

# 梅雨期間台灣豪雨個案之中尺度動能收支

蔡清彥

國立台灣大學  
大氣科學研究所

陳靜珣

中央氣象局  
科技中心

(中華民國七十七年二月四日收稿；二月二十二日定稿)

## 摘 要

本文採用Maddox's (1980)的尺度分離法及Carney and Vincent (1985, 1986)所發展的動能收支方程式，診斷分析1985年5月28日台灣豪雨個案之中尺度動能收支。此處所指的中尺度系統是指波長介於750與1900公里的系統。

由動能收支計算結果顯示，華南地區西南噴流可由非地轉風穿越等壓線所產生之能量轉換及垂直方向的尺度交互作用而形成的。當噴流形成之後，華南地區的西南噴流則以中尺度風場本身的垂直與水平平流，造成噴流之移動、維持與發展。然而對台灣西北海面的噴流而言，其維持與發展則須靠不同尺度間的水平及垂直的交互作用。

關鍵詞：梅雨，中尺度，動能分析

## 一、前言

氣候資料顯示台灣地區在5~6月間存在有一相當明顯的降水量相對最大值，此最大值在北部地區是次高峯，但在中南部則是主高峯（陳泰然和吳清吉，1978），此降水期即為台灣的梅雨期。國內過去有關梅雨之研究，已對梅雨綜觀尺度系統及大尺度環境有較深入的探討，且對梅雨期中尺度系統導致豪雨之重要性有所認識。但對梅雨期中尺度系統的結構、動力、其與大尺度環境的交互作用、及激發機制等問題，較少涉及。

陳泰然（1981，1984）分析NOAA 4、NOAA 5 氣象衛星紅外線雲圖，由雲系之分佈及變化的特徵來了解大尺度環流系統與梅雨鋒面系統之關連。由雲量及其距平分析顯示，梅雨鋒面的生成與印度洋西南季風及太平洋東北信風（或ITCZ

）之增強有密切關連。陳景森等（1986 a）經由傳統天氣資料的分析、衛星雲圖的演化及雷達回波的探討，得知台灣地區的豪雨主要是華南地區中尺度對流系統東移到台灣或由台灣海峽新生對流系統所產生的，而華南地區中尺度對流系統的發展和水平相當位溫的梯度關係密切。陳景森等（1986 b）利用客觀分析的方法探討有關中尺度對流系統生成及發展時熱力和運動方面的結構。蔡清彥、鄭寶鳳（1987）則分析梅雨期間低層噴流之結構及其與台灣豪雨之關係。林松錦（1986）採用Maddox's (1980)的客觀尺度分離法，分析中尺度對流系統，其結果顯示此法確能將中尺度高度場的特性有效的顯示出來。

爲了能進一步的了解梅雨期中尺度系統的激發

機制及其與大尺度環境的交互作用，本文乃針對梅雨期台灣豪雨個案之中尺度動能收支做更深入的分析。本文採用 Maddox's (1980) 的客觀尺度分離法，聯合 Barne's (1973) 的低頻濾波及 Doswell (1977) 的頻帶濾波客觀分析法，將氣象資料分離成大尺度氣象場與中尺度氣象場，兩者之和再定義成原始流場。由於資料的限制，本研究將無法探討較小的對流尺度與大範圍環境的交互作用，僅期望能將梅雨鋒面、低層的西南噴流、中尺度低壓等尺度約在 1000 至 2000 公里的中尺度系統有效的自原始流場中分離出來，再採用 Carney and Vincent (1985, 1986) 所發展的動能方程式，診斷分析 1985 年 5 月 28 日台灣豪雨個案的中尺度動能收支。

## 二、資料來源與計算方法

### 2.1 資料來源

1985 年 5 月 28 日、29 日兩天，由於梅雨鋒面及西南氣流的影響，台灣地區發生強烈的降水，從北到南各測站兩天的總降水量為：台北 110.4 mm，台中 156.3 mm，嘉義 119.5 mm，阿里山 361 mm，澎湖 251.7 mm，台南 241.4 mm，高雄 380.6 mm，恆春 278.6 mm，本文即採用此個案為分析對象。

本文所分析的區域大致包括北緯 20 度至北緯 40 度，東經 100 度至 135 度。以氣象局所存的 1985 年，5 月 25 日至 5 月 28 日每天兩個時刻 (10 Z, 12 Z) 的原始測站資料及紅外線衛星雲圖為資料來源。

### 2.2 尺度分離法

採用 Barnes (1973) 的客觀分析法，將測站資料內差至網格點上，並做尺度分離。我們先將各觀測時間及各指定層上的觀測資料做資料誤差的檢定工作。然後，將 Barnes (1973) 分析方法視為一低頻過濾器，將測站觀測資料修勻內差至網格點上，由此而求出大尺度變數分量；再採用 Doswell (1977) 的波段過濾器，定義中尺度變數

分量；最後將大尺度與中尺度變數分量相加，定義成實際的原始變數場。

#### (1) 低頻過濾的客觀分析

將兩度空間的氣象資料修勻並內差至各網格點上。首先，各網格點上氣象變數的猜測值以下式求出：

$$F^a(i, j) = \frac{\sum_{n=1}^N W_n F_n^a(x, y)}{\sum_{n=1}^N W_n} \quad (1)$$

利用(2)式求取網格點的分析值：

$$F(i, j) = F^a(i, j) + \frac{\sum_{n=1}^N W_n (F_n - F_n^a)}{\sum_{n=1}^N W_n} \quad (2)$$

其中  $F^a$ ， $F$  表網格點上的猜測值及分析值； $F_n^a$ ， $F_n$  表第  $n$  個測站的猜測值及觀測值；在採用公式(1)與(2)時，測站總數  $N$  並不一定相同。 $W_n$  表第  $n$  個測站對網格點的權重函數。

$$W_n = \exp(-d_n^2 / 4ak) \quad (3)$$

$d_n$  為第  $n$  個測站到網格點的距離， $k$  為決定權重函數形狀的因子， $a$  為加速收斂的因子。Barnes 求出第(3)式對於不同波長  $\lambda$  之反應函數為：

$$R = R_0 (1 + R_0^{n-1} - R_0^n) \quad (4)$$

$$R_0 = \exp(-4\pi^2 k / \lambda^2) \quad (5)$$

亦即反應函數是參數  $k$  及波長  $\lambda$  的函數。

#### (2) 頻帶過濾的客觀分析

Doswell (1977) 引用 Barnes (1973) 低頻過濾法，發展出頻帶過濾的客觀分析法，將兩次低頻過濾分析所得的差定義為頻帶過濾，由此可得最高的反應函數帶，發生於某一特定的波段區。令  $F_1$  及  $F_2$  代表經過低頻過濾器 (公式(2)) 處理

後的兩個變數場，相對應的反應函數因子為  $k_1$ ， $a_1$  及  $k_2$ ， $a_2$ 。經過頻帶過濾後的變數場及反應函數分別以下兩式求之：

$$F_B = \gamma (F_1 - F_2) \tag{6}$$

$$R_B = \gamma (R_1 - R_2) \tag{7}$$

$\gamma$  為一常數值，其效用是將反應函數最大值恢復至 100%。尺度分離的原則即在選定  $a_2$ ， $k_2$  使低頻過濾後的變數場  $F_2$  能代表大尺度環境；再選定  $a_1$ ， $k_1$  使頻帶過濾後的變數場  $F_B$  能適當的描述中尺度氣象場，而實際的原始變數場 ( $F_T$ ) 即為兩者之和。

$$F_T = F_B + F_2$$

(3) 尺度分離的計算方法

將資料尺度分離方法應用於中尺度氣象的分析與診斷上，所面臨的第一個問題即為如何決定中尺度天氣系統的波長。

為了配合動能收支的計算，本文所採用的波長乃根據下述原則來決定。先將變數場分為兩種不同尺度後，其動能即為  $k_T = k_L + k_m + \vec{V}_L \cdot \vec{V}_m$ ；其中  $k_L = \frac{1}{2} \vec{V}_L \cdot \vec{V}_L$  為大尺度系統功能， $k_m = \frac{1}{2} \vec{V}_m \cdot \vec{V}_m$  為中尺度系統之功能。為使大尺度風場 ( $\vec{V}_L$ ) 及中尺度風場 ( $\vec{V}_m$ ) 具有相互獨立性，應使  $\vec{V}_L \cdot \vec{V}_m$  的面積平均值趨近於零，配合此條件及雲圖的分析，我們最後選擇 1000 公里為所分析中尺度系統的波長。

本文採用前 12 小時的觀測資料做測站上的猜測值 ( $F_s^e$ )，以該時刻的測站資料做為測站上的分析值 ( $F_a$ )，再分別以公式(1)與(2)求出網格點上的猜測值 ( $F^e$ ) 及分析值 ( $F$ )。在波長 1000 公里處，採用  $a_1$  及  $a_2$  的數值為 0.2 及 0.9；反應率  $R_1$  及  $R_2$  為 0.9 及 0.1； $k_1$  及  $k_2$  則利用公式(4)與(5)求得  $k_1 = 10152$ ， $k_2 = 201600$ ，其反應函數即如圖 1 所示。由圖中可知大尺度變數場 ( $F_2$ )，可代表所有波長大於 1900 公里的波動；而中尺度變數場 ( $F_B$ )，則表示波長介於 750 至 1900 公里間的波動。在此，為消除分析區域的邊界問題

，測站資料的取得為分析區域向四週擴展 10 度。

2.3 垂直速度之計算

垂直速度之計算係利用運動學法，以積分連續方程式求得，且採用 O'Brink (1970) 之方法調整水平輻散度及垂直速度，以解決因觀測引起的累積誤差；以絕熱法求得 100 毫巴的垂直速度作為上邊界值；考慮地形效應及摩擦作用求取 850 毫巴的垂直速度場做為下邊界值；在對連續方程式積分前於垂直方向採用 Cubic-Splin 內差法將資料內差成 50 毫巴一層的資料場。垂直運動的計算方法如下：

調整過後，其一層的垂直速度為：

$$W_k' = W_k - \left( \frac{\sum_{i=1}^k li}{\sum_{i=1}^m li} \right) ($$

$$W_m - W_T) \tag{8}$$

式中  $li = P_0 - P_i$ ， $m$  為總層數， $W_m$  為未調整的頂層垂直速度， $W_T$  為以絕熱法求得的頂層 (100 毫巴) 垂直速度。 $W_k$  為第  $k$  層未修正的垂直速度。 $W_T$ ， $W_k$  分別以下兩式求得：

$$W_T = \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T \right) / \left( R_d T / PC_p - \partial T / \partial P \right) \tag{9}$$

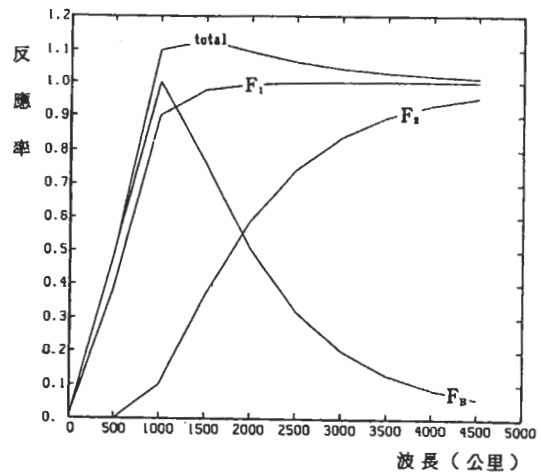


圖 1：尺度分離的反應函數圖

式中  $T$  為氣溫,  $R_d$  為乾空氣氣體常數,  $C_p$  為定壓比容。

$$W_k = W_0 + \sum_{i=1}^k \bar{D}_i \Delta P \quad (10)$$

(10) 式中  $W_0$  為下邊界之垂直速度,  $\Delta P$  為兩氣壓層間的氣壓差,  $\bar{D}_k$  為  $k-1$  至  $k$  層的平均水平輻散度, 下邊界值  $W_0$  係起因於 (A) 沿著地形坡度所引起的垂直速度  $W_t$  及 (B) 由於地面邊界層摩擦效應所引發的垂直速度  $W_f$ 。  $W_t$ ,  $W_f$ ,  $W_0$  可由下列方式求之:

$$W_t = -l_0 g \bar{V} \cdot \nabla h \quad (11)$$

$$W_f = -\rho_0 g \zeta_g \sqrt{k' / \partial f} \quad (12)$$

$$W_0 = W_t + W_f \quad (13)$$

式中  $\rho_0$  為地表面空氣密度,  $h$  為地形高度,  $g$  為重力加速度,  $\zeta_g$  為地轉相對渦度,  $k' = 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $f$  為科氏參數。

#### 2.4 動能收支的計算

採用 Carney and Vincent (1985) 所發展的中尺度動能收支方程式, 計算 1985 年, 5 月 28 日台灣豪雨個案之中尺度動能收支情形。動能收支方程式如下所示:

$$\partial k_m / \partial t = -\bar{V}_m \cdot \nabla_p \phi_m - \bar{V}_m \cdot (\bar{V}_m \cdot \nabla) \quad (1)$$

$$\bar{V}_m \cdot \nabla (\bar{V}_L \cdot \nabla) \bar{V}_m - \bar{V}_m \cdot \nabla \quad (2)$$

$$(\bar{V}_m \cdot \nabla) \bar{V}_L - \bar{V}_m \cdot (W_m \partial \quad (3)$$

$$\bar{V}_m / \partial P) - \bar{V}_m \cdot (W_L \partial \bar{V}_m / \quad (4)$$

$$\partial P) - \bar{V}_m \cdot (W_m \partial \bar{V}_L / \partial P) \quad (5)$$

$$+ D \quad (6)$$

$$(7)$$

上式中, 註標  $m$  為中尺度風場,  $L$  則代表大尺度風場。公式 (4) 中左邊代表中尺度動能的時間變化率,

右邊第 (一) 項代表由中尺度風場穿越中尺度等高線所形成的中尺度動能生成項。第 (二)、(三) 項代表中尺度風場對中尺度動能的水平與垂直平流項。第 (四)、(五) 及 (六) 項代表非線性尺度交互作用。  $D$  為剩餘項, 包括不可解析之尺度交互作用、摩擦作用及計算誤差等。

於計算動能收支的各項前, 利用 Cubic-Spline 的內差法, 將各標準層的資料組垂直內差為每 50 毫巴一層的資料組。 (14) 式左邊的動能變化項以後差法 (backward scheme) 求得。式中的水平微分以中差法近似, 垂直微分則以前差法近似。

### 三、結果分析

本文所採用的個案時間從 1985 年 5 月 26 日 00 Z 至 5 月 28 日 12 Z。圖 2 a 至 2 f 為 26 日 00 Z 至 28 日 12 Z 每 12 小時的紅外線衛星雲圖, 在 26 日 00 Z, 梅雨鋒面已形成於華南地區, 此時的雲圖 (圖 2 a) 顯示, 華中、華北一帶皆為廣大雲區所覆蓋, 此雲系之強度逐漸發展, 並向東南移動, 至 26 日 12 Z 到達華南地區 (圖 2 b) [此張雲圖色調本身有誤, 非雲系強度減弱], 此對流雲帶進一步發展, 並於 27 日 00 Z 在華南沿海附近, 發展成強烈的 MCS。雲帶 (圖 2 c); 27 日 12 Z, (圖 2 d), 此對流雲帶向東南移動, 接近台灣地區。到 28 日 00 Z (圖 2 e), 此 MCS。雲帶到達台灣, 台灣大部分地區發生強烈豪雨, 至 28 日 12 Z, (圖 2 f), MCS。雲帶移至台灣南方海面上。

圖 3 為 850 mb 經過尺度分離的計算後, 所獲得的中尺度風場。26 日 00 Z 於華南地區, ( $24^\circ \text{ N}$ ,  $109^\circ \text{ E}$ ) 至 ( $27^\circ \text{ N}$ ,  $112^\circ \text{ E}$ ) 有一西南氣流強風軸。於 26 日 12 Z 此強風軸往東移到 ( $24^\circ \text{ N}$ ,  $114^\circ \text{ E}$ ) 至 ( $27^\circ \text{ N}$ ,  $118^\circ \text{ E}$ ), (圖 3 b)。於 27 日 00 Z 及 12 Z, 此強風軸則位於 MCS。雲帶之南方。在 28 日 00 Z 及 12 Z, MCS。及強風軸均位於台灣海峽上空, 由於風場資料不足, 無法明確判定 MCS。與強風軸之相對位置。

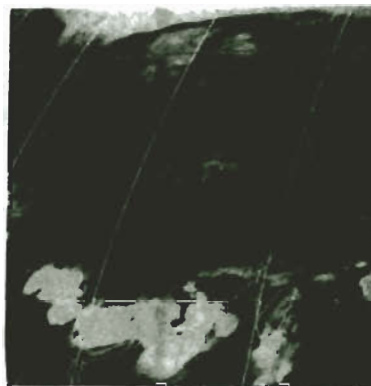
圖 4 為利用中尺度風場及運動學法所求得的

700 mb 中尺度垂直風場。比較圖 2 及圖 4，我們可知垂直速度場與雲系相當一致。在 MCS 雲系未形成之前（26 日 12 Z），華南地區已有相當大範圍的上升運動。在 27 日 00 Z（圖 4 c），大陸沿海地區有一帶狀的上升運動區，而在 MCS 雲系

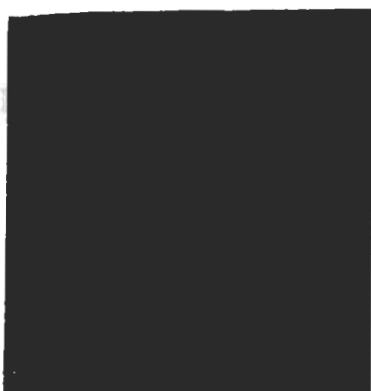
所在的區域有較強的上升運動。隨著 MCS 的消散，上升運動減弱或轉為下降運動。在 28 日 00 Z（圖 4 e），MCS 雲系已移至台灣南部且有加強的趨勢。從垂直速度的分佈圖亦可看出，台灣南部的上升運動確實於此時達到最大。到了 28 日 12 Z（



26 日 00 Z (a)



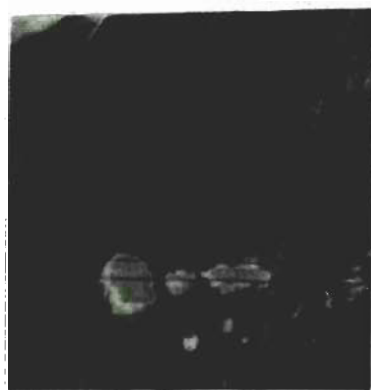
27 日 12 Z (d)



26 日 12 Z (b)



28 日 00 Z (e)



27 日 00 Z (c)



28 日 12 Z (f)

圖 2：1985 年 5 月 26 日至 28 日每 12 小時紅外線衛星雲圖



圖 4 f )，大陸沿海地區多為下降運動區，僅剩台灣北部及北部海面為上升區，由雲圖可知，此時為 MCS。雲系的消散期。

為了進一步了解華南地區西南噴流的形成、維

持及發展的機制，本文計算中尺度動能方程式(公式(4))中各項在研究範圍內的水平分佈情形。此個案中尺度西南噴流的發展可由不同時刻動能(圖 4)及動能時間變化率(圖 5)的水平分佈圖，來做

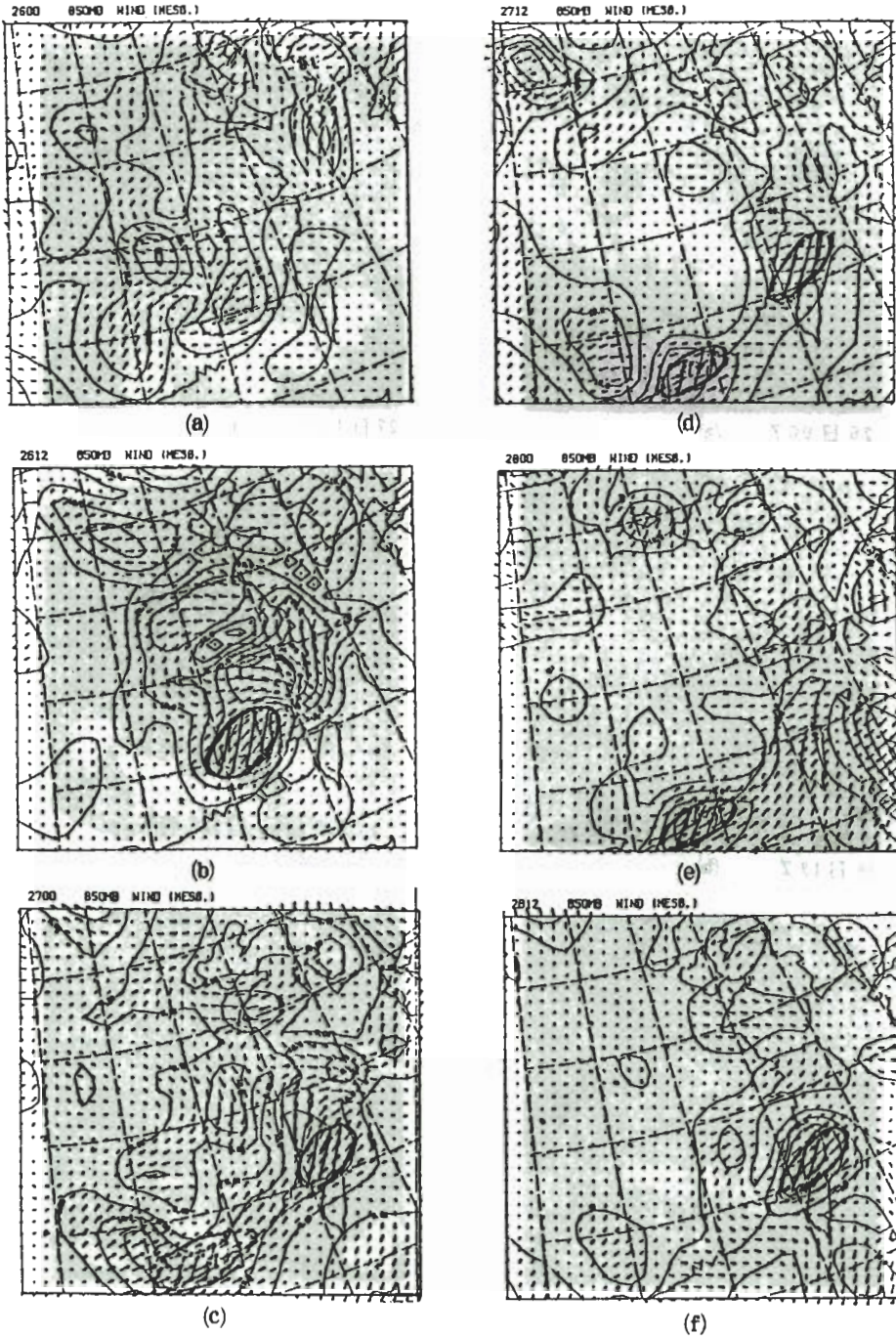


圖 3：850 mb 中尺度風場(間距： $5 \text{ ms}^{-1}$ )斜線區域為本文所分析的西南強風區

更確切的分析。由圖4及圖3得知，於26日00Z西南噴流動能最大中心位於(23°-27°N, 107°-112°E)，其最大值約為90 m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>，26日12Z，(圖4b)，西南噴流軸呈東北-西南走向，由

(28°N, 117°E)往西南延伸至(25°N, 115°E)，此時最大動能已增加至200 m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>以上，27日00Z及27日12Z(圖4c及4d)，西南噴流最大動能軸線沿著華南，呈東北-西南走向，其最

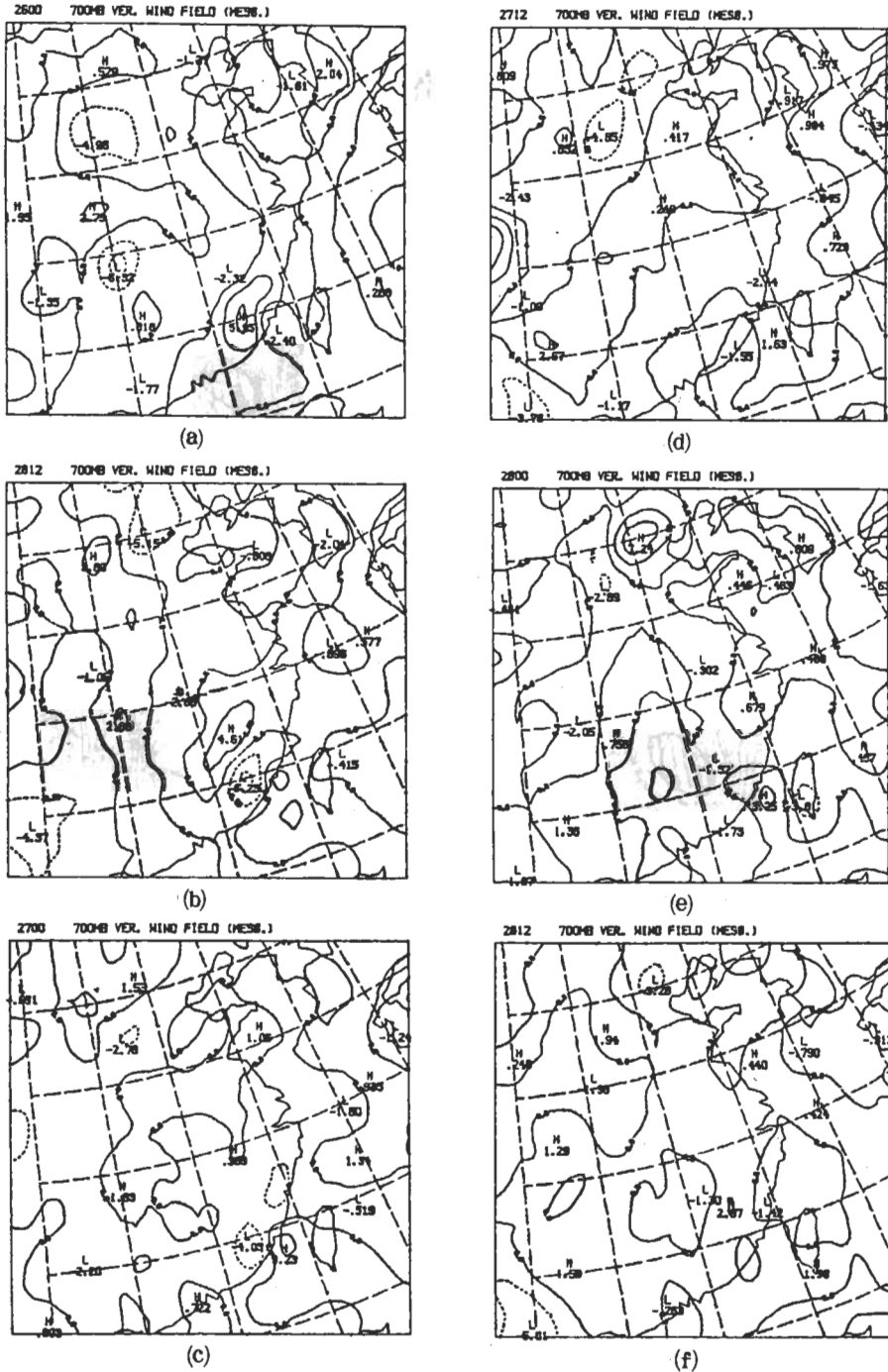


圖4：中尺度垂直風場(單位 mbs<sup>-1</sup>)圖中虛線部分表上升運動

大動能值約為  $160 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ，28日 00 Z (圖 4 e) 最大動能軸線移出陸地，仍呈東北西南走向，最大動能軸心值約為  $163 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ；28日 12 Z，(圖 4 f)，西南噴流最大動能中心出現於台灣西北海面

，其值為  $120 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 。

我們以 Term 0 代表動能的時間變化率項 ( $\partial k / \partial t$ )。圖 5 為 term 0 在各時間的水平分佈圖。其中圖 5 a (26日 00 Z) 代表 26日 00 Z 的

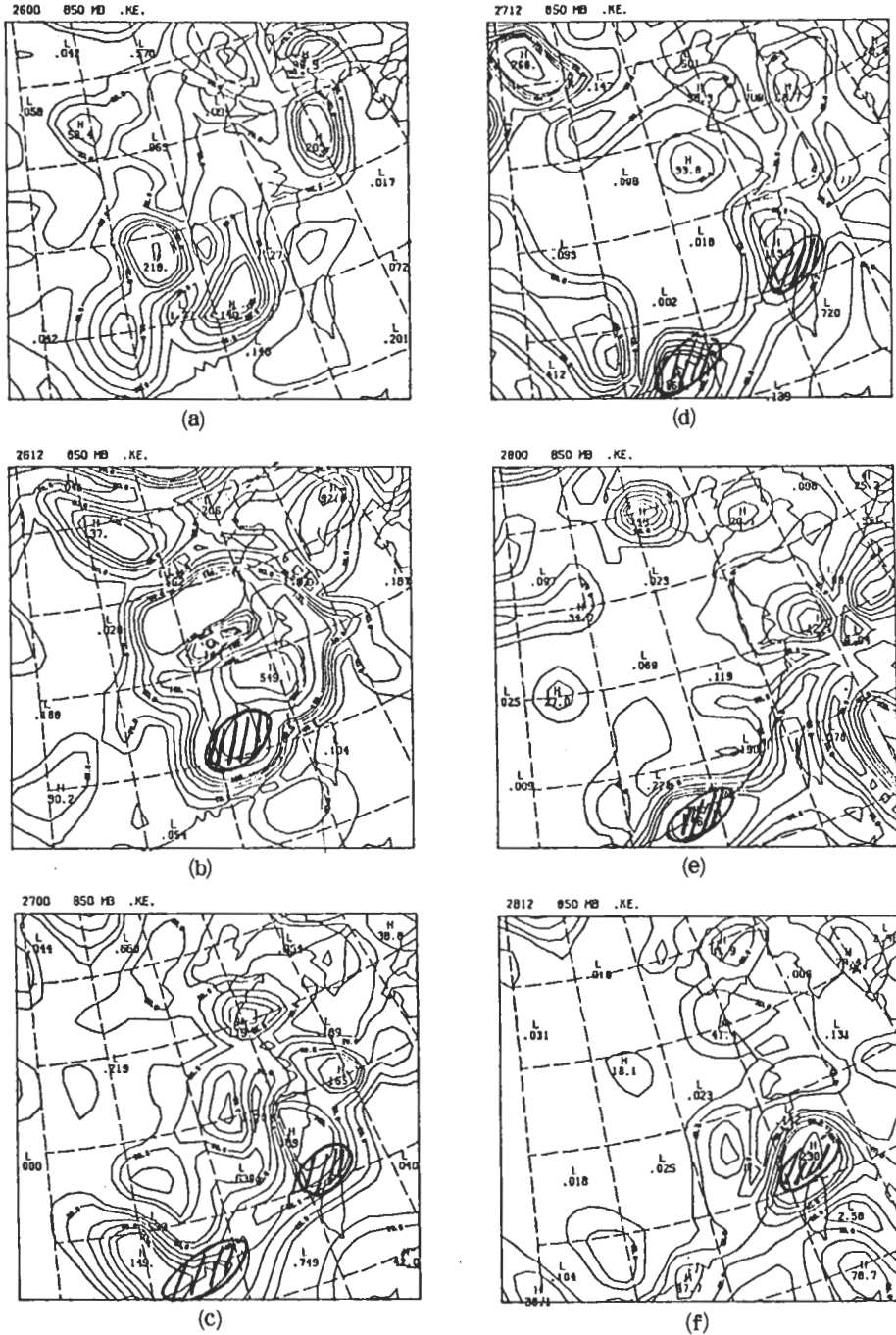


圖 5：850 mb 中尺度風場動能的水平分佈 (單位： $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ )



動能減去25日12Z的動能，再除以12小時，以此類推。本文注重在中尺度西南噴流之動能收支的討論。配合中尺度風場的分佈（圖3），於26日00Z至28日12Z，華南地區及台灣沿海附近，相對於西

南噴流的存在區，皆有一動能增加區，其地理分佈情形如圖5中的斜線區域。26日12Z，（圖5b），最大中心位於（24°—27°N，114°—117°E）；27日00Z，（圖5c），最大中心位於（

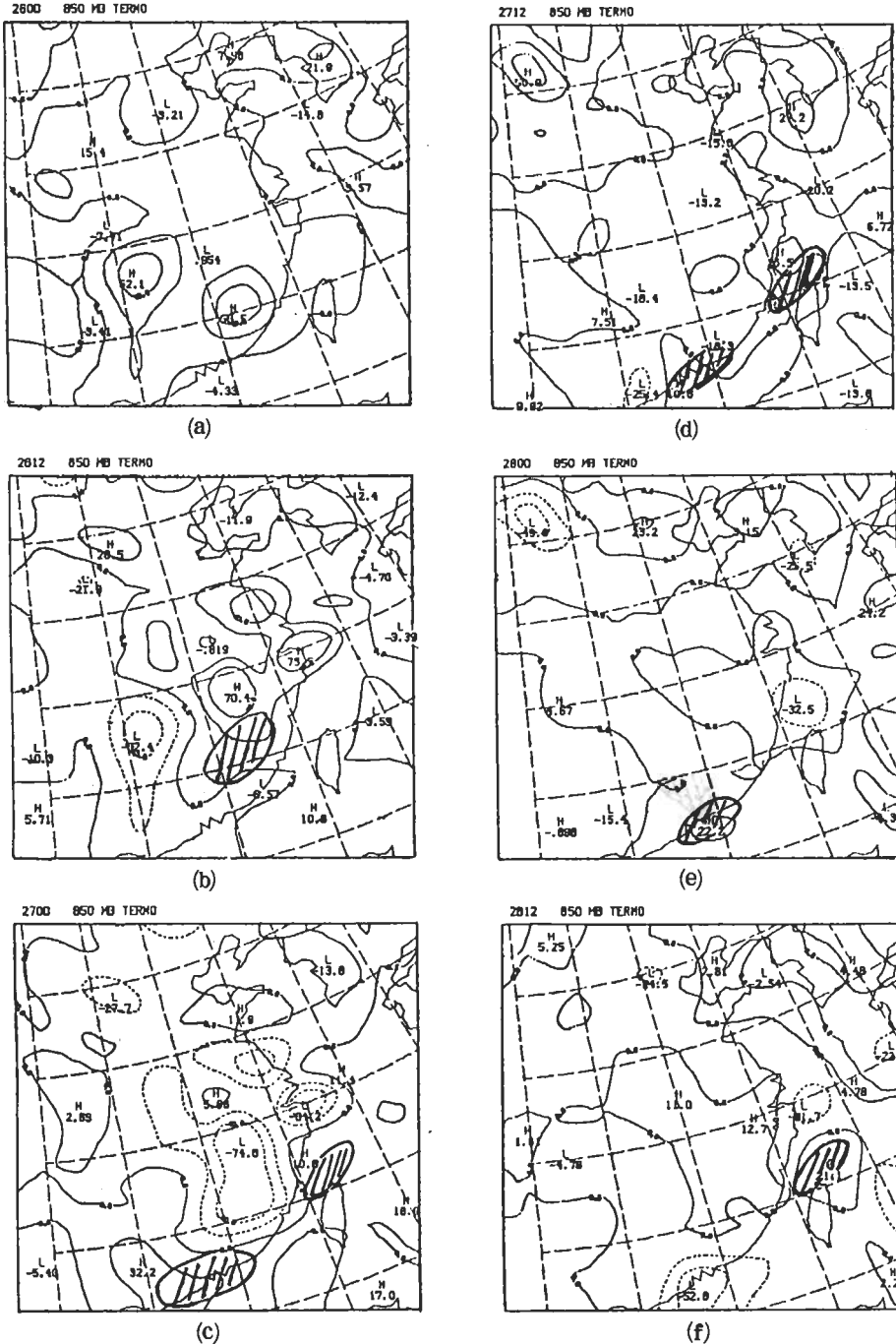


圖6：中尺度動能收支局部變率項於850mb的水平分佈圖（單位： $10^{-4}m^2s^{-2}$ ）。  
圖中虛線代表負值，斜線區域為本文所分析的西南強風區。

20°—23°N, 107°—116°E), 於台灣北部另有一相對於西南氣流的動能增加區。27日12Z, (圖5d), 於浙江及廣東沿岸有兩個動能增加區。28日00Z, (圖5e), 動能增加區南移至廣東

沿岸及其南方海上。至28日12Z, (圖5f), 台灣北部有一動能增加區。

Term 1 代表動能生成項 ( $-\vec{V}_m \cdot \nabla \phi_m$ )。其水平分佈情形如圖6所示。此項為穿越等壓線

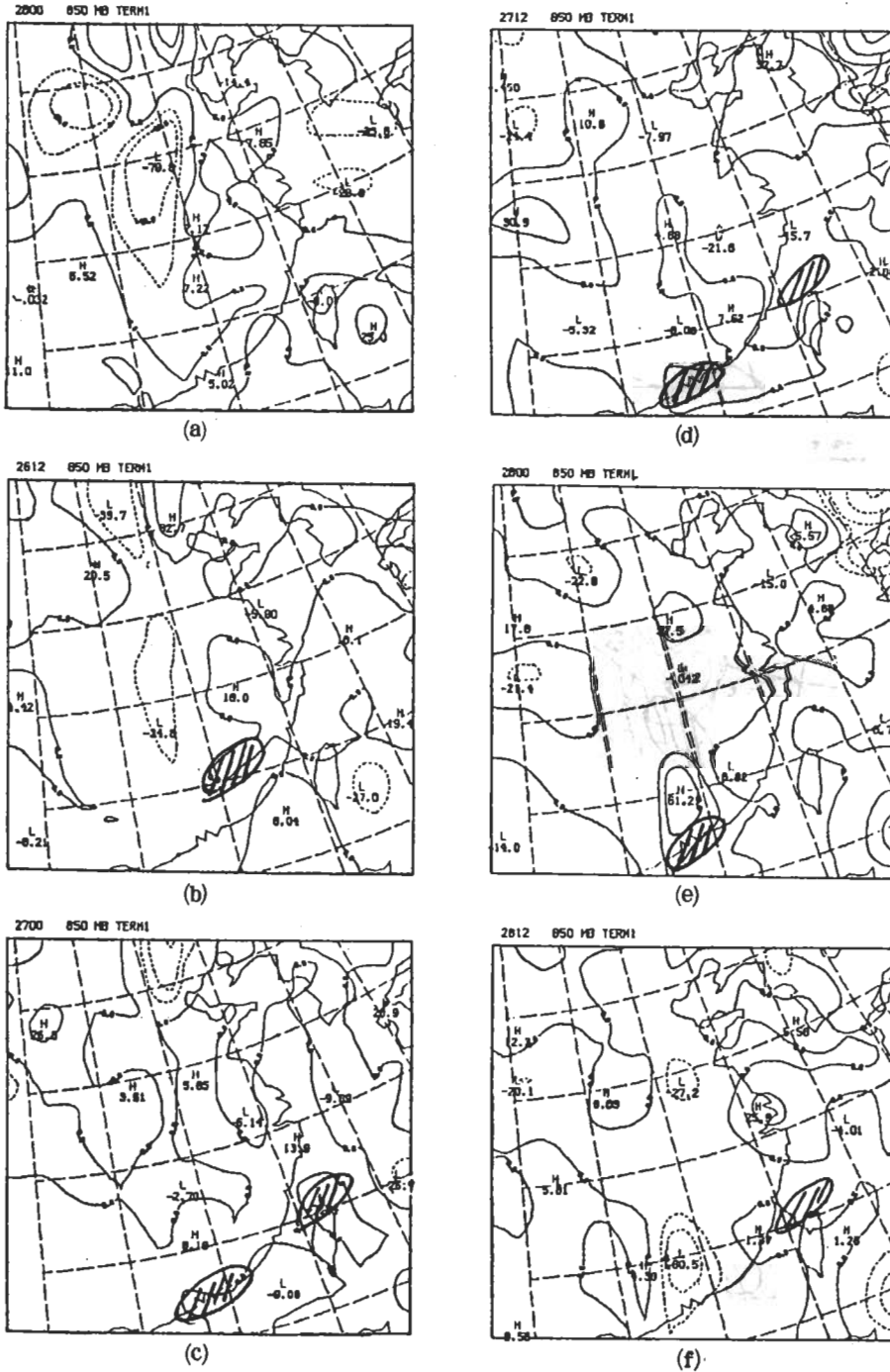


圖7：同圖6，但為動能生成項。

氣流即偏地轉風 (ageostrophic wind)，所造成的動能生成項。於26日 12 Z，(圖 6 b)，在西南氣流動能增加區大致上為正值，亦即生成項對動能增加有正效應。自27日 00 Z 起，動能生成項對

西南氣流動能增加率的正效應已不顯著，顯示穿越等壓線的偏地轉風有減弱之趨勢，由風場分佈(圖 3)，可知於該時段內，最大風速帶值的變化不大，顯示此地轉調整過程，可能是由質量場調整至風

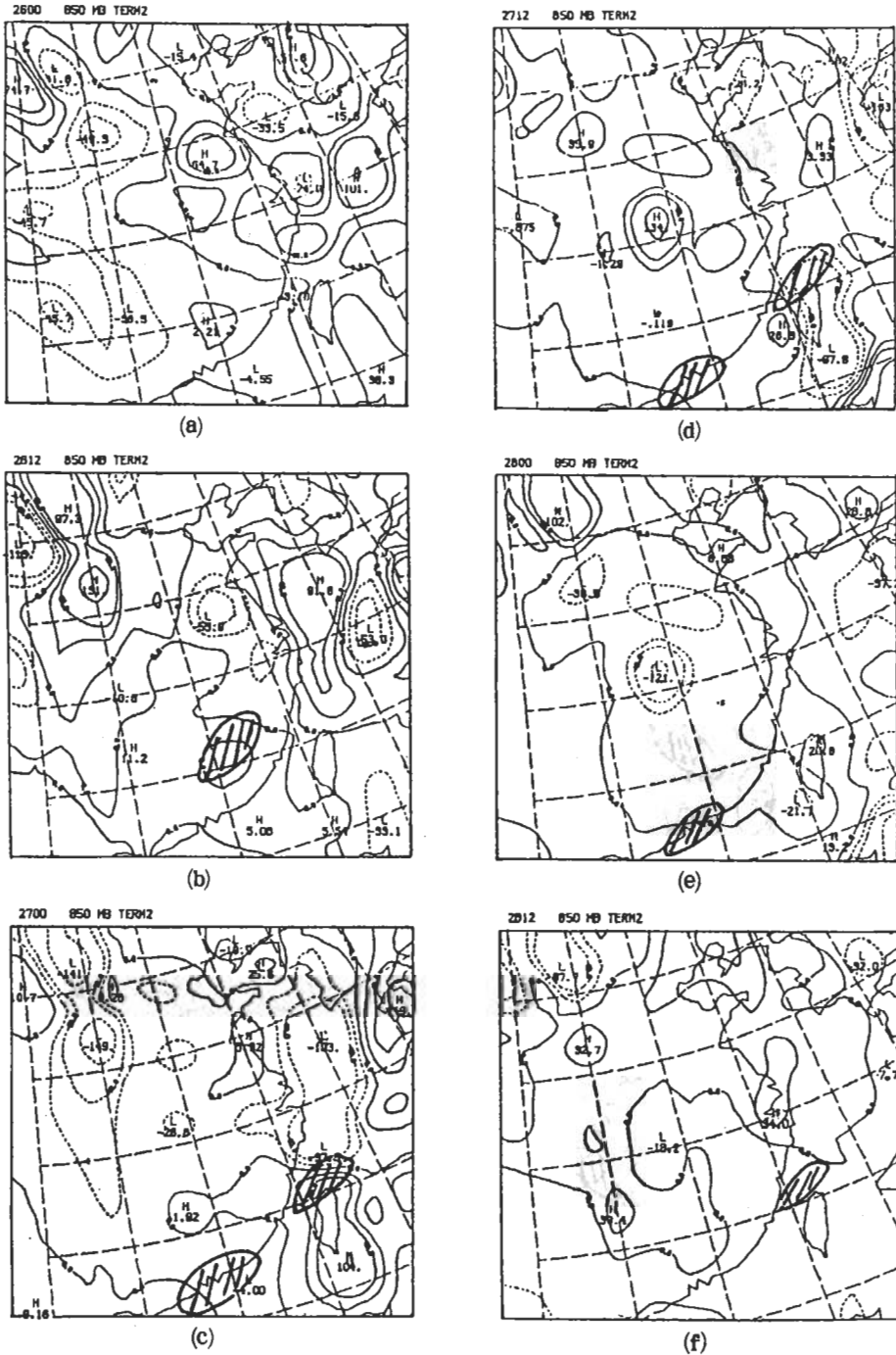


圖 8：同圖 6，但為動能水平平流項。

場的過程比較重要，使氣流轉為地轉平衡。

圖7為中尺度動能水平平流項  $(-\vec{V}_m \cdot (\vec{V}_m \cdot \nabla) \vec{V}_m)$ 。一般而言，此項效應的水平分佈與850 mb 華南噴流區有極大的相關，此項的最

大正值均位於華南噴流的下游，其值的變化則與強風軸的強度有正相關。27日00Z，(圖7c)，對於廣東省境內的西南噴流而言，此項為正效應，且最大正值位於最大動能增加區(圖5e)的西北

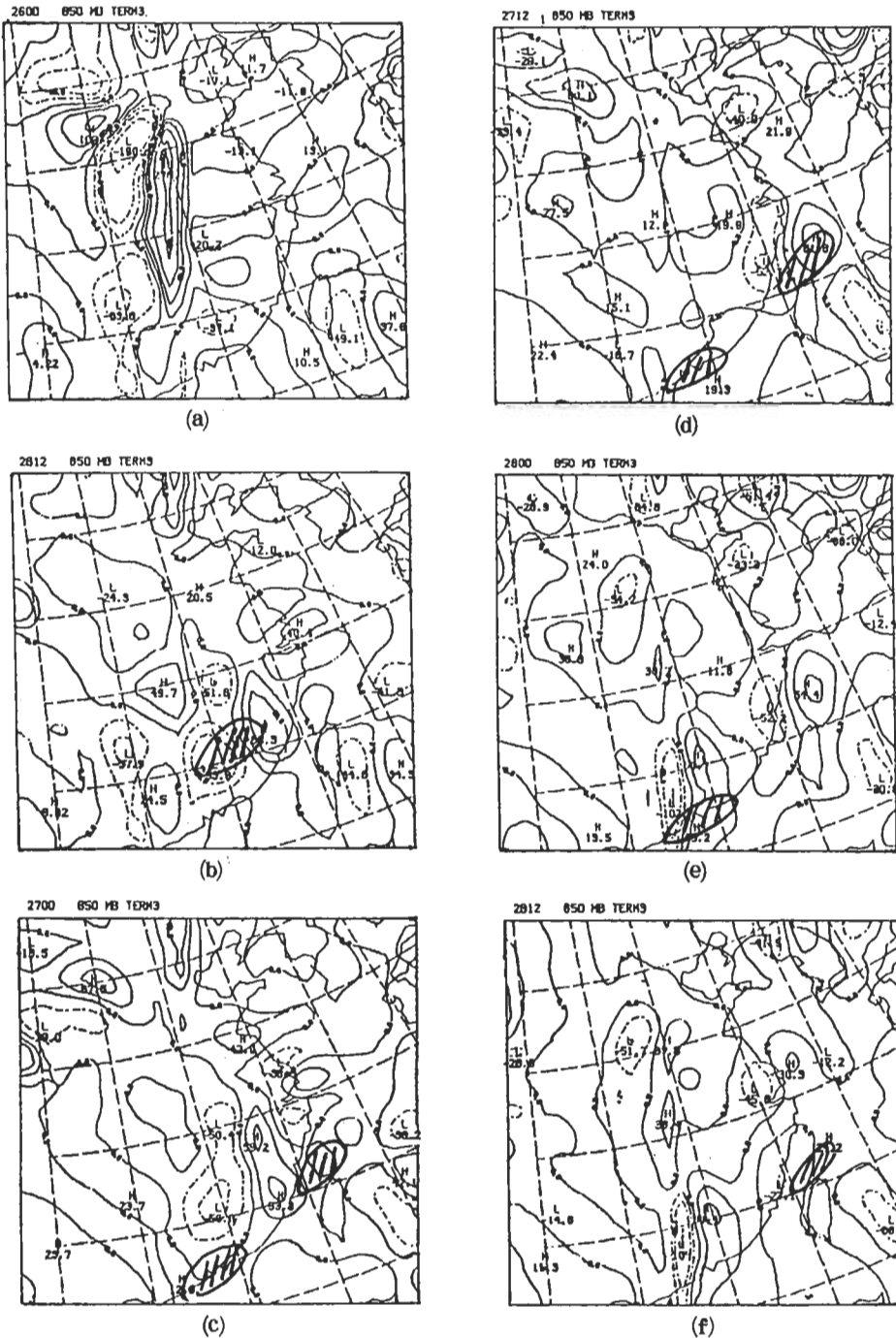
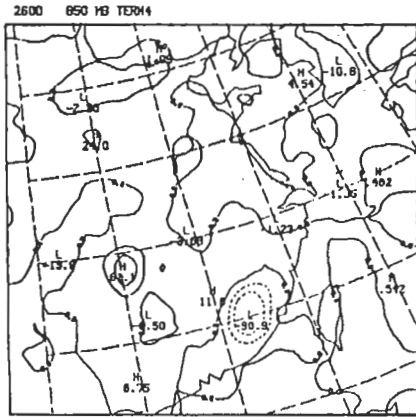


圖9：同圖6，但為水平尺度交互作用項。

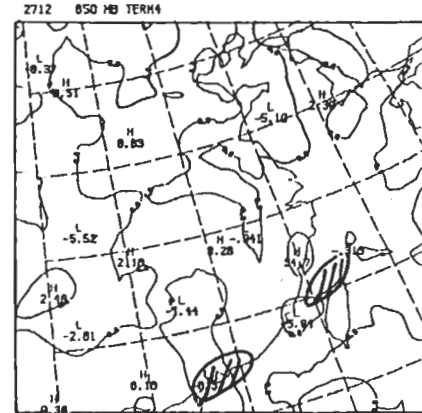
部。但，此項由27日12Z的正效應漸轉為28日12Z的負效應。由此可知，當西南噴流形成後，中尺度風場的平流效應可維持華南西南噴流的成長。在28日00Z，台灣北方海面並無動能增加區，顯示28

日12Z台灣北方海面的西南噴流似由28日00Z廣東沿岸的西南強風軸向東北移動而言。

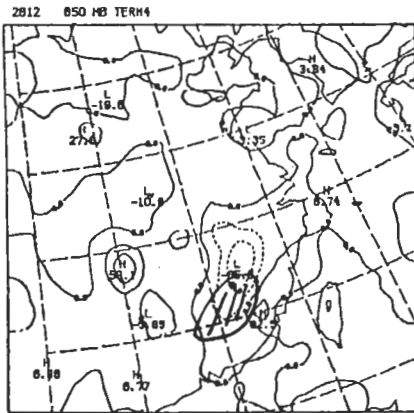
Term 3 為尺度間的水平交互作用項，包括  $(-\vec{V}_m \cdot (\vec{V}_L \cdot \nabla) \vec{V}_m)$  及  $-\vec{V}_m \cdot (\vec{V}_m \cdot \nabla)$



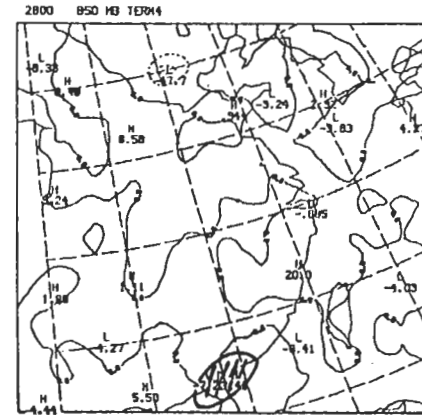
(a)



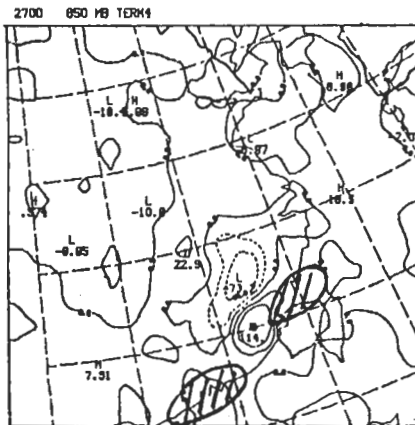
(d)



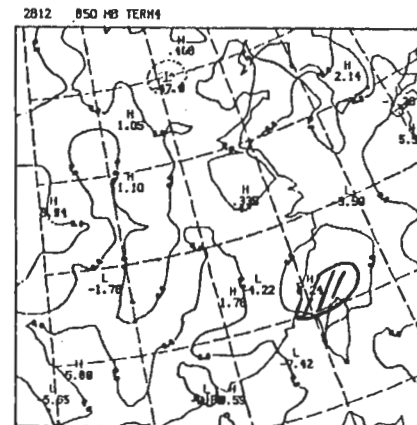
(b)



(e)



(c)



(f)

圖10：同圖6，但為動能垂直平流項。



)  $\vec{V}_L$ ) 項，即大尺度風場對中尺度風場的動能水平平流量與水平非線性交作用量。26日 12 Z (圖 8 b)，於福建沿海有一正中心，但相對於西南噴流最大動能增加區，此項則為負效應。27日 00 Z (

圖 8 c)，對廣東沿海的噴流而言，此項為負效應，於台灣西北海面的最大動能增加區為正效應。27日 12 Z，(圖 8 d)，對廣東沿岸的最大動能增加區此項為正效應，於台灣北部海面此項有一正中心

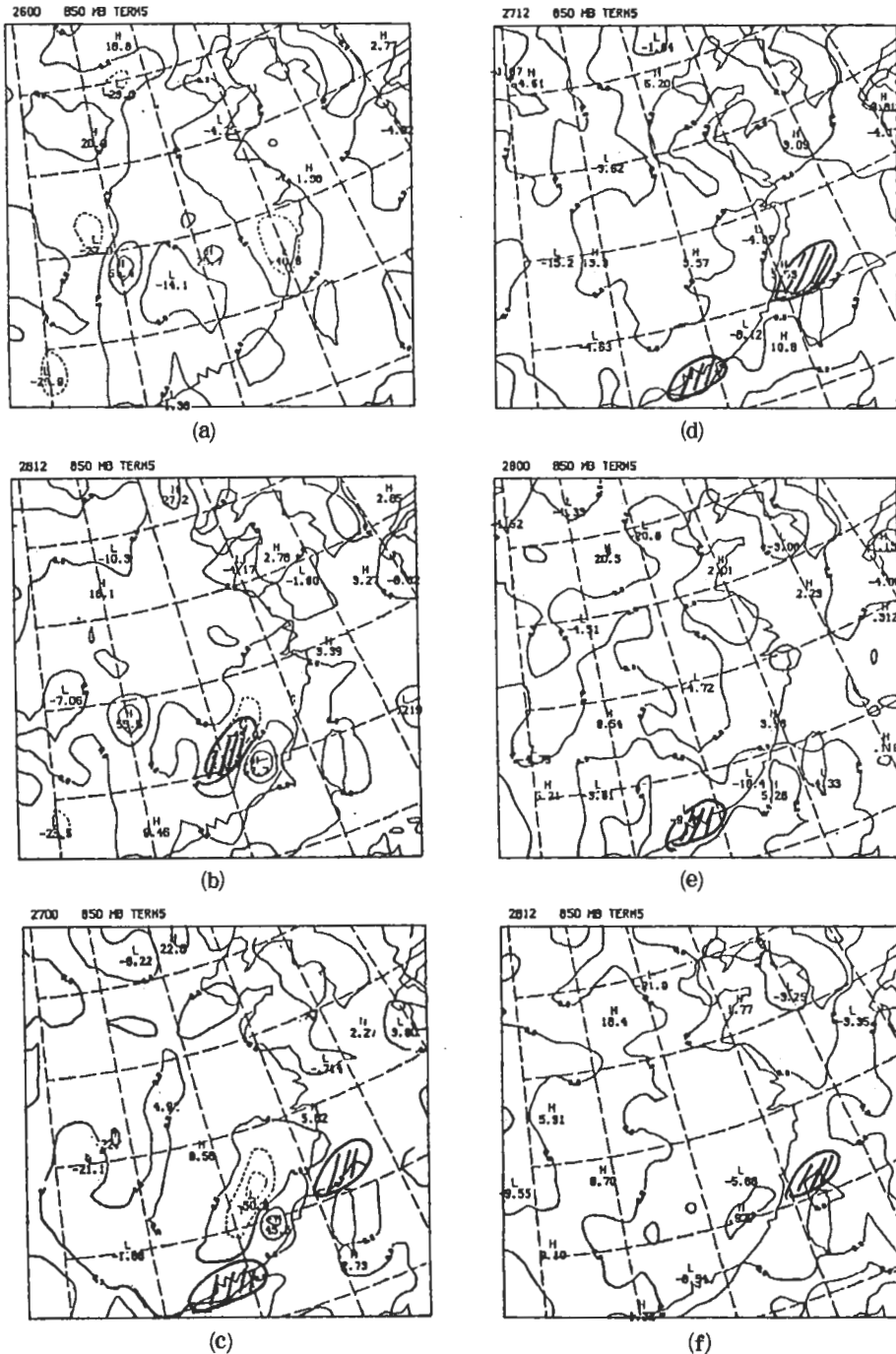


圖 11：同圖 6，但為垂直尺度交互作用項。

存在，位於最大動能增加區的東側。28日 00 Z，(圖 8 e)，此項對動能增加率而言仍是負效應，但於 28日 12 Z (圖 8 f) 此項的正中心位於台灣西北海面之西南噴流出區的右側，對西南噴流的動能

增加率提供正效應。

Term 4 為中尺度風場的垂直平流效應， $(-\vec{V}_m \cdot (W_m \cdot (\partial \vec{V}_m / \partial P)))$ 。27日 00 Z，(圖 9 c)，對於廣東沿岸動能增加區的西半區

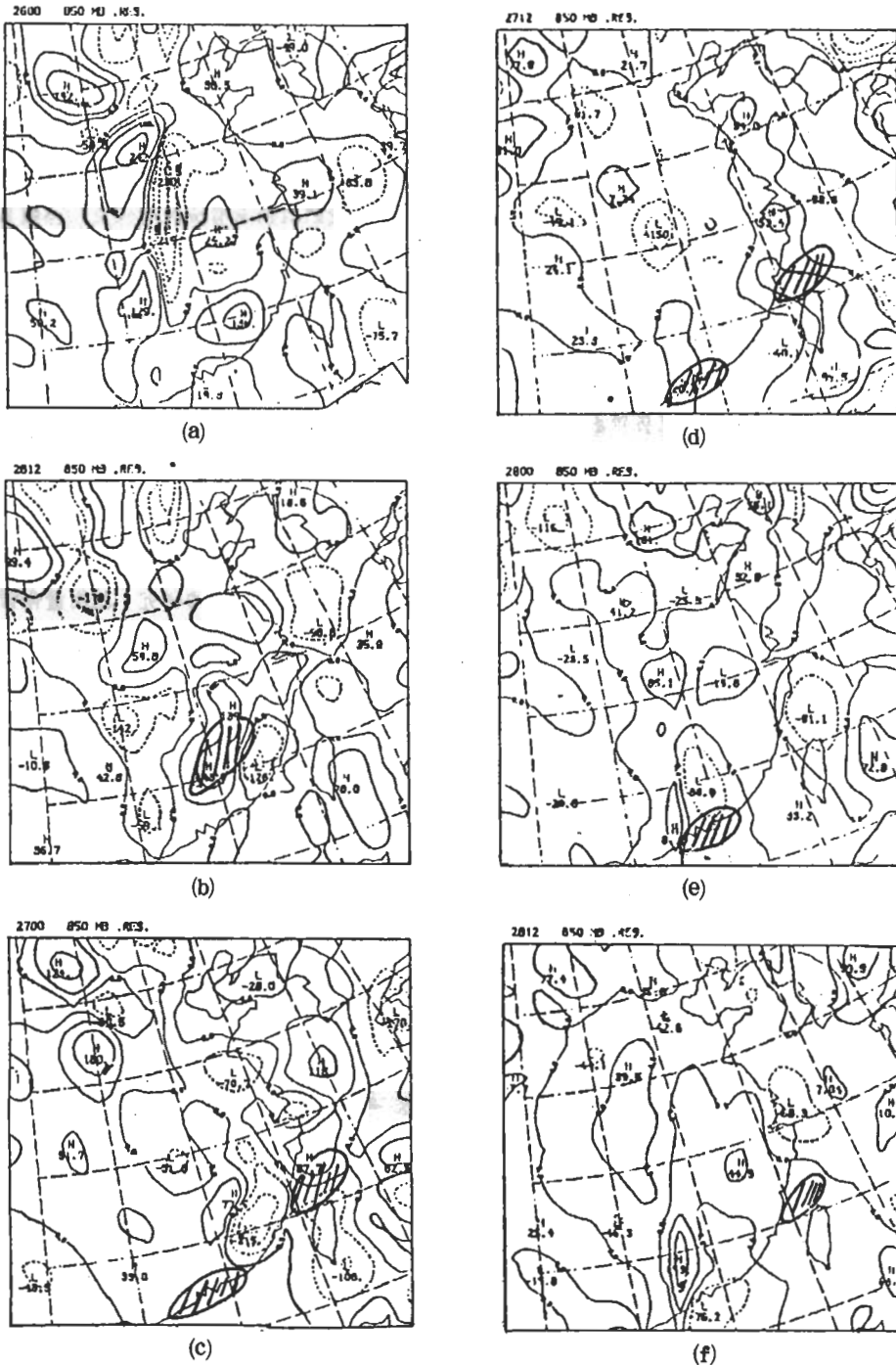


圖12：同圖 6，但為剩餘項。

，此項有正的效應；27日12Z，（圖9d），動能增加區的東半區，此項有正效應；28日00Z，此項仍為正效應。

Term 5 為垂直方向的尺度交互作用項，包含大尺度風場對中尺度動能的垂直平流效應（ $-\vec{V}_m \cdot (W_L \cdot (\partial \vec{V}_m / \partial P))$ ）及垂直方向的非線性交互作用項（ $-\vec{V}_m \cdot (W_m \cdot (\partial \vec{V}_L / \partial P))$ ）。26日12Z，（圖10b），於福建省境內有一正區存在，此區恰與強風軸動能增加區的東半區相重合；27日00Z（圖10c），於動能增加區的東半區，此項亦為負效應。相對應於台灣北部的動能增加區，此項亦為負貢獻；於27日12Z（圖10d），對廣東沿海此項為負效應，但，於台灣北部此項則為正效應。28日00Z（圖10e）及28日12Z（圖10f），此項對動能增加率皆為負貢獻。

圖11為動能收支中剩餘項的水平分佈情形。包括摩擦作用，可解析尺度與未可解析尺度運動間的交互作用，以及動能收支方程中各項計算方法的誤差，資料的不正確引起的誤差，控制方程式中物理及數學假設引起的誤差等。由圖11的分佈情形看來，剩餘項含有多處正值，表示有動能的能量源。剩餘項的正區中心位置約位於強風速帶的左後方或右前方，此可能與積雲對流的動量傳送有關。26日12Z（圖11b），在動能增加區此項為正效應。27日00Z（圖11c），華南地區的動能增加區，此項亦有一最大區相對應。但，於台灣北部的動能增加區，此項為負效應。

27日12Z（圖11d），剩餘項在西南噴流的西半部提供動能；28日00Z（圖11e），此項對噴流的動能增加亦為正效應；28日12Z（圖11f），剩餘項在台灣西北海面的動能增加區為正效應。

由以上分析結果顯示，於26日12Z，華南地區由於非地轉風穿越等壓線及尺度間的垂直非線性交互作用，造成強風軸的形成。而後，中尺度系統動能的水平與垂直平流項及剩餘項造成廣東沿岸強風軸的維持與加強。台灣西北海面，則仍由尺度間水平的非線性交互作用促使西南噴流動能的增加。自27日12Z後，廣東沿岸的強風軸則由剩餘項及中尺

度風場的水平平流來增加動能。台灣北部海面的動能增加區則除剩餘項的正效應外，另一主要動能來源則為水平的非線性交互作用，此一動能增加區於28日00Z即不存在於台灣北部附近海面。

#### 四、結論

採用 Maddox's (1980) 尺度分離的方法，分析梅雨期間台灣地區豪雨個案。於動能收支的計算中，我們對西南噴流的形成及加強機制有更進一步的瞭解。

經由各計算結果的分析可知：在此個案中，非地轉風穿越等壓線及不同尺度間的交互作用造成強風軸的形成，後來中尺度風場平流效應的正貢獻造成強風軸的往下游移動，而剩餘項的效應亦可使強風軸強度增強，台灣北部的強風軸則主要由水平非線性交互作用而來。

本文的研究結果可能需要更多的個案分析來支持，也需要更進一步的研究，利用量化資料的討論來更確切的描述此結論。

#### 誌謝

本文在國科會補助專題研究計畫，編號NSC-75-0202-M002-16 支持下完成。在研究進行期間，承蒙台大大氣科學系林和及柯文雄兩位教授提供寶貴意見，並參與討論。另外我們感謝兩位審查者的細心閱讀與建議，使得本文能有大幅的品質改進。

#### 參考文獻

- 丘台光、廖學鎰，1984：華南及鄰近地區中尺度對流系統之研究，大氣科學，11，85-100。
- 林松錦、丘台光，1986：客觀尺度分離法及其在中尺度對流系統分析之應用，第四屆大氣科學研討會，150-165。

- 紀水上、陳泰然，1984：1981年5月27—28日華南及台灣地區中尺度對流複合系統之初步分析，天氣分析與預報研討會，95—115。
- 陳景森、丘台光、王時鼎，1986 a：梅雨期間中尺度對流系統的初步研究（I）中尺度系統的演化，第四屆大氣科學研討會，217—233。
- 陳景森、丘台光、王時鼎，1986 b：梅雨期間中尺度對流系統的初步研究（II）低層環境的客觀分析，第四屆大氣科學研討會，235—249。
- 廖學鎰、羅季康，1986：梅雨期間中尺度對流系統的初步分析，第四屆大氣科學研討會，15—22。
- 蔡清彥、鄭寶鳳，1987：台灣地區梅雨期間低層噴流的結構分析及其與發生豪雨的關係，大氣科學，15，1—16。
- Barnes, S.L., 1973: A technique for maximizing details in numerical weather map analysis, J. Appl. Meteor., 3, 396-409.
- Bettge, T.W., and D.P. Baumhelfner, 1980: A method to decompose the spatial characteristics of meteorological variables within a limited domain, Mon. Wea. Rev., 108, 843-854.
- Carney, T.Q. and D.G. Vincent, 1985: Meso-synoptic scale interactions during AVE/SESAME 1, 10–11 April 1979, Part I: Theoretical Development of Interaction Equations, Mon. Wea. Rev., 114, 344-352.
- Carney, T.Q. and D.G. Vincent, 1986: Meso-synoptic scale interactions during AVE/SESAME I, 10–11 April 1979, Part II: Influence of convective activity on larger scale flow, Mon. Wea. Rev., 114, 353-370.
- Chen, T.G., and L.F. Bosart, 1977: Quasi-Lagrangian kinetic energy budgets of composite cyclone–anti-cyclone couplets, J. Atmos. Sci., 34, 452-464.
- Doswell, C.A., III, 1977: Obtaining meteorologically significant surface divergence fields through the filtering property of objective analysis, Mon. Wea. Rev., 105, 885-892.
- Kung, E.C., and P.J. Smith, 1974: Problems of large–Scale kinetic energy balance—A diagnostic analysis in GARP, Bull. Amer. Meteor. Soc., 55, 768-777.
- Kung, E.C., and T.C. Tsui, 1975: Subsynoptic–scale kinetic energy balance in the storm area, J. Atmos. Sci., 32, 729-740.
- Maddox, R.A., 1980b: An objective technique for separating macroscale and mesoscale features in meteorological data, Mon. Wea. Rev., 108, 1108-1121.
- Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1971: The development of the medium-scale disturbance on the Baiu front, J. Met. Soc. Japan, 49, 663-677.
- O'Brien, J.J., 1970: Alternate solutions to the classical vertical velocity problem, J. Appl. Meteor., 9, 197-203.
- Ogura, Y., Y.L. Chen, J. Russell and S.T. Soong, 1979: On the formation of organized convective systems observed over the Eastern Atlantic, Mon. Weath. Rev., 107, 426-441.
- Smith, P.J., 1969: On the contribution of a limited region to the global energy budget, Tellus, 21, 202-207.
- Smith, P.J., 1980: The energetics of extratropical cyclones, Rev. Geophys. Space Phys., 18, 378-386.
- Smith, P.J., and S.P. Adhikary, 1974: The dissipation of kinetic energy in large–scale atmosphere circulation, Rev. Geophys. Space Phys., 12, 281-284.
- Tsui, T.L., and E.C. Kung, 1977: Subsynoptic–scale energy transformations in various severe storm situations, J. Atmos. Sci., 34, 98-110.
- Vincent, D.G., and L.N. Chang, 1975: Kinetic energy budgets of moving systems: Case studies for an extratropical cyclone and Hurricane Celia, 1970, Tellus, 27, 215-233.
- Vincent, D.G. and T.W. Schlatter, 1979: Evidence of deep convection as a source of synoptic–scale kinetic energy, Tellus, 31, 493-504.

MESO-SCALE KINETIC ENERGY BUDGET FOR A TAIWAN  
HEAVY RAINFALL CASE DURING MEI-YU SEASON

*Ching-Yen Tsay*

Department of Atmospheric Sciences  
National Taiwan University

*Ching-Shun Chen*

R & D Division  
Central Weather Bureau

(manuscript received 4 February, 1988; in final form 22 February, 1988)

ABSTRACT

Utilizing scale separation technique by Maddox (1980) and kinetic energy equation by Carney and Vincent (1985, 1986), this paper studied meso-scale kinetic energy budget of a Taiwan Mei-Yu case of May 28, 1985. The meso-scale wavelength of 750 to 1900 km was used for the scale separation in the present study.

We found that the formation of a southwesterly low-level jet in the south east China was contributed by the energy conversion produced by ageostrophic wind and by the scale interaction involving vertical velocity. After the formation, movement, maintenance and development of the low-level jet was mainly contributed by the vertical and horizontal advection. However, the development and maintenance of low-level jet to the northwest of Taiwan was mainly contributed by the horizontal and verticals scale interactions.

Key words: Mei-Yu, meso-scale, kinetic energy analysis.