步的認識與瞭解。

六、致 謝

本文乃第一作者於國科會支助下赴美進修在第二作者指導下所完成之碩士之研究報告，第一作者除對指導教授於研究期間多方鼓勵、指導深表感謝外，亦對國科會給予此一機會赴美進修，空軍核准出國學習，聯隊長劉將軍昔日鼓勵與栽培，前輩、學長們的平日督促，特表無限的感謝。

參考文獻

1. Brandes, E.A., 1984: Relationship between radar derived thermodynamic variables and torradogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1033-1052
2. Fulberg, H.E., and M.B. Printy, 1984: A Kinetic energy analysis of the meso-scale severe storm environment. *J.A.S.*, 41, 3212-3226
3. Gal-Chen, T., 1978: A method for the initialization of the anelastic equations: Implication for mathing models with observations.
4. Gal-Chen, T., and C.E. Hane, 1981: Retrieving buoyancy and pressure fluctuations from Doppler radar observation: a status report. *Atmospheric Technology*, NCAR No. 13, 98-104.
5. Hane, C.E., R.E. Wilhelmson, and T. Gal-Chen, 1981: retrieval of thermodynamic variables within deep convective clouds: Experiment in three dimensions. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 564-579

6. Hane, C.E., and P.S. Ray, 1985: Pressure and buoyancy fields derived from SESAME dual-Doppler data. *J.A.S.*, 43, 2302-2327
7. Klemp, J.B., Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional in convective storm dynamics. *J.A.S.*, 32, 729-740
8. Kung, E.C., and T.L. Tsui, 1975: Subsynoptic-scale kinetic energy balance in the storm area. *J.A.S.*, 32, 729-740
9. Lin, Y. J., and R.W. Pasken, 1982a: A diagnostic study of the tornadic storm based on dual-Doppler wind measurements. *Cloud Dynamics (Agee and Asia, Eds.)*, D Reidal Publication Co., 315-328
10. Lin, Y.J., and R.W. Pasken, 1982b: Kinematic and dynamic characteristics of a tornadic storm determined from dual-Doppler winds. *Papers in Meteorological Research. J.M.S., R.O.C.*, 5, 50-68
11. Lin, Y. J., R. G. Hughes and R. W. Pasken, 1987: Subcloud-layer kinematic and dynamic structures of a microburst-producing thunderstorm in Colorado determined from JAWS dual-Doppler measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, 39, 67-86
12. Lin, Y. J., and R. G. Hughes, 1987: Structural features of a microburst-producing storm in Colorado revealed by JAWS dual-Doppler radars. *J.A.S.*, 44
13. Lin, Y. J., T. C. Wang, and J.H. Lin, 1986: Pressure and temperature perturbations within a squall-line thunderstorm derived from SESAME dual-Doppler data. *J.A.S.*, 43, 2302-2327
14. Maddox, R.A., 1980: Mesoscale convective complexes. *B.A.M.S.*, 61, 1374-1387
15. Pasken, R.W., and Y.J. Lin, 1982: Pressure and perturbations within a tornadic storm derived from dual-Doppler wind data. *Preprints of*

12th Conf. on Severe Local Storms
, A.M.S., 257-260

16. Rupp, J.A., 1987: A kinetic energy budget of a microburst derived from JAWS dual-Doppler data. M.S. Report, Saint Louis University, 53pp.

An Eddy Kinetic Energy Budget of A Microburst-producing Storm Derived From JAWS Dual-Doppler Data

Da-Gang Pan

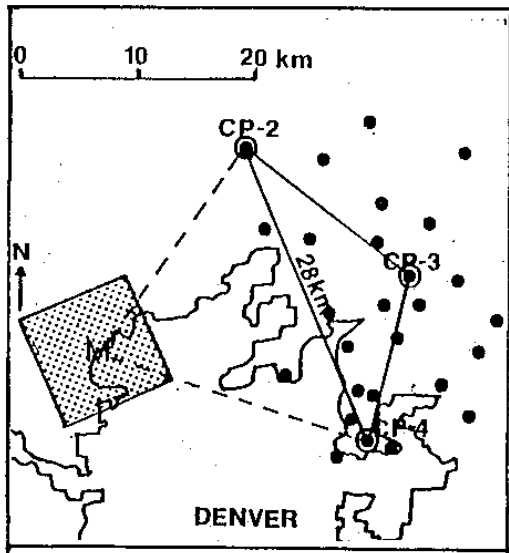
Yeong-Jen Lin

Weather central, C.A.F.

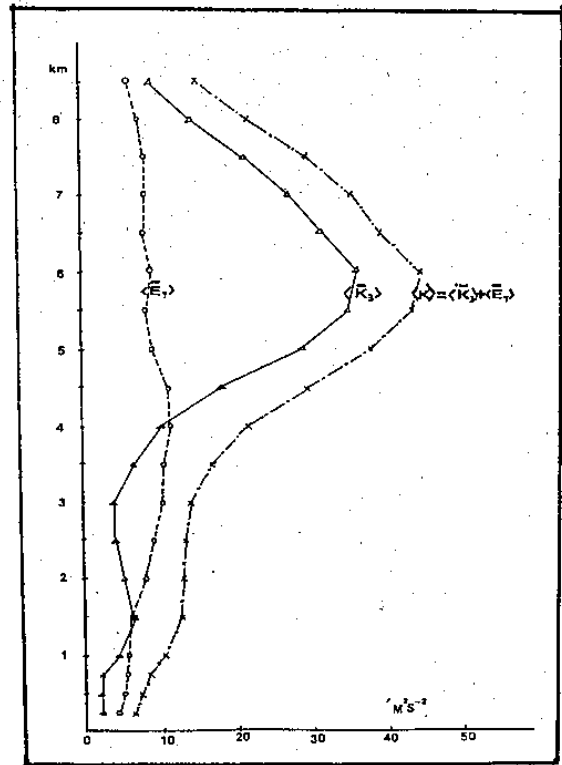
ABSTRACT

An eddy kinetic energy analysis of a microburst-producing storm, which occurred in the JAWS network on 14 July 1982, was based on the Doppler derived winds and the retrieved thermodynamic variables at 1647 MDT. The budget equation consists of the contributions from: 1) the horizontal and vertical flux divergence of eddy kinetic energy by mean motion, 2) the horizontal and vertical flux divergence of eddy kinetic energy by eddy motion, 3) the generation of eddy energy by the pressure gradient forces, 4) the dissipation of eddy energy due to friction, 5) the production and destruction of eddy energy due to work done by the Reynolds stresses, 6) the production and destruction of eddy energy due to thermal buoyancy and precipitation loading.

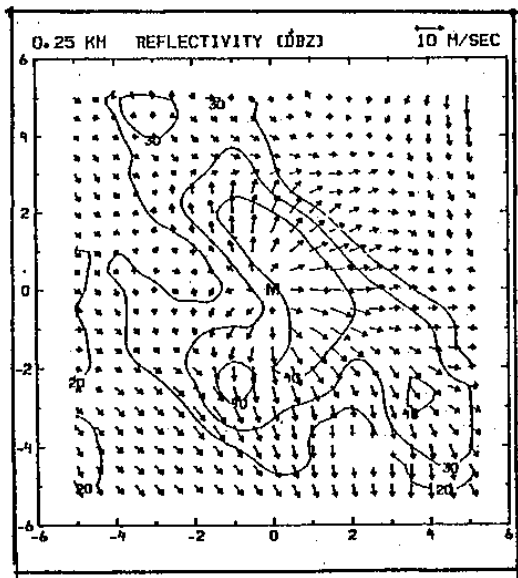
Results indicate that the horizontal flux divergence due to eddy motion acts as the main source of eddy kinetic energy with the total buoyancy production as another source. The main sink comes from the horizontal flux divergence due to mean motion and the frictional dissipation. The vertical generation term is approximately balanced by the total buoyancy production term. At the lowest levels, the kinetic energy is transported downward. In the middle and upper layers, the eddy kinetic energy is transported upward due to the storm's strong convective updrafts.



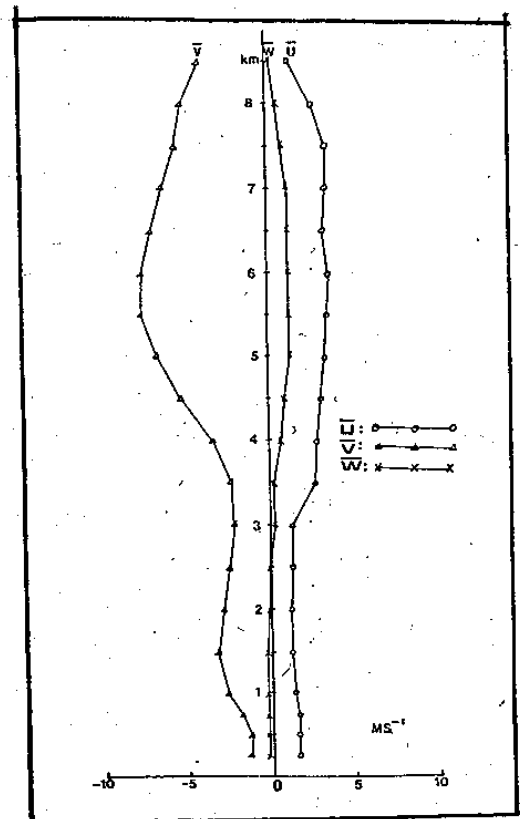
圖一：JAWS觀測網，CP-2，CP-3，CP-4 為 NCAR 的三個都卜勒雷達實點為 27 個 P A M 測站，陰影矩形則是以小尺度下衝風為中心的 10 km×10 km 水平範圍。



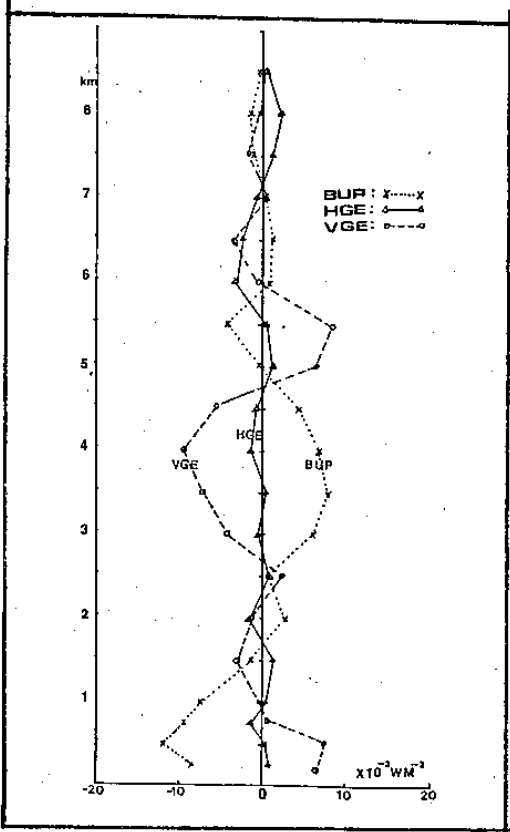
圖三：平均動能 (\bar{K}) 與平均渦流動能 (\bar{E}) 在 10 km×10 km 範圍內垂直分布的情況。



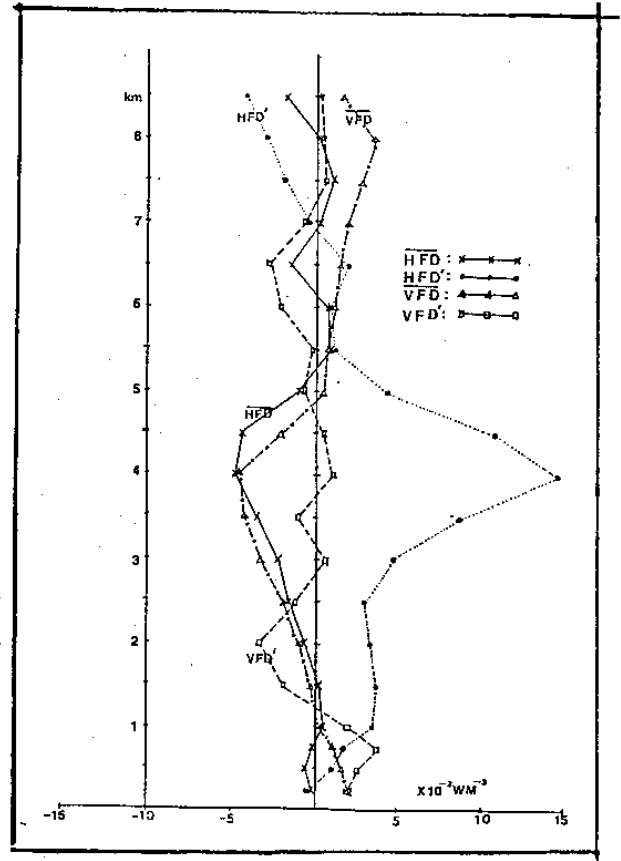
圖二：M 為下衝風中心，此為 0.25 公里高度水平風暴相對風場與雷達反射強度的分析圖。



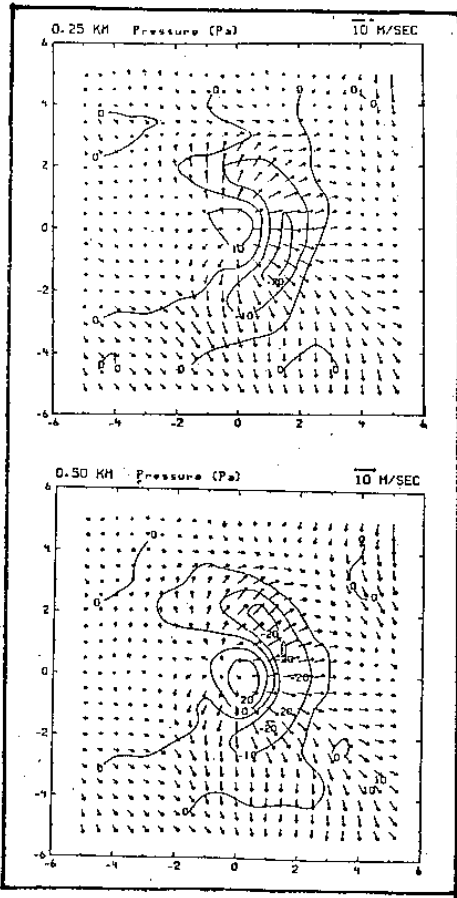
圖四：計算 \bar{K} 時所使用的 \bar{U} ， \bar{V} ， \bar{W} 分量隨高度之變化圖。



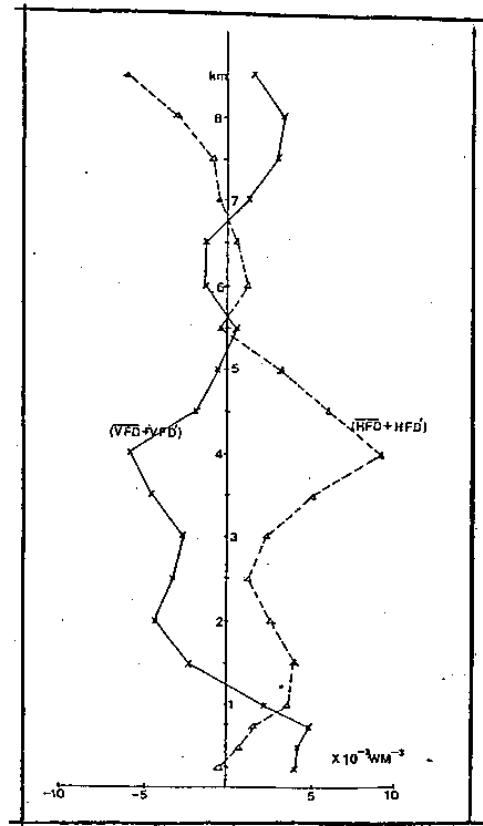
圖五：HGE，VGE和BUP三項在垂直方向的變化情形，詳細說明請參考本文。



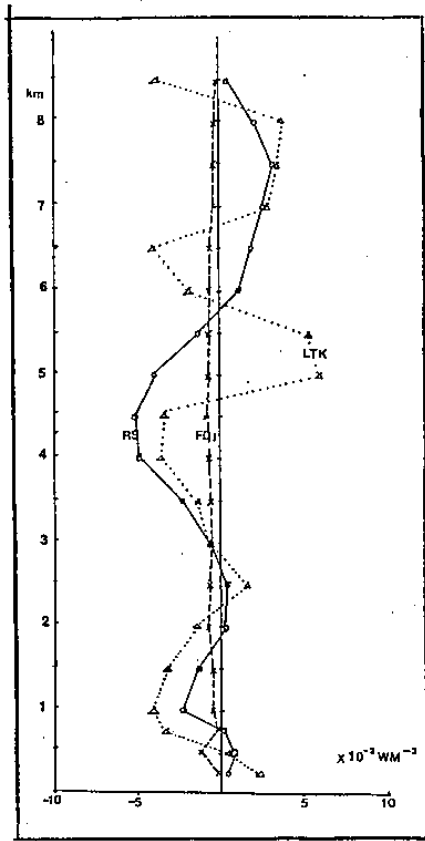
圖七： \overline{VFD} ， \overline{HFD} ， VFD' 與 HFD' 垂直之分布圖，詳細說明請參考本文。



圖六：於0.25公里和0.5公里高度處水平風場與水平擾動氣壓場之分析圖。



圖八：水平通量輻散總和 $(\overline{HFD} + \overline{HFD'})$ 與垂直通量輻散 $(\overline{VFD} + \overline{VFD'})$ 隨高度之變化情況。



圖九：RS，FDI，LTK隨高度之分布圖，詳細請參考本文。

RS：雷諾切應貢獻，FDI：摩擦效應，
LTK：渦流動能局部時間之變率。

LAYER	VGE	HGE	VFD	HFD	VFD'	HFD'	(HFD+HFD')	(VFD+VFD')	RS	FDI	DUP	LTK
zfc-0.5	2.67	0.20	0.66	-0.09	0.67	0.27	0.18	1.33	0.20	-0.3	-3.0	1.28
0.5-1.0	1.83	0.22	0.48	0.05	1.17	1.09	1.14	1.65	-0.37	-0.44	-4.93	-0.90
1.0-1.5	-0.81	0.41	0.00	0.18	0.02	1.78	1.96	0.02	-0.87	-0.26	-2.29	-1.84
1.5-2.0	-1.07	-0.03	-0.27	-0.12	-1.34	1.82	1.70	-1.61	-0.24	-0.32	0.38	-1.19
2.0-2.5	0.30	-0.06	-0.69	-0.64	-1.16	1.61	0.97	-1.85	0.13	-0.37	0.91	0.02
2.5-3.0	-0.49	0.06	-1.27	-1.02	-0.19	1.91	0.89	-1.46	-0.05	-0.37	1.70	0.30
3.0-3.5	-2.85	-0.15	-1.88	-1.48	0.07	3.38	1.90	-1.81	-0.65	-0.37	3.51	-0.43
3.5-4.0	-4.09	-0.33	-2.28	-2.16	0.22	5.82	3.66	-2.06	-1.76	-0.37	3.72	1.23
4.0-4.5	-3.75	-0.58	-1.72	-2.38	0.34	6.31	3.93	-1.38	-2.49	-0.42	2.89	-1.82
4.5-5.0	0.25	0.10	-0.41	-1.40	-0.17	3.79	2.39	-0.58	-2.25	-0.40	1.12	0.65
5.0-5.5	3.81	0.52	0.30	0.07	-0.25	1.30	1.23	0.05	-1.29	-0.37	-1.05	2.90
5.5-6.0	2.08	-0.57	0.43	0.33	-0.55	0.41	0.74	-0.12	-0.04	-0.37	-0.78	0.95
6.0-6.5	-0.87	-1.33	0.64	-0.23	-1.28	0.68	0.45	-0.64	0.76	-0.29	0.51	-1.43
6.5-7.0	-0.72	-0.68	0.87	-0.35	-0.91	0.35	0.00	-0.04	1.16	-0.23	0.26	-0.25
7.0-7.5	-0.27	0.18	1.21	0.28	-0.09	-0.63	-0.35	1.12	1.50	-0.16	-0.36	1.66
7.5-8.0	-0.36		1.54	0.27	0.13	-1.25	-1.12	1.67	1.40	-0.09	-0.65	1.89
8.0-8.5	0.00	0.63	1.23	-0.45	0.09	-1.79	-2.24	1.32	0.68	-0.05	-0.32	0.02
TOTAL	-4.34	-0.51	-1.16	-9.28	-3.23	26.84	17.56	-4.39	-4.18	-5.18	1.62	0.58

表一：對10公里×10公里水平範圍及垂直高度0.5公里平均之後的渦流動能收支表，此表代表時間是1982年7月14日1647MDT，此處所有單位均為 WM^{-2} 。