

颱風系統之觀測與理論回顧

林李耀

郭鴻基

空軍氣象中心

國立台灣大學

摘要

颱風系統由於常伴隨地面強烈陣風、雷雨、與下爆氣流等劇烈天氣的變化，可能危害飛航安全並造成地面建物與人員的傷亡損失，因此對於颱風系統之生成、維持與相關的動力與物理機制，一直為氣象研究中最重要主題之一。本文透過以往作者的觀測與模擬研究分析，對颱風系統基本結構、生成類型、對流特徵、生命史與維持機制做整理與探討，並就其相關的基本動力理論與特殊結構的發生原因進行分析，除了可以協助我們對颱風系統有整體的概念外，還可作為颱風研究工作之參考。

1. 觀測颱風的基本結構

在有關颱風的結構觀測研究上，自1950年代以來即有許多學者利用各種不同工具與方法，來瞭解颱風在時間與空間的變化情形；例如 Eujita (1955; 1959) 利用傳統氣象資料分析來探討颱風發生之綜觀環境與颱風發展及氣壓結構變化；Zipser (1969; 1977) 分析颱風環流中之對流尺度與中尺度下衝流運動特徵，Houze (1977) 研究熱帶颱風個案發生之空間結構特徵與氣流運動形式；Gamache and Houze (1982) 探討熱帶颱風環流系統中之中尺度氣流運動結構；Bluestein and Jain (1985) 針對美國Oklahoma地區颱風之觀測將颱風分類並對各類颱風環境特徵進行研究；Smull and Houze (1985; 1987a; 1987b) 利用都卜勒雷達觀測來分析中緯度颱風之雷達回波特徵與相對之氣流運動結構；Wyss and Emanuel (1988) 針對美國區域颱風觀測進行分類研究；Rutledge et al (1988) 利用單都卜勒雷達分析Oklahoma颱風個案之降水回波結構；Wang et al. (1990) 利用單都卜勒雷達分析台灣TAMEX颱風個案之環境場特徵及三維

氣流結構；Johnson and Hamilton (1988) 分析颱風的地面氣壓結構特徵，並探討颱風尾流低壓之成因；Houze et al. (1989) 則整合了過去許多氣象學者的研究成果，提出成熟颱風的基本結構概念模式（圖1與圖2），其中圖1a與圖1b為颱風之水平剖面概念模式，圖2則為颱風之垂直剖面概念模式。由於此概念模式對於中緯度或熱帶區颱風均可適用，在此本研究亦利用此理想的模式來說明颱風的基本結構，將颱風的結構特徵納如下：

1.1 颱風的雷達回波結構

首先在颱風雷達回波結構分析上，颱風之水平剖面回波分析主要包含兩個局部較大回波反射區；第一個較大回波發生在颱風前緣的主要對流降水區內，另一個較大回波則發生在颱風後緣的層狀降水區內。兩個回波區之水平結構可由圖1a與圖1b兩種理想化的概念圖所示，其中二者主要的差別在於圖1a為近似2維之颱風系統，而圖1b在其層狀降水區內中層可分析出一中尺度渦旋存在。另外在颱風雷達回波之垂直剖面分析上，亦包含兩個較大回波反射區域，其概念圖如圖2所示。第一個較大回波發

生在對流降水區內中低層，根據觀測指出其發生高度在熱帶及中緯度則有所不同，平均而言，在熱帶地方颱風對流區的最大回波發生在中低層，通常在5公里以下的區域內，而中緯度地方高回波區域則可發展到較高層，其發展高度通常可達5公里以上 (Caracena et al, 1979; Zipser and LeMone, 1980; Szoke et al, 1986; Smull and Houze, 1987a)。至於副熱帶台灣區域颱風雷達回波研究方面，我們可由一些個案研究中發現此對流區之最大回波發生高度與熱帶颱風較相近，通常發生在5公里以下的較低層 (謝, 1996)。另外在第二個較大回波觀測研究方面，高回波區域發生在颱風後緣層狀降水區內的融解層 (melting level) 附近。此高回波區又稱為 (ice crystals) 透過碰撞收集過程形成較大的“雪團” (aggregates) 並受重力作用向下掉落，而在溫度0°C層附近融解成水滴後，所產生的高回波區域 (Smull and Houze, 1985)。另外值得一提的是，在這兩個高回波區中間存在一局部回波較小的區域，此區域之主要特徵為地面微弱降水或無降水現象。其弱回波範圍大約在溫度0°C層以下，以回波區稱為“過渡帶” (transition zone)。在過渡帶之成因分析方面，一般學者認為可能與缺少冰晶粒子在此區域內融解有關 (Biggerstaff and Houze, 1993)。

1.2 颱風系統的氣流運動結構

在颱風系統的氣流運動結構方面，颱風環流主要包含對流尺度與中尺度兩種不同尺度的運動結構。由於對流之主要能量來源來自潛熱釋放，因此最大的上升加速常發生在颱風前緣的對流降水區內中層，此一現象在中緯度與熱帶地方颱風之垂直速度觀測中均有相同的特性，亦可稱為對流尺度上衝流運動。另外在此對流降水區內低層則因受到降水loading與蒸發冷卻作用之影響，造成空氣在此區向下加速，

形成對流尺度下衝流運動。我們可由圖2線前緣對流降水區內之氣流運動情形，來瞭解這種對流尺度上、下衝流的運動結構。至於中尺度氣流結構方面，颱風系統具有由前緣對流區向後傾斜上升，進入後側層狀雲區域內部的中尺度上升氣流 (ascending front-to-rear flow) 運動，此中尺度上升氣流對颱風系統之維持甚為重要，除了可避免對流降水直接阻絕低層暖濕空氣進入颱風系統外，更可提供一有利的環境條件使對流區內的冰晶粒子能傳送進入颱風後方，並透過此上升運動之正浮力使冰晶粒子能傳送進入颱風後方，並透過此上升運動之正浮力使冰晶粒子能凝結長大，可幫助颱風後緣形成廣大的層狀雲區，並且透過雲內各種冰相微物理過程之運作，如昇華、碰撞收集、凝結、融解……等而形成颱風對流區後方範圍較大的層狀降水區 (Rutledge and Houze, 1987)。

除了傾斜上升氣流外，另外還有由颱風後緣中高層向前下沈進入系統前緣低層的中尺度後側下沈內流 (descending rear-inflow)，此後則下沈內流位於中尺度上升氣流的下方，可由圖2中得到其示意氣流結構。在此後側下沈內流之重要性分析方面，大部分學者均認為此中尺度下沈運動可將大氣中層較乾的空氣帶入系統前緣之低層，如此一來便可提供有利於蒸發冷卻作用的環境，幫助維持或加強系統前緣冷池 (cold pool) 的強度，使颱風系統能在前緣持續激發新生對流，以維持其長生命期 (Fovell and Ogura, 1989)。

1.3 颱風系統的氣壓場結構

在颱風系統的氣壓結構研究方面，相對颱風之地面氣壓場分析與垂直方向線之氣壓場配置都是我們所關心的重點。首先在近地面氣壓場分析上，伴隨颱風層狀降水區後緣常可分析出一近地面的尾流低壓 (wake low)，此尾流低壓位於颱風層狀降水區後緣地面降水停止的

區域，相對飢線之位置在圖2中為 L_1 低壓之位置。在尾流低壓之形成原因分析上，透過綜觀分析與探空資料分析之結果認為，尾流低壓為過後側下沈內流之下降運動，將中高層未飽合乾空氣帶入近地層，透過下沈增溫作用所產生之靜力反應 (Johnson and Hamilton, 1988)

。為了更瞭解此低壓之生命史與環境氣流間的相關配置情形，我們可由圖3之飢線各生命階段與地面壓力場水平配置分析中，瞭解此地面低壓與飢線氣流結構之相關分析情形 (Fuji-ta, 1963)；由圖中之分析發現，基本上此低壓生成於飢線成熟期，而當飢線消散期時其強度達到最大。除了尾流低壓之外，地面氣壓場之觀測特徵中還可發現在飢線前緣的對流降水區內近地層可分析出一高壓場結構 (圖2中之 H_1 高壓)，此高壓經由數值模式模擬分析的結果 (Fovell and Ogura, 1988) 發現，其中較大部份的貢獻為透過降水負浮力調整所產生之靜力高壓 (hydrostatic high pressure)。此外，在飢線對流區前緣地面附近，可分析出一受到補償性對流下沈增溫所產生之低壓場結構 (圖2中之 H_2 高壓)，此高壓經由數值模式模擬分析的結果 (Fovell and Ogura, 1988) 發現，其中較大部份的貢獻為透過降水負浮力調整所產生之靜力高壓 (hydrostatic high pressure)。此外，在飢線對流區前緣地面附近，可分析出一受到補償性對流下沈增溫所產生之低壓場結構 (圖2中之 L_2 低壓)，此低壓之發生位置常隨個案而有所差異，有時甚至無法分析得出 (Hoxit et al, 1976; Fritsh and Chappell, 1980)。

在飢線氣壓場之垂直方向空間分佈上，飢線前緣對流區中層可分析出一尺度較小的低壓系統 (圖2中之 L_3 低壓)，此低壓形成之原因與對流區內靜力浮力調整有關 (LeMone, 1983)。另外，在其後緣層狀降水區內之融解層上緣或附近，可發現另一個低壓場 L_4 系統，此低

壓之水平範圍比 L_3 低壓要大，一般推論應該與層狀雲區內較大區域之正浮力有關 (Houze et al, 1989)。其他還有飢線系統高層雲頂可分析出一中尺度高壓 (圖2中之 H_2 高壓)，此高壓則是反應整個飢線系統中尺度加熱所產生之高層氣壓結構。

1.4 飢線經過測站的近地面觀測結構

前面提到的觀測分析均是相對於飢線系統而言，另外也可透過地面測站觀測分析的各項氣象參數，來瞭解飢線通過測站前後近地面氣象參數的變化情形。在此利用發生於1985年6月11日美國PRESTORM實驗計畫中，飢線系統通過測站P23之觀測為例來說明 (圖4)。首先，當飢線對流區接近測站時，地面最大陣風 (此個案為西北風) 由 $4-5\text{ms}^{-1}$ 迅速增加到 18ms^{-1} ，反應飢線低層陣風鋒面的接近，此時亦伴隨地面氣壓上升 4hPa 左右，反應飢線前緣近地面中尺度高壓 (mesohigh) 的接近。5分鐘後強烈對流性降水開始到達地面，且持續發生0.5個小時，此現象代表飢線前緣之對流區 (convective line) 開始通過測站。緊接著的0.5個小時內，地面觀測發現風速開始降低 (回復到 $4-5\text{ms}^{-1}$)、氣壓逐漸下降、對流性降水停止，這些現象反應飢線主要對流區後緣的過渡帶 (transition zone) 已開始通過測站。而在此後的2個小時內，地面測站開始觀測到降水強度較弱、但持續時間較久的層狀降水發生，此現象反應飢線後緣之層狀雲區域 (stratiform region) 開始通過。同時在氣壓場的觀測方面，發現地面氣壓逐漸下降，剛開始為緩慢下降，而後則迅速下降，大約在地面層狀降水結束後0.5個小時地面氣壓達到最低。此時最大陣風同時由西北轉為東南東風，且逐漸增強至 18ms^{-1} 左右，此現象代表飢線系統層狀雲區後緣之尾流低壓 (wake low) 開始通過測站。此後氣壓迅速回升 (大約 4hPa)，最大陣風由東南東風轉回西北西風，飢線系統開

始遠離測站。此觀測結果與前文所述飢線系統之結構特徵亦相符合。

本小節最後所要提出說明的是，飢線並非一定要包含上述所有的特殊結構，以上所提出的概念模式是中緯度與熱帶地方包含層狀雲結構的典型成熟飢線，實際飢線個案觀測的結構會隨個案發展程度、地形影響、或其他綜觀因素而有所差異；例如，有的飢線觀測無或僅有狹窄的層狀降水區，有的無明顯的後側下沈內流進入飢線系統 (Smull and Houze, 1987)。因此，為了避免太複雜的個案特殊因子介入討論，所以我們所要探討的為典型中緯度多胞成熟飢線，及其有關飢線動力與結構上的問題，以做為以下各章節討論其他飢線相關問題之基礎。

2. 飢線的生成類型

Bluestein and Jain (1985) 根據美國中西部11年的觀測分析資料，將飢線生成類型分成以下四種形式 (圖5)：

(一)破線型 (broken line)：這種生成方式一開始只有相離較遠的幾個單獨對流胞，但透過降水在低層蒸發後所導致的冷卻作用，形成地面冷池並向外移動，造成氣流在舊胞間輻合而產生新生對流胞，最後所有的對流胞組織成線狀而形成飢線。

(二)後造型 (back buliding)：透過初始對流胞的發展，在對流胞移動方向的上游，產生週期性的新胞，並與舊胞相連結，而形成飢線。

(三)破面型 (broken areal)：這種類型開始時為一群無組織性的強烈對流胞與中度對流胞相混和之區域，而後對流逐漸發展成密實線狀之對流系統。

(四)嵌面型 (embedded areal)：這種類型是在層狀雲的微弱降水區中，所發展成線狀的對流系統。

在各生成類型之發生頻率統計分析方面，

Bluestein and Jain的美國中西部中飢線觀測中以破線型 (14個案例) 與後側型 (13個案例) 發生次數最多，而以嵌面型 (5個案例) 最為少見。至於台灣區域的觀測研究，陳與林 (1995) 參考Bluestein and Jain的分類法對台灣地區148個線狀對流系統分類，其結果發現除了以上四種類型外，台灣區域還可觀測到第五種生成類型—前造型 (forward buliding)，此種類型之特徵與後造型之生成形式相類似，但是前造型新胞生成的方向在移動方向下游，與後造型新胞生成方向不同。至於生成形式之頻率分析上，根據陳與林 (1995) 之研究結果發現，台灣地區以後造型 (49個案例) 為最多，其次為破線型 (46個案例)，而前造型與破面型之生成方式為最少 (6-7個案例)。此結果與美國中西部飢線之觀測分析結果略有不同，但相同特徵為兩區域分析結果均以破線型與後造型為最多。

3. 飢線的對流特徵

3.1 飢線對流尺度的胞狀對流結構

圖6為Byers and Braham (1949) 提出的單獨雷雨胞概念示意圖，由此圖可以看出由於雷雨胞本身降水所產生之下衝流會落在原本對流之上衝流區域內，因而造成上衝流上升速度逐漸減弱，並因降水之蒸發冷卻作用將低層暖空氣的溫度，使得對流之浮力減弱，無法有效提供維持對流所需之潛能釋放，所以，雷雨胞將無法維持長生命期而消散。一般而言，單獨雷雨胞的生命期大約僅30-60分鐘，因此，在此所謂的“長生命期” (long-lived)，即是相對於單獨對流胞之短生命期 (short-lived) 而言。飢線之時間尺度對流特徵，即為具有短生命期胞狀對流所組合而成的長生命期對流系統。我們可由Foote and Frank (1983) 根據美國科羅拉多州之風暴觀測分類 (圖7)，對各種不同時間尺度生命史之對流形式加以瞭解：

第一種是多胞型式 (multicell model)：這種對流的特徵為同時具有不同生命階段的雷雨胞；新生胞有旺盛的上衝流結構，成熟胞具有最大的上衝流與下衝流，並伴隨最強對流性降水，而消散胞則僅存下衝流與殘存的微弱降水。由此可知，多胞型式的長生命期即是由這些生生死死，生命期較短的對流胞組合而成。在所有飢線系統的觀測中，此類型亦占多數。

第二種是超大胞型式 (supercell model)，這種風暴類型比多胞型少見，但其產生的冰雹與龍捲風卻可造成更大的災害。超大胞型風暴空間尺度與多胞型差不多，但是它的雲型結構、氣流運動形式及降水過程，只受到單一巨大雷雨胞所控制，其主要特徵為具有旋轉形式的上衝流與下衝流系統，這種超大胞形式為單獨對流胞之維持。

第三種是混合型式 (westplains storm)，這種類型的特徵為新生對流不斷併入穩定的主要對流區內，故對流型態介於單胞與多胞之間。由於這種對流型式目前尚未有較多文獻討論，且觀測上有待多方面證實，本小節以下的重點仍放在多胞型式與超大胞型式的討論。

3.2 多胞對流與超大胞對流之環境特徵

在探討造成多胞型式或超大胞型對流之環境有利因素方面，Weisman and Klemp (1982) 利用三維雲物理模式來討論環境風切大小與浮力兩個參數將如何影響對流形式，並利用無因次化的對流參數—整體理查遜數 (the bulk Richardson number；以下以 R_{ib} 表示) 來代表風切與浮力影響對流型式之相關性。 R_{ib} 根據 Moncrieff and Green (1972) 之定義可簡單表示如(1)式：

$$R_{ib} = \frac{CAPE}{\frac{1}{2}U^2} \quad (1)$$

其中CAPE為代表大氣環境浮力之對流可用位能

，而 U 則為大氣環境相對系統之中低層之風切大小。因此 R_{ib} 也可視為量度系統所受之環境對流可用位能與內流 (inflow) 動能比。此參數中較易爭議的是中低層風切之定義，一般而言，風切計算為0.5公里到6公里各高度之密度加權平均風速差。

在Weisman and Klemp (1982) 之研究結果發現， R_{ib} 值在15到35之間易產生超大胞型對流，而當 R_{ib} 值大於40以上則易形成多胞型對流，此結果與實際觀測計算之 R_{ib} 值與對流型式 (圖8) 大致吻合，因此，無因次對流參數 R_{ib} 似乎能有效的利用環境風切與CAPE掌握對流型態。但必須注意的是，多胞型與超大胞型對流之 R_{ib} 值在Weisman and Klemp (1982) 的研究中有重疊的區域 (大約在35—50間)。而且就我們目前的瞭解，除了CAPE與中低層風切大小外，其他環境因子像空間水氣垂直分布、對流逸入作用 (entrainment)、對流抑制能 (CIN) …等均可影響到浮力計算，而垂直風切之風向變化 (旋轉) 也可影響到內流之動能，這些因子均與對流有密切相關，但 R_{ib} 值僅包含大氣對流可利用位能與中低層風切大小兩種資訊，因此是否能精確的分辨此兩種對流型態，則有待商榷。

Fovell and Ogura (1989) 亦利用數值模擬方式，探討在相同熱力條件下 (相同探空)，對流型態隨風切強度之變化情形；其結果發現不同強度之風切，將使模式達到不同之對流準平衡 (quasiequilibrium) 狀態。當低層 (2.5公里以下) 風切較小時 ($\Delta U < 20\text{m/s}$)，飢線之對流為多胞型式，而當風切在20—30m/s間時，新生對流胞與原舊胞間已無明顯的界線，此時對流類似混合型式，而當風切大於30m/s以上時，對流大致已成單一超大胞型態，此結果與Weisman and Klemp之結論大致相同，即較大的垂直風切適合發展超大胞型對流，而較小的垂直風切適合發展多胞型的對流。

另外Chen and Chou (1993) 亦對台灣TAMEX飢線之 R_{ib} 值作計算，其結果發現成熟期多胞飢線之 R_{ib} 值大約75，與Weisman and Klemp (1982) 之多胞分類 (大於40) 結因相符合。

至於其他台灣地區線狀對流之 R_{ib} 值研究方面，鄧與陳 (1990) 分析1973到1989年3—5月9個飢線個案之 R_{ib} 值平均為23.27；陳與沈 (1996) 分析1989至1993年5—6月梅雨季59個線狀對流個案，再加以相關鋒面位置分類，發現除了鋒前型線狀對流之 R_{ib} 值在增強期與成熟期大於35以上外，其他各類型線狀對流之 R_{ib} 均小於35，若利用Weisman and Klemp (1982) 之分類，則台灣地區似乎應較有利於超大胞型式之飢線發展，但與實際觀測並不是相當一致，其主要原因為台灣地區飢線發生個案之CAPE值平均大約僅有1000—1500左右，較中緯度區域平均值 (大於2000以上) 小很多，因此，利用 R_{ib} 值區分多胞或超大胞對流在台灣區域必須要相當小心。

3.3 飢線的中尺度對流特徵

前面所討論的是飢線前緣對流尺度的對流結構特徵，除此之外，飢線還包括一範圍較廣大的層狀雲對流區，其內部的對流結構特徵與前緣對流區內的劇烈對流現象有所不同，為對流範圍廣大 (包含整個層狀雲內部)、但上升速度微弱 (大約 10cms^{-1} 左右) 之對流型態。至於形成此微弱上升運動之因素探討方面，Kmupp and Cotton (1987) 認為對流區逸出之較高位溫氣塊與消散中的舊胞比環境要具有微弱之正浮力，因此當向飢線後緣傳送時仍可具有較小的上升速度，此看法認為層狀雲內之上升運動可為前緣舊胞之殘餘。另外Houze (1982) 與Churchill and Houze (1984) 之研究中指出，飢線後緣雲砧內部透過水氣凝結、昇華過程所產生的潛熱釋放，會有利加強此微弱上升速度。根據這種看法，Gallus and Johnson (1995) 利用數值模擬的方式，說明

在只有飢線後緣微物理過程運作之下，層狀雲內之微弱垂直運動的確可以透過水氣之昇華與凝結過程來產生。除上之外，Webster and Stephens (1980) 與Tao et al. (1991) 之研究認為，透過雲頂長波輻射冷卻作用可使層狀雲區內部變得較不穩定，這樣的條件下亦有利於加強此上升運動。

4. 飢線的生命史與維持機制

4.1 超大胞與多胞飢線之維持機制

在超大胞型與多胞型飢線的發生頻率比較上，超大胞型明顯比多胞型少得多。而且就維持對流的機制與環境條件而言，目前對超大胞型式之線狀對流維持已有相當的瞭解：Lilly (1979) 提出超大胞型飢線的環流模式如圖9所示，透過這個概念模式，我們可以瞭解超大胞型飢線適合發展在環境具有較深、較大垂直風切，且風向具有變化的情形下。此時風切向量與飢線系統之間大約成45度角左右，透過這樣之三維風場分布，各個超大胞之環流將不至於相互影響，並排列成線狀。

至於多胞型飢線的維持機制與環境研究方面，在1980年代以前仍然無法得到很好的解釋，直到Thorpe et al. (1982) 提出一個二維的對流維持模式，他認為在沒有環境風切之情形下，地面由降水產生的外流 (outflow) 將會迅速移出對流胞，此情況與Byers and Braham之單一對流胞模式相同 (圖10a)，無法維持對流長生命期。但如果環境有足夠強度的低層風切存在時，地面外流將會保持在對流胞附近，此時在地面陣風鋒面前緣將有利於產生新生胞，而維持對流之長生命期 (圖10b)。這種二維的對流模式與多胞飢線之對流型態極為類似。事實上，在許多觀測研究中，如Barnes and Sieckman (1984)，Bluestein and Jain (1985) (圖11)，均可看到最大風切僅發生在飢線環境的低層，而非在整層大氣中，因此，這種二維型式的飢線對流型態，成

為研究多胞胞線持機制的重要主題。

4.2 水平渦度平衡與對流型態

Rotunno et al (1988; 以下簡稱RKW) 在整合過去對多胞胞線的觀測與數值模擬研究後，認為環境低層風切 (low level wind shear) 與地面冷池 (cold pool) 間的渦度平衡，是胞線能維持長生命期的主要因素。換言之，原本不利於舉升新胞的單獨對流胞環流型態 (圖10c) 在受到低層風切環流影響下，地面冷池前緣將有利於發展新生深對流胞 (圖10d)。因此，這種由短生命期對流胞組合而成的長生命期對流系統，即為多胞胞線的主要對流型態。所以RKW利用簡化的水平渦度方程，從渦度平衡關係的角度來探討渦度與對流型態之相關情形，並嘗試利用此方式解釋胞線的生命史。其簡化後渦度方程式如(2)：

$$\rho_0 \frac{d}{dt} \frac{\eta}{\rho_0} = -\frac{\partial B}{\partial x} \quad (2)$$

其中 $\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ 代表平行胞線前進方向之水平渦度， $\rho_0 (Z)$ 代表基本場 (base-state) 的密度，B 表浮力。

在探討渦度平衡與對流型態相關方面，首先考慮在無風切之情形下，由上式可看出單獨對流胞的環流發展將透過浮力的水平差異，而在對流主軸左側產生負渦度，在對流右側產生正渦度，此兩個渦度大小相等且對稱。因此，此時對流型態為垂直型態 (圖12a)。現在假設我們加入一環境低層風切時，當低層空氣塊受到輻合作用而進入對流系統時，會將低層風切的正渦度帶入原本為垂直型態的對流系統內而導致一正渦度偏差，此偏差將使對流向順風切 (downshear) 方向傾斜 (圖12c)。另外，假設將低層風切造成的水平正渦度取代為地面冷池的水平負渦度時，對流將因冷池之負渦度偏差而向逆風切 (upshear) 方向傾斜 (圖12b)。基於這樣的看法，對流系統內的渦度平衡情形可決定此系統的對流型態是否垂直；因

此，利用同樣的方式在探討胞線流型態時，胞線系統對流最為旺盛 (垂直) 時應在低層風切渦度與冷池渦度相等情況下。此時RKW稱之為最佳狀態 (the optimal state)。因為這種狀態不但能不斷產生新胞，且對流高度最深最強，相當於胞線系統生命期之成熟期階段；圖12d即為最佳狀態之示意圖。

另外，由對流渦度平衡理論來解釋胞線生命史方面，RKW利用其模式模擬胞線之物理參數時間序列分析圖如圖13所示。他們認為在模式中第1到4小時左右，對流呈現劇型的垂直積雲結構，為對流的最佳狀態，此時類似胞線的成熟期。但在第4小時後，因降水蒸發冷卻作用造成的冷池負渦度越來越強，使得對流型態開始向逆風切方向傾斜，此時垂直速度因傾斜對流而變小，胞線系統進入對流之低振盪時期 (less oscillatory)。此時類似胞線的消散期，直到模擬結束。這樣的解釋似乎與自然界觀測胞線之對流行為與生命期結構相符合，但是卻有一重要的物理現象無法說明，因為觀測中胞線成熟期對流為傾斜對流，且成熟期冷池強度比消散期要強，有利於低層激發新生對流胞。

Fovell and Ogura (1988; 以下簡稱F0) 亦利用數值模擬方式研究中緯度胞線的特性，在他們的模擬研究當中發現胞線系統並沒有進入RKW所謂的消散階段，而是達到一種對流呈現週期震盪的準平衡狀態 (quasi-equilibrium state) 如圖14所示。這種狀態下的胞線對流具有傾斜型式上衝流與足夠強度的地面冷池，與自然界成熟期胞線特徵極為接近，並且在模式的空間物理場診斷 (圖15a-d) 及地面降水強度之時間序列分析 (圖16) 上，也相當接近實際觀測研究結果。

因此，F0 (1989) 認為兩模式之對流特性隨積分時間增長之而表現不同，主要應該來自數值計算 (numerical) 上的差異。因為RKW實

驗設計中之水平邊界過小 (180公里計算空間) 而導致邊界條件之數值運算影響到模式中對流特性，所以無法達到準平衡狀態而消散。這現象並非物理上胞線因冷池過強所造成。為了證實，此一看法，Fovell利用RKW所使用之相同模式，並測試模式水平範圍大小與對流特性間之相關情形。並利用模式最大垂直速度之時間序列分析如圖17A-D來作診斷分析。其結果發現，模式對流隨邊界不斷擴大，已不再進入RKW所謂因冷池過強導致的胞線消散階段當模式水平邊界達到1500公里時 (圖17D)，對流已可達到準平衡狀態。

4.3 對流尺度激發的後側下沈內流

透過以上的討論本研究可以得到一個結論，即胞線成熟時期之對流型態為傾斜上衝流。因此RKW所提出之水平渦度平衡概念模式，在解釋胞線成熟期之平衡關係圖 (圖12d) 上，似乎必須要有所修正。

Weisman (1992) 認為透過傾斜暖上衝流與較冷環境間所形成之水平浮力梯度，將在對流區地面冷池後緣上方形成一負渦度環流；另外在此負過度下方之冷池內部，也因胞線前緣對流降水蒸發冷卻作用與較暖環境間所產生的水平浮力梯度，形成一水平正渦度環流。經由此二環流之加強及配合效果，在胞線對流區低層冷池後緣將有利於形成一對流尺度的後側下沈內流 (convectively generated rear-inflow jet) 如圖18a所示。此對流尺度後側下沈內流在進入冷池時，將相對降低對流區內池負渦度強度，而使胞線之傾斜對流不致於受到冷池負渦度過強，而造成對流過於傾斜無法維持而消散。如此一來，成熟胞線的概念示意圖經由此一修正後，便可利用渦度平衡的方式來說明胞線傾斜對流的維持型態。

5. 胞線的後側下沈內流

5.1 胞線後側下沈內流的基本結構

成熟胞線環流系統的重要特徵為具有一支

由系統後側中層向前加速進入系統前緣的後側下沈內流 (descending rear inflow)。此氣流之空間結構分佈如圖2之概念示意圖所示。由於後側下沈內流將環境中層冷乾空氣帶入胞線系統前緣低層，可加強蒸發冷卻作用，有利於維持地面冷池強度以激發新生對流。因此，後側下沈內流的結構與強度在胞線生命史中扮演重要的角色。

後側下沈內流的結構與強度，隨胞線發生個案之不同而有所差別異；Smull and Houze (1987b) 分析18個胞線個案之後側下沈內流發現其中有3個個案具有較強的後側下沈內流 (相對系統水平風速大於 10ms^{-1})，5個具有中度強度後側下沈內流 (相對系統水平風速在 $5-10\text{ms}^{-1}$ 之間)，其他10個個案僅有微弱或甚至沒有後側下沈內流。有趣的是，較強的後側下沈內流個案位置，均發生在胞線層狀降水區內接近前緣對流區附近，另外在Chong et al. (1987) 的熱帶胞線觀測個案研究中也得到相同的結果。因此，Smull and Houze (1987b) 認為後側下沈內流應該可以透過對流系統本身所產生，而非環境風場特殊結構所造成。

5.2 胞線後側下沈內流的形成機制

在胞線後側下沈內流形成機制的研究中，Brown (1979) 認為在胞線層狀雲區內透過潛熱釋放所形成的中尺度低壓，將有利於氣流向低壓中心加速而形成後側下沈內流。另外LeMone (1983) 與LeMone et al. (1984) 也認為當傾斜暖上衝流進入胞線後緣後，在層狀雲內中層將透過靜力調整而形成中尺度低壓，當氣流向低壓中心加速時即產生後側下沈內流。在Smull and Houze (1987b) 的觀測研究與Lafore and Moncrieff (1989) 的模擬研究中均認同透過中尺度低壓加速而形成後側下沈內流的看法。

Zhang and Gao (1989) 透過觀測資料分

析與中尺度數值模擬研究，認為飢線系統的後側下沈內流為三種不同尺度運動發展的結果。在大尺度運動方面，大尺度斜壓擾動（例如噴流條）將產生在對流層上半部（大約8-9公里高度）較強的後側下沈內流；另外在中尺度運動影響上，飢線對流發展在飢線後緣層狀區中層所產生的中尺度低壓，將加強層狀降水區內中層的後側下沈內流；另外Zipser (1977) 認為透過降水蒸發與昇華之微物理冷卻過程所產生的中尺度下降氣流也可貢獻至後側內留下沈運動之部分，關於此點Gallus and Johnson (1995) 的模擬研究中可得到相同的結論。在對流尺度影響方面，飢線前緣對流區內受降水作用所產生的對流尺度潮濕下衝流 (moist downdrafts) 將造成飢線後側下沈內流在此向下加速；另外4.3節Weisman (1992) 所提出透過對流區水平浮力梯度差異所產生之調整環流也可生成對流尺度後側下沈內流。

在飢線環境場變化與後側下沈內流強度變化相關研究方面，Fovell and Ogura (1989) 利用2維模式探討不同低層風切強度對後側下沈內流之影響，其結果發現較強風切有利於發展較強的後側下沈內流。另外Lafore and Moncrieff (1989) 除探討不同低層風切強度對後側下沈內流之影響外，並研究環境不同大小之對流可用位能對後側下沈內流之影響；其結果發現在風切方面與Fovell and Ogura (1988) 之較強低層風切伴隨較強後側下沈內流結果相同，而在對流可用位能方面則指出較大對流可用位能有利於發展較強的後側下沈內流。

5.3 飢線後側下沈內流與飢線系統之演變

在5.2節中本研究探討不同環境場對後側下沈內流強度之影響，在本節中我們則要探討飢線後側下沈內流對飢線系統整體生命期有何影響。首先在觀測方面，我們由28 May 1985 (Smull and Houze, 1987b; Houze et al.,

1989) 與22 June 1981 (Chong et al., 1987) 的飢線個案觀測中發現，隨著後側下沈內流的增強使得飢線系統整體的對流得以加強且維持達數小時之久。但在22 May 1976 (Smull and Houze, 1987b; Ogura and Liou, 1980) 與10-11 June 1985 (Smull and Houze, 1987b; Rutledge et al., 1988) 的飢線觀測個案觀測則發現後側下沈內流的增強伴隨飢線系統對流的減弱且逐漸消散。因此，在不同個案的觀測中後側下沈內流對飢線對流影響結果將有所差異。從以上的觀測中雖然無法直接看出後側下沈內流與飢線生命期之相關性，但若仔細加以分析，我們可以發現伴隨後側下沈內流加強而使飢線對流系統加強的個案，其後側下沈內流高度較深，大概可達5公里高度，而消散個案的後側下沈內流高度較淺，大約3公里左右。因此，不同高度與厚度的後側下沈內流將可能對飢線系統造成不同的影響。針對此點，Weisman (1992) 利用數值模擬方式研究後側下沈內流高度與飢線對流之相關性，其結果發現若後側下沈內流能保持相當高度接近飢線系統前緣將造成最強之對流，此點與觀測結果相接近。

6. 結論

本文經由以往作者的觀測與模擬研究分析，對飢線系統基本結構、生成類型、對流特徵、生命史與維持機制做整體性的探討，並就其相關的基本動力理論與特殊結構的發生原因進行整理與討論，除了可以幫助我們對飢線研究有整體的概念外，還可作為飢線研究工作之參考。

7. 參考文獻

陳泰然與林宗崙，1995：台灣地區梅雨季中尺度現象之氣候研究(一)。台大天氣科學研究所研究報告，NTUATM-1995-001，124頁。
鄧仁星與陳景森，1990：台灣地區飢線之環境分析。大氣科學，18，149-157。

- Barnes, G.M., and K. Sieckman, 1984: The environment of fast and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1782-1794.
- 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.
- Brown, J. M., 1979: Mesoscale unsaturated downdrafts driven by rainfall evaporation: A numerical study. *J. Atmos. Sci.*, 36, 313-338.
- Byers, H. R., and E.B. Braham, 1949: The Thunderstorm. U.S. Gov't Printing Office, Washington DC, 287 pp. [NTIS PB-234-515.]
- Caracena, F., R. A. Maddox, L.R. Hoxit, and C.F. Chappell. 1979: Meso-analysis of the Big Thompson Storm. *Mon. Wea. Rev.*, 107, 1-17.
- Chong, M., P. Amayanc, G. Scialom, and J. Testud, 1987: Atropical squall line observed during the COPT 811 experiment in the West Africa. Part I: Kinematic structure inferred from dual-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 670-694.
- Churchill, D. D., and R.A. Houze, Jr., 1984: Development and structure of winter monsoon cloud clusters on 10 December 1978. *J. Atmos. Sci.*, 41, 933-960.
- Foote, G.B., and H. W. Frank, 1983: Case study of a hailstorm in Colorado part III: Airflow from triple-Doppler measurements. *J. Atmos. Sci.*, 40, 686-707.
- Fovell, R. G., and Y. Ogura, 1988: Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3846-3879.
- ____ and _____, 1989: Effect of vertical wind shear on numerically simulated multicell storm structure. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3144-3176.
- Fujita, T., 1955: Results of detailed synoptic studies of squall lines. *Tellus*, 7, 405-436.
- ____, 1959: Precipitation and cold air production in mesoscale thunderstorm systems. *J. Meteor.*, 16, 454-466.
- ____, 1963: Analytical mesometeorology, A review. *Meteor. Monogr.*, 5, 77-152.
- Gallus, W. A, Jr., and R. H. Johnson, 1995: The dynamics of circulation within the trailing stratiform regions of squall lines. Part I: The 10-11 June PRE-STORM system. *J. Atmos. Sci.*, 52, 2161-2186.
- Gamache, J. F., and R. A. Houze, Jr., 1982. Mesoscale air motions associated with a tropical squall line. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 118-135.
- Houze, R. A., Jr. and S. A. Rutledge, and M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather radar display of midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 70, 608-619.
- ____, 1982: Cloud clusters and large-

- scale vertical motions in the tropics. J. Meteorol. Soc. Japan. 60, 396-409.
- Johnson, R. H., and P. J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line. Mon. Wea. Rev. 116, 1444-1472.
- Knupp, K. R., and W. R. Cotton, 1987: Internal structure of a small mesoscale convective system. Mon. Wea. Rev., 115, 629-645.
- LaFore, J. -P., and M. W. Moncrieff, 1989: A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. J. Atmos. Sci., 46, 521-524.
- LeMone, M. A., 1983: Momentum transport by a line of cumulonimbus. J. Atmos. Sci., 40, 1815-1834.
- Lilly, D. K., 1979: The dynamical structure and evolution of thunderstorms and squall lines. Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 7, 117-171.
- Rotunno, R., J. B. Klemp, and M. L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. J. Atmos. Sci., 45, 436-485.
- Rutledge, S. A., R. A. Houze, Jr., M. I. Biggerstaff, and T. Matejka. 1988: The Oklahoma-Kansas mesoscale convective system of 10-11 June 1985: Precipitation structure and single-Doppler radar analysis. Mon. Wea. Rev., 113, 1409-1430.
- _____, and R. A. Houze, Jr. 1987: A diagnostic modeling study of the trailing stratiform region of a midlatitude squall line. J. Atmos. Sci., 44, 2640-2656.
- Smull, B. F., and R. A. Houze, Jr., 1985: A midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain: Radar and satellite observations. Mon. Wea. Rev., 113, 117-133.
- _____, and _____, 1987a: Dual-doppler analysis of a midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain. J. Atmos. Sci., 44, 2128-2148.
- _____, and _____, 1987b: Rear inflow in squall lines with trailing stratiform precipitation. Mon. Wea. Rev., 115, 2869-2889.
- Szoke, E. J., E. J. Zipser, and D. P. Jorgensen, 1986: A radar study of convective cells in mesoscale systems in GATE. Part I: Vertical profile statistics and comparison with hurricanes. J. Atmos. Sci., 43, 182-197.
- Tao, W.-K., J. Simpson, and S. -T. Soong, 1991: Numerical simulation of a subtropical squall line over the Taiwan Strait. Mon. Wea. Rev., 119, 2699-2723.
- Thorpe, A. J., A. J. Miller and M. W. Moncrieff, 1982: Two-dimensional convection in nonconstant shear: a model of midlatitude squall line. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 108,

- 739-762.
- Wang, T. C., Lin, Y. J., Pasken, R. W., Shen, H., 1990: Characteristics of a subtropical squall line determined from TAMEX dual-doppler data. Part I: Kinematic structure. J. Atmos. Sci., 47, 2357-2381.
- Webster, P. J., and G. L. Stephens, 1980: Tropical upper-tropospheric extended clouds: Inferences from winter MONEX. J. Atmos. Sci., 37, 1521-1541.
- Weisman, M. L., and J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on wind shear and buoyancy. Mon. Wea. Rev., 110, 504-520.
- _____, 1992: The role of convectively generated rear-inflow jets in the evolution of long-lived mesoconvective systems. J. Atmos. Sci., 49, 1826-1847.
- Wyss, T., and K. A. Emanuel, 1988: The prestorm environment of midlatitude prefrontal squall lines. Mon. Wea. Rev., 116, 790-794.
- Zhang, D. L., and K. Gao, 1989: Numerical simulation of an intense squall line during 10-11 June 1985 PRE-STORM. Part II: Rear inflow, surface pressure perturbations and stratiform precipitation. Mon. Wea. Rev., 117, 2067-2094.
- Zipser, E. J., 1969: The role of organized unsaturated convective downdrafts in the structure and rapid decay of an equatorial disturbance. J. Appl. Meteor., 8, 799-814.
- _____, 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line structure. Mon. Wea. Rev., 105, 1568-1589.

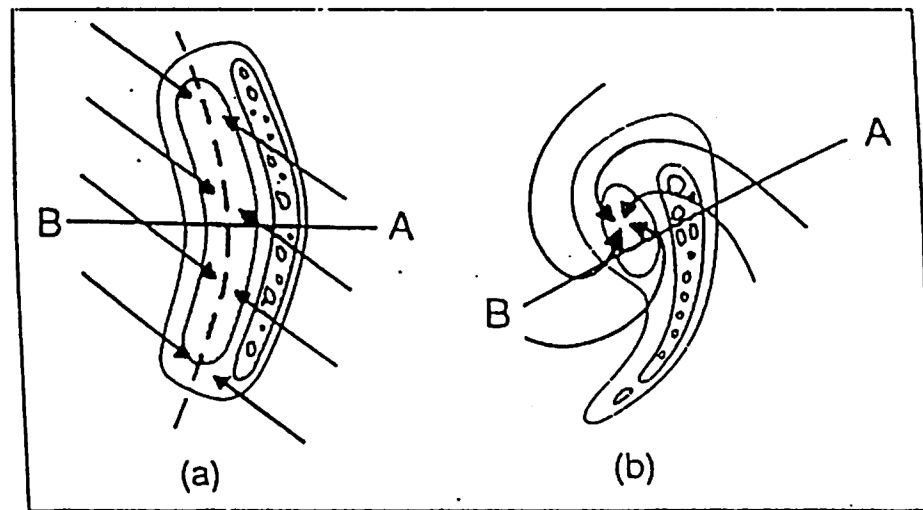


圖1 颱風水平剖面概念圖。其中(a)為近乎二維的颱風系統，(b)代表在層狀雲內包含一中尺度渦旋之颱風系統。陰影區為低層較大雷達回波區域，箭頭線表中層相對系統氣流情形 (Houze et al 1989)

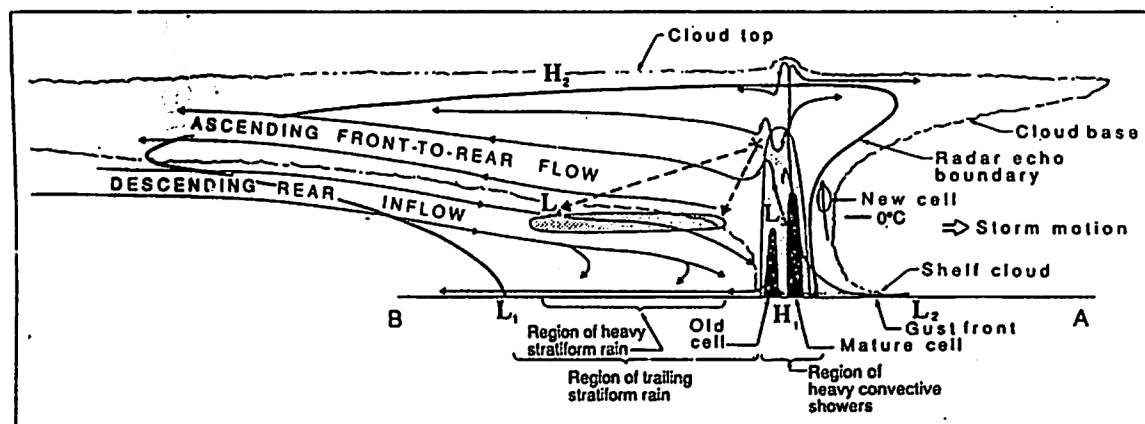


圖2 在圖2.1中沿A-B之颱風垂直剖面概念圖，陰影區為較大雷達回波區域，箭頭線表相對系統氣流情形 (Houze et al 1989)

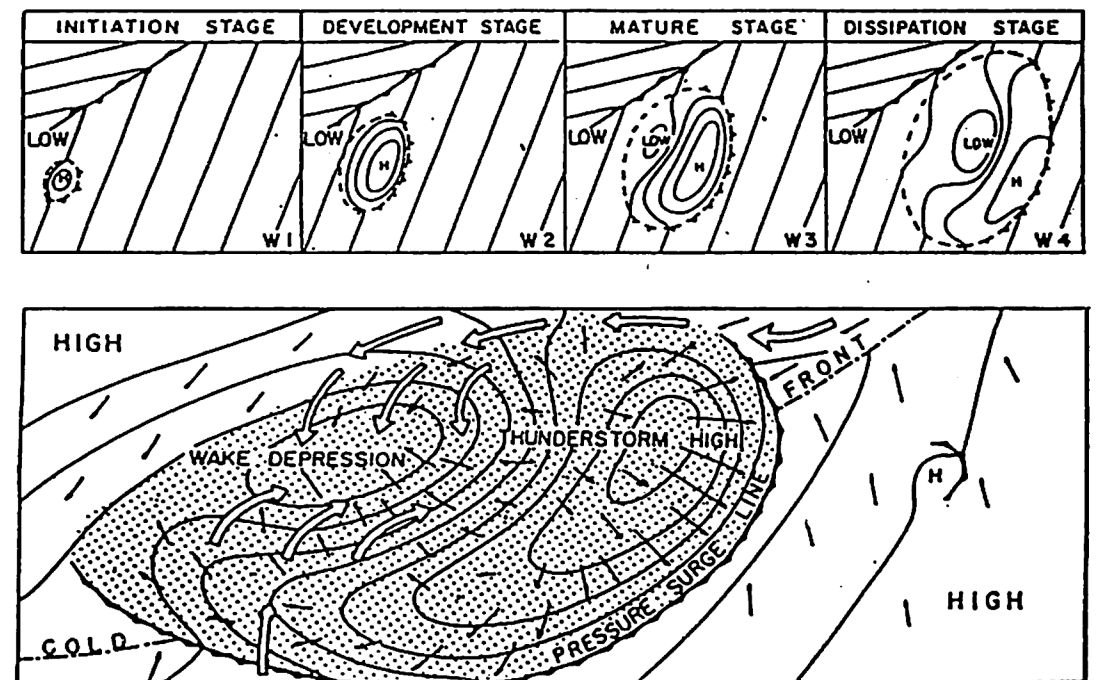


圖3 颱風地面氣壓型態分佈圖。上圖為颱風各生命期之地面氣壓結構 (Fujita 1963)。下圖為成熟期之地面流場與氣壓結構，小細實箭頭線代表地面實際風，大空心箭頭為相對系統之氣流，陰影區為降水冷卻區域 (Fujita 1955)

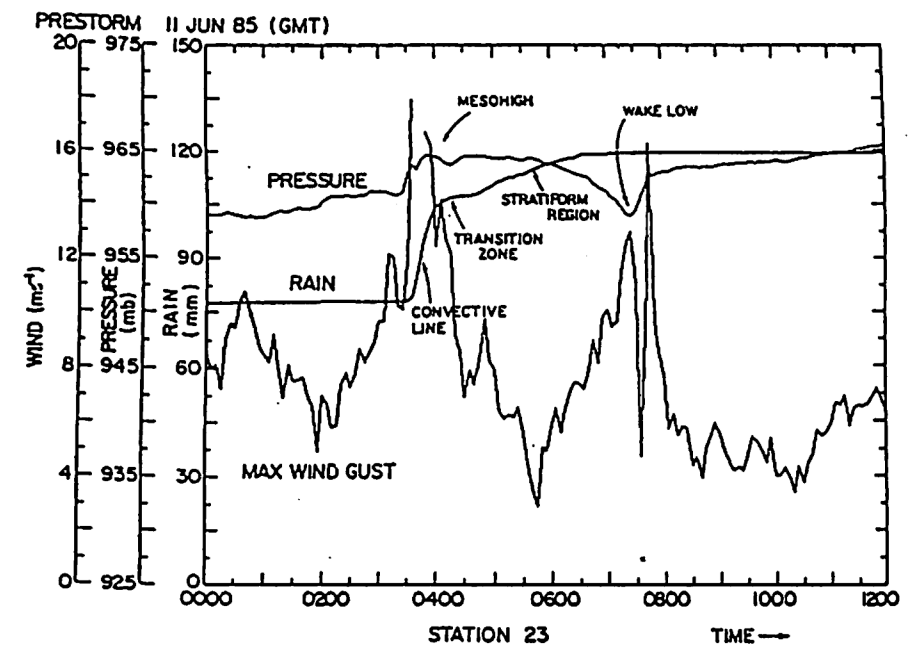


圖4 颱風通過測站前後之地面氣壓、累積降雨量、最大陣風時間序列分析圖 (Johnson and Hamilton 1988)

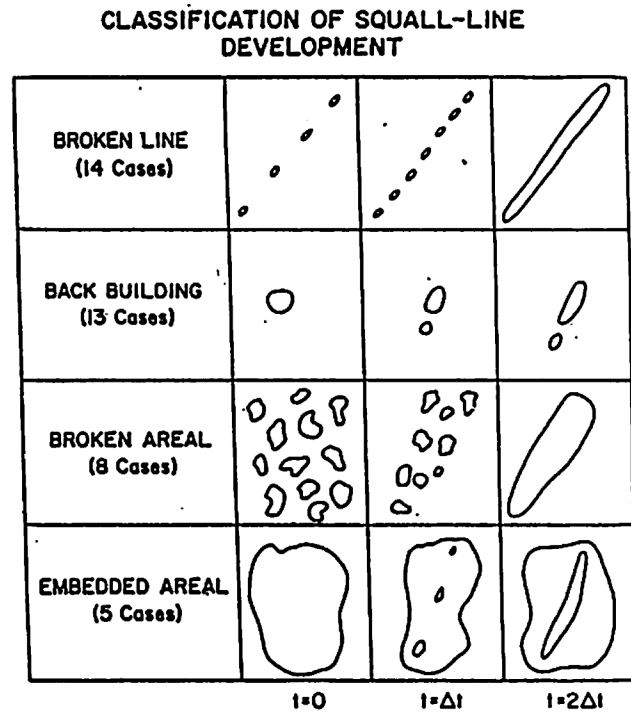


圖5 美國Oklahoma州觀測所得之理想飢線形成分類與累計次數圖 (Bluestein and Jain, 1985)

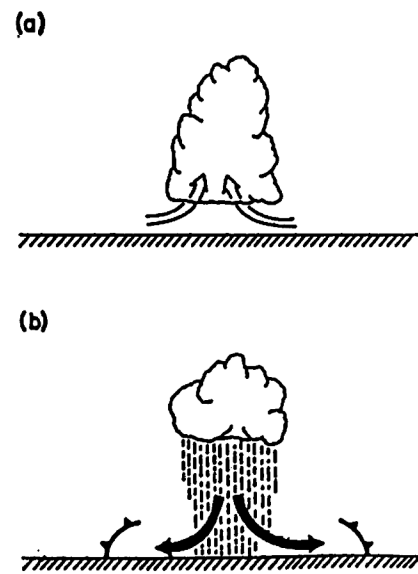


圖6 單獨雷雨胞生命期概念示意圖。其中(a)表發展期，此時僅存在上衝流；(b)為消散期，此時氣流受到降水產生之下衝流所控制 (Byers and Braham, 1949)

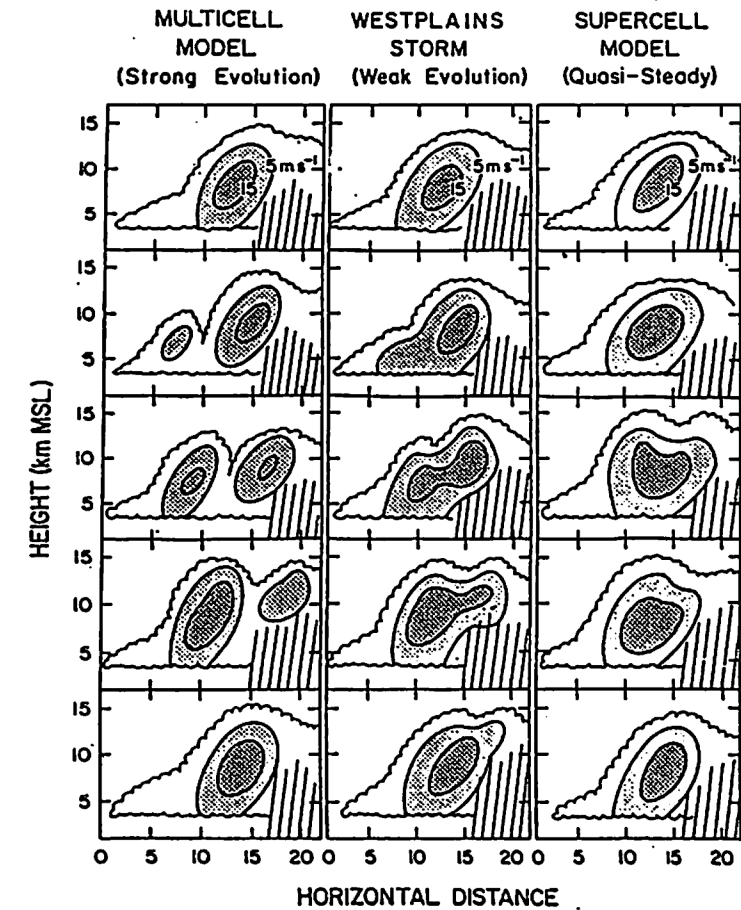


圖7 三種不同形式的風暴模式。等值線代表垂直速度場，陰影區為垂直速度大於 5ms^{-1} 的區域。每張圖之時間間隔為3-5分鐘 (Foote and Frank, 1983)

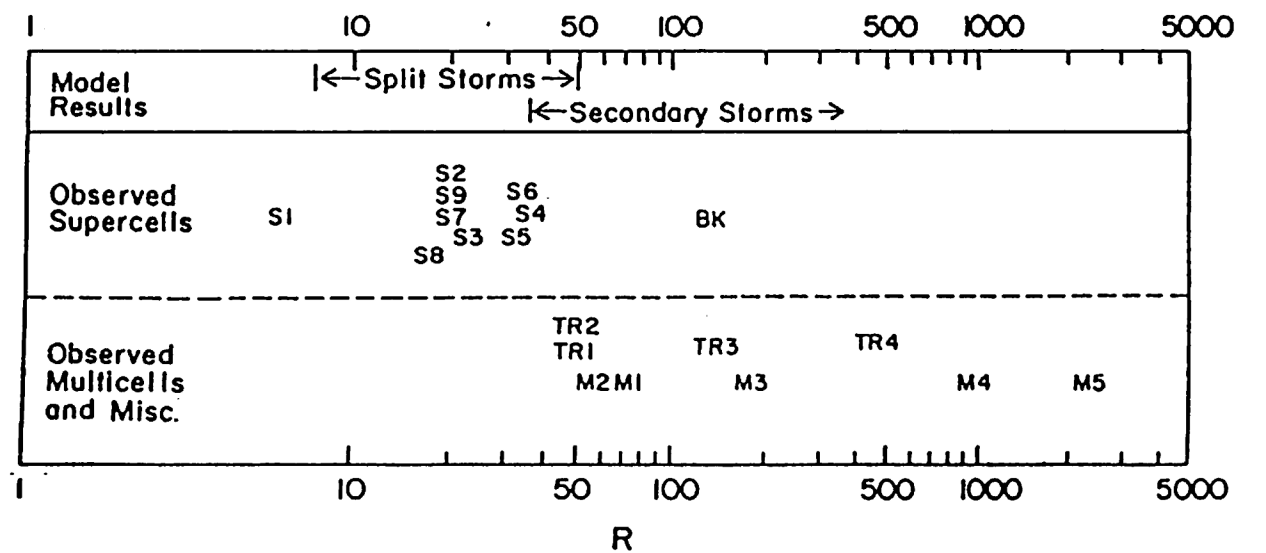


圖8 模式與觀測結果對超大胞對流與多胞對流之Ri值比較。其中 S_1-S_9 為超大胞型對流； TR_1-TR_4 表熱帶飢線； M_1-M_5 表多胞型對流 (Weisman and Klemp, 1982)

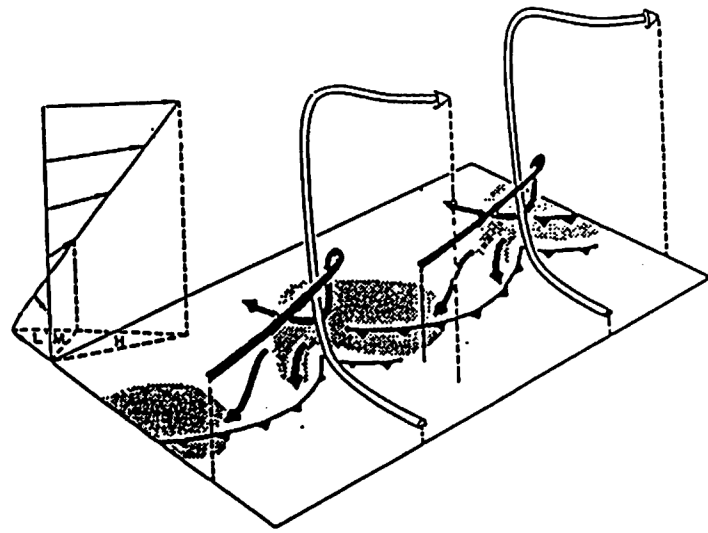


圖9 超大胞型颶線氣流型態在環境深風切下之概念示意圖。氣流線均相對單獨對流胞而言，環境風切於左邊風標所示，其中L、M、H分別表低、中、高層相對系統之風向風速，此圖摘自Lilly (1979) (Rotunno et al., 1988)

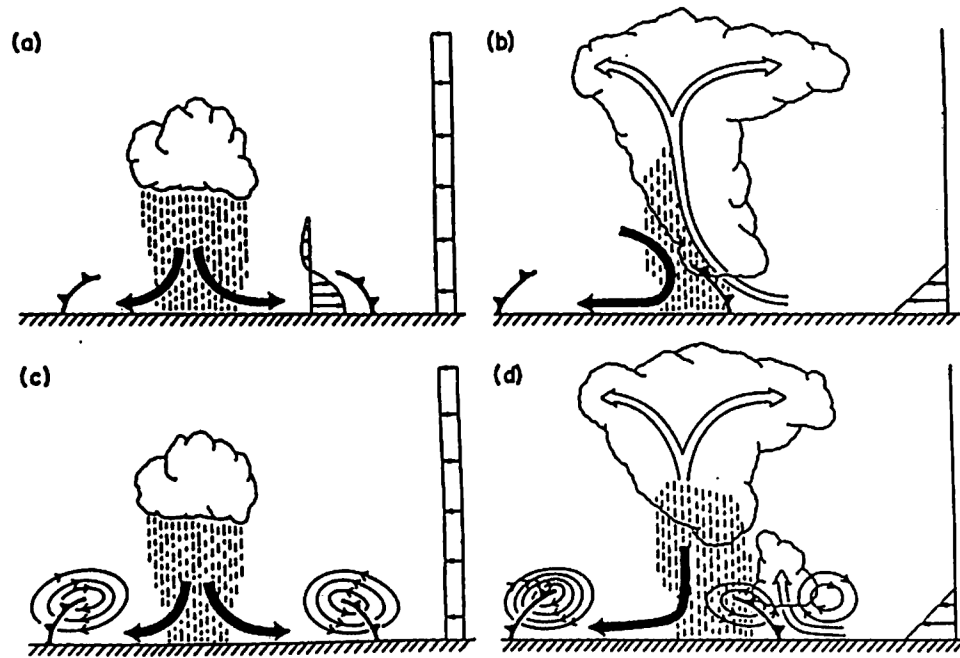


圖10 Thorpe (1982) 認為(a)在無環境風切之情形下，地面降水造成之冷池將移出對流區而不利於舉升新生胞。但若有低層風切(b)存在時，可將冷池保持在對緣低層附近而有利於產生新生對流胞；(c)與(d)圖分別為(a)與(b)圖之低層環流型態 (Rotunno et al., 1988)

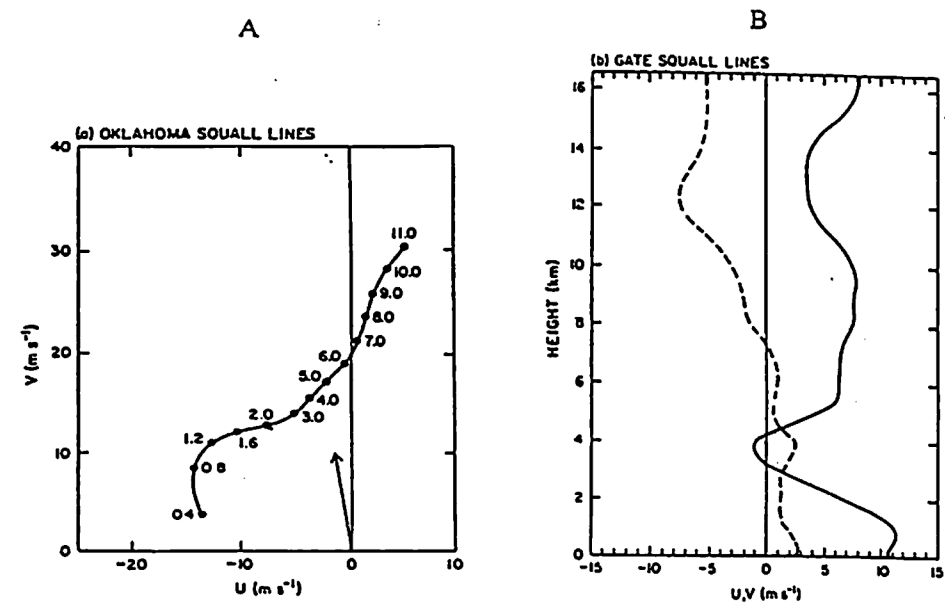


圖11 颶線環境平均風場特徵圖。其中A為美國Oklahoma州(中緯度)颶線發生環境平均風場，U表垂直颶線運動方向，V表示行颶線運動方向，圖內數字為垂直高度(公里)；B為GATE實驗(熱帶)颶線發生環境平均風場，U、V之定義與A相同 (Barnes and Sieckman, 1984)

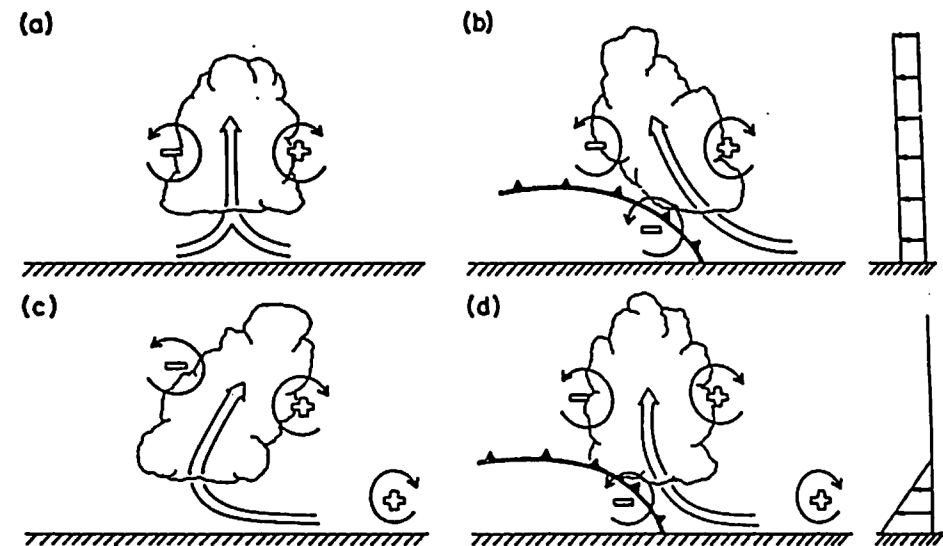


圖12 對流水平渦度概念平衡示意圖。其中(a)表無低層風切及地面冷池之情形。(b)為無低層風切但有地面冷池之情形。(c)為有低層風切但無地面冷池之情形。(d)為有低層風切及地面冷池之情形。(Rotunno et al., 1988)

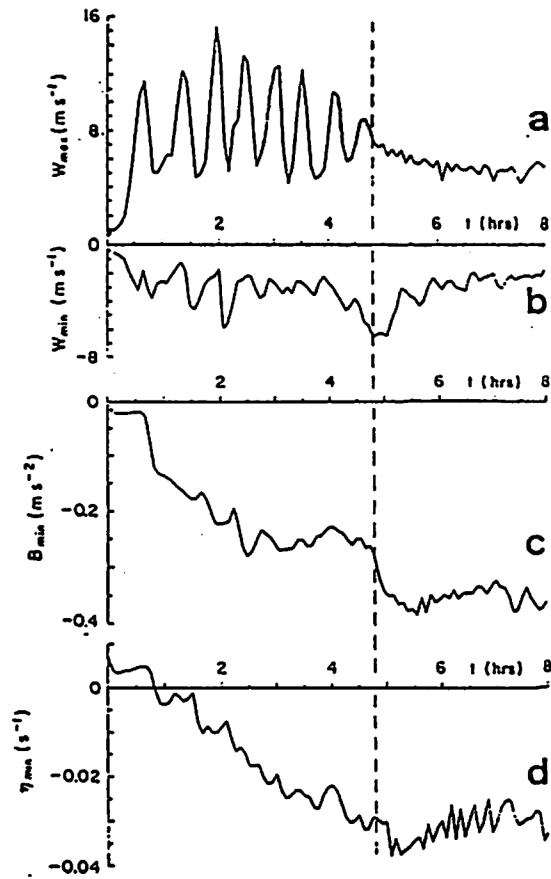


圖13 RKW (1988) 飈線模擬實驗之物理場時間序列分析圖，其中(a)為模式最大上升速度，(b)為降水區內最大下衝流強度，(c)為冷池最小浮力，(d)為相關冷池之最大負渦度。由圖中可明顯看出大約在5小時左右冷池突然變強

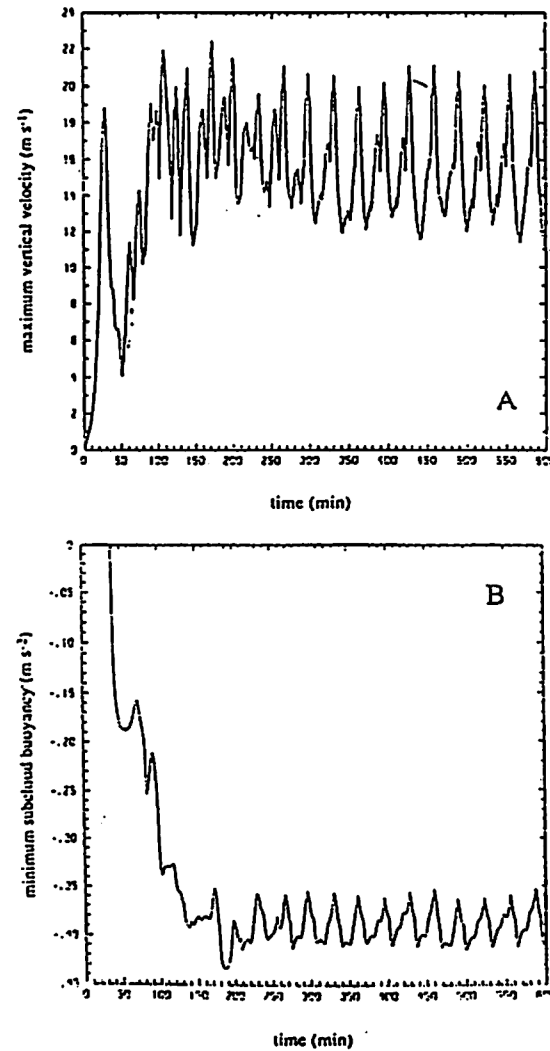


圖14 FO (1988) 飈線模擬實驗之物理場時間序列分析圖，此模擬為包含冰相之實驗。A圖為模式最大上升速度時間序列分析 (ms^{-1})；B圖為冷池最小浮力 (ms^{-2})；模式積分至3小時後，二物理場均呈現準平衡狀態

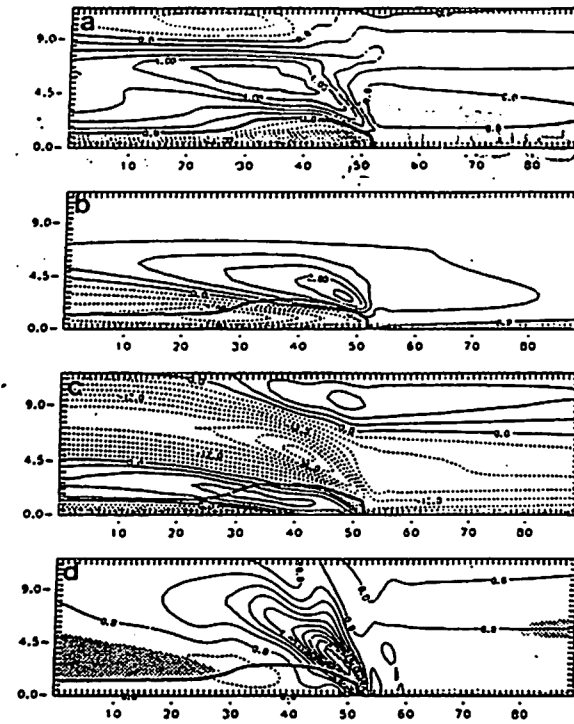


圖15 FO (1988) 飈線模擬實驗之各物理場相對系統距平圖，此模擬為不包含冰相實驗。圖 a 為位溫距平圖，等值線距為1 K。圖 b 為水氣場距平圖，等值線距為 0.7gkg^{-1} 。圖 c 為水平速度分析場，等值線距為 3ms^{-1} 。圖 d 為垂直速度分析場，等值線距為 1ms^{-1} ，陰影區表相對濕度小於60%

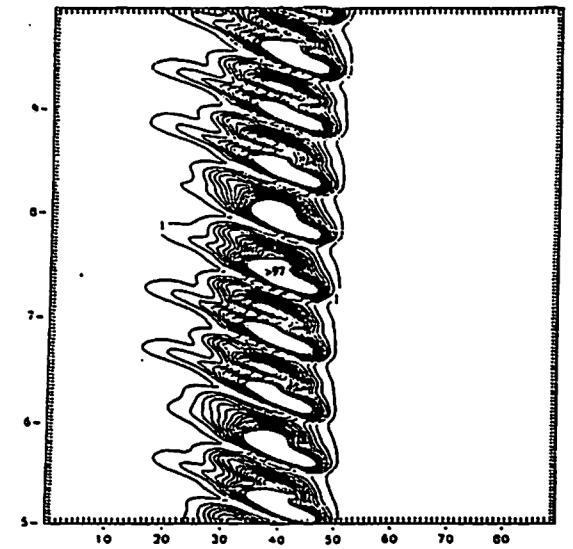


圖16 FO (1988) 飈線模擬實驗5-10小時相對系統之地面降水強度分析圖，此模擬不包含冰相。其中等值線距為 6mmh^{-1} ，由此圖可看出降水呈現胞狀結構

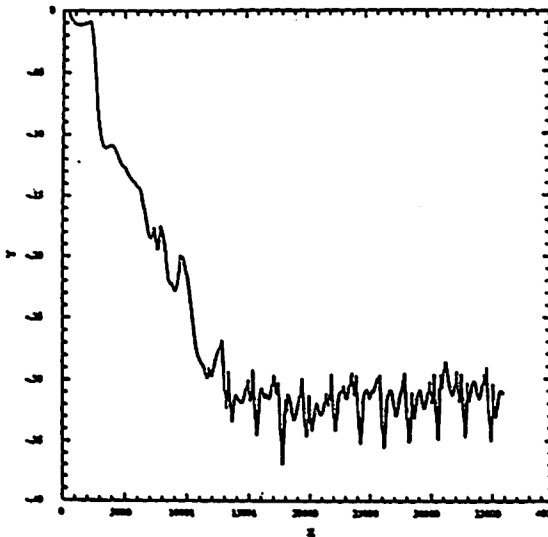
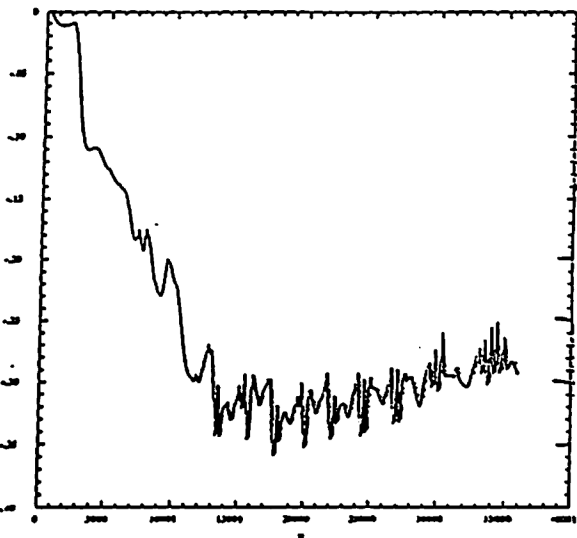
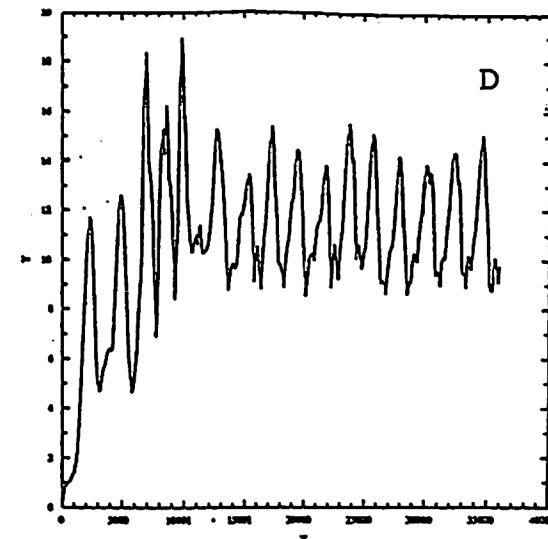
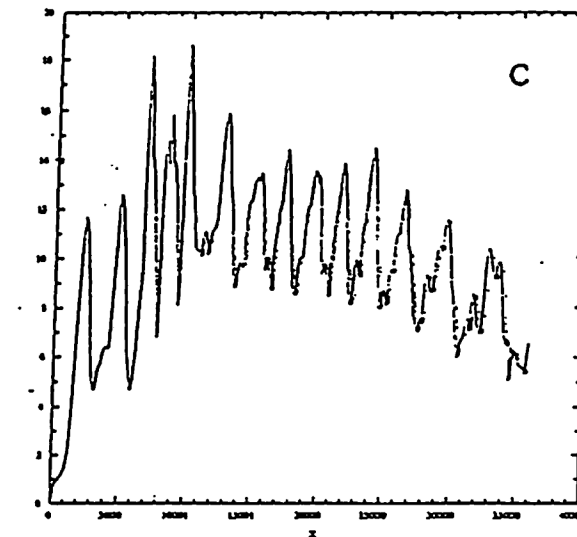
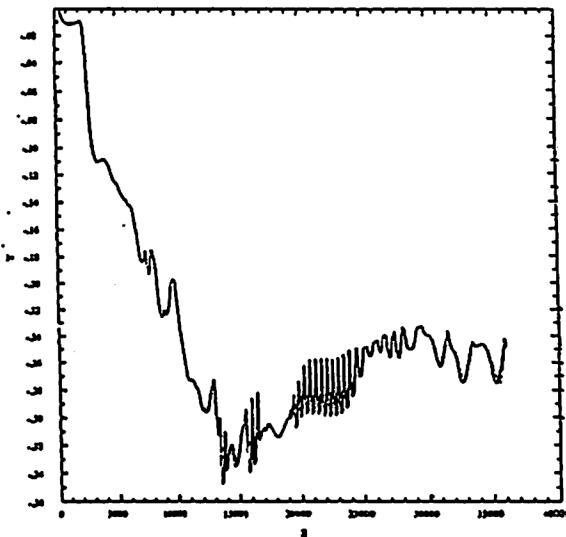
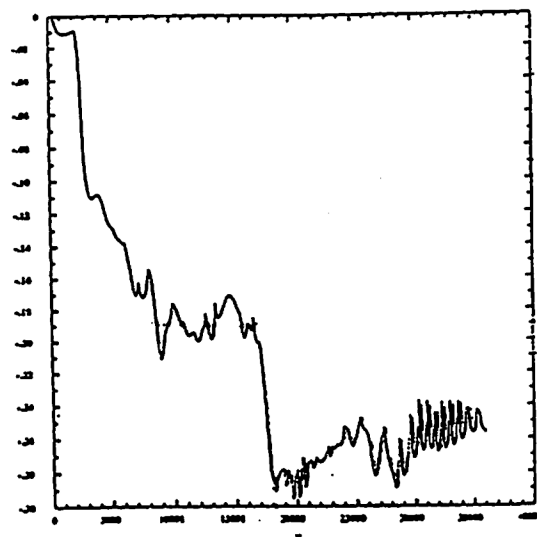
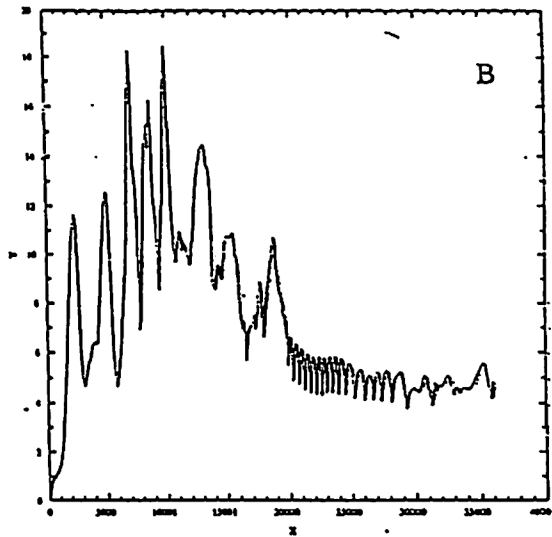
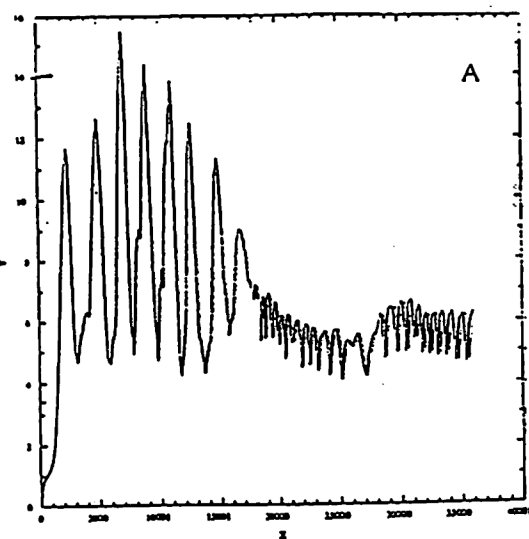


圖17A RKW (1988) 模式水平範圍大小與對流行為之敏感度測試。A-D各圖組之上圖為模式最大上升速度，下圖為冷池最小浮力。A-D圖組模式水平大小分別為180、500、1000、1500公里，由這些圖組比較中可發現對流受邊界影響很大

圖17B RKW (1988) 模式水平範圍500公里之敏感度測試

圖17C RKW (1988) 模式水平範圍100公里之敏感度測試

圖17D RKW (1988) 模式水平範圍1500公里之敏感度測試

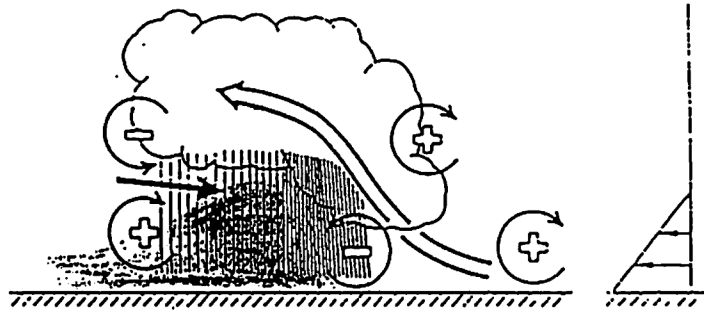


圖18 Weisman (1992) 成熟飆線之水平渦度分佈概念圖。其中陰影區表地面冷池位置，細實箭頭線表對流尺度後側內流位置，粗空心箭頭線為傾斜上衝流位置