

鋒面附近橫向環流的數值實驗

江火明 鄭華能

國立中央大學大氣物理研究所

(中華民國七十九年一月十三日收稿；七十九年三月二十七日定稿)

摘 要

鋒面附近的橫向環流對於天氣系統的變化有著密切的關係，爲了瞭解橫向環流演變的過程，本文利用二維原始方程數值模式，假設地形平坦、無水汽，考慮亂流擴散作用，設定一個理想的成熟鋒面爲初始狀況，在暖區有一個完整的热力間接環流，模擬探討橫向環流的演變過程。

積分結果顯示，橫向環流系統的生命史約5小時左右，它的演變過程主要受到地轉偏差剩餘的強迫作用，地轉偏差剩餘量的變化週期爲慣性振盪週期，水平溫度受地轉偏差剩餘的導引而隨時間變化，其變化型式幾乎與地轉偏差剩餘的型式一樣，但超前 $1/4$ 慣性振盪週期。

關鍵詞： 鋒面，橫向環流，地轉偏差運動，數值實驗

一、前 言

在中緯度地區，鋒面的結構與天氣現象的變化有非常密切的關係。因此，許多氣象學者紛紛投下相當大的精神與心智，致力於鋒面問題的研究。

在複雜的鋒面問題研究中，跨越鋒面方向的垂直次環流-亦即橫向環流(Transverse Circulation)，在鋒面系統中扮演極重要的角色。Sawyer (1956) 與 Eliassen (1962) 分別指出垂直次環流場是促使鋒生的重要因素，當空氣塊上升時，絕熱膨脹冷卻的結果，使氣溫下降；當空氣塊下降時，絕熱壓縮增溫的結果，使氣溫升高，故鋒面暖側的下降運動與其冷側的上升運動，亦即热力間接垂直次環流，有利於鋒面的生成與加強；相反地，热力直接垂直次環流則會抑制鋒生的過程。Shapiro (1981) 強調鋒生過

程完全是一地轉偏差運動(Ageostrophic Motion)的過程，從他分析結果得知，地轉風切變形(Geostrophic Shearing Deformation) 引發之垂直次環流是热力間接環流，極有利於鋒面的生成與加強。鋒面的橫向環流除了在鋒生階段有重大貢獻外，成熟鋒面的橫向環流對於中尺度對流現象，如鋒前飆線(Squall Line)的產生，也是一個重要引發機制(Orlanski and Ross, 1977)。

關於橫向環流的研究，Gutman (1972) 注意到鋒面移速與其橫向環流的關係密切；Manton (1981) 利用鋒面移速與斜率所決定的橫向環流，來討論冷鋒的特性。此外，許多學者利用二維模式做數值研究，Williams (1974) 利用大尺度變形場引發鋒生過程做數值模擬，考慮動量與熱量的亂流擴散作用，探討在恆穩狀態的橫向環流。Orlanski and Ross (1977)

探討成熟冷鋒之結構與綜觀條件對橫向環流演變的影響，結果顯示，對移動冷鋒而言，其環流是由地轉偏差剩餘(Ageostrophic Residue)所引起；而滯留性冷鋒則是由對稱不穩定(Symmetric Instability)所造成。Ross and Orlanski (1978) 對移動冷鋒的探討，發現移動過程中常伴隨對流活動，他們以為橫向環流的舉升作用是引發對流活動的初始機制，而後潛熱釋放的熱力作用才顯出重要性。

從前面的描述可知，在有利的天氣條件下，橫向環流的舉升作用使得暖濕空氣上升而凝結，進而引發強烈的對流活動，所以鋒面附近常發生強烈的降水現象。因此，對鋒面附近橫向環流的研究是十分重要且有意義的。

本文利用1979年FGGE IIIb資料，分析在台灣北部海面滯留鋒面帶的橫向環流變化，結果顯示橫向環流的生命期很短，往往被時間解析度不很好的綜觀分析所忽視。因此，擬利用二維原始方程數值模式，假設沿鋒面帶方向是沒有變化的，並考慮亂流擴散的消散作用，在初始時就設定一個成熟冷鋒，其暖區有一完整的熱力間接橫向環流，由數值實

驗探討它的演變過程，並透過渦度方程逐項分析，瞭解不同的物理量對橫向環流的作用，藉此數值實驗提供對鋒面附近氣流更進一步的認識。

二、上爬鋒面與下滑鋒面

Sansom (1951) 做英國地區冷鋒面的個案分析，描述上爬鋒面(Kata-Front)與下滑鋒面(Ana-Front)所伴隨之天氣特色，Moore and Smith (1989) 對鋒面結構及附近氣流特性，做了更詳細的個案診斷分析。他們發現上爬鋒面往往帶來中到強烈的降水，而且在地面鋒後仍有廣大且持續的雨區，地面鋒前與鋒後的風向轉變很劇烈；下滑鋒面在地面鋒前有狹窄的降水帶，地面鋒前與鋒後的風向變化較緩。

Sansom 的研究指出，冷鋒的特性將隨著其生命期而改變，在初期大多是一個上爬鋒面，而後可能變成下滑鋒面，尤其是在鋒面帶中氣旋發展後，暖區有熱力直接環流而成為下滑鋒面的特性。

我們利用1979年FGGE IIIb的資料，探討2月4日至5日在台灣北部海面的滯留鋒(圖1所示)，

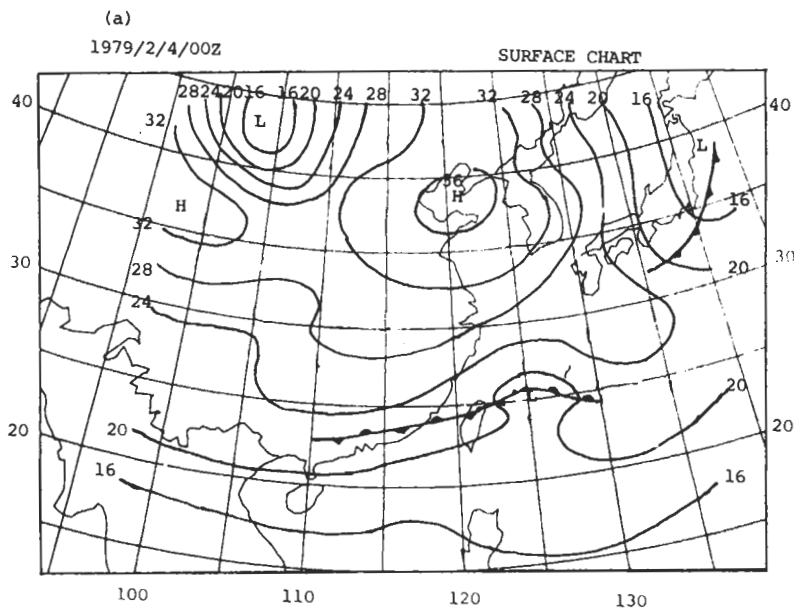


圖1 (圖說見下頁)

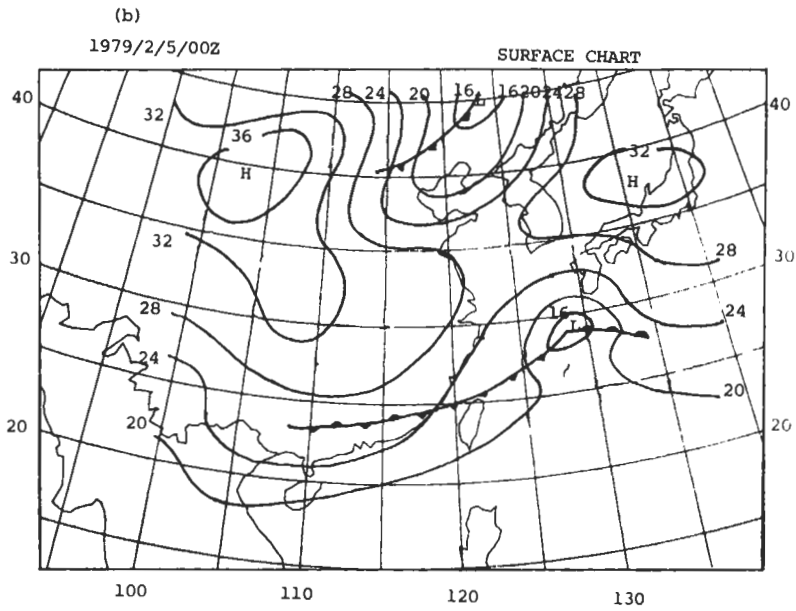


圖 1 1979年2月(a)4日(b)5日0000Z，東亞地區地面天氣圖。

鋒面帶約在北緯25度附近。為瞭解鋒面附近垂直結構，選取通過116.25°E之南北垂直剖面做分析，圖

2(a)、(b)、(c)與(d)分別為4日0000Z、4日0600Z、4日1200Z與5日1200Z的橫向環流圖，圖中斜線

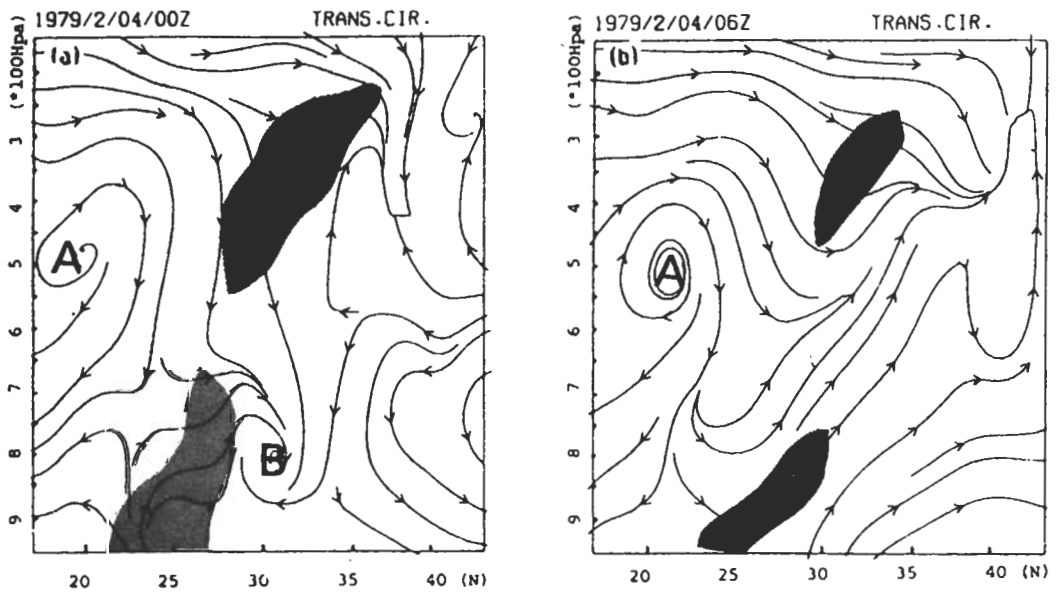


圖 2 (圖說見下頁)

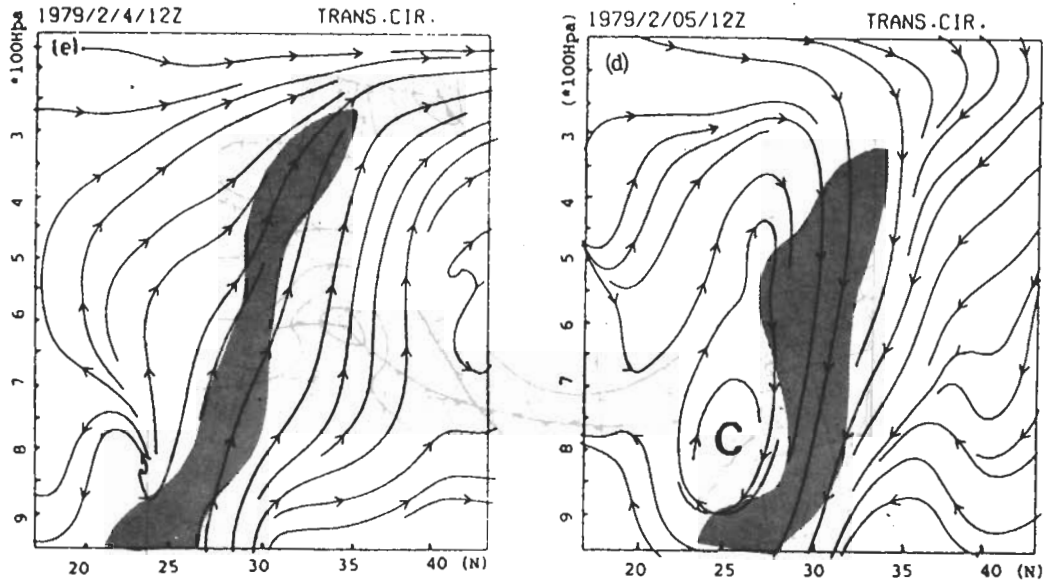


圖 2 1979 年 2 月 (a) 4 日 0000Z (b) 4 日 0600Z (c) 4 日 1200Z (d) 5 日 1200Z , 通過 116.5°E 之橫向環流圖。

區域為氣溫水平梯大於 $1.5^{\circ}\text{C}/100\text{ Km}$ 的區域，亦即鋒面帶的位置。

4 日 0000Z 時，在鋒前暖區低層是熱力間接環流，而上層卻是熱力直接環流，其環流中心在 A 處，鋒後冷區為熱力直接環流 B，6 小時後 A 中心略微向北方上空推進，1200Z 時近乎消逝，因此，氣流幾乎完全順著鋒面帶向上爬升，整個低層區域都屬於南風分量所籠罩，此時鋒面帶為上爬鋒面。

但是，一天之後，即 5 日 1200Z 時，氣流沿著鋒面帶下滑，低層為北風分量所籠罩，在鋒前暖區形成熱力直接環流 C，鋒面帶為下滑鋒面。

從以上的描述中，我們知道鋒面帶附近橫向環流的生命期只有數小時，而且鋒面的特性在一天內可以從上爬鋒面演變成下滑鋒面。由於綜觀氣象資料的時間解析度不夠，無法詳細瞭解橫向環流的演變過程，因此，本文將利用數值模式來模擬並探討其物理關係。

三、數值模式的建立

(一) 基本方程式

在靜力平衡近似下，為了便於處理底層的邊界條件，故採用 σ 垂直坐標，即定義

$$\sigma = \frac{P - P_T}{P_*} \quad (1)$$

其中， $P_* = P_S - P_T$ ， P_S 是地面氣壓， P_T 是模式頂層氣壓，在模式頂層 ($\sigma = 0$) 與地表 ($\sigma = 1$) 處，垂直速度 σ 必為零。

在二維模式中，假設有一理想化的成熟鋒面平行於 Y 方向，所有變數在 y 方向都保持均勻狀態。本模式不包含水汽且忽略分子摩擦作用，但考慮亂流擴散作用，故基本方程式可以下表之：

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} + f v - \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\sigma R T}{\sigma P_* + P_T} \frac{\partial P_*}{\partial x} + F_u, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - fu + F_v, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT P_*}{\sigma P_* + P_T}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{\omega RT}{C_P(\sigma P_* + P_T)} + F_T, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = -\frac{1}{P_*} \left[\frac{\partial P_*}{\partial t} + \frac{\partial u P_*}{\partial x} \right], \quad (6)$$

其中，

$$\omega = P_* \dot{\sigma} + \sigma \left(\frac{\partial P_*}{\partial t} + u P_* \right), \quad (7)$$

由垂直方向的邊界條件可得

$$\frac{\partial P_*}{\partial t} = -\int_0^1 \left(\frac{\partial u P_*}{\partial x} \right) d\sigma, \quad (8)$$

(2)至(8)式包含七個應變數，即水平風速分量u與v，垂直速度 $\dot{\sigma}$ ，垂直P速度 ω ，氣溫T，重力位 Φ 與模式頂底層氣壓差 P_* 。

至於亂流擴散項(F_u ， F_v ， F_T)必須給予參數化，才可構成完整的計算系統。設 K_h^m 與 K_v^m 分別為動量的水平與垂直渦流黏性係數， K_h^T 與 K_v^T 分別為熱量的水平與垂直渦流黏性係數，則

$$F_u = \frac{\partial}{\partial x} (K_h^m \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v^m \frac{\partial u}{\partial z}), \quad (9)$$

$$F_v = \frac{\partial}{\partial x} (K_h^m \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v^m \frac{\partial v}{\partial z}), \quad (10)$$

$$F_T = \frac{\partial}{\partial x} (K_h^T \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v^T \frac{\partial T}{\partial z}), \quad (11)$$

K_v^m 的處理方式很多，一般而言，O'Brien (1970)設計的垂直分佈形式接近大氣的分佈狀況(如圖3所示)。為了較合理的 K_v^m ，依照Ross and Orlanski (1982)所採用的亂流參數法，除了設定基本的動量垂直渦流黏性係數 K_0^m 之外。並設定最大可能的動量垂直渦流黏性係數(如圖4所示)，又設局部理查遜數為 R_i ，則

$$K_v^m = \frac{\exp[E \tanh(\frac{R_i - R_{ic}}{\Delta R_i}) + F]}{\ln 10}, \quad (12)$$

其中，

$$E = \frac{1}{2} (\ln K_0^m - \ln K_f^m), \quad (13)$$

$$F = \frac{1}{2} (\ln K_0^m + \ln K_f^m) - \ln(\ln 10), \quad (14)$$

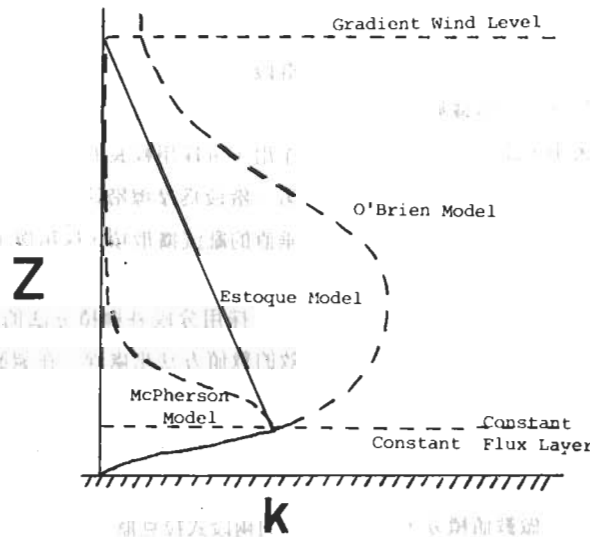


圖 3 O'Brien (1970) 設計的K垂直分佈圖。

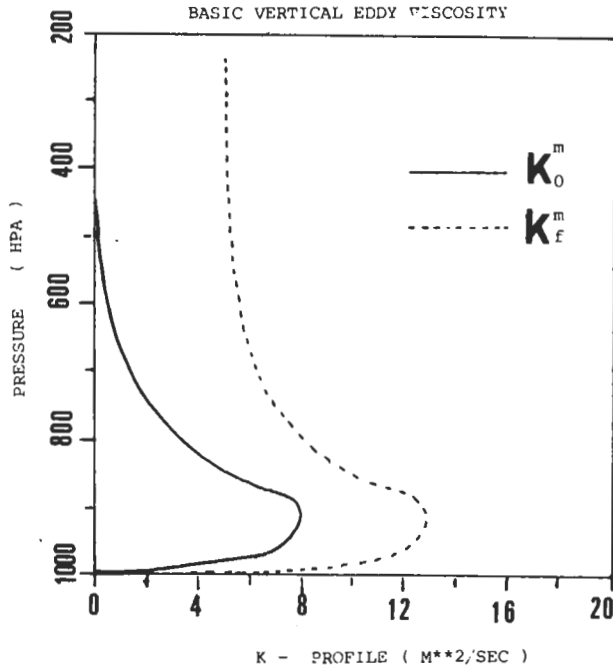


圖 4 動量垂直渦流黏性係數(K_0^m 與 K_f^m)的垂直分佈圖。

ΔR_i 為從低到高亂流強度的過渡間隔，設定為 10， R_{ic} 為鄰界理查遜數，它可以下式求之

$$R_{ic} = \left(1 + \frac{|\omega|}{\omega^*}\right), \quad (15)$$

取臨界垂直 P 速度 ω^* 為 0.1 Pa/sec.。根據觀測實驗以及本數值模式網格解析度大小，設

$$K_v^T = 1.4 K_v^m, \quad (16)$$

$$K_h^m = 50000 K_v^m, \quad (17)$$

$$K_h^T = 1.4 K_h^m, \quad (18)$$

(二) 數值方法與邊界處理

本模式採用 Gadd (1978a) 的分段外顯積分法 (Split Explicit Integration Scheme) 做數值積分，將控制方程式組的計算分為三個階段，第一階段為調節階段 (Adjustment Stage)，包括了預報方程中的壓力

梯度力項、柯氏力項以及包含垂直速度的各項，還有診斷方程式，在此階段中，慣性重力波是主要擾動，需採用較短的時間間距，本實驗取 60 秒；第二階段為平流階段 (Advection Stage)，包括預報方程中的水平平流項，在此階段中，處理非線性的平流作用，可採用較長的時間間距，本實驗取 300 秒；第三階段為摩擦階段 (Friction Stage)，包括水平與垂直的亂流擴散項，採用與平流階段相同的時間間距。

採用分段外顯積分法的好處是可以選用最有效的數值方法來處理。在調節階段採用前行-後行法 (Forward-Backward Scheme) (Mesinger and Arakawa, 1976)，在每個方程式計算後所得之新值，代入下一方程式中計算，故可節省計算機容量；在平流階段則採用兩段式拉克斯-溫多夫法 (Two-step Lax-Wendroff Scheme)，先用前行時間定差法求得的 $(n + \frac{1}{2}) \Delta t$ 值，再用時間跳蛙法 (Leap-Frog Scheme) 求得的 $(n + 1) \Delta t$

值，如此可減小相位誤差(Gadd,1978b)；摩擦階段則採用一般的時間跳蛙法。

模式範圍在X方向有2000公里，水平網格間距100公里，在垂直方向以17個等σ面，把大氣分為16層，並設模式頂壓力(P_T)等於200毫巴，即解析度約為50毫巴。

為防止邊界引發反射短波的干擾，本模式採用輻射邊界條件，設輻射邊界條件公式如下：

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + c \frac{\partial \lambda}{\partial x} = 0, \quad (19)$$

其中，λ為邊界上需被預測的變數，c為波的傳播速度。Miller and Thorpe (1981) 證實用上游定差法(Upstream Scheme)較為確切，即

$$\lambda_b^{n+1} = \lambda_b^n (1-r) + r \lambda_{b-1}^n \quad (20)$$

其中，腳註b表側邊界網格點，b-1表側邊界內一層網格點。

$$r = c \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{(\lambda_{b-1}^n - \lambda_{b-1}^{n-1})}{(\lambda_{b-2}^n - \lambda_{b-1}^{n-1})}, \quad (21)$$

對側邊界的處理，僅限於外流的情況，而且對於波速大於 $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ 的波動無法解析時，則令其波速等於 $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ ；當波動內流時，則令波速為零，即

$$r = \begin{cases} 0, & \text{若 } r < 0 \\ r, & \text{若 } 0 \leq r < 1 \\ 1, & \text{若 } 1 \leq r \end{cases} \quad (22)$$

(三) 初始條件

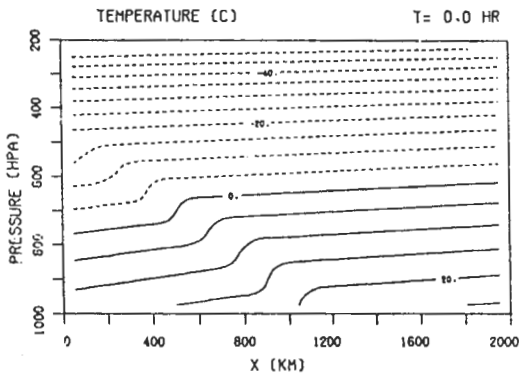


圖 5 模式之初始溫度場，等值線間隔為5°C。

為了模擬鋒面附近的橫向環流，設計一理想化的成熟鋒面，鋒面帶寬200公里，其隨高度增加向冷區傾斜，斜率為 $\frac{1}{200}$ ，大氣的溫度垂直遞減率為常數(=6.4° K/Km)，故得初始溫度場如圖5所示。

又假設初始的鋒面附近橫向環流形式如圖6所示，由圖上看出有一沿鋒面爬升的氣流，在暖區有一完整的熱力間接環流，其中心位於(1400公里，800毫巴)處。至於環境風場，假設它是靜止的情形，亦即模擬滯留性的鋒面帶系統。

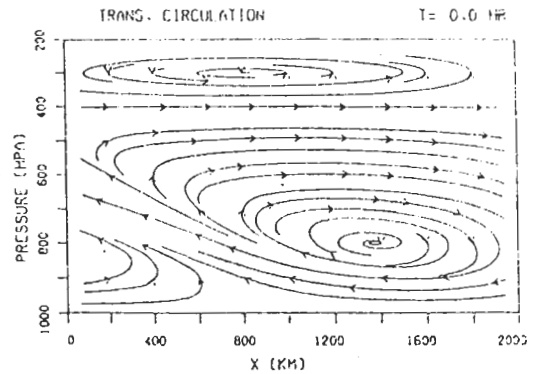


圖 6 模式之初始橫向環流圖。

四、數值積分的結果

(一) 橫向環流的演變

圖7(a)-(x)為積分24小時，每小時繪一張的橫向環流圖。積分至t=1小時，環流“A”的形勢與位置都沒有多大變化，其中心水平渦度強度由初始的 $3.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 降為 $3.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，且繼續減弱。積分至3小時，此環流的範圍縮小，中心之水平渦度強度降至 $1.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 。積分至4小時，此環流消失無蹤，整個流場幾乎轉變為向暖區的運動，渦度場變得最弱，這是第一個過渡時期。

在t=7小時，有一熱力直接環流“B”初生，其中心位於(1250公里，700毫巴)處，水平渦度強度約為 $-1.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，此環流維持到t=12小時

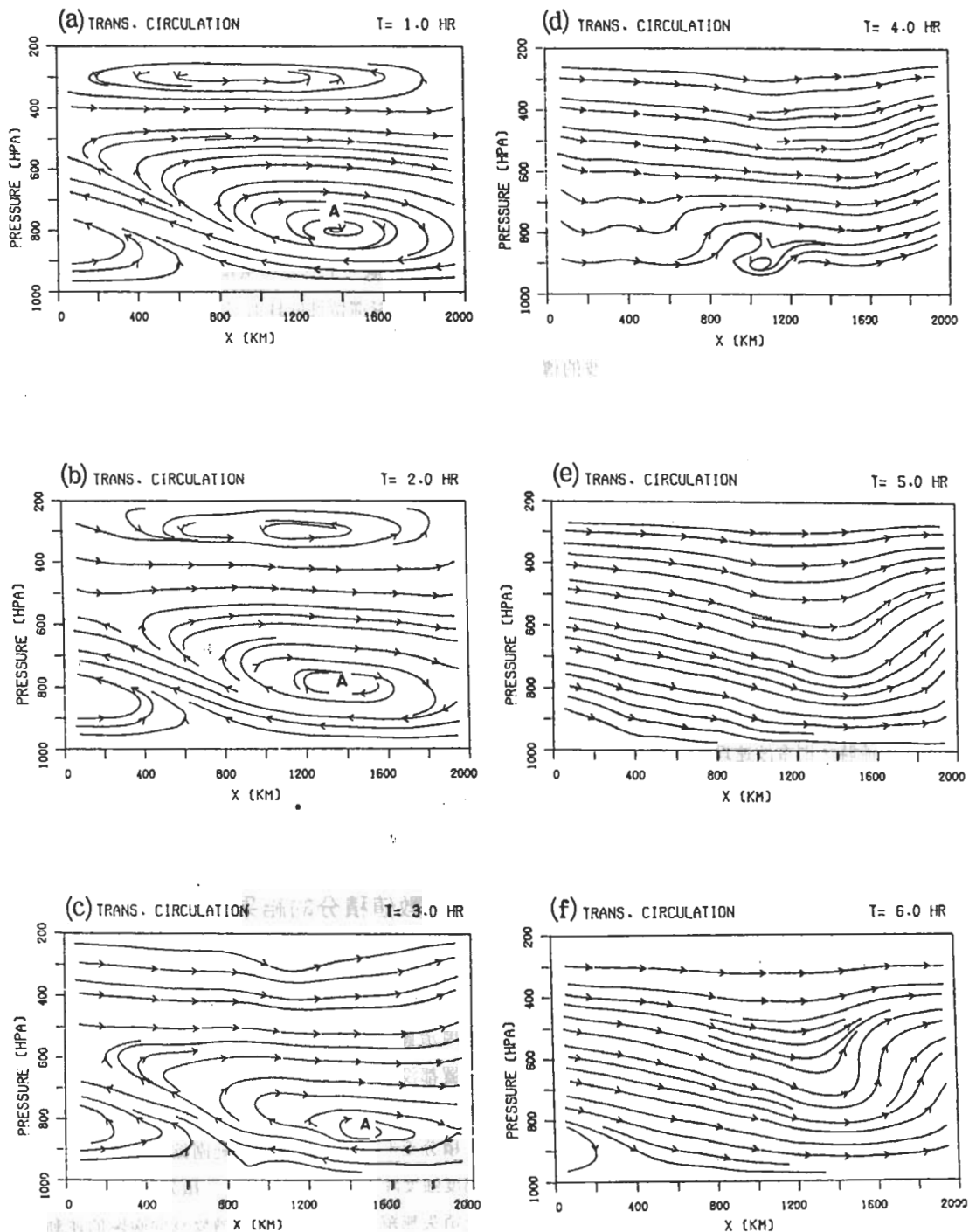


圖 7 (a)-(f) 為模式積分 24 小時，每小時繪一張之橫向環流圖。

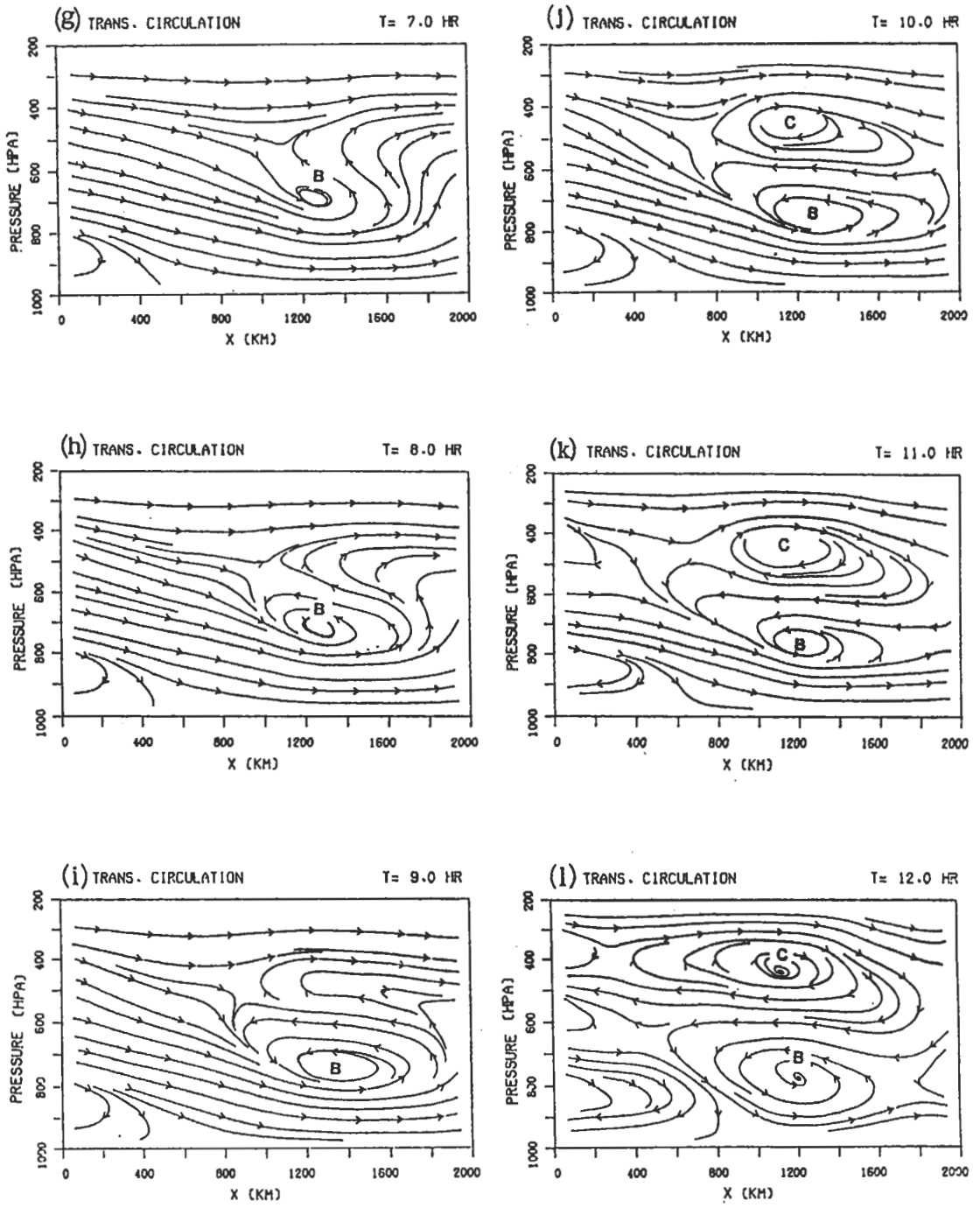


圖 7 (g)-(l) 為模式積分 24 小時，每小時繪一張之橫向環流圖。

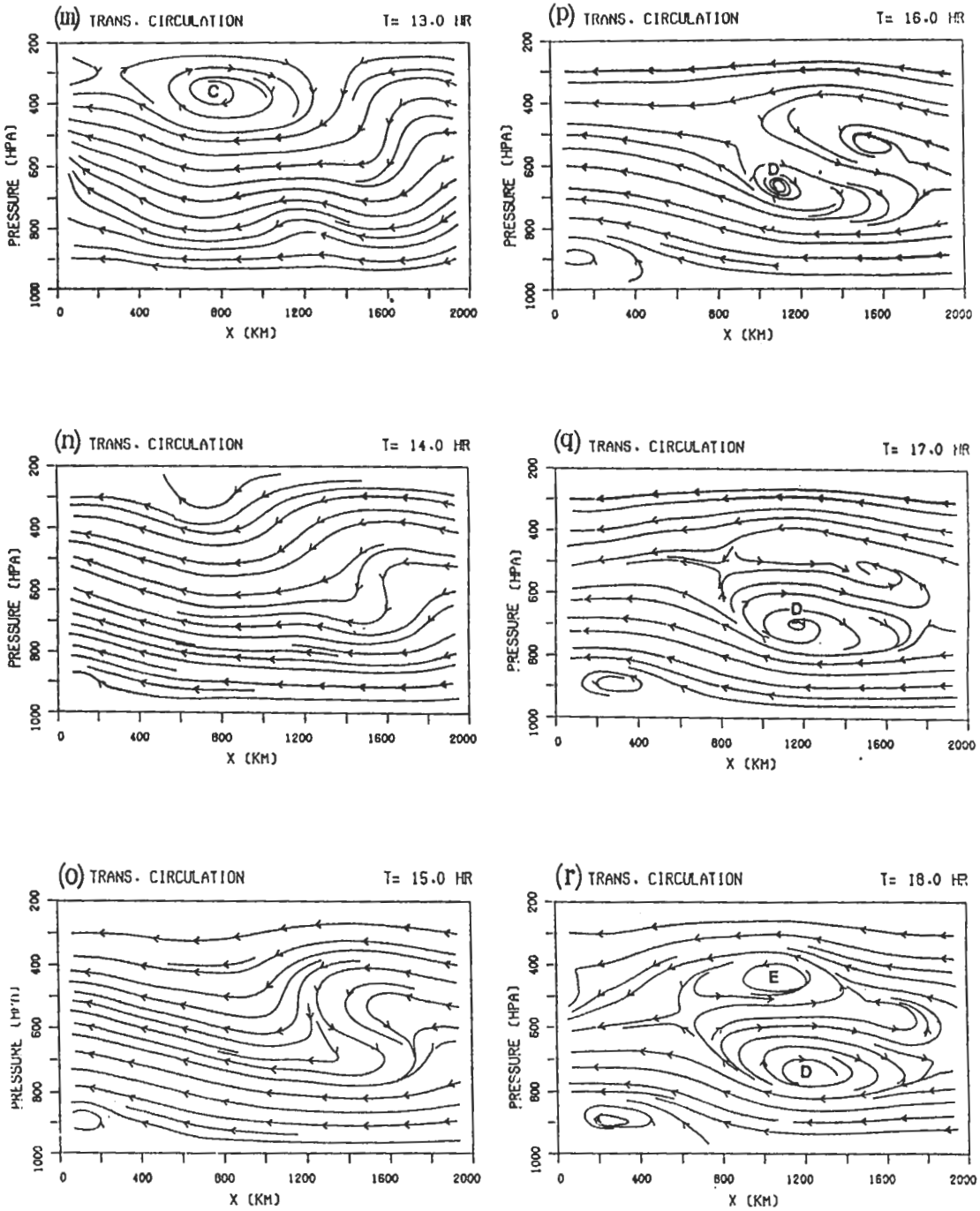


圖 7 (m)-(r) 為模式積分 24 小時，每小時給一張之橫向環流圖。

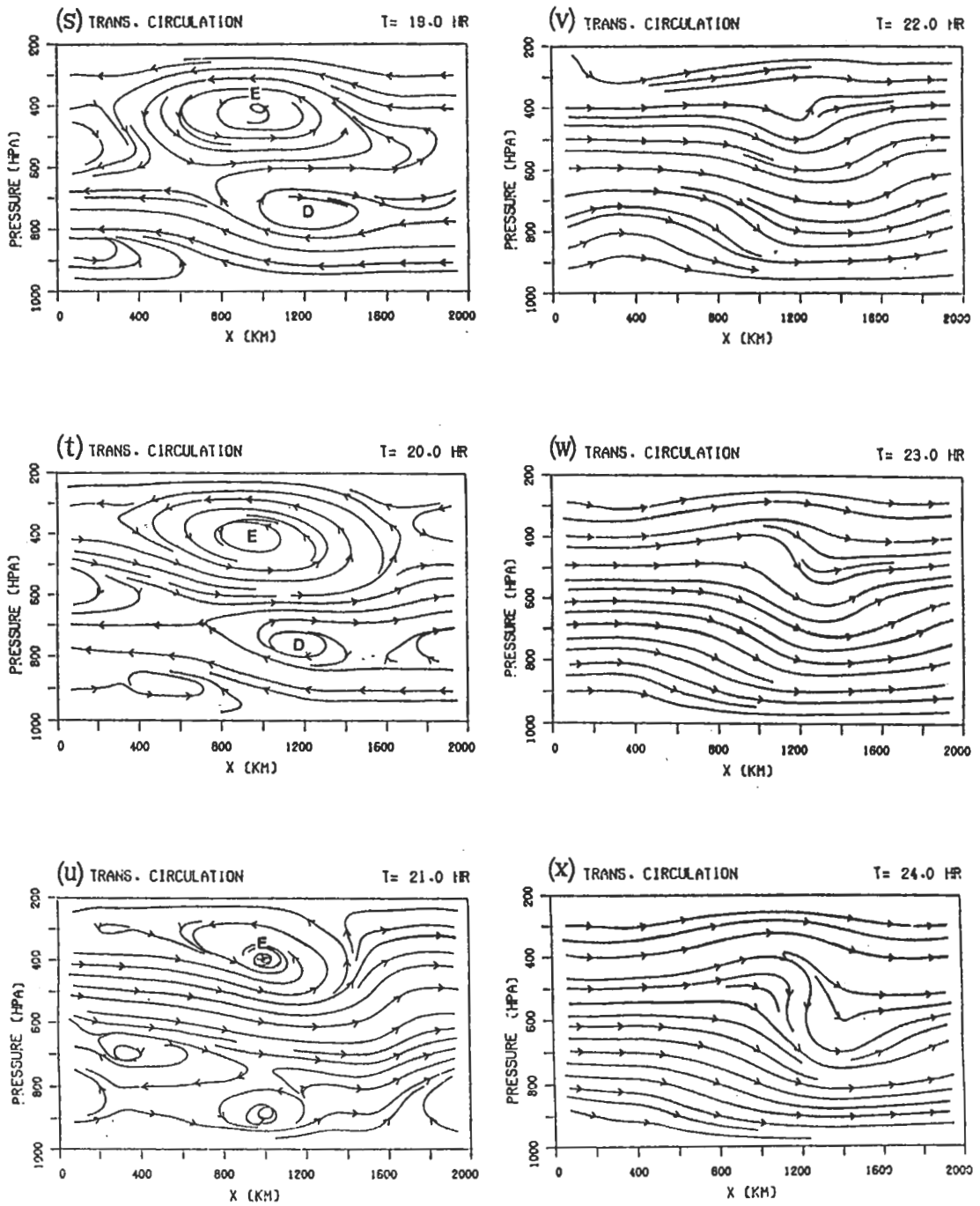


圖 7 (s)-(x) 為模式積分 24 小時，每小時繪一張之橫向環流圖。

才逐漸減弱消失，共持續了6小時之久，在 $t=7$ 至9小時期間，它往右下方移動，中心渦度強度增強為 $-2.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，而後往左下方移動，渦度強度漸減弱，直到 $t=12$ 小時，中心位於(1400公里，750毫巴)處，渦度強度降為 $-1.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 。

在 $t=10$ 小時，另一熱力間接環流“C”出現，其中心位於(1200公里，450毫巴)處，與原先的環流“B”上下並列，中心渦度強度約為 $0.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，此環流一直往左上方移動，在 $t=13$ 小時移至(800公里，350毫巴)處，到了 $t=14$ 小時就看不見此環流，此時又面臨一個過渡時期，流場開始轉變為向冷區的運動。

在 $t=16$ 小時，有兩個環流出現，熱力間接環流“D”中心位於(1100公里，675毫巴)處，渦度強度約為 $1.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，另一微弱的熱力直接環流“E”開始發展，到了 $t=18$ 小時中心位於(1050公里，450毫巴)處，與環流“D”上下並列。環流“D”之中心往右下方移動，共持續了6小時之久，中心渦度最強時達 $2.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，環流“E”在發展時先往左上方移動，然後向右上方移動，即逐漸減弱，在 $t=21$ 小時左右，面臨第三次過渡時期，流場開始轉變為向暖區的運動。

由以上的數值實驗結果得知，在 $t=3$ 至4小時左右，鋒面附近的氣流轉變為向暖區的運動，在 $t=12$ 至13小時左右，氣流轉為向冷區的運動，在 $t=20$ 至21小時左右，氣流又回復為向暖區的運動，即表示其週期約為17至18小時左右，這是慣性振盪週期($\frac{2\pi}{f}$)，橫向環流發生在慣性振盪週期內，每一環流系統的生命史約持續在5小時左右。

(二) 渦度的分析

在 y 方向的渦度分量 ζ 可以寫成(Jiang,1990)

$$\zeta = -\frac{Pg}{RT} \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{Pg}{RT} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{1}{g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{\omega}{p} + \frac{\omega}{T} \frac{\partial T}{\partial p} \right) + \frac{R\omega}{Pg} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (23)$$

Oranski and Ross (1976) 定義地轉偏差剩餘(Ageostrophic Residue; R_{ag}) 為

$$R_{ag} = -\frac{Pg}{RT} f \frac{\partial u_{ag}}{\partial p} \quad (24)$$

圖8(a)、(b)分別為渦度與地轉偏差剩餘在850毫巴面上跨越鋒面方向的時間剖面圖，由於初始時在暖區設有一完整的熱力間接環流，它所對應的渦度是正的，在冷區設有一不完整的熱力直接環流，它所對應的渦度是負的，故在圖上可以明顯看出冷區與暖區分別為負值與正值區域，而鋒面帶附近的渦度始終都接近0。地轉偏差剩餘在冷區為正值，在暖區為負值，它們的值都逐漸增大，而冷區與暖區的渦度皆逐漸減弱，在 $t=4$ 時左右，地轉偏差剩餘達最大，此時渦度幾乎為0。這時就是前面所謂的第一次過渡時期。

隨後冷區的渦度為正，暖區為負，它與地轉偏差剩餘的正負區域分布一樣，所以渦度受到加強，在 $t=8$ 至9小時左右，渦度最強，而地轉偏差剩餘幾乎為0，在 $t=22$ 小時左右，渦度再度減弱至0，即為第三過渡期。

地轉偏差剩餘量的變化週期大約為17-18小時(亦即慣性振盪週期)，而水平渦度受地轉偏差剩餘的導引而隨時間變化，其變化型式幾乎與地轉偏差剩餘的型式一樣，但超前 $\frac{1}{4}$ 慣性振盪週期。

(三) 環流中心渦度變化趨勢

由前面模擬結果得知，橫向環流的生命史很短，約只有5小時，今利用渦度方程的分析來探討(Jiang,1990)，即

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) = -\left(v \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} \right) - \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{p}{RT} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{\omega}{p} + \frac{\omega}{T} \frac{\partial T}{\partial p} \right) - \frac{pg}{RT} f \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (25)$$

上式右側第一項為平流項，第二項為輻散項，第三項為垂直風切項，第四項為水平溫度梯度項。由熱力風關係式可將第三項與第四項合併成地轉偏差剩餘項。

為了瞭解各環流系統的變化，我們計算每個橫向環流中心之渦度趨勢 $\left(\frac{d\zeta}{dt} \right)$ ，結果如圖9所示，圖中實線為渦度趨勢，標2之虛線為輻散項之貢獻，標3之虛線為垂直風切項之貢獻，標4之虛線為水平溫度梯度項的大小。無論那一個橫向環流中心，其輻散項的大小皆幾乎為0，渦度的變化是由地轉偏差

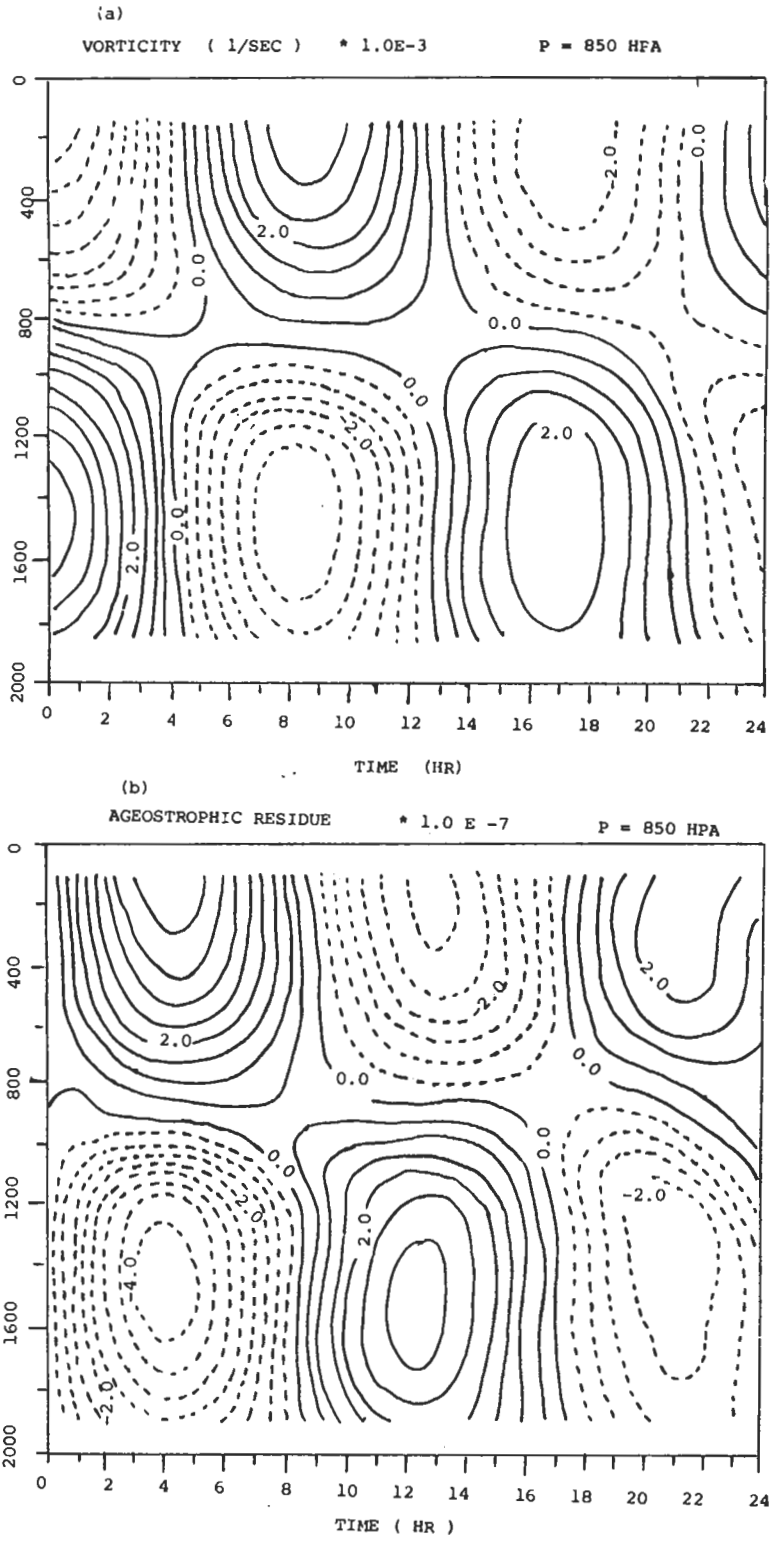


圖 8 在 850 毫巴面上跨越鋒面方向的 (a) 水平渦度與 (b) 地轉偏差剩餘量時間剖面圖。

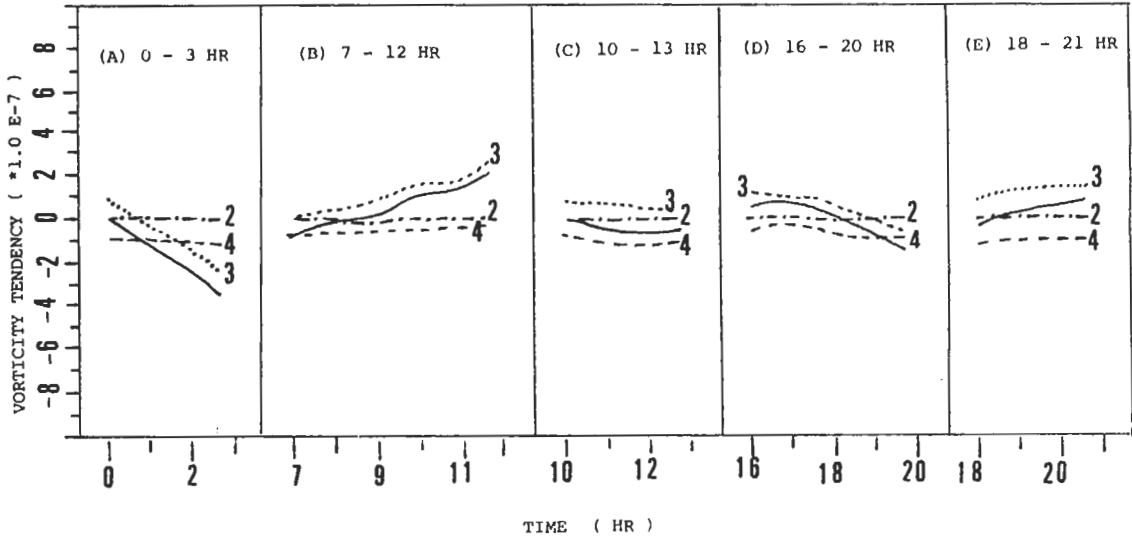


圖 9 環流中心的渦度趨勢隨時間的變化圖，標 2, 3 與 4 的虛線分別代表輻散項、垂直風切項與水平溫度梯度項，實線表渦度趨勢 $\left[\frac{d\zeta}{dt}\right]$ 。

剩餘所引起。

對於環流的生命歷程而言，其渦度趨勢的變化過程，足以顯示渦度加強或減弱的情形。當熱力間接環流出現時，其渦度趨勢的演變型式，通常開始由接近於 0 的正值在很短時間內降至 0；然後繼續往負值增加，處於負值的時間約有 3 至 4 小時左右；當熱力直接環流出現時，其渦度趨勢通常由接近 0 的負值在短時間內增至 0，然後往正值遞增，處於正值的時間約 3 至 4 小時左右。上述環流中心的渦度受到加強的時間較少，而減弱的時間較多。而對於維持較久的環流，其渦度趨勢的變化，處於正值與負值的時間約各為 3 至 4 小時，渦度被加強與減弱的時間相當。

五、結 論

利用二維原始方程模式，在靜力平衡、無水汽與具平坦地形的假設下，滯留性鋒面附近橫向環流的影響，從數值模擬實驗結果的分析與討論可以得

到下列結論：

- 〔一〕 橫向環流系統的生命史約 5 小時左右。
- 〔二〕 經由渦度方程分析，渦度的平流與輻散作用都很少，橫向環流之渦度變化幾乎完全是受地轉偏差剩餘的作用的。
- 〔三〕 水平渦度受地轉偏差剩餘的導引而隨時間變化，其變化型式幾乎與地轉偏差剩餘的型式一樣，但超前 $1/4$ 慣性振盪週期。
- 〔四〕 地轉偏差運動具有週期性變化，其週期即為慣性振盪週期（在中緯度約為 17 至 18 小時），由於具有這種特性，造成鋒面帶附近的氣流運動約間隔半個週期（即 8 至 9 小時）轉變流動方向一次；使得環流主要出生區域交替出現熱力間接環流與熱力直接環流。

因為例行觀測時間間隔不夠密集，無法由觀測資料的分析得知橫向環流的週期性演變過程，但我

們知道下滑鋒面並不是一直維持下滑的型態，上爬鋒面也不是一直保持上爬的型態，它們往往是交互變化的，因此所伴隨的天氣現象也經常是具有慣性振盪週期的。對鋒面附近僅有4-5小時左右生命歷程的橫向環流系統的探討，必須考慮水汽效應與地表日變化，才更可以瞭解環流的舉升作用引發對流活動的物理過程，以及對流活動與鋒面系統間的交互作用，這些將是我們未來要進行的研究。

誌 謝

本文在國科會專題研究計劃NSC78-0202-M008-09的支助下，得以順利完成，謹在此致謝。作者更感謝國立中央大學大氣物理研究所微電腦室所提供之繪圖協助。

參考文獻

- Eliassen, A., 1962 : On the vertical circulation in frontal zones. *Geofys.Publik.*,24, 147-160.
- Gadd, A. J. 1978a : A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. *Quart.J.R. Met.Soc.*,104, 569-582.
- Gadd, A. J. 1978b : A numerical advection scheme with small phase speed errors. *Quart.J.R.Met.Soc.*, 104, 583-594.
- Gutman L. N., 1972 : Introduction to the nonlinear theory of mesoscale meteorological processes. Translated and edited by IPST Staff. pp 224.
- Jiang, H. M., 1990 : Study on the frontal cyclone system in southern China and the vicinity of Taiwan area during late-winter and early-spring. *East Asia and Western Pacific Meteorology and Climate. World Scientific Press*, 333-342.
- Manton, M. J., 1981 : On the propagation of cold fronts. *Quart.J.R.Met.Soc.*, 107, 875-882.
- Mesinger, F., and A. Arakawa, 1976 : Numerical methods used in atmospheric model. Vol. 1, ICSU and WMO, ARP Publ. Ser. No. 14, Geneva, pp 64.
- Miller, M. J., and A. J. Thorpe, 1981 : Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models. *Quart.J.R.Met.Soc.*, 107, 615-628.
- Moore, J. T. and K. F. Smith, 1989 : Diagnosis of Anafronts and Katafronts. *Wea. and Forecasting*, 4, 61-72.
- O'Brien, J. J., 1970 : A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.*,27, 1213-1215.
- Orlanski, I., and B. B. Ross, 1977 : The circulation associated with a cold front. Part I : Dry case. *J.Atmos.Sci.*, 34, 1619-1633.
- Ross, B. B., and I. Orlanski, 1978 : The circulation associated with a cold front. Part II : Moist case. *J.Atmos.Sci.*, 35, 445-465.
- Ross, B. B., and I. Orlanski, 1982 : The evolution of an observed cold front. Part I : Numerical simulation. *J.Atmos.Sci.*, 39, 296-327.
- Sansom H. M., 1951 : A study of cold fronts over the British Isles. *Quart.J.R.Met.Soc.*, 77, 96-120.
- Saywer, J. S., 1956 : The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proc.Roy.Soc.London*, A234, 346-362.
- Shapiro, M. A., 1981 : Frontogenesis and geostrophically forced secondary circulation in the vicinity of jet stream-frontal zone system. *J.Atmos.Sci.*, 38, 954-973.
- Williams, R. T., 1974 : Numerical simulation of steady-state fronts. *J.Atmos.Sci.*, 31, 1286-1296.

Numerical Experiment of the Transverse Circulation
in the Vicinity of Front

Huo-Ming Jiang and Hwa-Neng Jeng

Institute of Atmospheric Physics

National Central University

Chung-Li, 32054, Taiwan, R.O.C

(manuscript received 13 January 1990; in final form 27 March 1990)

Abstract

There is very close relationship between the evolution of weather systems and the transverse circulation in the vicinity of front. In order to understand the evolution process of the transverse circulation, a simple two-dimensional numerical model without any topography was employed in this study. The eddy diffusion effect in the boundary layer was taken into consideration. A mutual cold front with a complete thermally indirect circulation in the warm sector was specified as the initial situation and then the numerical integration was done for 24 hours.

The results indicated that the life of the transverse circulation was about 5 hours and its evolution process was forced by the ageostrophic residue. The horizontal vorticity was induced by the ageostrophic residue but with a time lag about $\frac{1}{4}$ inertia oscillation period.

Keywords : Front, Transverse Circulation, Ageostrophic Motion, Numerical Experiment.