

正模初始化對中央氣象局全球預報系統影響之實驗

柯文雄 張庭槐

國立臺灣大學大氣科學研究所

摘 要

原始方程式容許重力波的存在，此高頻振盪的氣象雜波在數值積分過程往往會造成計算不穩定，而破壞氣象場，發生扭曲的現象，因此在模式調適過程完成前，對處理模式者造成很大困擾，而初始化目的之一就是在進行數值積分前先對初始資料加以調整，使其日後積分時所產生之高頻雜波愈小愈好，至於在初始化方法的發展方面，古典準地轉理論的平衡方程已廣泛的應用於初始化問題，而近年來一種較嚴密完整及有效的正模法成為初始化熱門的研究主題，其中非線性正模初始化法目前已經使用於數值天氣預報作業的初始化程序。本報告即針對著 Machenhauer (1979) 所提出的非線性正模初始化法，配合高解析度的全球波譜模式（水平截斷波數為42，垂直為12層），利用中央氣象局1992年4月13日 00Z之分析資料及其同時間經其初始化程式修訂後之資料，探討其分析資料在經過及不經過非線性正模初始化24小時預報之異同，同時並與利用其初始化後之資料為初始值所作之24小時預報比對，其間所分析之區域著重於華南台灣區域，而所分析的變數包括850mb溫度場及500mb之高度場。發現氣象局分析資料經其初始化程式修訂後的資料，預報時台灣上空有偏冷的現象，但若用非線性正模初始化則可避免，而地面氣壓之變化在分析和經其初始化修訂後的資料均有顯著的振盪，而經非線性正模初始化後的資料，預報時地面之變化則振盪較小，至於垂直模上的個數不同，對預報結果差異不大，但垂直模個數較多則局部地區地面氣壓之變化更平緩。

關鍵詞：非線性正模初始化 (NNMI)，垂直模，全球波譜模式，原始方程式。

一、前 言

在數值預報模式中，原始方程模式不但描述了慢速移動的羅士培波同時亦包含了高頻的重力波。雖然大氣中允許有重力波存在，但原始方程模式中常因初始場中風場及質量場的不平衡產生虛假之重力波。此不平衡原因可能是由於觀測或分析之質量場與風場包含了誤差，也可能是數值模式之方程式不能正確的描述所欲了解的大氣狀態。模式中之重力波可以藉由消散項作些許的控制，然而根本之計在於使用初始化法使初始場之質量場與風場能保持某種平衡而去除那些不存在

之重力波。1970年代以後，一種名之為正模初始化的新方法已逐漸發展起來，Dickinson and Williamson (1972) 首先計算了線性化原始方程模式的正模，Machenhauer(1977)及Bear(1977)分別提出了一種非線性正模初始化法，保留一部份振幅的慣性重力波，以便能和非線性項產生的振幅平衡。此種方法繼而被廣泛應用於全球或半球數值預報模式中作為初始化法之依據。雖然非線性正模初始化非常具有彈性，能處理熱帶區域超長波及各種物理過程的效應，可是其必須建立預報模式的正模，這對全球或半球模式而言倒不成什麼問題，因其具有東西向的週期性邊界條件，但

對有限區域模式而言就不太容易了，因有限區域側邊界給定問題及不可分離的水平結構方程，使得無法將全球或半球模式的方法直接應用於區域模式，但其仍可建議我們修正的方法，既然水平結構方程不可再加以分離，那麼不要求得明顯地水平結構函數，而只要求得僅含重力波的線性化模式垂直結構方程的特徵函數及等效深度，使每一氣象變數對此特徵函數展開，再代回原方程模式，而得僅含水平運算符的方程，此時再令其滿足濾除重力波的條件，在疊代互除法及適當的邊界條件下，即可解得調整後的初始場。Briere (1982) 提出了有限區域模式非線性正模初始化的方法，而Bourke and McGregor (1983) 及Errico (1986)亦提出了有限區域模式非線性垂直初始化法。此外，Browning (1980) 曾利用Kreiss (1978) 所提出的有界導數理論應用於淺水方程的初始化問題，而Kasahara (1982) 亦曾將此原理應用斜壓模式，這種新初始化法，亦可應用於初始邊界值問題。Errico and Rasch (1988) 更嘗試於模式中加入非絕熱過程。雖然有限區域垂直模初始化已被大家探討，亦有初步之結果，但其中有關邊界條件之如何給定仍然是研究的目標，再者由於電腦科技之發展，全球或半球模式之空間解析度，已漸能符合有限區域模式之要求，因而本報告乃朝著發展高解析度的全球非線性正模初始化法為目標，如此一方面可避免有限區域正模初始化因無法分離水平結構函數而所採用的假設及邊界條件給定的問題，另一方面，配合資料了解此非線性正模初始化之效果，以其做為將來改進初始化法之依據。本文中第二章將描述非線性正模初始化法，第三章為執行步驟，而第四章為結果與討論。

二、非線性正模初始化法

本節中我們將以氣壓為垂直座標之斜壓原始方程模式來探討。有關運動方程式，熱力方程式及連續方程式可寫成

$$\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \underline{k} \times f \underline{v} + \nabla \Phi = R \underline{v} \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \Phi}{\partial P} + \frac{R \gamma^* \omega}{P} = R \Phi \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial P} + \nabla \cdot \underline{v} = 0 \quad (2-3)$$

其中

$$R \underline{v} = -\underline{k} \times \zeta \underline{v} - 1/2 \nabla \underline{v} \cdot \underline{v} - \omega \frac{\partial \underline{v}}{\partial P},$$

$$R \Phi = -\underline{v} \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial P} - \frac{R \gamma^* \omega}{P}$$

$$\zeta = \underline{k} \cdot \nabla \times \underline{v},$$

$$\gamma = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{RT}{C_P P} - \frac{\partial T}{\partial P},$$

$\gamma^* = \gamma$ 的水平平均 (horizontal average of γ)

$\gamma' = \gamma$ 的微分 (deviation)

R = 氣體常數 (gas constant)

C_p = 定壓下的比熱 (specific heat at constant pressure)

P = 氣壓 (pressure)

Φ = 重力位 (geopotential)

$$\omega = \frac{dP}{dt}$$

$\underline{v}$ = 風場 (wind field)

$\underline{k}$ = 垂直方向的單位向量 (vertical unit vector)

而垂直邊界條件在模式中為 $W = 0$ ($P = 0$) 及 $W = \frac{dz}{dt} = 0$ ($Z = 0$)。

(a) 線性化

有了上述之方程後我們將定義一基本的大氣狀態，然後依此大氣狀態對此方程組進行線性化。在此所採取的基本大氣狀態為一靜止且垂直之靜力穩定度只為P的函數。將此方程組改寫成球面極座標方式並把已線性化的項寫在等號左邊，而把非線性項寫到右邊，則可變成

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin \phi + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = R_u \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \phi + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = R_v \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \Phi}{\partial P} + \frac{R \gamma^* \omega}{P} = R \Phi \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial P} + \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} v \cos \phi \right] = 0 \quad (2-7)$$

其中

a = 地球半徑

Ω = 地球轉動之角速度

λ, ϕ = 經度和緯度

u, v = 水平速度分量

若把非線性項設定為0，則 $R u = R v = R \Phi = 0$ 即可得線性化方程組由(2-6)及(2-7)消去 ω 則可得

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial P} \frac{P}{R\gamma^*} \frac{\partial \Phi}{\partial P} - \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} v \cos \phi \right] = 0 \quad (2-8)$$

(b)垂直結構方程

方程組(2-4)(2-5)及(2-8)(其中 $R u = R v = R \Phi = 0$)中之變數 u, v 及 Φ 若假設可寫成

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}(\lambda, \phi, t) \\ \hat{v}(\lambda, \phi, t) \\ \hat{\Phi}(\lambda, \phi, t) \end{bmatrix} Z(P) \quad (2-9)$$

其中 $Z(P)$ 只與垂直結構有關而 $\hat{u}, \hat{v}, \hat{\Phi}$ 只為水平及時間的函數。將(2-9)代入(2-4)，(2-5)，(2-8)則可得三個與水平有關之水平方程式

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} - 2\Omega \hat{v} \sin \phi + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \lambda} = 0 \quad (2-10)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + 2\Omega \hat{u} \sin \phi + \frac{1}{a} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \phi} = 0 \quad (2-11)$$

$$\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial t} + \frac{g\tilde{H}}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{v} \cos \phi \right) = 0 \quad (2-12)$$

及只與垂直變數有關之垂直結構方程式

$$\frac{\partial}{\partial P} \frac{P}{R\gamma^*} \frac{\partial Z}{\partial P} + \frac{Z}{g\tilde{H}} = 0 \quad (2-13)$$

其中

g = 重力常數 (gravitational constant)

$\tilde{H}$ = 等效深度 (equivalent depth)

$(g\tilde{H})$ = 分離常數 (separation constant)

(c)水平結構方程

若設定

$$\begin{bmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \\ \hat{\Phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}^m \\ \hat{v}^m \\ 2\Omega \hat{\Phi}^m \end{bmatrix} \exp(im\lambda - 2\Omega i\sigma t) \quad (2-14)$$

將(2-14)代入方程組(2-10)-(2-12)則

$$\sigma \hat{u}^m = -\sin \phi \hat{v}^m + \frac{m \hat{\Phi}^m}{a \cos \phi} \quad (2-15)$$

$$\sigma \hat{v}^m = -\sin \phi \hat{u}^m - \frac{1}{a} \frac{\partial \hat{\Phi}^m}{\partial \phi} \quad (2-16)$$

$$\sigma \hat{\Phi}^m = \frac{g\tilde{H}}{4\Omega^2 a \cos \phi} \left[m \hat{u}^m + \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{v}^m \cos \phi \right] \quad (2-17)$$

在(2-15)，(2-16)，(2-17)中若消去 $\hat{u}^m$ 及 $\hat{v}^m$ 則得所謂的水平結構方程式

$$H(\hat{\Phi}^m) + \frac{4\Omega^2 a^2}{g\tilde{H}} \hat{\Phi}^m = 0 \quad (2-18)$$

其中運算子

$$H = \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{\cos \phi}{(\sigma^2 - \sin^2 \phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{(\sigma^2 - \sin^2 \phi)} \left[\frac{m(\sigma^2 + \sin^2 \phi)}{\sigma(\sigma^2 - \sin^2 \phi)} - \frac{m^2}{\cos^2 \phi} \right]$$

(2-13)及(2-18)組成了特徵值問題。其中 $(g\tilde{H})$ 之倒數為垂直結構方程的特徵值而 σ 為水平結構方程特徵值。對自由正模的個案而言我們必須先求解垂直結構方程，求出其每一特徵值 $\tilde{H}$ 及其相對應特徵向量，然後對每一 $\tilde{H}$ ，我們由水平結構方程可得出其特徵頻率 σ 及其相對應之水平特徵向量。

(d)邊界條件

在求解垂直及水平結構方程組我們必須先決定其邊界條件，在水平方面若考慮全球或半球區域則無水平邊界問題，但對一有限區域之模式則對方程組(2-15)-(2-17)必須設定邊界條件。對垂直方面而言在模式最上層可從熱力方程(2-6)得

$$\frac{\partial Z}{\partial P} = 0 \quad \text{at } P = 0 \quad (2-19)$$

而在地面上亦可得

$$W = \frac{dZ}{dt} = 0 \quad (\text{不考慮地形變化})$$

由線性化及靜力方程之使用則可得

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\omega R T^*}{P_0} = 0$$

由此我們可進一步得到

$$\frac{\partial Z}{\partial P} + \frac{\gamma^* Z}{T^*} = 0 \quad (2-20)$$

其中

T^* = 地面水平平均溫度

P_0 = 地面平均氣壓

(e) 正模化之模式方程式

設定 Π 為任一風向量或高度場其表示為

$$\Pi = \begin{bmatrix} u(\lambda, \phi, P) \\ v(\lambda, \phi, P) \\ \Phi(\lambda, \phi, P) \end{bmatrix} \quad (2-21)$$

若將其按波譜方法展開則可得

$$\Pi = \sum_n \sum_k x_n^k \hat{\Pi}_n^k(\lambda, \phi, P) \quad (2-22)$$

其中

$$x_n^k = \langle \Pi \cdot \hat{\Pi}_n^k \rangle \quad (2-23)$$

x_n^k 即所謂的正模展開係數，而 n 與 k 分別為水平模數及垂直模數。利用 (2-23) 則方程組 (2-4) - (2-7) 線性化之正模方程可寫成

$$\dot{x}_n^k + 2\Omega i \sigma_n^k x_n^k = 0, \quad (2-24)$$

($\dot{}$) 表示 () 的時間微分

對非線性方程而言 (若令 $R_u, R_v, R_\Phi \neq 0$) 則令 R_Π 為

$$R_\Pi = \begin{bmatrix} R_u(\lambda, \phi, P) \\ R_v(\lambda, \phi, P) \\ R_\Phi(\lambda, \phi, P) \end{bmatrix} \quad (2-25)$$

對 R_Π 按 (2-22) 及 (2-23) 之展開方式，則方程組 (2-4) - (2-7) 之非線性正模展開方程可寫成

$$\dot{x}_n^k = -2\Omega i \sigma_n^k x_n^k + R_n^k(x) \quad (2-26)$$

其中

$$R_n^k(x) = \langle R_\Pi \cdot \hat{\Pi}_n^k \rangle \quad (2-27)$$

(2-26) 亦可寫為

$$\dot{X} = -2\Omega i \Lambda_x X + R_x(X) \quad (2-28)$$

其中 Λ_x 為一矩陣其對角元素為 σ_n^k ，而 $R_x(x)$ 為 R_n^k 之行向量。現若再把 X 區分成 $X = Z + Y$ 其

中 Z 為快速模而 Y 代表慢速模，則 (2-28) 可改寫成

$$\dot{Z} = -2\Omega i \Lambda_z Z + R_z(Z, Y) \quad (2-29)$$

$$\dot{Y} = -2\Omega i \Lambda_y Y + R_y(Z, Y) \quad (2-30)$$

在方程組 (2-29) 與 (2-30) 中若我們只考慮線性初始化時，則因 $R_u = R_v = R_\Phi = 0$ 而使 $R_z = R_y = 0$ ，故快速模方程 (2-29) 可改寫成

$$\dot{Z} = -2\Omega i \Lambda_z Z$$

若令 $Z=0$ 則可消除所有時間變化之快速振盪此即所謂的線性正模初始化。然而實際上對一非線性方程而言 $R_u, R_v, R_\Phi \neq 0$ 即使令在初始狀態 $t=0$ 時 $Z=0$ 並不能抑制使 $\dot{Z}=0$ ，Williamson(1976) 應用線性正模初始化於非線性方程式中亦發覺快速之振盪並不能因正模初始法而消除。

Machenhauer (1977) 分別提出了非線性正模初始化法解決了上述問題，在本段中我們以 Machenhauer 之方法為主，其作法為：

(1) 使用線性初始化法使， $Z_0 = 0$ 與 $Y_0 = Y$ (其中註標為疊代的時步)

(2) 在 (2-29) 中令 $\dot{Z}=0$ 則可得

$$Z_1 = \frac{R_z(Z_0, Y_0)}{2\Omega i \Lambda_z} \quad (2-31)$$

(3) 重複 (2) 但 Z_1 取代原來之 Z_0 因而可得

$$Z_2 = \frac{R_z(Z_1, Y_0)}{2\Omega i \Lambda_z} \quad (2-32)$$

此步驟一直重複至 Z 在等號之左邊及右邊收斂至相同值，此最後之 Z 值則以 Z_B 表示 (B 表平衡狀態) 則

$$Z_B = \frac{R_z(Z_B, Y_0)}{2\Omega i \Lambda_z} \quad (2-33)$$

三、執行方法及步驟

(a) 全球波譜模式

由於在作正模初始化時我們需要求得渦度、輻散、重力位及地面氣壓隨時間之變化，因而必須配合預報模式作計算。模式所用的方程式包含了絕對渦度、輻散、水汽之趨勢方程及連續方程、

熱力方程和靜力方程。

數值方法於水平部份是將變數以長斜型切斷數列 (rhomboidal truncation) 作球面上的表示方式，即

$$(T, Q, q) = \sum_{m=-J}^{+J} \sum_{l=|m|}^{|m|+J} (T_l^m, Q_l^m, q_l^m) Y_l^m$$

$$U = \frac{1}{a} \sum_{m=-J}^{+J} \sum_{l=|m|}^{|m|+J+1} U_l^m Y_l^m$$

$$V = \frac{1}{a} \sum_{m=-J}^{+J} \sum_{l=|m|}^{|m|+J+1} V_l^m Y_l^m$$

$$(\psi, \chi, \Phi) = a^2 \sum_{m=-J}^{+J} \sum_{l=|m|}^{|m|+J} (\psi_l^m, \chi_l^m, \Phi_l^m) Y_l^m$$

其中

ψ = 流函數 (stream function)

χ = 速度位 (velocity potential)

T = 溫度 (temperature)

Q = 水汽 (moisture)

Φ = 重力位 (geopotential)

q = 地面氣壓的自然對數值

$$Y_l^m(\lambda, \sin \phi) = P_l^m(\sin \phi) e^{im\lambda}$$

$P_l^m(\sin \phi)$ = 類勒根得方程 (normalized associated Legendre function)

$$(\)_l^m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (\) P_l^m(\sin \phi) \cos \phi e^{-im\lambda} d\phi d\lambda$$

垂直的部份包含了12個不連續層 (layers)，在12個不連續層之間的介面設了13個面 (levels)，在層上考慮每個物理變數，而在面上計算，(～)表在面上之物理量，故在層上物理量的取法是依照Sela (1980)，如下式所示：

$$\sigma_k^* = \frac{\bar{\sigma}_{k+1}^{1+\kappa} - \bar{\sigma}_k^{1+\kappa}}{(1+\kappa)(\bar{\sigma}_{k+1} - \bar{\sigma}_k)} \cong \frac{1}{1+\kappa} \frac{d(\bar{\sigma}^{1+\kappa})}{d\sigma}$$

(b) 非線性正模初始化

利用Machenhauer (1977) 之非線性正模初始化法於現有之全球波譜模式。對正模而言是要求取預報模式之線性化方程之渦度、輻散、溫度及

地面氣壓對數值之解，而預報模式之空間解析度為波模數之函數，所以為了決定所有可能之波模振盪，就必須先求得線性預報方程之波譜形式。我們所選取之基本大氣為一靜止之大氣且其垂直溫度分佈為美國標準大氣。

把Machenhauer之非線性正模初始化放入全球波譜預報模式之具體執行步驟如下：

(1) 將初始資料由P座標轉換至 σ 座標。

(2) 利用預報模式計算所欲預測變數之時間趨勢。

(3) 把這些趨勢項作垂直分離及尺度化之整合。

(4) 再把(3)所得之每個項利用預先配合預報模式所算的正模對其展開。

(5) 利用波譜模式之運算則可求得因欲濾除低於二天頻率的重力波模所產生的變化量，而後將這些變化量調回預報模式之空間對初始場作調整。

(6) 重複(3)，(4)及(5)直至低於二天之重力波模之隨時間變化趨於0。

(c) 模式解析度及初始資料

由於本報告所用預報模式之水平部份之數值方法採用長斜方型切斷數列作球面上的表示，為避免由非線性項等所產生的種種誤差，依據Orszge (1970)，Eliassen et al. (1970) 所提若模式之波數為J，則南北緯度上高斯緯度圈數(N)必須滿足 $N \geq (5J+1)/2$ ，每一緯度圈之經度網格數(LN)，必須要 $LN \geq 3J+1$ 。

在此報告中我們將測試三種不同初始狀況但其空間解析度皆同，即波數為 $J=42$ ，故全球之高斯緯度圈數為 $N=108$ 而同一緯度之網格數 $LN=128$ ，因而其經向及緯向之解析度分別為 2.8° 及 1.7° 。

四、結果與討論

中央氣象局(CWB)之全球數值天氣預報系統於民國77年7月1日正式作業。針對現行全球預報模式在850mb溫度場於青康藏高原東側易有冷舌加深的問題，我們將利用CWB分析完後之全球網格點資料，透過NNMI與CWB之初始化法後，

再利用全球波譜模式預報24小時比較其異同。

初始場之資料來源有二，其一為CWB，1992年4月13日00Z之分析資料，水平解析度為 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ ，垂直分別為1000mb，925mb，850mb，700mb，500mb，400mb，300mb，250mb，200mb，150mb，100mb共11層之H及925mb，850mb，700mb，500mb，400mb，300mb，250mb，200mb，150mb，100mb，50mb共11層之U及V之資料。其二為經過CWB之初始化程式處理過之資料，水平解析度同前。垂直分別為925mb，800mb，700mb，600mb，500mb，400mb，300mb，200mb，100mb共9層之H、U、V之資料。

我們以CWB的分析資料之24小時預報為基準，經由不同的基本場共做了三個測試。

下表為不同代號表示之說明：

個案	初 始 場	垂直模
A	CWB分析資料	
I	CWB初始化處理後之資料	
AI2	CWB分析資料經NNMI處理後之資料	2
AI4	同上	4

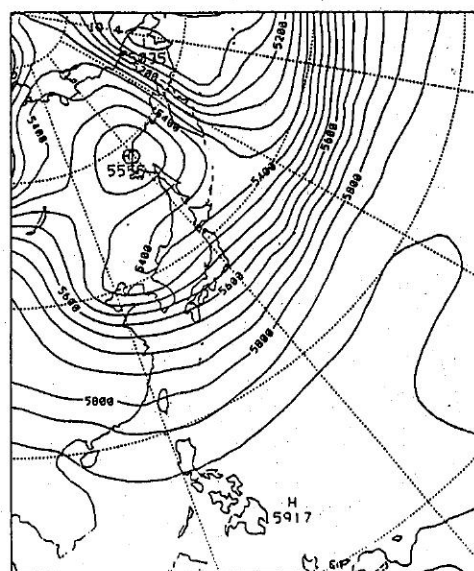
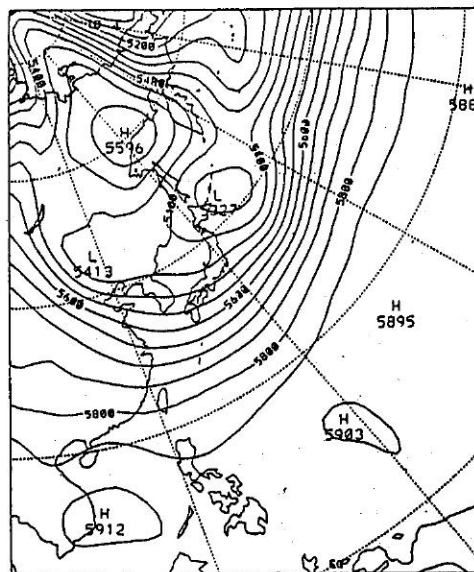
因分析著重於東經 100° 以東，故圖之截取亦以此區為主。分析之變數包含500mb之高度場及850mb之溫度場。

CASE A：

500mb高度場：經分析資料顯示5800m之等值線跨越台灣南部，在 $(140^{\circ} \text{ E}, 60^{\circ} \text{ N})$ 附近有高壓存在，而於 $(145^{\circ} \text{ E}, 45^{\circ} \text{ N})$ 附近有低壓存在，24小時後5800m之等值線北移至台灣中部， $(140^{\circ} \text{ E}, 60^{\circ} \text{ N})$ 之高壓稍往西南移，強度減弱， $(145^{\circ} \text{ E}, 45^{\circ} \text{ N})$ 附近低壓則消退不見（圖一）。

850mb溫度場：分析資料顯示 0°C 之等值線橫跨日本及朝鮮半島中部，而 12°C 之等值線橫跨台灣中部，24小時後變化不大，但 0°C 之等值線稍往北移， 12°C 之等值線稍往南移，明顯看出台灣及華東華南地區之溫度梯度變小（圖二）。

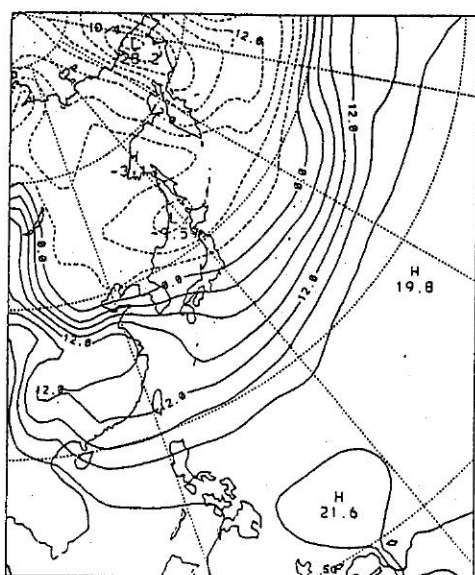
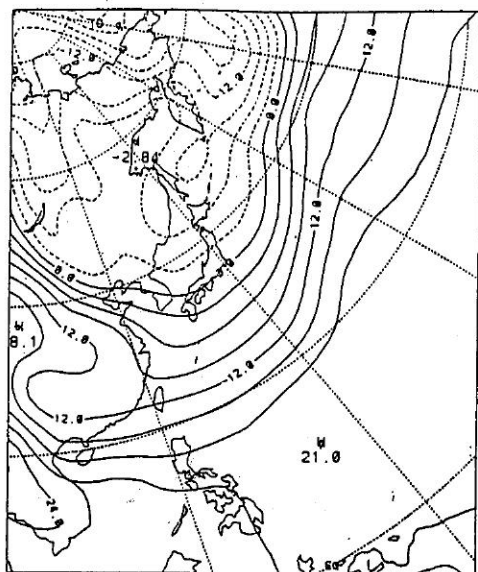
CASE I：



圖一：上：CWB 500mb高度分析場。下：上圖之預報場。

500mb高度場：經CWB初始化資料和分析資料比對可明顯看出除了數值稍有差異外，型式幾乎完全相同，24小時後，5800m之等值線比CASE A偏南，型式也極相似（圖三）。

850mb溫度場：初始化後之溫度場明顯偏低， 0°C 及 12°C 之等值線均較CASE A南移，24小時後差量更大， 12°C 之等值線南移到北緯 20° 附近，台灣上空已全部降到 12°C 以下了，預報已有明顯



圖二：上：CWB 850mb溫度分析場。下：上圖之預報場。

偏冷的現象（圖四）。

CASE AI2：

500mb高度場：CWB之分析資料經垂直模取2個模之NNMI後，等值線更平滑，型式和CASE A相差不多，5800m之等高線稍北移，24小時之預報，除了5800m之等值線偏南外，型式幾乎一樣（圖五）。

850mb溫度場：經NNMI後之結果幾乎和CASE A完全一樣，24小時後之預報亦極為接近（圖六）。

CASE AI4：

500mb高度場：CWB之分析資料經垂直模取4個模之NNMI後，結果和CASE A差不多，5800m之等值線雖亦北移，但北移的距離比CASE AI2小，24小時後之預報，除了高、低壓中心之數值外，也幾乎是和CASE A完全一樣（圖七）。

850mb溫度場：經NNMI後之結果和CASE A極其相同，24小時後之預報亦和CASE A幾乎完全一樣（圖八）。

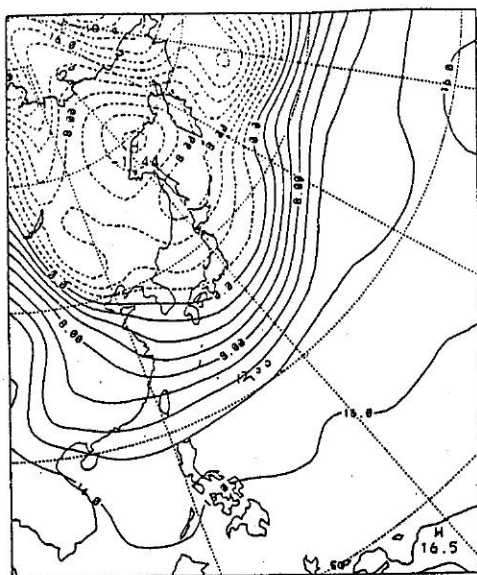
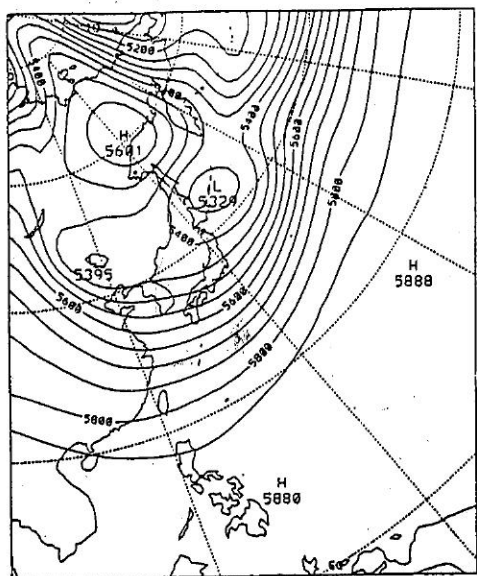
由以上之模式預報測試可發現，分析資料經CWB之初始化法初使化後的預報明顯看出華東華南及台灣地區上空偏冷，而經由NNMI後所作的預報，不論垂直模取2或4，均和分析資料的預報極為接近。

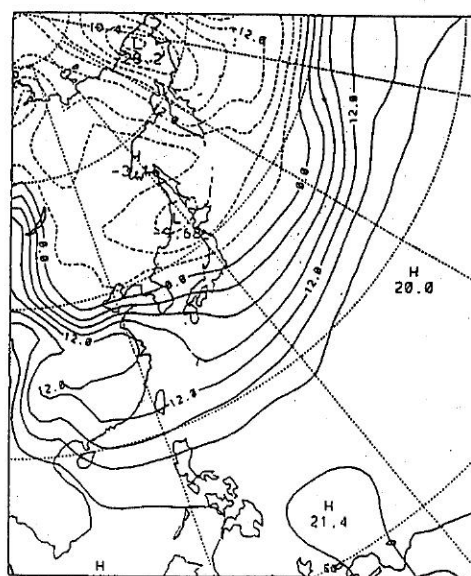
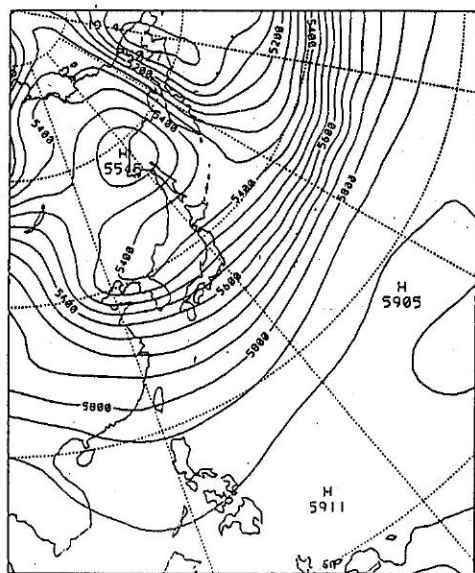
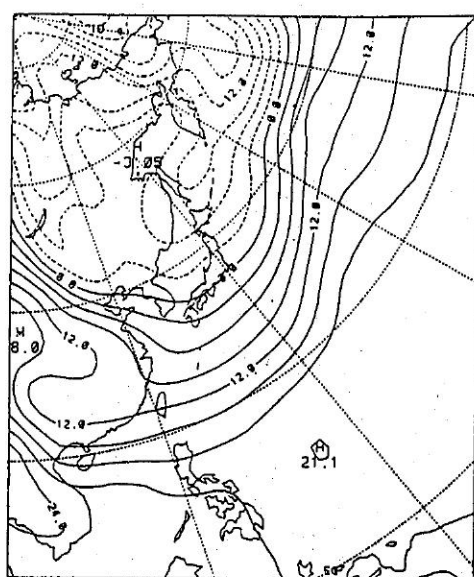
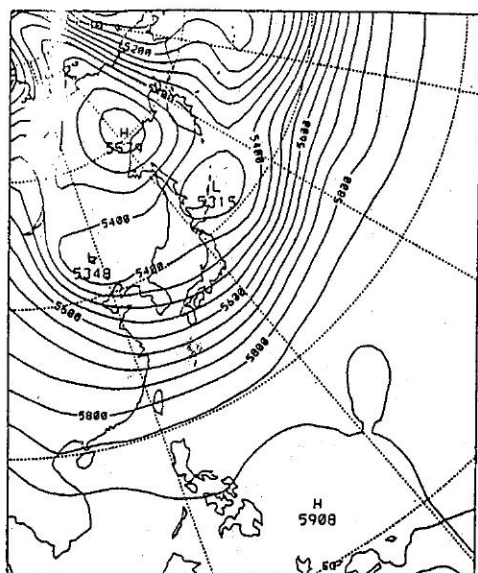
其次就特定點分析四個預報個案地面之氣壓變化，我們選取6個點比對，位置分佈如下（圖九）：

代號	經度	緯度
a	101° E	60° N
b	180° E	60° N
c	101° E	30° N
d	180° E	30° N
e	101° E	5° N
f	180° E	5° N

所選取的點在地理位置上有底下兩個特性之一，一為地形起伏很大的地區，如沿101° E的點，一為測站稀少的地區，如沿180° E的點，而（101° E, 30° N）位於青康藏高原上之點實際上就含括了兩個特性。如此對初始化後之地面氣壓較能分辨初始化法之特性。

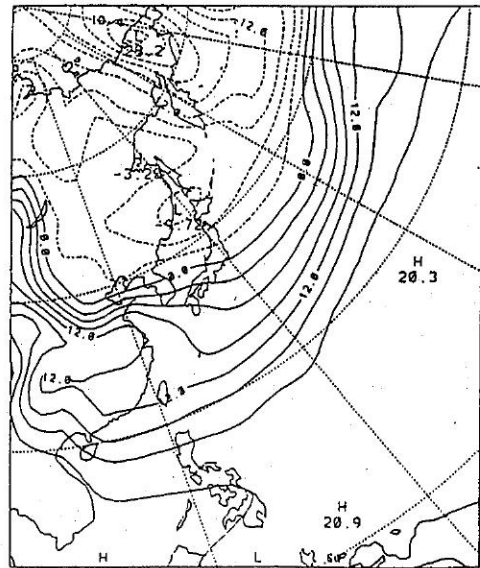
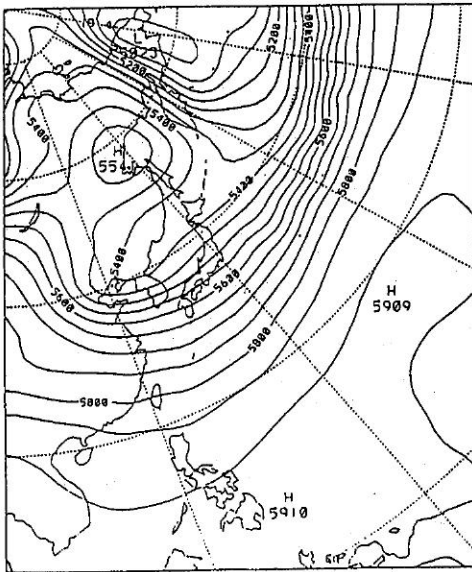
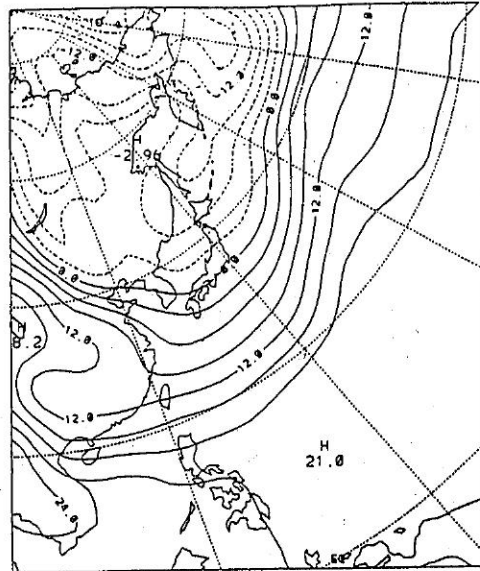
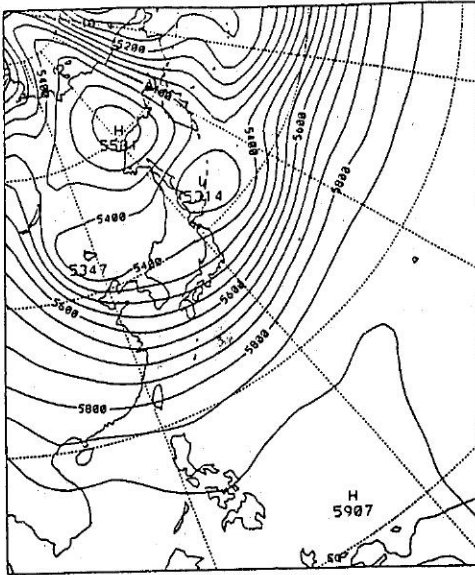
對於（101° E, 60° N）之a點而言，其地面氣壓隨預報時間之變化從圖十可見。除CASE I外地面初始氣壓差距並不大，明顯看出CASE A之預報初期會有較明顯之振盪，而經初始化後的初期預報，振盪則明顯減小，而約經過12小時（時間





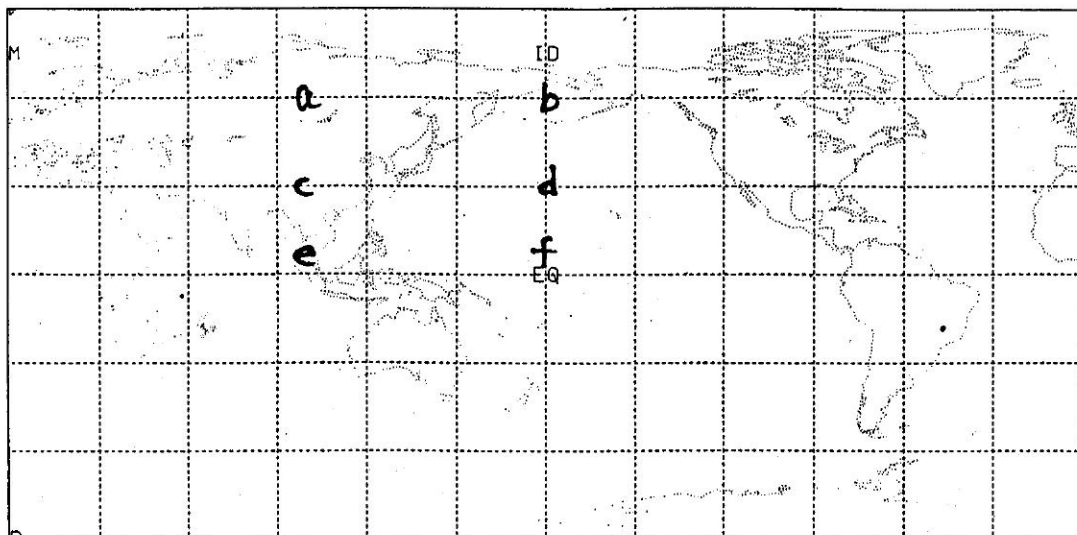
圖五：上：經NNMI後取2個垂直模之500mb高度場。下：上圖之預報場。

圖六：上：經NNMI後取2個垂直模之850mb溫度場。下：上圖之預報場。

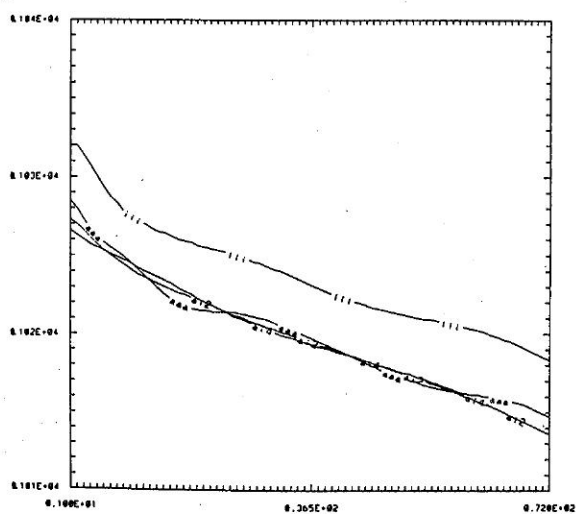


圖七：上：經NNMI後取4個垂直模之500mb高度場。下：上圖之預報場。

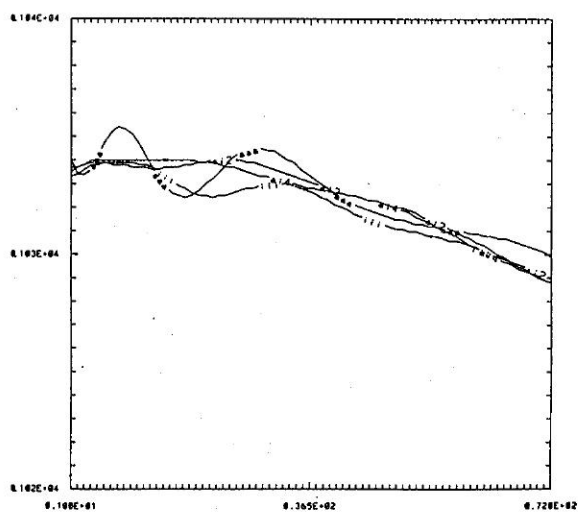
圖八：上：經NNMI後取4個垂直模之850mb溫度場。下：上圖之預報場。



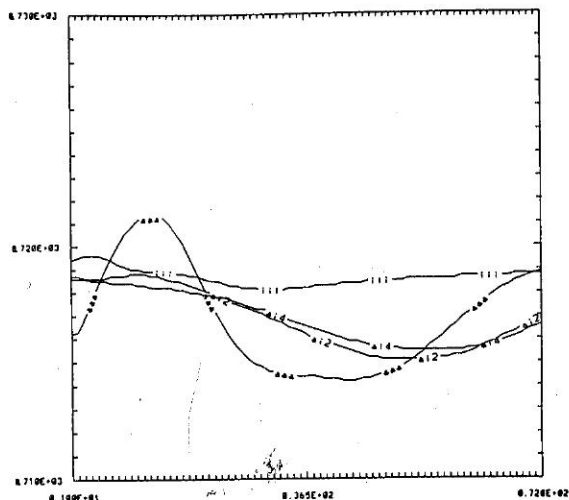
圖九：地面氣壓比對之位置。



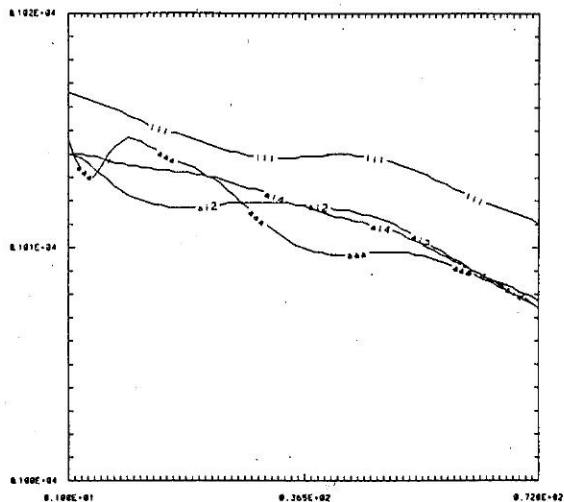
圖十：點A (101° E, 60° N) 之地面氣壓變化，
縱座標為氣壓值，橫座標為時間，單位間
隔為20分鐘。



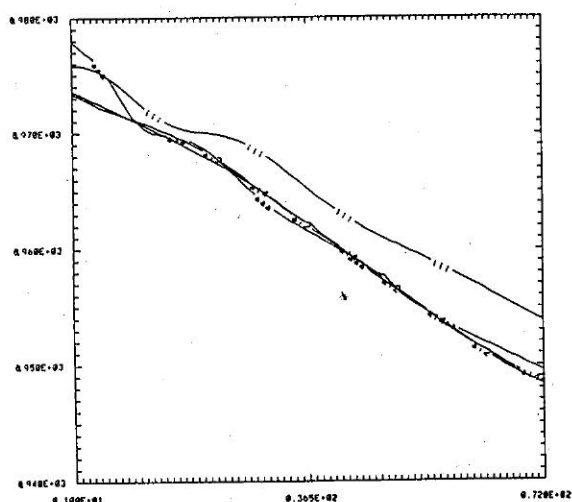
圖十一：同圖十，但為點b (180° E, 60° N)。



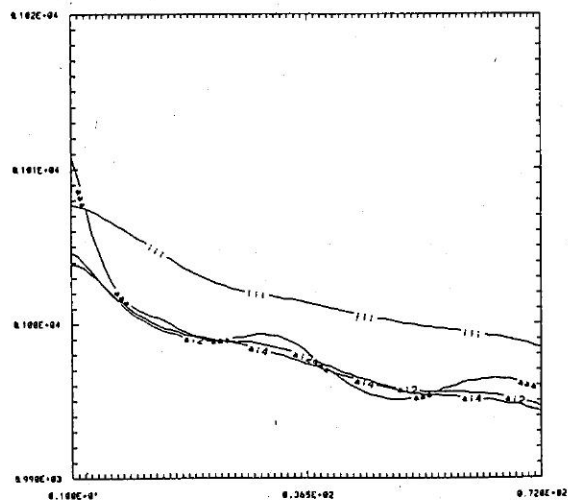
圖十二：同圖十，但為點c (101° E, 30° N)。



圖十三：同圖十，但為點d (180° E, 30° N)。



圖十四：同圖十，但為點e (101° E, 5° N)。



圖十五：同圖十，但為點f (180° E, 5° N)。

時步為36)後，預報值就已趨向一致。CASE I在預報的24小時內數值明顯偏高，而且振盪較大並未有明顯的收斂現象。

對於 (180° E, 60° N) 之b點而言，由圖十一可見其變化，初始地面氣壓差距不大，但CASE A預報振盪明顯且激烈，並沒有漸漸趨向平衡值的趨勢，而CASE I之預報，亦有振盪之現象，而經NNMI後之預報則舒緩地趨向平衡值。

對於 (101° E, 30° N) 之c點而言，從圖十二可見，此點位於青康藏高原上，初始氣壓因內

插之關係而有明顯之差距，而預報過程均有明顯之振盪，CASE A振盪最大，CASE I振盪最小。

對於 (180° E, 30° N) 之d點，由圖十三可見除了CASE I之初始地面氣壓外均相差不多，預報則以CASE A振盪最大，CASE AI2振盪之振幅亦比CASE AI4大許多，約在預報18小時後趨向平衡值，而CASE I無論是初始氣壓或是預報過程數值均明顯偏高。

對於 (101° E, 5° N) 之e點而言，由圖十四可見其變化，初始地面氣壓有明顯之差距，

CASE A於預報初期即急速收斂到NNMI的預報值，爾後成舒緩之振盪，NNMI的預報振盪極小，而CASE I雖然預報振盪不大，但數值則明顯偏高。

對於(0° E, 5° N)之f點而言，則由圖十五可見其變化，初始地面氣壓差距最大，預報之結果和a點之情況極為類似，CASE A之預報值急速向NNMI之值逼近，爾後振盪舒緩，NNMI的預報振盪較小，而CASE I不僅振盪較大，且數值亦較高。

由以上之分析可得以下之結論：

1. CWB之分析資料經其初始化法初始化後在850mb之溫度場和分析資料比對即有偏冷之現象，而經24小時後之預報發現其值之偏差程度更大，尤其在華南、及台灣上空，而500mb之高度場變化並不大。
2. 經過NNMI後之資料無論垂直模取2個或4個均和CWB之分析資料無明顯差別，24小時後之預報亦極相類似。
3. 在24小時預報期間地面氣壓之變化，一般分析資料之預報會有較大的振盪，經NNMI之資料較小，而且垂直模取4個比2個的振盪更小。經由CWB初始化後的預報地面氣壓之振盪均介於分析資料和NNMI之間，但其數值除(101° E, 60° N)之點外均有偏高之現象。
4. 預報值的收斂，除了(101° E, 30° N)之點外，NNMI的預報和分析資料的預報值均有收斂到共同數值之趨勢，而經CWB初始化後的預報表現均在高數值振盪，雖亦有收斂之現象，但收斂的值和其它三個預報均有差距。
5. 就(101° E, 30° N)的預報而言，NNMI預報時地面氣壓之振盪明顯比CWB初始化後之預報明顯，此乃因在NNMI的處理過程，對局部的影響有集中化之趨勢，此點位於青康藏高原上，地面氣壓因內插而得，所以在預報調適過程中產生了較大的振盪。

參考資料：

Bear, F., 1977: Adjustment of initial conditions required to suppress gravity oscillations in non-linear

flow. Beitr. Phys. Atmos., 50, 350-366.

Bourke, W., and J.L. McGregor, 1983: A non-linear vertical mode initialization scheme for a limited area prediction model, Mon. Wea. Rev., 111, 2285-2297.

Briere, S., 1982: Nonlinear normal mode initialization of a limited area model, Mon. Wea. Rev., 110, 1749-1771.

Browning, G., A. Kasahara, and H. O. Kreiss, 1980: Initialization of primitive equations by the bounded derivative method. J. Atmos. Sci., 37, 1424-1436.

Dickinson, R. E., and D.L. Williamson, 1972: Free oscillation of a discrete stratified fluid with application to numerical weather prediction. J. Atmos. Sci., 29, 623-640.

Eliassen, E., B. Machenhauer, and E. Rasmussen, 1970: On a numerical method for integration of the hydro-dynamical equations with a spectral representation of the horizontal field, Rept. No. 2, Institut for Teoretisk Meteorologi, Kobenhavns Universitet Denmark, 35pp.

Errico, R. M., 1986: Initialization of the PSU/NCAR Mesoscale Model., NCAR Technical Note.

Errico, R.M., and P.J. Rasch, 1988: A comparison of various normal mode initialization scheme and the inclusion of diabatic processes. Tellus, 40A, 1-25.

Kasahara, A., 1982: Non-linear normal mode initialization and the bounded derivative method. Rev. Geophys. Space Phys., 20, 385-397.

Kreiss, H.O., 1978: Problems with different time scales. In "Recent Advances in Numerical Analysis", edited by C. de Boor and G.H. Golub, Academic Press, New York, pp. 95-106.

Machenhauer, B., 1977: On the dynamics of gravity

- oscillations in a shallow water model, with applications to normal mode initialization. *Beit. Phys. Atmos.*, 50, 253-271.
- Orszag, S.A., 1970: Transform method for the calculation of vector-coupled sums: Application to the spectral form of the vorticity equation. *J. Atmos. Sci.*, 27, 890-895.
- Sela, J.G., 1980: Spectral modeling at the National Meteorological Center. *Mon. Wea. Rev.* 108, 1279-1292.
- Williamson, D.L., 1976: Normal mode initialization procedure applied to forecasts with the global shallow water equations. *Mon. Wea. Rev.* 104, 195-206.

A STUDY OF THE INFLUENCE OF THE CWB GLOBAL FORECAST SYSTEM BY USING NNMI

Wen-shung Kau and Ting-huai Chang

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

ABSTRACT

Primitive equation models admit the existence of gravity waves. These high frequency oscillations could create the computational instability and then wreck the predictive atmosphere fields. Therefore, the initialization process is essential for P.E. model. One of primitive purposes of the initialization procedure is to adjust the initial fields in order to remove those oscillations. As to the development of the initialization methods, the balance equation of classical quasi-geostrophic theory has generally been applied. Recently, the normal mode method of more strict, complete and efficient scheme has become very popular. It has been widely used in the initialization procedure of operational numerical weather prediction. In this report we will concentrate on the difference between the predictions after 24 hours from two different kinds of data sets. One is the CWB initialization data, the other is the CWB analysis data after applying nonlinear normal mode initialization (NNMI) schemes as developed by Machenhauer(1979). In association with NNMI schemes, we use a high resolution global spectral model with Rhomboidal 42 and 12 vertical layers. Using the former data set, the temperature of 850mb was colder than the other, especially above the south part of China and the Taiwan area. Using the later data set, we got very accurate prediction. The number of vertical mode does not influence much. Generally, the surface pressure of NNMI data set in the prediction time is closed to the balance value with time and 4 modes in vertical is better than 2.

The variation of analysis data set is larger than the other. The value of the initialization data set in the prediction time is larger than all data sets; the variation is between in the analysis data set and NNMI data set.

Keywords : Nonlinear normal mode initialization (NNMI) , vertical mode, global spectral model, P.E. equations.