

雙都普勒雷達熱動力反求法之改進： 應用於颶線與環境交互作用之動力結構分析

鄧財文

國立中央大學大氣物理研究所

(中華民國八十一年三月二十日收稿；中華民國八十一年六月二十七日定稿)

摘 要

1987年臺灣地區舉行之臺灣地區中尺度實驗計劃(TAMEX)收集了梅雨時期十分完整之中尺度天氣資料。在實驗期間，三部分佈於臺灣北部沿海的都普勒雷達在13次密集觀測期中，觀測對流雲之徑向風場及回波強度，所得之資料可用以解析中- α 與中- β 尺度降水系統之風場和熱動力結構。

對於1987年5月17日IOP#2颶線系統在成熟階段的運動與熱動力結構及回波強度特性的研究結果可參閱Wang et al. (1990)與Lin et al. (1990)之論文。而本文之目的在於利用多都普勒雷達資料分析出的三度空間風場及回波場，參考Roux (1985)提出之改善方法，經由熱動力方程與簡單的雲物理過程，進一步求取真正的壓力場與溫度場，以詳細了解降水系統內部的熱動力結構。

研究結果顯示在颶線之層狀區，擾動壓力場與擾動溫度場達成平衡狀態。在中低層，溫度比大尺度環境冷，中層以上則較暖。而壓力則是3公里以下較環境為高，3公里以上較低。在颶線之對流區則有較暖之區域，表示對流區向上浮力加速主要來自熱力效應，同時壓力在同一區域有向後方之梯度力存在，此兩力之和可充分了解颶線對流區中向後之上升氣流。

雖然這些熱動力場之數量級遠比模式預報值還小，但其結果令人鼓舞。未來在詳細改進雲物理過程後，將會得到更正確的數量級大小

關鍵詞：都普勒雷達、中尺度對流系統

一、前 言

多都普勒雷達資料能夠提供風暴內部的運動與降水結構但是無法直接觀測雲內的熱動力場(如氣壓、氣溫等)以致雲中動力過程不能描述，只能定性地討論。所以因對流雲導致的熱動力變化難以量化而且也無法完全了解深對流對大尺度流的影響。

近年來有許多學者致力於熱動力場反求的研究，例如Gal-Chen (1978)，僅利用動量方程式，由計算方法決定邊界條件(Neumann 邊界條件)，以變

分法(Variational method)得到二維橢圓微分方程式(Poisson方程式)，再經由垂直動量方程式即可求得氣壓，溫度的擾動量，但此法僅得到一相對值，即相對於擾動場之水平平均值，除非有額外的觀測資料否則真正的擾動場就無法得到。此為其缺陷。Brandes (1984)研究龍捲風生成(tornadogenesis)與熱力場之關係，由三維渦度方程導出與氣壓無關之二維橢圓微分方程式來計算因位溫擾動及水汽引起之浮力擾動；並由運動方程導出三維橢圓微分方程來計算擾動氣壓，此種方法與Gal-chen (1978)不同

之處在於擾動氣壓的垂直梯度即是真正的梯度，但是仍有一積分常數的困擾而且在計算浮力擾動時必須假設邊界條件。Roux et al. (1984)研究西非颶線之熱動力結構，同其他學者一般，仍然得到相對值，而無法描述系統的垂直結構。Lin et al. (1986)利用SESAME雙都普勒雷達觀測資料計算颶線風暴之氣壓及溫度擾動場，發現徑向風場作適當平滑，反求結果較佳。Lin et al. (1990)研究TAMEX IOP#2颶線個案的熱動力結構，發現在近地面，呈現浮力與氣壓梯度力靜力平衡狀態，愈往上層動力的效應(垂直加速度)漸增。上升氣流受潛熱釋放的影響有增暖現象，於下降氣流處則有冷卻作用。

以上的研究結果皆為相對值，在應用上是一大缺憾，亦即必須有其他觀測資料，否則相對於環境之溫度及氣壓擾動場無法求到，也就不能完整描述系統真正的三維動力結構。此處本報告的目的在利用簡單化的熱力方程式求出每層的水平平均值，當然對熱源及匯(sink)，水含量有一些假設，如此僅從雷達資料即可反求出溫度與氣壓真正的擾動場。在第二節描述反求法原理及其步驟，第三節為基本資料描述，第四節為反求結果以及討論，最後是結論。

二、反求法原理及步驟

(一) 運動方程式：

今年測試的反求法，主要根據(Roux, 1985)所建議之程序，但在雲物理參數化略有不同，首先根據Gal-Chen (1978)的通量形式(但忽略次網格亂流通量)運動方程如下：

$$\rho_0 \frac{du}{dt} = \rho_0 \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} uu + \frac{\partial}{\partial y} vu + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 wu \right] = - \frac{\partial P'}{\partial x} \quad (1)$$

$$\rho_0 \frac{dv}{dt} = \rho_0 \left[\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} uv + \frac{\partial}{\partial y} vv + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 wv \right] = - \frac{\partial P'}{\partial y} \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{dw}{dt} = \rho_0 \left[\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} uw + \frac{\partial}{\partial y} vw + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 ww \right] = - \frac{\partial P'}{\partial z} + \rho_0 g \left[\frac{\theta'}{\theta_0} + 0.61q'_v - q_c - q_r \right] \quad (3)$$

其中，

u, v, w : x, y, z 方向上相對於系統之風場分量。

ρ_0, θ_0 : $\rho_0(z), \theta_0(z)$ 為環境密度與位溫。

ρ', θ' : 相對於環境之氣壓與位溫擾動場。

q'_v : 水汽混合比之擾動量。

q_r : 雲滴混合比(cloud water mixing ratio)。

q_c : 雨滴混合比(rain water mixing ratio)。

以上即是一階非彈性近似運動方程式，下標“0”代表基本靜力狀態，可從探空資料導出，空氣塊的加速度 $du/dt, dv/dt, dw/dt$ 則由風場資料計算出，降水含量 q_r 與雲滴含量 q_c 可經由實驗式從雷達回波場求出。由(1)、(2)式整理得

$$\nabla_H(P') = A_H, \quad A_H = \frac{1}{\rho_0} (-dV_H/dt) \quad (4)$$

在此下標“H”代表二維水平向量。第(3)式取水平微分，而後整理得類似(4)式。

$$\nabla_H(\theta'_c) = B_H \quad (5)$$

在此

$$B_H = \frac{\theta_0}{g} \nabla_H \left(\frac{dw}{dt} \right) + \frac{\theta_0}{\rho_0 g} \frac{\partial}{\partial z} (\nabla_H P') + \theta_0 \nabla_H q_r \quad (6)$$

$$\theta'_c = \theta' + 0.61\theta_0 q'_v - \theta_0 q_c \quad (7)$$

由(4)式可解得 P' 代入(5)即可求 θ'_c ，因為 θ'_c 考慮位溫擾動 θ' ，水汽擾動 q'_v 以及雲滴含量 q_c ，故稱 θ'_c 為虛雲溫度擾動(virtual cloud temperature perturbation)。重寫(1)、(2)兩式成

$$\frac{\partial P'}{\partial x} = -\rho_0 \frac{du}{dt} = F \quad (8)$$

$$\frac{\partial P'}{\partial y} = -\rho_0 \frac{dv}{dt} = G \quad (9)$$

F、G為已知的函數，可由雷達資料求得，對觀測而言，除非觀測完全沒有誤差，而且參數化也是正確，則(8)、(9)式有唯一解 P' 存在，且滿足：

$$\frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial G}{\partial x} \quad (10)$$

但在實驗觀測資料確實有統計誤差而且參數化也可能有不精確因此必須使用least-square方法來求其近似解，並使解之誤差達到最小，寫成泛函形式為：

$$J = \int \int [(\frac{\partial P'}{\partial x} - F)^2 + (\frac{\partial P'}{\partial y} - G)^2] dx dy \quad (11)$$

= 最小值

利用變分原理(variational principal)經由變分法可以得到 Euler-Lagrange方程式，即氣壓之二維橢圓方程式：

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P'}{\partial y^2} = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} \quad (12)$$

右項為已知函數，加上Neumann邊界條件，當計算區域為長方形時，邊界條件為：

$$\frac{\partial P'}{\partial x} = F, \quad \frac{\partial P'}{\partial y} = G \quad (13)$$

可以由觀測風場計算而得；(12)式以連續過緩和法(S.O.R, successive overrelaxation method)解之，在Neumann邊界條件且滿足垂直動量方程式情況下，(12)式的唯一解為 $p' - \langle p' \rangle$ ，因為存在一高度函數 $c(z_0)$ 使得 $p'(x, y, z_0) + c(z_0)$ 影響到垂直動量方程式，因此採用 $p' - \langle p' \rangle = p' + c - \langle p' + c \rangle$ 為(12)式之解，其中 $\langle p' \rangle$ 為 p' 之水平平均值，因此熱動力反求法之唯一解為擾動場對其水平平均場之偏差量。氣壓偏差量求得後，代入(5)式右項，根據上述的方法即可求得虛雲位溫偏差量。重寫(11)式成一般形式：

$$J = \int \int_{H(z_0)} (\nabla_H L - M_H)^2 dx dy + K \quad (14)$$

在此 L 代表氣壓 p' 或溫度 θ'_c ， M_H 代表 A_H 或 B_H ， $H(z_0)$ 為資料 M_H 所在高度 z_0 的水平區域， K 是為濾掉 L 小尺度變動所加上的限制條件，但此處 $K = 0$ ，將上述的氣壓與溫度偏差量以下列形式表示：

$$\begin{aligned} P^*(x, y, z_0) &= P'(x, y, z_0) - P(z_0) \\ \theta_c^*(x, y, z_0) &= \theta'_c(x, y, z_0) - \tau(z_0) \end{aligned} \quad (15)$$

到此為止，反求的步驟與Gal-Chen (1978)的方法類似，以下將利用簡化的熱動力方程式來解水平平均值 $\tau(z_0)$ 並從垂直運動方程式解出水平平均值 $p(z_0)$

(二) 熱動力方程式：

由熱力學第一定律知位溫 θ 的熱力方程式(Wilhelmson and Ogura, 1972)可寫成：

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\theta = S_\theta + F_\theta \quad (16)$$

在此 S_θ 為熱源或匯(heat source or sink)， F_θ 為 θ 的亂流次網格消散，為簡化起見，做下列的假設：

- (1)：對其他項而言， F_θ 可忽略不計。
- (2)： S_θ 表示如下：在回波區內，空氣皆飽和， S 是因飽和絕熱垂直運動所造成的，表為：

$$S_\theta = W_{\gamma_{SA}} \quad (17)$$

在此 W 為空氣垂直速度，且 $W_{\gamma_{SA}}$ 為飽和絕熱遞減率。由於冰粒產生的雲物理過程相當複雜，所以對 S_θ 的貢獻並不考慮在內。然而從對流雲的數值模式(如Cotton et al., 1982; Lin et al., 1983; Lord et al., 1984)可估計它們對熱動力場的影響。而一般觀測顯示，因雲滴與雨滴變成雲冰，雪與霰(graupels)的潛熱釋放會加強上升氣流，而在 0°C 等溫線以下的融解(melting)過程的冷卻作用會引發或加強下降氣流，因此，由於稍微低估上層的加溫與低層的冷卻效果，以致冰相的忽略可能有點使平均垂直溫度剖面改變。

- (3)：由於缺乏熱動力場的時間變化情形，在此將 θ 的時間導數不考慮。因此溫度場一階擾動寫成：

$$\theta(x, y, z) = \theta_0(z) + \theta'(x, y, z) \quad (18)$$

(16)式可寫成：

$$(V \cdot \nabla)\theta' = W(\gamma_{SA} - \frac{d\theta_0}{dz}) \quad (19)$$

由(7)，(15)兩式將 θ' 表成 θ_c^* 、 q_c^* 及 q_c 的函數，並把虛雲溫度的水平平均值 τ 的方程式變成：

$$\begin{aligned} W \frac{d\tau}{dz} &= -(\vec{v} \cdot \nabla)\theta_c^* - (1 - 0.61q_c^* + q_c)W \frac{d\theta_0}{dz} \\ &\quad + W_{\gamma_{SA}} - \theta_0(\vec{v} \cdot \nabla)(q_c) \\ &\quad + 0.61\theta_0(\vec{v} \cdot \nabla)q_c^* \end{aligned} \quad (20)$$

在(20)式，(a)項從反求的虛雲溫度擾動 θ_c^* 計算，在(b)項因為 q_c^* 與 $q_c(\text{kgkg}^{-1})$ 遠小於1，故水汽與雲水含量的貢獻可忽略不計。在(c)項，由於在熱動力結構上沒有足夠的訊息，所以 γ_{SA} 在每一層皆當作常數，且僅與環境的氣壓與溫度有關(此一假設到第四節將再討論)。(d)項從 q_c 的參數化求得，(e)項利用

下述步驟從水的連續方程式導出。根據 Wilhelmson and Ogura (1972), 方程式為：

$$\frac{dq'_v}{dt} = \frac{\partial q'_v}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) q'_v = -W \frac{d\theta_0}{dz} - D + E + F_v \quad (21)$$

在此， D 為凝結率(condensation rate)， E 為蒸發率(evaporation rate)， F_v 為水汽的次網格亂流擴散量，同樣這些過程也設為穩定且次網格尺度現象也忽略不計。並假定在有回波之處的空氣為飽和，且產生降水。因此水汽的混合比等於飽和混合比，蒸發率 E 為零。凝結率 D 寫成：

$$D = -W \frac{dq_s}{dz} \quad (22)$$

在此，假設 q_s 在每層皆為常數，僅與環境的氣壓與溫度有關(由探空資料求得)，則(21)式變成。

$$(\vec{v} \cdot \nabla) q'_v = W \frac{d}{dz} (q_s - q_v) \quad (23)$$

q_{v0} 為環境的水汽混合比。則可將(23)代入(20)式經由上述可濃縮成：

$$W(x, y, z_0) \frac{d\tau}{dz}(z_0) = R(x, y, z_0) \quad (24)$$

在此， $R(x, y, z_0)$ 代表(20)式右邊各項和，在每一層，每一點 (x, y, z_0) ， $W(x, y, z_0)$ 及 $R(x, y, z_0)$ 皆可求出，因此在高度 z_0 ， $\frac{d\tau}{dz}$ 的唯一解可經由 R 與 W 間的線性回歸近似導出，如下式：

$$\frac{d\tau}{dz}(z_0) = \frac{\sum_{i=1}^{N(z_0)} (W_i R_i)}{\sum_{i=1}^{N(z_0)} (W_i W_i)} \quad (25)$$

在此， i 代表 W 與 R 的每一值， $N(z_0)$ 為在高度 z_0 網格點總數，統計的標準偏差 σ 寫成：

$$\sigma\left(\frac{d\tau}{dz}\right) = \left\{ \frac{1}{N(z_0)} \left[\frac{\sum_{i=1}^{N(z_0)} (R_i^2)}{\sum_{i=1}^{N(z_0)} (W_i^2)} - \frac{[\sum_{i=1}^{N(z_0)} (W_i R_i)]^2}{\sum_{i=1}^{N(z_0)} (W_i)^2} \right] \right\}^{1/2} \quad (26)$$

一旦決定每一高度 z_0 的 $\frac{d\tau}{dz}$ ，只要給予任一參考高度 ξ 的初始值 $\tau(\xi)$ ，積分 $\frac{d\tau}{dz}$ 即可導出虛雲溫度擾動的水平平均值 τ ，初始值 $\tau(\xi)$ 的導出必須藉助於在雷達三度空間掃描區域內的溫度測量。 $\tau(z_0)$ 求得後再來計算 $P(z_0)$ ，將垂直動量方程式水平平均後得：

$$\frac{dP}{dz}(z_0) = -\rho_0 < \frac{dw}{dt} + gq_r >_{z_0} + \frac{\rho_0 g}{\theta_0} \tau(z_0) \quad (27)$$

同理，根據上述方法即可得到 $P(z_0)$ ，最後整個完整的熱動力場便由下列兩式導出，即：

$$P'(x, y, z) = P^*(x, y, z_0) + P(z_0) \quad (28)$$

$$\theta'(x, y, z) = \theta_c^*(x, y, z_0) + \tau(z_0) + \theta_0 q_c - 0.61 \theta_0 q'_v \quad (29)$$

為測試結果的優劣，Gal-chen and Hane (1981)定義所謂的“動量核對參數”(momentum checking parameter)

$$E_r(z) = \frac{\iint h(z_0) [\nabla_H L - M_H]^2 dx dy}{\iint h(z_0) M_H^2 dx dy} \quad (30)$$

亦即：

$$E_r(z) = \frac{\iint h(z_0) [(\frac{\partial L}{\partial x} - M_x)^2 + (\frac{\partial L}{\partial y} - M_y)^2] dx dy}{\iint h(z_0) [M_x^2 + M_y^2] dx dy} \quad (31)$$

此一參數用來檢驗反求的氣壓或溫度梯度的可靠程度，當 $E_r = 0$ ，反求結果與真實情況相配，若 M_x ， M_y 為隨機函數(random function)，則 $E_r = 0.5$ (證明見Gal-Chen and Kropfli (1984))，當 M_x 與 M_y 符合 $\partial M_x / \partial y = \partial M_y / \partial x$ 的關係時，仍然有誤差會發生，因為(12)式的解為二階有限差分近似而非真正解，所以誤差的型態與波長有關，長波很難被污染，但比較短的波容易被扭曲。亦即 E_r 與氣壓或氣溫的波譜有關：

1. 當 E_r 小於0.01時，波長比 $10 \Delta H$ 大， E_r 等於0.05時波長等 $5 \Delta H$ ，在此 ΔH 為水平網格距離，($\Delta H = 1$ 公里)，以上是輸入資料滿足(10)式的情況(亦即無noise)。
2. 輸入資料為正確梯度混合不相關的隨機噪音，即高斯白噪音(gaussian white noise)，此時必須在(14)式中加上限制條件 K ，例如欲濾掉波長小於 $3.7 \Delta H$ 的噪音可令 K 表為下式：(Roux et al., 1984)

$$K = 0.35 \Delta H^2 \iint_{H(z_0)} \left[\left(\frac{\partial^2 L}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 L}{\partial y^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 L}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] dx dy \quad (32)$$

3. 若輸入資料只是高斯白噪音，則 E_r 等於最大値0.6，當加上限制條件時能濾掉較短波長，但僅能濾掉長波中無輻散部份的噪音。
4. 當 $E_r \geq 0.5$ 時，則反求的氣壓或氣溫梯度毫無用處。

三、基本資料描述

(一) 風場資料：

由於反求結果受風場誤差的影響相當大，在此風場處理的步驟如下：

(1) 經由 NCAR 多都普勒雷達分析軟體 CEDRIC (Mohr et al., 1986, Miller et al., 1986)作 CP4與 TOGA風場合成，雜訊去除，務使達到內部一致，以合乎物理意義。並採用變分分析(variational analysis) 法處理因垂直積分連續方程式而引起之誤差累積(Ray et al. 1980; Lin et al. 1986)

(2) 由於在網格點上之資料不是同時觀測的，Gal-Chen(1982)證明隨系統移動之參考座標系，可以大大地減低此種時變誤差。

(二) 環境資料及有關的參數：

(1) 本報告所採用的是TAMEX. IOP#2總線個案，

在此以馬公站(46734) 5月 16日 1400L的探空觀測為鋒前環境(pre-squall environment)。有一些參數必須根據環境的氣壓與溫度，以經驗式來計算：

a. 密度 ρ_0 垂直分佈：

$$\rho_0(z) = 0.34837 \frac{P}{T_v} (Kg/m^3), \text{ 在此 } T_v \text{ 為虛溫}$$

b. 位溫 $\theta_0(z)$

$$\theta_0 = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{0.286}$$

c. 水汽混合比 q_{v_0} 與飽和混合比 $q_s(z)$

$$q_{v_0} = \frac{3.8}{P} e^{\frac{L}{R_v} \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right)} = q_{v_0}(z)$$

$$q_s = \frac{3.8}{P} e^{\frac{L}{R_v} \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right)} = q_s(z)$$

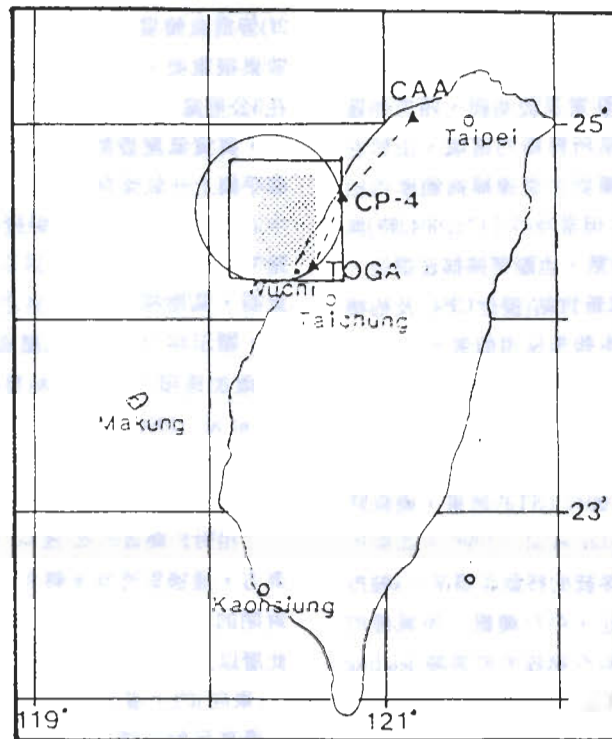


圖1 為TAMEX都卜勒雷達網CP4、TOGA與CAA雷達位置。圓圈代表雙都卜勒雷達CP4與TOGA的掃描區域，長方形陰影區為Lin et al. (1990)的反求範圍，正方形區域則為本文所興趣區域。

在此， L 為凝結潛熱 $=2.5 \times 10^3 J/g$

$$R_v \text{ 為氣體常數} = 0.461 J^\circ K^{-1}/g$$

T_d 為露點溫度

d. 雲滴混合比 q_c 與雨滴混合比 q_r

$$q_c = \frac{Z^{0.55}}{\rho_0} \times 3.91 \times 10^{-9} g/g \quad (\text{Brandes, 1984})$$

$$q_r = \frac{1}{\rho_0} \left\{ \frac{Z(mm^6 m^{-3})}{A} \right\}^{1/B} (g/m^3)$$

$$A = 1.73 \times 10^4, \quad B = \frac{7}{4} \quad (\text{Kessler, 1969})$$

在此， Z 為雷達反射率(radar reflectivity)

e. 飽和絕熱遞減率 $\gamma_{SA}(z)$

$$\gamma_{SA} = 9.76 \frac{1 + 5.42 \times 10^3 e_s / TP}{1 + 8.39 \times 10^6 e_s / T^2 P} \quad ^\circ K/Km$$

(Iribarne and Godson, 1982)

在此飽和水汽壓

$$e_s = 6.11 \times 10^{7.5T/237.3+T} (mb) \quad (\text{Saucier, 1959})$$

(2) 圖(1)是TAMEX都普勒雷達觀測網，四方形區域(60公里×60公里)是所興趣的區域，由於在積分(25)及(27)式時需要在雷達掃描範圍內給一 τ 、與 P 的初始值，但當時(5月17日0042時)無探空觀測，即使有的話，也離開掃描區很遠，適用的測站只有空軍新竹站(接近CP4)及梧棲測站(接近TOGA)。本報告採用前者。

四、結果與討論

在此只討論1987年5月17日0042 LST的結果，颯線詳細的運動場特性，可參考Lin et al., (1990)。如前所述，在研究中採取相對於系統的移動座標系， x 軸指向東，垂直颯線， y 軸向北，平行颯線。所興趣的區域為60公里×60公里，包含颯線的前導端(leading edge，以30dBZ等值線為準)以及對流區。

(一) 1-3公里的水平結構：

圖2a及2b為水平相對風場(重疊雷達反射率場)與垂直速度場。注意整個回波與流場形態，明顯地在區域北方為低層輻合帶，在此帶東邊，風主要

從東南方來，此東南氣流將高 θ_e 環境空氣向前導端輸送，並饋入對流區中的上升氣流，導致在對流輻合帶附近廣大的高反射回波區。

由於強烈的低層輻合，在前導端有顯著的上升運動(圖1b實等值線，標明 H 的表示上升氣流中心)，最大上升速度為 $8ms^{-1}$ ，在颯線東邊有很多新胞，而大部份對流性下降氣流位在上升氣流之間或者在其後面。此結果類似Roux (1988)及Lin et al. (1990)。

為驗證反求結果，在此以Lin et al.(1990)的結果為對照組，比較兩者的型態。圖2c及2d表示在1公里的 P^* 與 θ'_e 場，可見低壓發生在上升氣流的下風切方(東方)，高壓在上風切處(符號 U 表上升氣流)。而相對溫度場(圖2d)顯示最大加溫與冷卻中心並不與上升氣流及下降氣流相配合，而稍微偏向氣流中心的南或東南方且最大溫度與高反射區一致，以上的結構皆與Lin et al., (1990)的結果相符合，表示相對擾動場的反求有一定程度的可靠性。由真實擾動氣壓場(圖2e)知，在下層當颯線通過時氣壓增加，可能是因蒸發冷卻所引起的，從真實溫度擾動場(圖2f)皆為負值看來，二者相當吻合，可見在底層冷卻效果很重要，只要檢查 S 在下層的情況即可了解。在3公里處， P^* 場(圖3a)顯示在高反射回波區氣壓下降，真實氣壓擾動場 P' 亦下降，然而此氣壓之下降似乎與上升氣流有關。圖中的低壓(L)皆與上升氣流中心(U)相鄰，而溫度場擾動(θ')在此層下降最大，達 $3^\circ K$ (沒有圖示)，4公里以上便逐漸上升。特別注意到，氣壓梯度(1-3公里之間)皆與 θ' 同號且大小相當，顯示浮力效應對氣壓場的貢獻比動力效應重要(垂直加速項太小)，此結果與LeMone et al. (1984)及Lin et al. (1990)一致。

(二) 5公里的水平結構：

相對於颯線的風(圖4a)主要來自前導端的東北與東方，通過對流胞後轉向西北，注意在前導端有一封閉的反氣旋環流($X=-20$ 公里， $Y=-5$ 公里)。在此層以及在3-4公里氣層(LLJ)以上各層皆無背後向鋒面(東向)的中層空氣存在。垂直速度極大值發生在北邊高反射區達 $12ms^{-1}$ ，下降氣流則為 $-5ms^{-1}s$ 。

相對氣壓場 P^* (圖4c)顯示在上升氣流東邊為高壓，西邊為低壓，此種型態與底層正好相反，其實此趨勢在圖3a中(高度3公里)已很明白，根據Lin et al. (1990)的解釋，是因在低層噴流層(3-4公里)之上

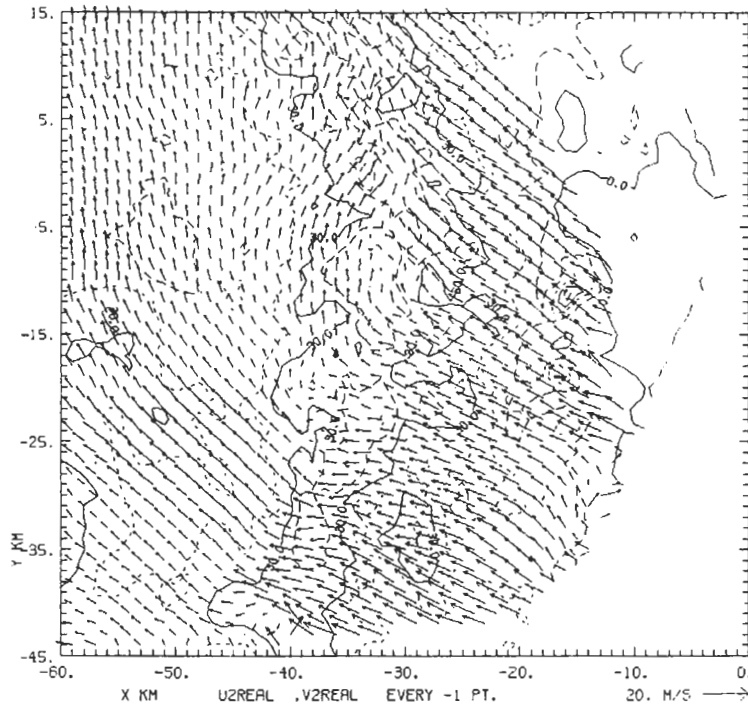


圖2(a) 為1987年5月17日0042LST高度1公里的水平相對風場與雷達回波場，回波等值線間隔為10dBZ, CP4及TOGA雷達站之位置坐標分別在(0, 0)與(-14.7, -41.3)上。

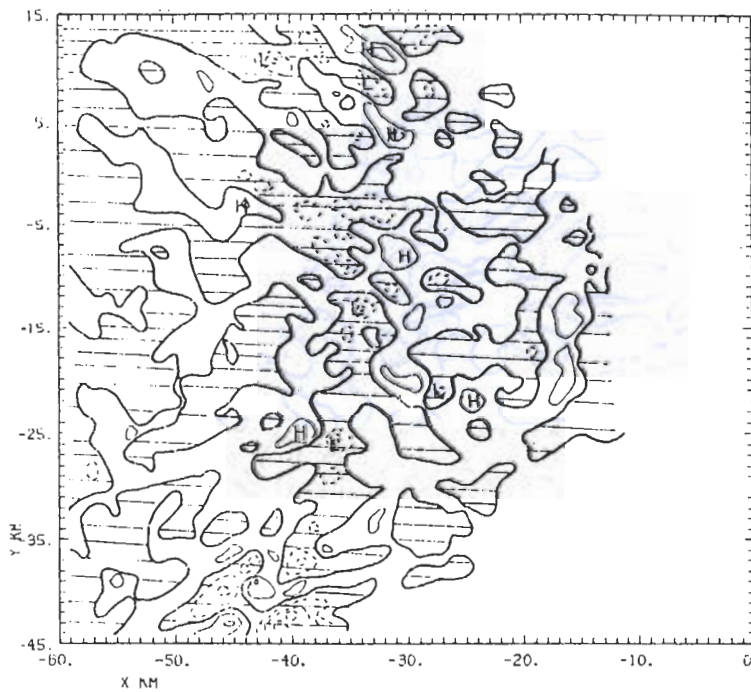


圖2(b) 為高度1公里之垂直速度場，等值線間隔為3 m/sec，粗實線表等零值線，正值以細實線表示，下降運動以劃線表示，字母“H”及“L”分別為上升與下降運動中心。

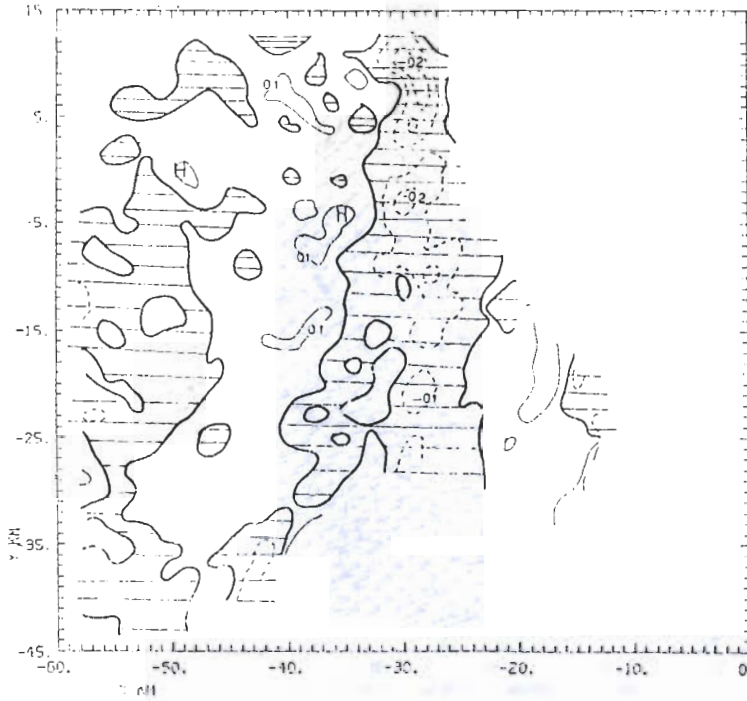


圖2(c) 為高度1公里之氣壓相對擾動場，等值線間隔為0.1mb，粗實線表等零值線，正值以細實線表示，負值以劃線表示，字母“H”及“L”分別標示極大值與極小值之位置。

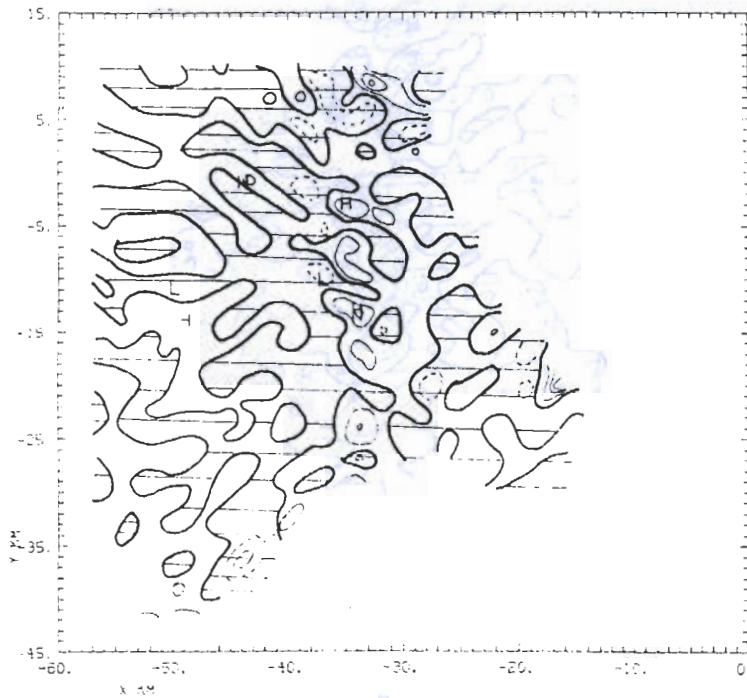


圖2(d) 說明同圖2c，但為高度1公里之溫度相對擾動場，等值線間隔為0.3°K。

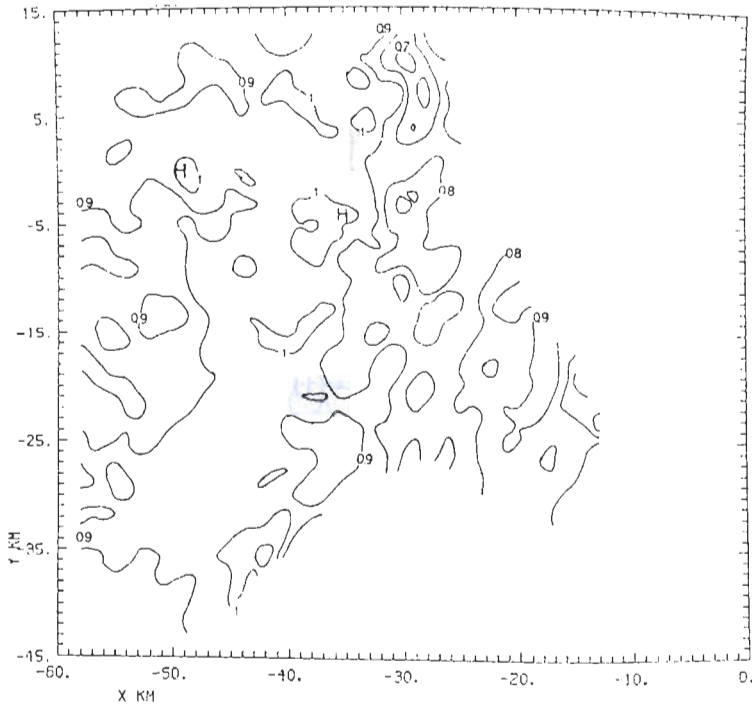


圖2(e) 說明同圖2c，但為高度1公里之氣壓真正擾動場。

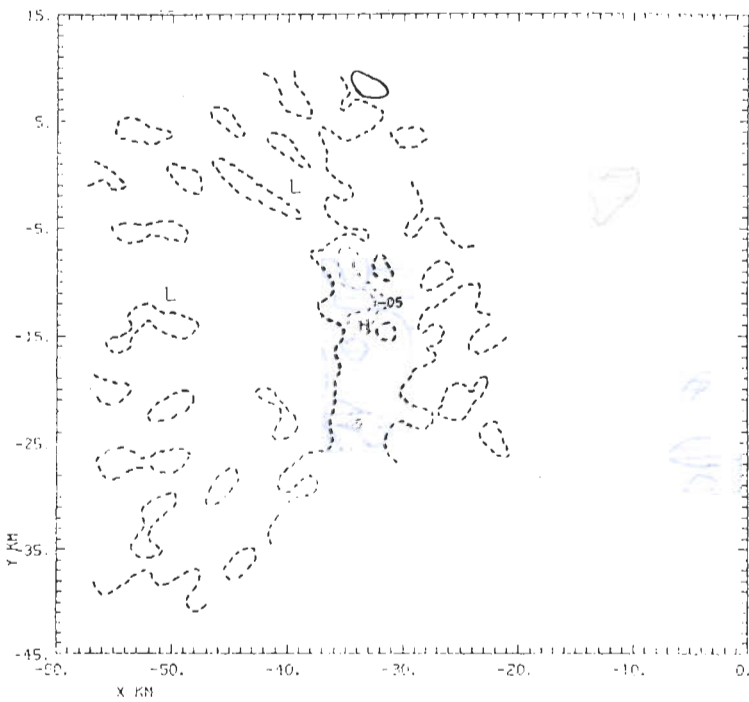


圖2(f) 為高度1公里之溫度真正擾動場，等值線間隔為 0.5°K ，粗實線表等零值線，粗點線表等 -1°K 線，字母說明同圖2c。

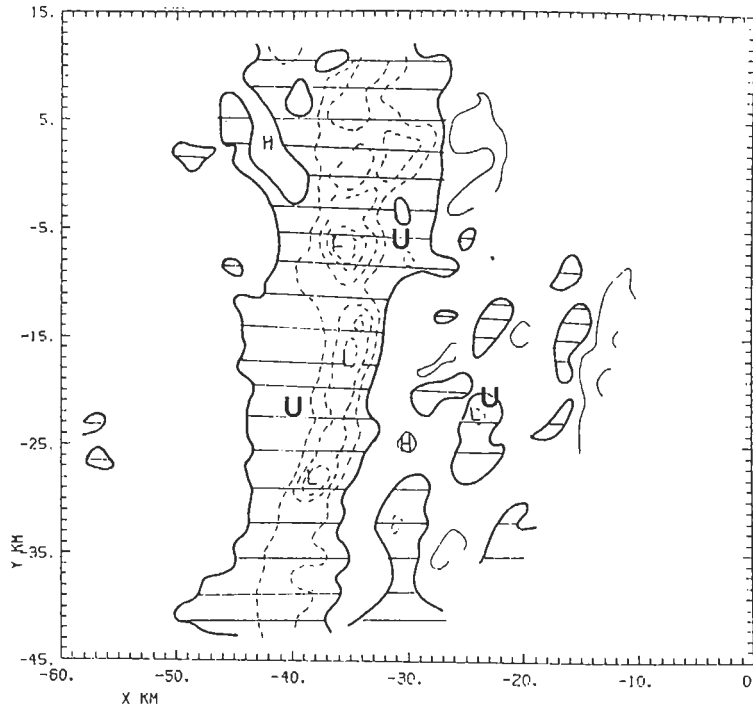


圖3(a) 說明同圖2c，但為高度3公里。

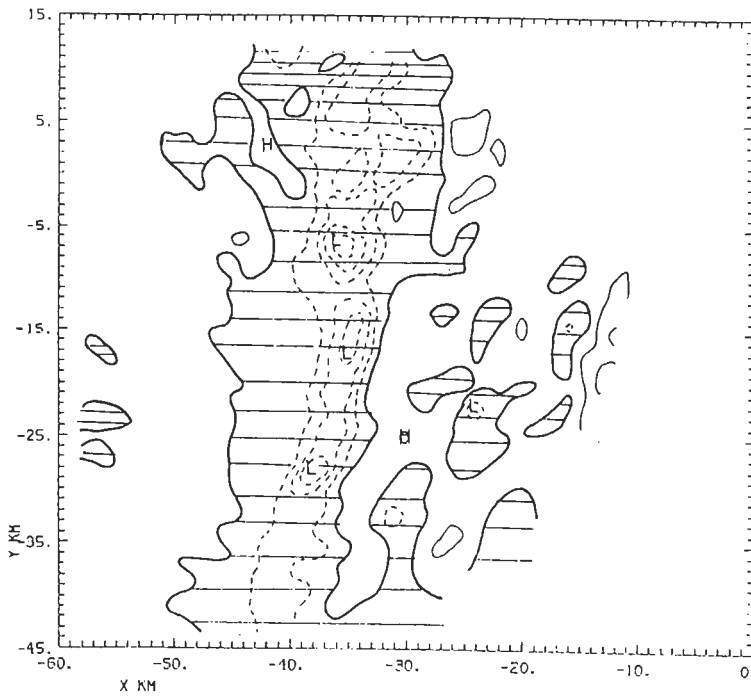


圖3(b) 說明同圖2e，但為高度3公里。

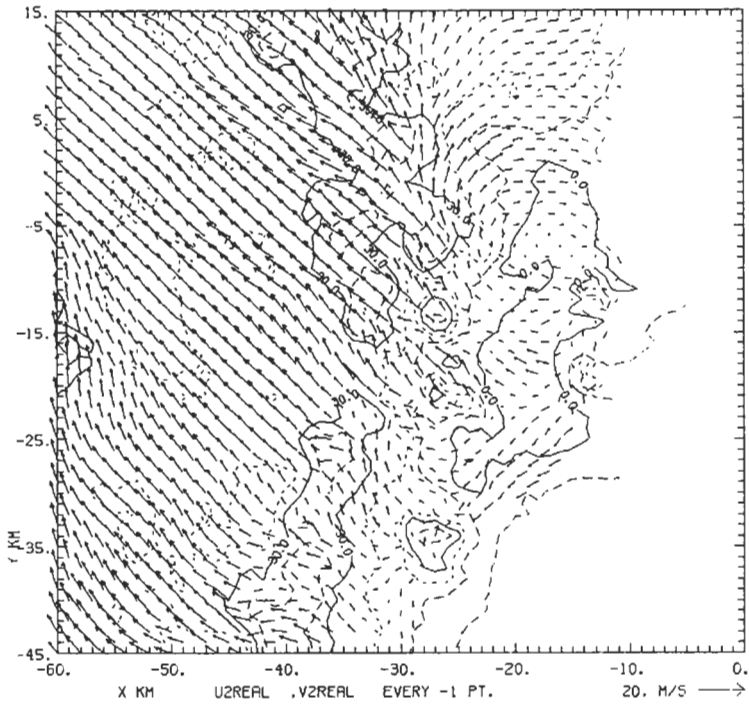


圖4(a)至4(f) 說明同圖2，但為高度5公里。

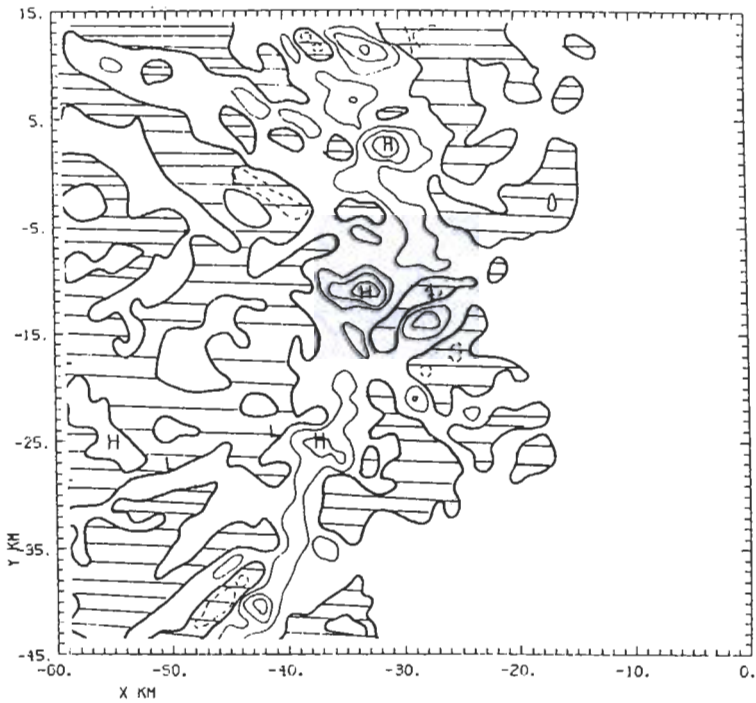


圖4(b)

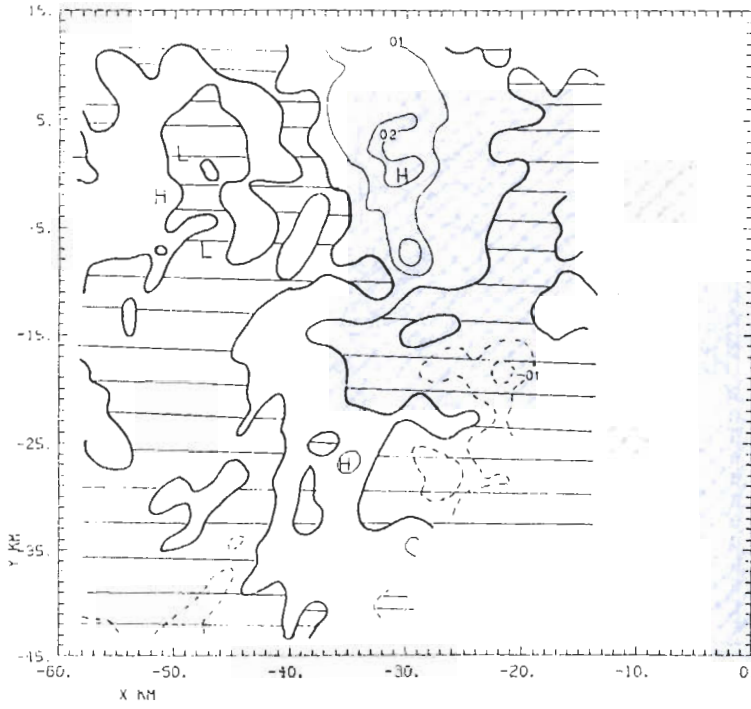


圖 4(c)

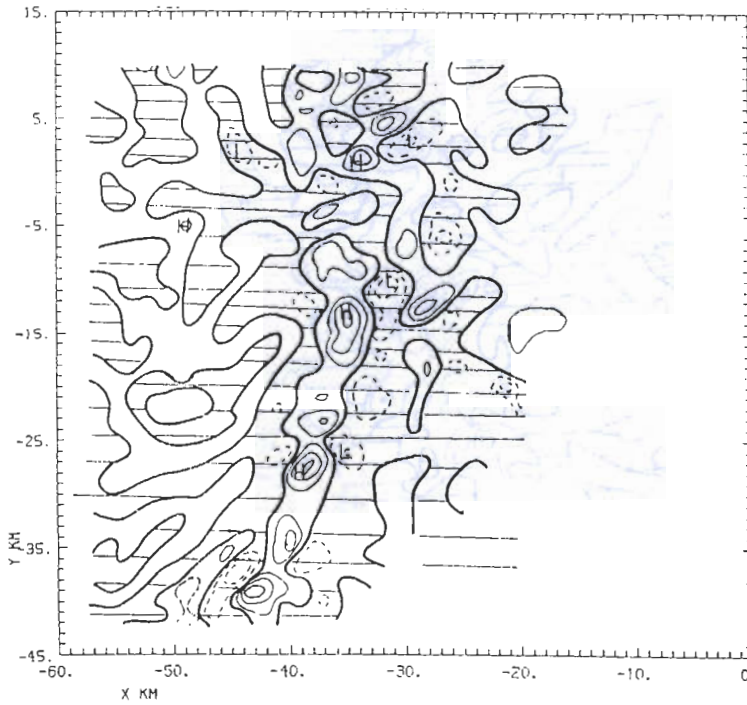


圖 4(d)

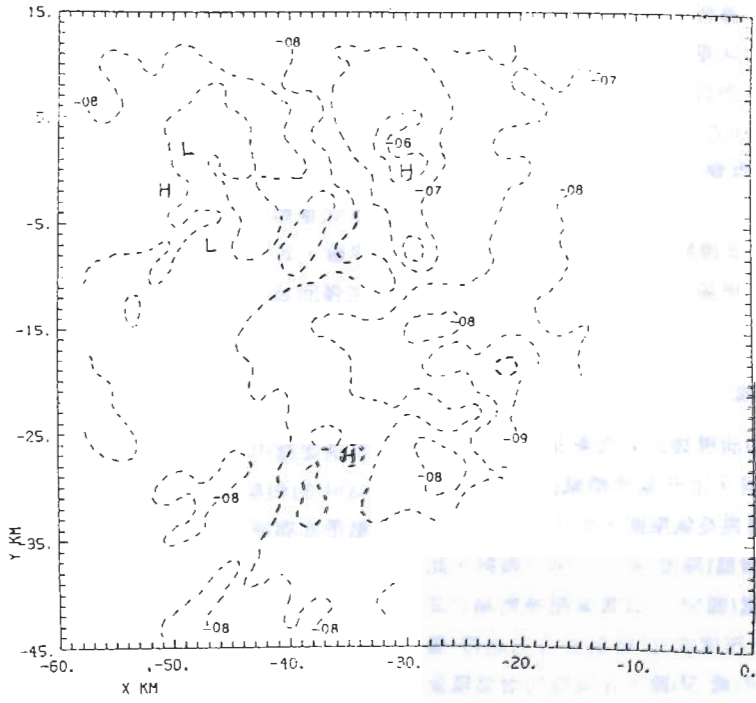


圖 4(e)

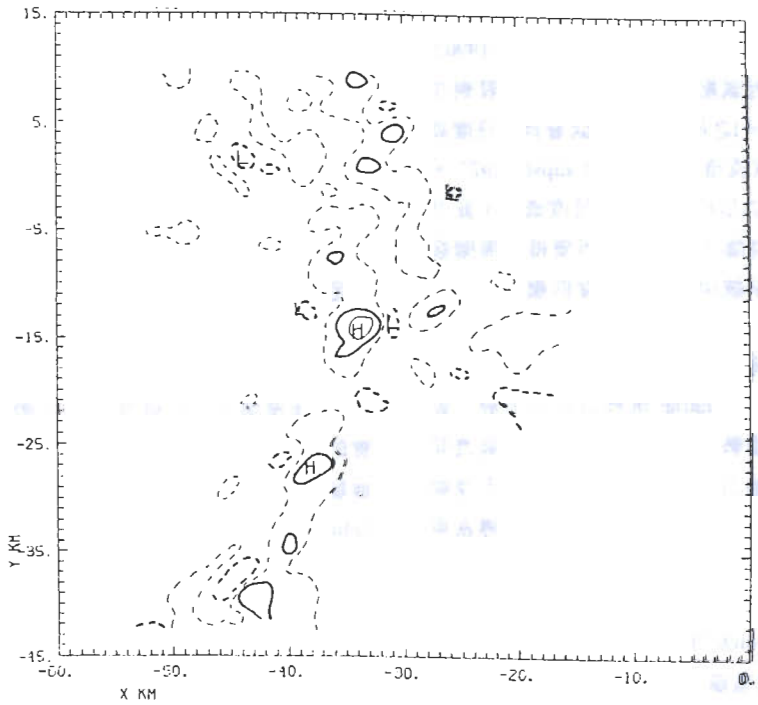


圖 4(f)

的風速隨高度遞減，導致上對流層的垂直風切為負值。在此層環境風切向量為來自東北東(參考Lin et al. 1990, Part I 圖9)，而低層為來自西方，二者方向相反。 θ_e 場(圖4d)顯示在強回波區內為一增溫帶，並與30dBZ等值線相對應，而集中在上升氣流區。

在LLJ層(3-4公里間)只有在強回波區內氣壓下降(圖3b)，全區皆為負擾動(圖4e)，而 θ' 則急劇上升，在強回波區有增溫現象，增溫區(降溫區)皆與上升(下降)氣流區相配對，最大加溫達 $0.5^\circ K$ 。(圖4f)

(三) 8公里的水準結構：

相對風在此層的前導端之前為東北風，在其後轉為向西。回波減弱，上升氣流稍減(圖5a及5b)， P^* 在9公里(圖5c)已轉為高氣壓區，而且上升(下降)，以 D 表示氣流正對增溫(降溫)區，不再有偏斜，此是與中低層不同之處(圖5d)。真實氣壓擾動場 P' 高、低壓的配置(東北西南向)正與氣流方向相符(圖5e)，而位溫擾動場 θ' (圖5f)顯示在高層的增溫現象，最大值達 $6^\circ K$ ，一在最大上升氣流處，一在西北角。

(四) 通過回波中心的熱動力剖面結構：

在此選二個東西剖面距TOGA 雷達北方29公里($Y=-12$ 公里)及36公里($Y=-5$ 公里)與Lin et al. (1990)的圖8a與8b比較。相對氣壓場如圖6a與7a，可看到在陣風鋒面(實圓圈表示)之後同樣在較低層有中尺度高壓，此乃飽和下降氣流冷卻作用所致(Zipser, 1977)。而在主上升氣流下方(以 U 表示)是中尺度低壓，此乃因低層高 θ_e 環境入流饋入上升氣流而變得比周圍暖而輕之故，在熱帶系統中亦有中尺度低壓的觀測案例(LeMone et al. 1984)。

在中上層陣風鋒面方面或者在強對流胞區是一高壓帶，據Lin et al. (1990)的解釋是在中上層，動力性的氣壓效應佔優勢，導因於風切與上升氣流間之交互作用。此種動力性高壓在熱帶緩慢及中速颶線也有發現到(LeMone et al. 1984)，同樣在前導區東邊(即台灣西海岸)發生中尺度高壓，此是中央山脈與西南季風動力交互作用所造成的(Lin et al. 1990)。

相對溫度場(圖6b及7b)顯示在陣風鋒面上方中低層是熱力高壓(增溫區)，正好對應中尺度低壓及上升氣流區，而前後皆是降溫區，在剖面 $Y=-5$ 公里中位於強回波區邊緣(30dBZ)後方的熱低壓(在 X

$=-35$ 公里)可能是中層西來空氣伴隨降水蒸發所造成的。很明顯地，溫度場的擾動呈現胞狀型態，且具有波動的特性。

真正相對於環境氣壓擾動場如圖6c及7c所示，大致呈現一種成層狀或波動擾動型態，只有在5至7公里間是胞狀形式，在約3公里處，是正負擾動的交界線，其下(上)各層有不同程度的氣壓上升(下降)。在強回波區內擾動最大，40dBZ等值線(粗點線)內在3公里高度下方是低壓，兩旁則是高壓，3公里以上，回波中心是高壓，兩旁是低壓帶。在 $X=-42$ 公里，高度6公里處有一中尺度低壓。以上在 $Y=-12$ 公里剖面圖中的高低壓區的位置大致與相對氣壓場(圖6a)中的相配合，同樣在 $Y=-5$ 公里剖面(圖7c)中高低壓帶亦與圖7a的互相對應，不過在陣風鋒面上方8公里處有一高壓存在。

真正溫度擾動場如圖6d與7d，可見其型態正與氣壓的相反，中低層為胞狀，中上層則為成層狀，其交界線約在6公里，其下為負擾動，位溫下降，其上為正擾動。在高度3公里處，陣風鋒面之後有二個溫度極小值。同樣在強回波區中擾動幅度最強。

(五) 討論：在此有一些問題需要提出加以強調與檢討

1、為檢驗反求結果的正確性、本文先反求相對於擾動平均之熱動力場，以茲與Lin et al. (1990)相比較。由上述之分析發現，不論在結構或數量級大小方面皆與其一致，證明本方法之正確，有此先決條件後，方進行真正擾動場之反求。所謂真正擾動場定義為系統成熟期與鋒前物理量的差值。

2、根據Wang et al. (1990)的研究指出，在鋒前，大氣處於條件不穩定、潮溼且伴隨強烈風切(伴隨低層噴流)的環境下，而颶線系統亦具有結實的三維結構，在LLJ高度上升氣流達13m/sec。為檢驗反求結果，首先與模式預報值(Klemp and Wilhelmson, 1978, 簡稱KW)比較，在成熟階段，邊界層溫度下降最大值為3度，熱帶颶線模擬(Redelsperger and Lafore, 1988, 簡稱RL)所得亦為3度，而本反求結果則顯示，溫度下降僅1度比二模式值皆小。然Roux (1985, 簡稱R5)之下降值為4度，亦比其小。再與實際觀測(Wang et al. 1990)對照發現，仍比其值(約3度)小。但氣壓上升值(約1 mb)則與觀測相當，

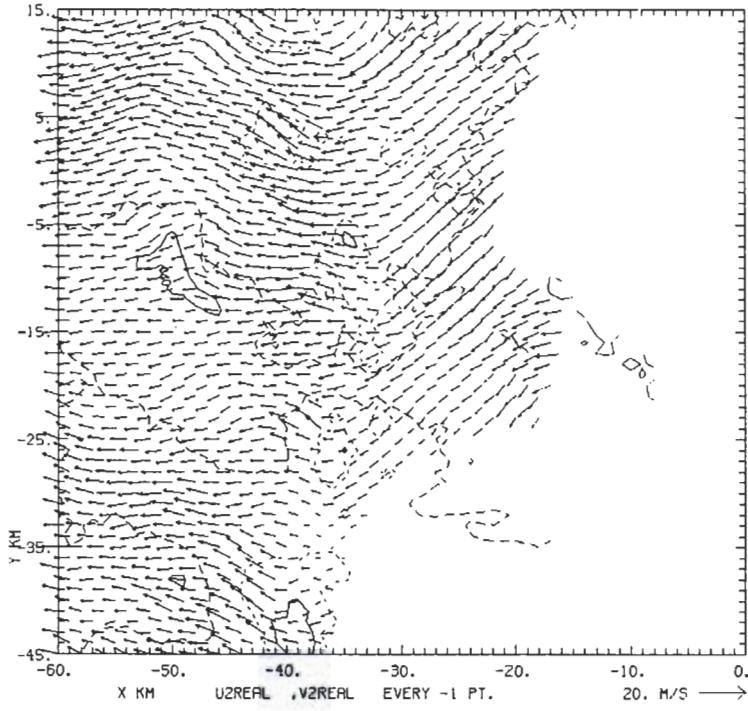


圖5 (a)至5(f) 說明同圖2，但5(c)為高度9公里，其餘為高度8公里。

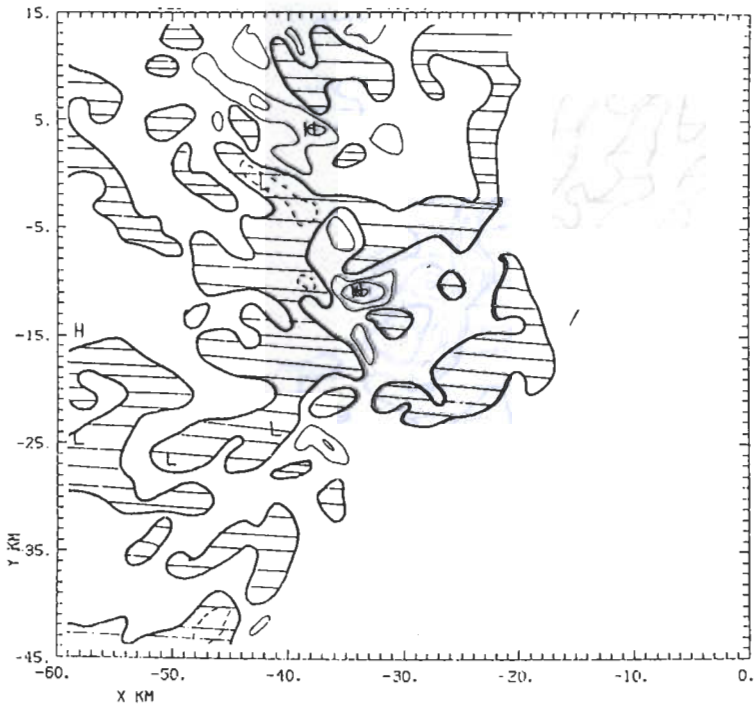


圖5(b)

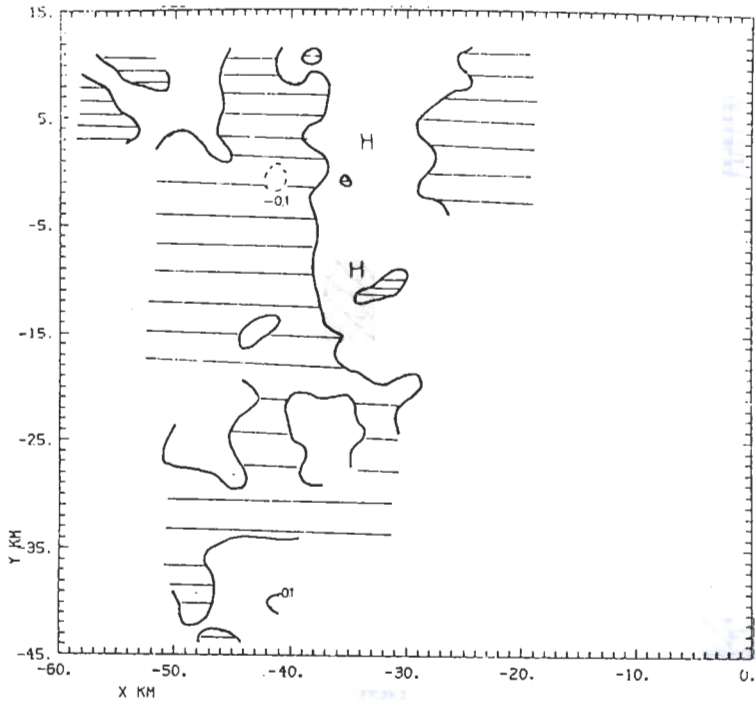


圖 5(c)

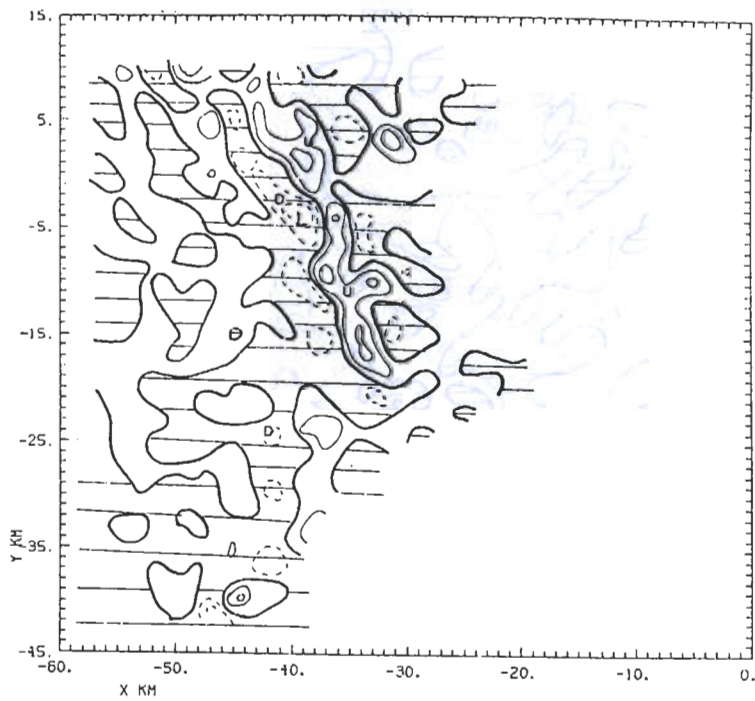


圖 5(d)

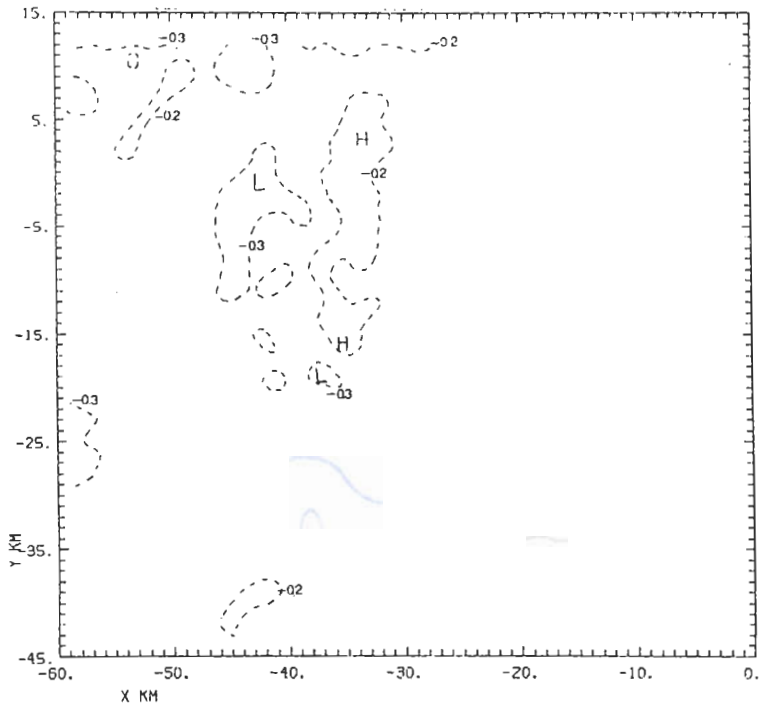


圖 5(e)

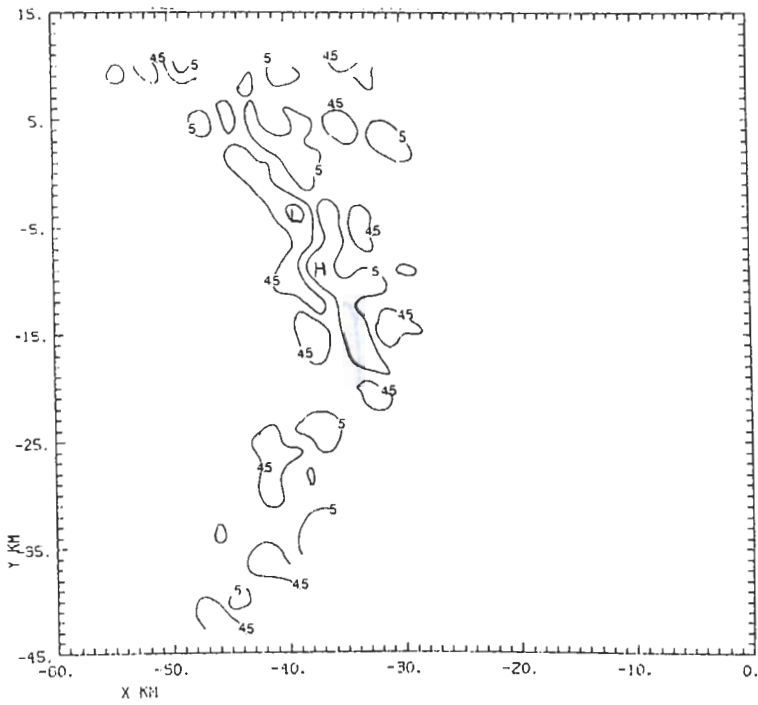


圖 5(f)

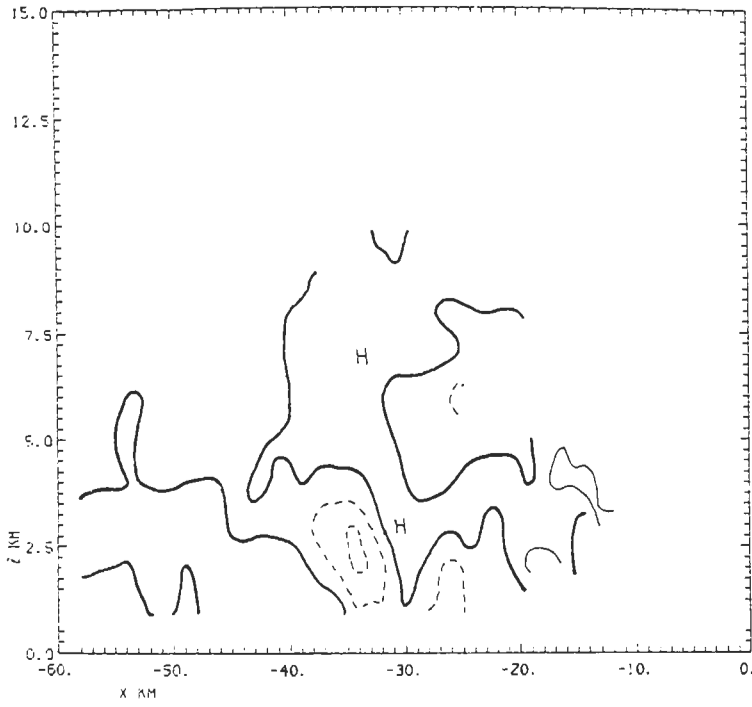


圖6(a) 說明同圖2(c)，但為Y=-12公里的剖面。

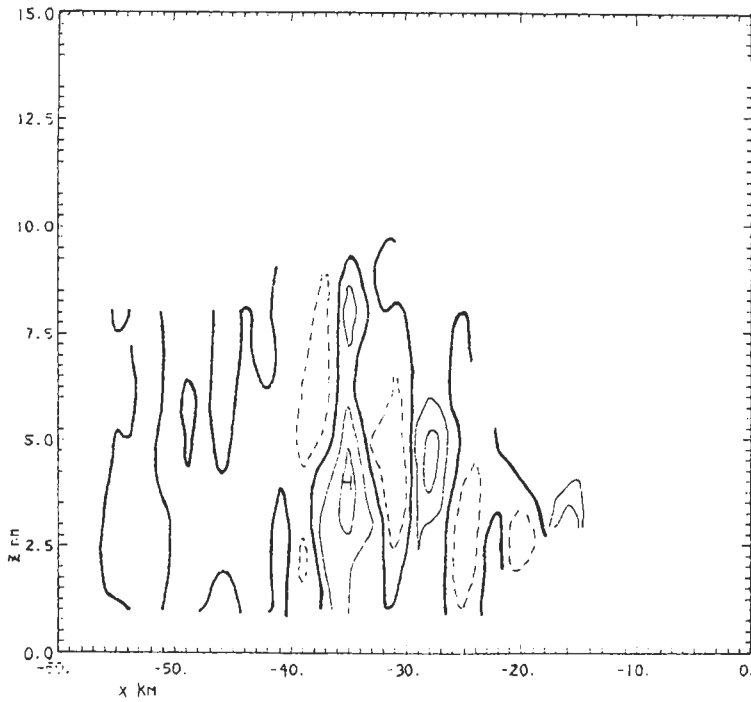


圖6(b) 說明同圖2(d)，但為Y=-12公里的剖面。

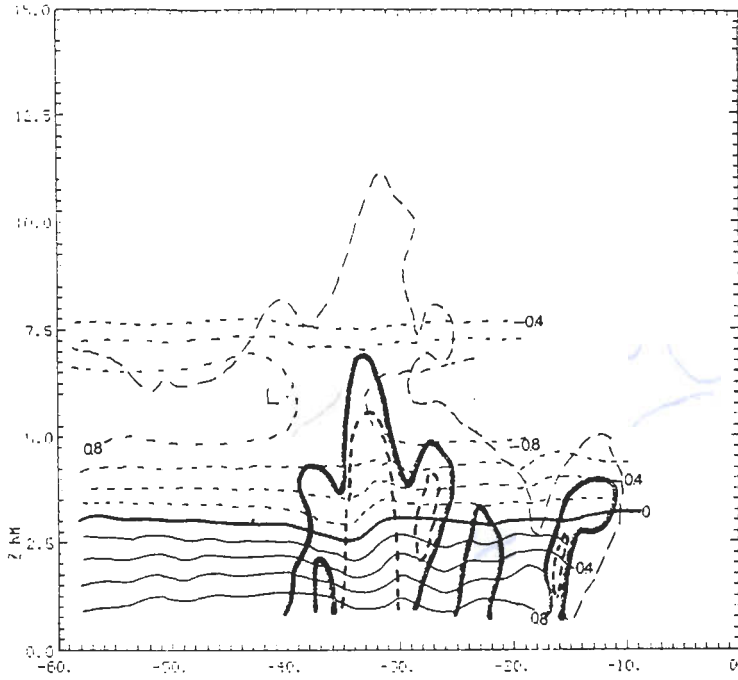


圖6(c) 說明同圖2(e)，但為Y=-12公里的剖面，等值線間隔為0.2mb，最粗實線表等30dBZ線，粗點線表等40dBZ線，而長點線則表等10dBZ線。

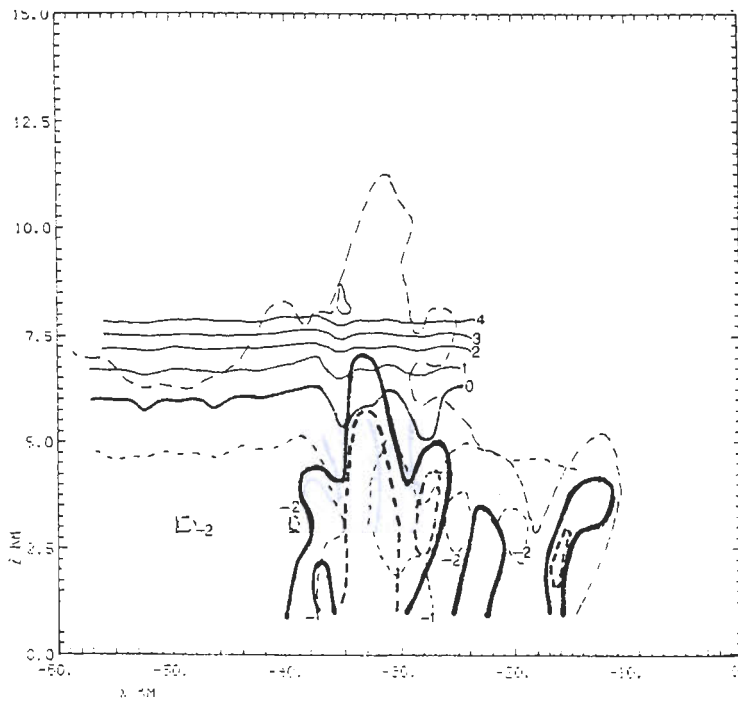


圖6(d) 說明同圖6(c)，但為氣溫真正擾動場，等值線間隔為1°K。

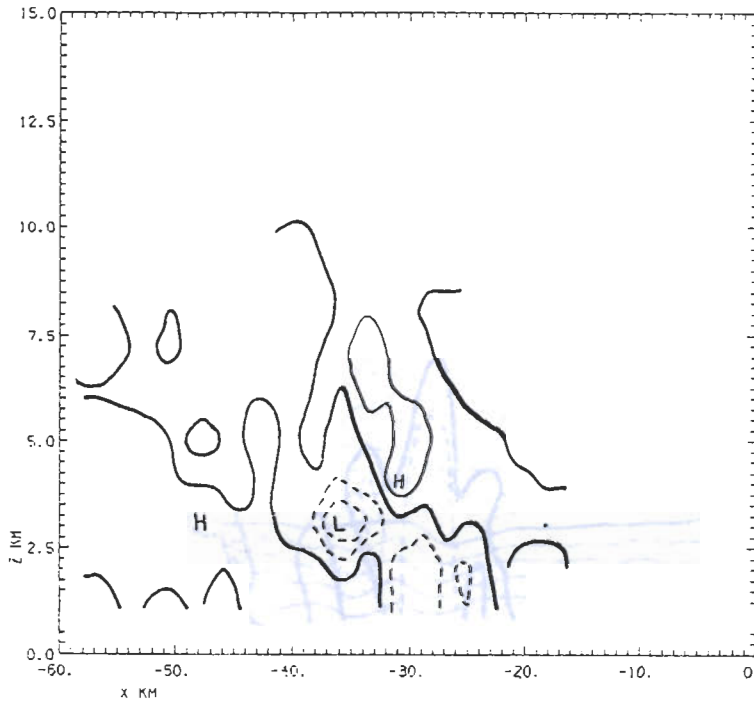


圖 7(a)至(d) 說明同圖 6(a)至 6(d)，但為 Y=-5 公里。

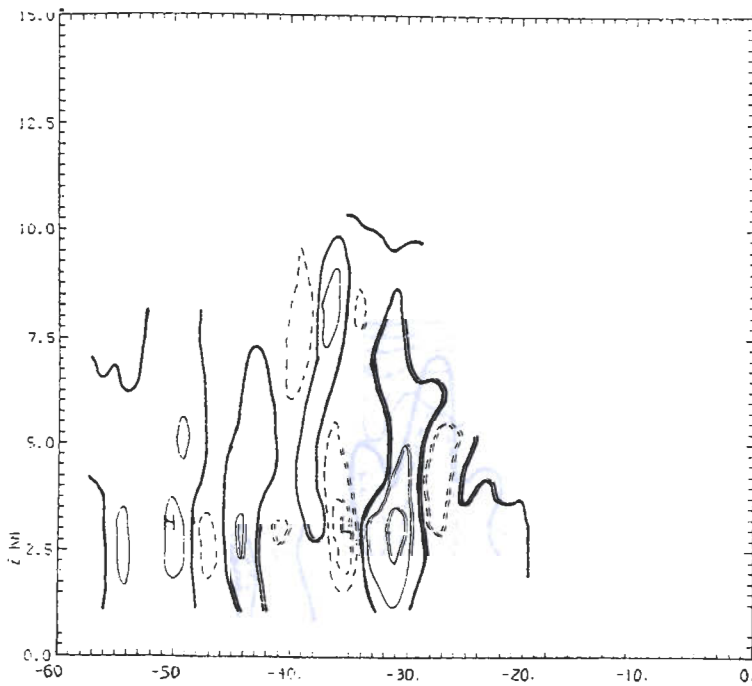


圖 7(b)

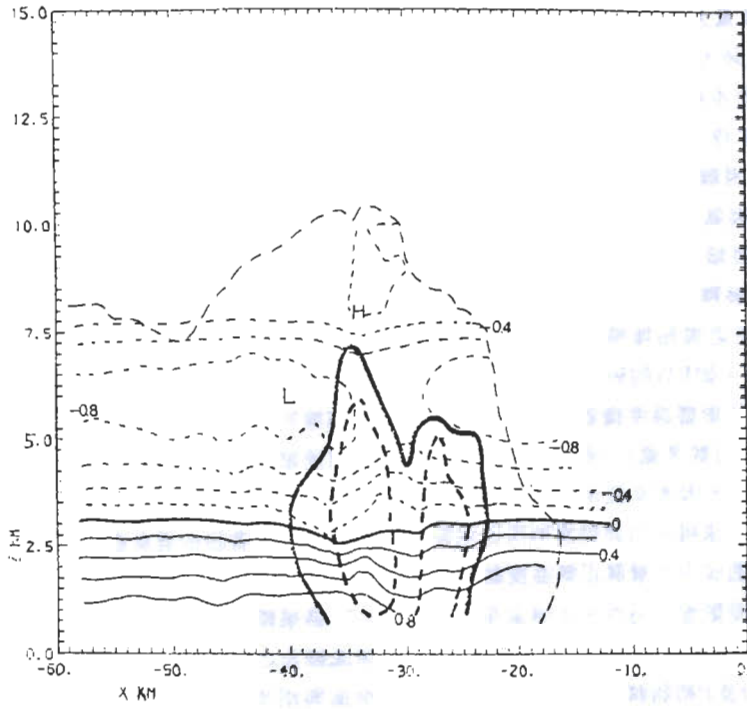


圖 7(c)

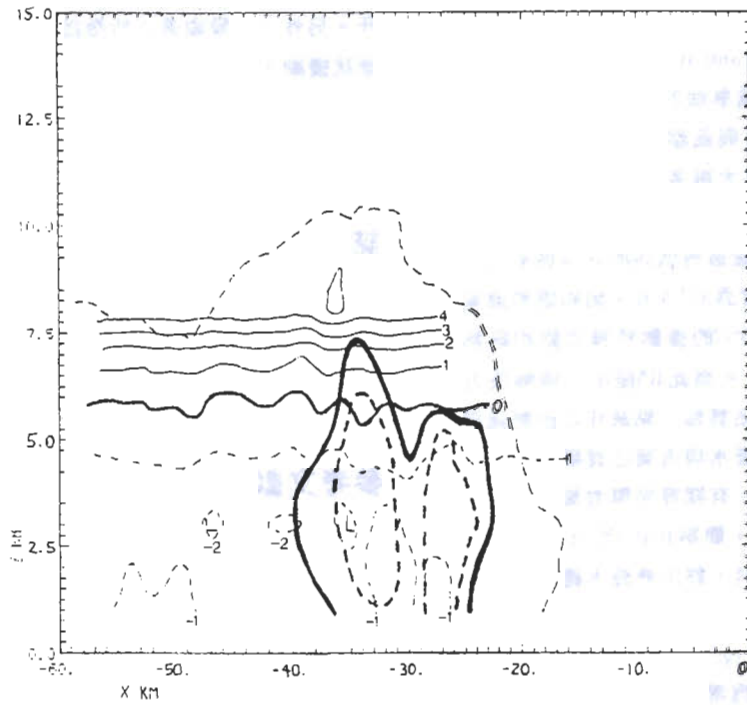


圖 7(d)

並和R5中的反求值數量及RL模擬值相同。另外，KW在4公里處有增溫最大值4度，但RL在7公里/4度，R5在5公里/3度，而本結果在8公里/6度，可見四者互有差異。由於當時(5/17/0042L)並無探空測量，故無法比對，此是困難之處。不過，反求結果仍令人鼓舞。尤其氣壓與氣溫的成層狀擾動R5及Roux and Ju (1990)之結果很類似，然而在動力與熱力上仍需做詳細的分析與解釋。

3、由於在此所用之雲物理模式很簡單，這對反求結果有重大影響。如KW的研究中指出，不正確的雲滴與雨滴混合比影響溫度擾動場，前者之誤差影響到中層(雲滴成份較多處)，後者則是在中、下層(潛熱釋放區為最)。因本文使用之雲滴與雨滴混合比是藉由經驗公式求得，而非循雲物理過程從連續方程式算出，故造成中下層真正氣溫擾動量的錯估，以致氣壓場亦受影響。另外，本個案在反求時段的雷達掃描區內並無探空觀測資料可使用，以致擾動量的水平平均 τ 及 P 初始值選取不當而造成誤差。

4、在此研究中並不考慮趨勢項及亂流消散項，根據KW的研究發現，當二者不計時誤差相當大，甚至超過 q_c 與 q_r 的誤差。此是進一步需改善之處。另外，為了濾掉更短的波，則需要加上(32)式的限制條件或參考Roux and Ju (1990)的作法。

5、飽和絕熱遞減率假設在每一層皆為常數，而且只與環境的氣溫與氣壓有關。因為氣壓與氣溫之垂直梯度比水平大得多，故上述之假定大略正確。不過當雲內部發生大擾動時便有問題產生，結果是絕熱遞減率在暖區將低估而在冷區高估，例如在600mb的環境溫度為317.5°K，飽和絕熱遞減率為5.7°C/km，而溫度5°C的擾動將導致飽和絕熱遞減率0.7°C/km的變動。為此R5提出一個解決方法，即是反求結果反覆估算每一點最佳之絕熱遞減率，同時要儘可能考慮雲水與雨滴之貢獻。依此即可得到最佳的反求結果。有關雲滴與雨滴之求法可利用Hauser et al. (1984, 簡稱HAC)的方法，即以回波場與風場為輸入資料，經由液態水總量的連續方程式求得總水含量 q_t ($q_t = q_v + q_c + q_r$)，雨水量 q_v 由 $Z - q_r$ 關係估計，在 $(q_v + q_c)$ 值小於水汽的飽和混合比 q_s 時，則 q'_v 、 q_c 皆為零。當其值大於 q_s 時，可知 q'_v 、 q_c 等於 q_s 減去 q_{v0} 。一旦知道每點的 q_c 與 q_r 時，即可決定空氣是否飽和，並導出實際的溫度擾動 θ' ，

而能計算每點之絕熱遞減率(不管是否飽和)。因為上述HAC方法需要初始熱力場以決定每一點之 q_s ，所以其與本文之方法互為補助，經由迭代的步驟，即從一方法的輸出結果做為另一方法的輸入資料，直到得出滿意的結果。

五、結 論

本文應用很簡單之雲物理模式嘗試利用熱動力反求法來探討發生於1987年5月17日臺灣西海岸副熱帶颶線的熱動力結構，從都普勒風場經由動量方程式與簡單之熱力方程反求真正的氣壓與氣溫擾動量。一方面藉此改進反求法，以突破都普勒雷達測量的瓶頸，在者經由雲參數之計算來了解雲內部之結構。

結果顯示其熱動力結構非常類似熱帶颶線。在陣風鋒面之後，最低層是中尺度高壓發展，此乃因冷卻與雨水降落之故。而在其東邊為低壓。強回波區內部不論高低壓軸皆隨高度向西傾斜。從反求之真正溫度場顯示，雖然數量級比模式預報值小，但其基本結構仍符合中尺度對流系統的熱力配置(Houze, 1989)，即中低層呈現溫度下降，上層則上升。另外，比較顯著之特徵為在中下層的氣壓呈現層狀擾動，而氣溫則是胞狀擾動。

未來將針對前述之缺失，謀求更精確與完善的方法及雲物理過程，以得到更詳細之熱動力結構。

誌 謝

本研究在國科會專題研究計劃NSC-79-0202-M008-03支持下完成，特此致謝。另外要感謝審查者的指正與鼓勵。

參考文獻

- Brandes, E.A., 1984: Relationships between radar derived thermodynamic variables and tornadogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1033-1052.
- Cotton, W.R., M.A. Stephens, T. Nehr Korn and G.J. Tripoli, 1982: The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model-1982.

- Part II: An ice phase parameterization. *J. Rech. Atmos.*, 16, 295-320.
- Gal-Chen, T., 1978: A method for initialization of the anelastic equations: Implications for matching models with observation. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 587-606.
- Gal-Chen, T., 1982: Errors in fixed and moving frame of reference: Applications for conventional and Doppler radar analysis. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2279-2300.
- Gal-Chen, T., and C.E. Hane, 1981: Retrieving buoyancy and pressure fluctuations from Doppler radar observations: A status report. Progress in Radar Technology., *Atmos. Technol.* No.13, 98-104.
- Gal-Chen, T., and R.A. Kropftri, 1984: Buoyancy and pressure perturbations derived from dual-Doppler radar observations of the planetary boundary layer: Applications for matching models with observations. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3007-3020.
- Hauser, D., P. Amayenc and M. Chong, 1984: Precipitation efficiency within a tropical squall line observed during "COPT 81" experiment. *Preprints, 22nd. Conf. on Radar Meteorology.* Zurich, Switzerland, Amer. Meteor. Soc., 134-139.
- Houze, R.A., 1989: Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 115, 487, 425-462.
- Iribarne, J.V. and W.L. Godson, 1981: *Atmospheric Thermodynamics.* Book. D. Reidel Publ. Comp., Holland, 2nd. edition, U.S.A., 259pp.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr.*, No.32, 84pp, Amer. Meteor. Soc.
- Klemp, J.B. and R.B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- LeMone, M.A., G.M. Barnes and E.J. Zipser, 1984: Momentum flux by lines of cumulonimbus over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, 41, 1914-1932.
- Lin, Y.J., R.D. Farley and H.D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Clim. Appl. Meteor.*, 22, 1065-1092.
- Lin, Y.J., T.C. Wang and J. H. Lin, 1986: Pressure and temperature perturbation within a squall-line thunderstorm derived from SEASAME dual-Doppler data. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2302-2327.
- Lin, Y.J., T.C. Wang, R.W. Pasken, H. Shen and Z.-S. Deng, 1990: Characteristics of a subtropical squall line determined from TAMEX dual-Doppler data. Part II: Dynamic and thermodynamic structures and momentum budgets. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2382-2399.
- Lord, S.T., H.E. Willoughby and J.M. Piotrowicz, 1984: Role of a parameterized ice-phase microphysics in an axisymmetric nonhydrostatic tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2836-2848.
- Mohr, C.G., L.J. Miller, R.L. Vanghan and H.W. Frank, 1986: The merger of mesoscale datasets into a common cartesian format for efficient and systematic analyses. *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, 3, 143-161.
- Miller, L.J., C.G. Mohr and A.J. Weinheimer, 1986: The simple rectification to cartesian space of folded radial velocities from Doppler radar sampling. *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, 3, 162-174.
- Ray, P.S., C.L. Ziegler, W. Bumgarner and R. J. Serabini, 1980: Single and Multiple-Doppler radar observations of tornadic storms. *Mon. Wea. Rev.*, 108, 1607-1625.
- Redelsperger J.L. and J.P. Lafore, 1988: A three-dimensional simulation of a tropical squall line: Convective organization and thermodynamic vertical transport. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1334-1356.
- Roux, F., 1985: Retrieval of thermodynamic fields from

- multiple-Doppler radar data using the equations of motion and thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 2142-2157.
- Roux, F., 1988: The West African squall line observed on 23 June 1981 during COPT 81: Kinematics and thermodynamics of the convective region. *J. Atmos. Sci.*, 45, 406-426.
- Roux, F. and S. Ju, 1990: Single-Doppler observations of a West African squall line on 27-28 May 1981 during COPT 81: Kinematics, thermodynamics and water budget. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 1826-1854.
- Roux, F., J. Testud, M. Payen and B. Pinty, 1984: West-African squall line thermodynamic structure retrieved from dual-Doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3104-3121.
- Saucier, W.J., 1959: *Principles of Meteorological Analysis*. Book. Chicago Press, 438pp.
- Wang, T.-C. Chen, Y.-J. Lin, R.W. Pasken and H. Shen, 1990: Characteristics of a subtropic squall line determined from TAMEX dual-Doppler data. Part I: Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2357-2381.
- Wilhelmson, R.E. and Y. Ogura, 1972: The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. *J. Atmos. Sci.*, 29, 1295-1307.
- Zipser, E.J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1568-1589.

Improvement of Dual-Doppler thermodynamic retrieval method:
Application for dynamic structural analysis
of interaction between squall line and environment

Tsai-Wen Deng

Institute of Atmospheric Physics
National Central University

(manuscript received 20 March 1992; in final form 27 June 1992)

ABSTRACT

The "Taiwan Area Mesoscale Experiment" was held in Taiwan area, 1987. A rather complete mesoscale data sets were collected in field phase. One of major purposes of the experiment is to understand the mechanism of heavy precipitative convection systems during Mei-Yu season.

In Wang et al. (1990) and Lin et al. (1990) paper, many significant structures of a subtropical squall line system were revealed. Their results show the kinematic and dynamic structure in mature stage and the radar echo characteristics. In this study, the retrieval method of thermodynamic field will be improved.

The results of this study indicate that the thermodynamic structures of the convective and stratiform region are quite different. Basically, the upper half of the whole system is warmer than the environment, while the lower half is colder. Within the stratiform region, the stratified pressure is well balanced with temperature. In the convective region, temperature is warmer, the latent heat release provides the buoyancy. In the same region the pressure field provides horizontal gradient force toward the upper part of the squall line.

The total effect of these two forces accelerated the inflow sloping rearward. Although the magnitude of these fields are smaller than model's prediction, these results are encouraging. More detail treatments in cloud physics will give more correct magnitude.

Key Words: Doppler radar, mesoscale convective systems