

風暴的二維數值模式之研究

陳景森 林熿閔

國立中央大學 大氣物理研究所

(中華民國七十二年一月十二日收件, 二月二十五日訂正)

摘 要

本文建立一個二維的風暴數值模式, 以研究風暴的結構與其發展過程, 此二維數值模式是利用時間分割法來解可壓縮的運動方程組, 有關聲波部份, 用較小的時間間隔處理, 利用半隱法求數值解, 其餘部份利用二階跳趾式計算。亂流參數化的過程是根據Deardorff (1975) 的亂流能量方程式求出渦流混合係數, 此能量方程式包含浮力、風切與消散等效應。利用Kessler (1969) 的參數化方式處理雲的微物理過程。在側面邊界使用“開放式”的邊界條件來處理水平速度, 目的是要讓模式內產生的重力波可以在最小的反射情形下, 傳出側邊界外面。本文以1973年7月9日發生於美國科羅拉多州的一個風暴為例, 探討風暴發展的過程。我們發現在風暴新生成的陣風鋒面前緣, 有一個新生的雲胞發生, 由於新生雲胞移動較風暴慢, 兩者有機會合併, 合併後, 因風暴已開始進入消散的生命期, 強烈的下降氣流把新生雲胞從原風暴的邊緣分裂出來。

一、前 言

近年來由於探空資料, 傳統雷達, 都卜勒雷達資料, 以及人造衛星資料等逐漸增多, 使吾人能更了解風暴的性質。但是想更進一步了解風暴內部之氣流與動力結構, 風暴與環境的關係, 和風暴內雲微物理 (cloud microphysics) 過程等, 利用數值模擬來研究仍是一個重要的方法之一。利用二度空間數值模式從事對流雲與風暴的研究, 已有相當長的時間, 同時也獲得一些重要的成就, 例如Takeda (1971), 研究在那種風場下, 可以形成生命史較長的雲。Schlesinger (1973 a, b), 探討環境對深對流 (deep convection) 的影響。Hane (1973), 研究在飆線 (squall line) 內的風暴。Orville and Kopp (1977) 模擬發生在NHRE計劃內的Fleming風暴。Thorpe et al. (1982) 研究中緯度的飆線等人。

對於發生在台灣地區的風暴, 雖然觀測資料近年來逐漸增加, 但仍感缺乏。所以對於風暴的研究更需要數值模式的支持。一方面從事數值模擬, 一

方面從事觀測資料的收集, 以便互相配合研究風暴。又模式的程式必須能夠很容易擴展到三度空間的模式程式, 因為像風暴內的渦度、環境風的方向隨高度的變化等現象, 在二度空間內是沒辦法討論的。

在第二節我們將介紹數值模式的架構及所採用的定差方法, 而把模擬發生在美國科羅拉多州東北方的一個風暴 (1973年7月9日) 的結果在第三節討論。模擬結果顯示出一個新生雲胞和風暴合併, 及分裂的過程。

二、數值模式

欲建立一個討論雲動力為主的二度空間數值模式, 我們可以利用簡單的參數方法來處理雲微物理 (cloud microphysics)。二度空間模式的程式設計必須很容易擴展到三度空間模式, 以便以後對風暴作更進一步的研究。

本數值模式是利用可壓縮性方程組 (compressible equations) 來研究風暴的性質。因為是可壓縮系統, 所以聲波可以與重力波共同存在此模

式內，此和非彈性系統 (anelastic system) 不同。在非彈性系統，壓力由波桑方程式 (Poisson equation) 求得，如果波桑方程式的係數不是常數 (例如模式內有複雜地形需要座標轉換) 時，則需要較複雜的計算才可求出壓力。但在可壓縮模式，可以利用時間分割法 (time splitting method) (Klemp and Wilhelmson, 1978)。對有關聲波部分，用比較小的時間間隔來處理，而有關對流問題部份用大的時間間隔處理，如此就可以不必由波桑方程式來求壓力，而其所需的計算時間與解具有常係數的波桑方程式大致相同。

A. 動力結構與雲微物理

此二維數值模式是利用數值方法求出水平速度 (u)、垂直速度 (w)、位溫 (θ)、無因次壓力 (nondimensional pressure, π)、動量混合係數 (momentum eddy mixing coefficient, K_m)、水汽混合比 (q_v)、雲滴混合比 (q_c)、雨滴混合比 (q_r) 的數值解。

茲將有關上列各種變數的方程式列於後：

由 Navier-Stokes 方程式、狀態方程式及 Deardorff (1975) 的亂流參數法，我們可以用下面二個方程式來表示 u, w。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + C_p \bar{\theta}_v \pi_x = f_u = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3 C_m^2 \ell^2} \frac{\partial K_m^2}{\partial x} \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + C_p \bar{\theta}_v \pi_z = f_w = -u \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} + g \left[\frac{\theta}{\bar{\theta}} - 1 + 0.61 (q_v - \bar{q}_v) - q_c - q_r \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[K_m \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{2}{3 C_m^2 \ell^2} \frac{\partial}{\partial z} K_m^2 \dots\dots\dots(2)$$

其中有 " - " 符號表示環境 (ambient) 的物理量，θ_v 的定義：

$$\theta_v = \theta (1 + 0.61 q_v)$$

π 是從 π̄ 的偏差量 (deviation from π̄)，而

$$\pi = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{R_d / C_p}$$

P 為傳統的壓力，P₀ 為地面環境的壓力，π 為無因次壓力，ℓ = (Δx · Δz)^{1/2}，混合長度 (mixing length) Δx、Δz 各為網格點在 x 和 z 方向的長度。

由 Deardorff (1975) 的亂流參數法， $\frac{\partial K_m}{\partial t}$

可以寫成：

$$\frac{\partial K_m}{\partial t} = -u \frac{\partial K_m}{\partial x} - w \frac{\partial K_m}{\partial z} + \frac{C_m^2 \ell^2}{2 K_m} (B + S) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_m^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial z^2} \right) - \frac{C_d K_m^2}{2 C_m \ell^2} \dots\dots\dots(3)$$

其中 C_m 和 C_d 是亂流生成 (generation) 和消失 (dissipation) 的係數。設 C_d = 0.2, C_m = 0.2，在(3)式有關浮力項定義為

$$B = -g \frac{K_h}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \text{如 } q_c \leq 10^{-8} \text{ gg}^{-1}$$

$$B = -g \cdot A \cdot K_h \frac{\partial \theta_a}{\partial z} + g K_h \frac{\partial q_i}{\partial z}$$

如 q_c > 10⁻⁸ gg⁻¹

θ_a 是相當位溫 (equivalent potential temperature)

$$q_i = q_v + q_c$$

$$K_h = C_k K_m$$

C_k 是常數，假設為 3，而 K_h 是對溫度、q_v、q_c 和 q_r 的混合係數。

$$A = \frac{1}{\theta} \frac{1 + (1.61 \cdot \epsilon \cdot L \cdot q_v) / R_d T}{\left(1 + \frac{\epsilon \cdot L^2 \cdot q_v}{C_p R_d T^2} \right)}$$

其中 ε = 0.62, L 為潛熱，其他符號則沿用傳統的氣象符號。(3)式關於風切項定義為

$$S = K_m \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}$$

至於 π 的方程式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{C_s^2}{C_p \theta_v} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} w) \right] = f_\pi$$

$$= -\bar{C}_s^2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right) (\bar{\rho} w) / (\bar{\theta}_v \cdot C_p \bar{\rho}) - u \frac{\partial \pi}{\partial x}$$

$$- w \frac{\partial \pi}{\partial z} - \frac{R_d \pi}{C_v} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{C_s^2}{C_p \theta_v} \frac{d \theta_v}{dt} \quad (4a)$$

其中 C_s 為聲速，在此方程式中， $\frac{\partial \pi}{\partial t} = 0$ 和 $f_\pi = 0$ ，則變成非彈性系統 (anelastic system) 中求壓力的方程式。根據分析 (Klemp and Wilhelmson, 1978)，在 (4a) 中令 $f_\pi = 0$ 和 $f_\pi \neq 0$ ，則數值模式中對我們有興趣的物理過程並無太大的影響。所以為了計算機容量的問題，我們在此計算中令 $f_\pi = 0$ ，結果 (4a) 變成

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\bar{C}_s^2}{C_p \theta_v} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} w) \right] = 0 \quad (4b)$$

至於求 θ 的預報方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + M_\theta \quad (5)$$

M_θ 代表和 q_v 、 q_c 及 q_r 有關凝結或蒸發的過程。

$$M_\theta = -r \left(\frac{dq_{v*}}{dt} + E_r \right), \quad r = L / (C_p \bar{\pi})$$

q_{v*} 為飽和水汽混合比， $\frac{dq_{v*}}{dt}$ 是 q_c 凝結 (condensation) 或蒸發 (evaporation) 的速率。 E_r 是蒸發的速率，根據 Ogura and Takahashi (1971)

$$E_r = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{(1 - q_v / q_{v*}) C (\bar{\rho} q_r)^{0.525}}{5.4 \times 10^5 + 2.55 \times 10^6 / (\bar{\rho} q_{v*})}$$

\bar{P} (mb)， $\bar{\rho}$ (gm/cm³)， q_v 和 q_r 是用 gm/gm。

$$C = 1.6 + 124.9 (\bar{\rho} q_r)^{0.2048}$$

至於 q_v 、 q_c 和 q_r 的處理是依照 Kessler 方式的參數方法 (1969)，

$$\frac{dq_v}{dt} = \frac{dq_{v*}}{dt} + E_r + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial q_v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) \quad (6)$$

$$\frac{dq_c}{dt} = -\frac{dq_{v*}}{dt} - A_r - C_r + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h \frac{\partial q_c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) \quad (7)$$

$$A_r = 0.001 \text{ sec}^{-1} (q_c - 0.001 \text{ g g}^{-1})$$

$$C_r = 2.2 \text{ sec}^{-1} q_c (q_r)^{0.875}$$

$$\frac{dq_r}{dt} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} V_r q_r) - E_r + A_r + C_r \quad (8)$$

V_r 是 q_r 的終端速度，可以用

$$V_r = 3634 (\bar{\rho} q_r)^{0.1846} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} \right)^{-1/2}$$

[cm sec⁻¹] (Beard, 1977)

來表示， $\bar{\rho}_0$ 是環境在地面的密度。

B. 定差法

本文的數值模式是用定差法來求出數值模式的解。考慮計算所需的時間及儲存資料所佔的空間，我們把有關熱動力的變數及有關水汽的變數放在網格點上，而 u 及 w 的位置各向左右及上下移半個 Δx 及 Δz (Wilhelmson, 1974)。

時間的微分法用二階跳蛙法 (second-order leapfrog)，再加上平滑項 (time smoother)。如 Robert (1966) 所提出，平滑項內的係數是 0.1。至於空間的微分法及用來解壓力的時間分割法，大致與 Klemp and Wilhelmson (1978) 相似，只有有關水平速度的側邊界條件 (陳和林, 1983) 與平流項不一樣。

為了增加水平平流項 (4階) 及垂直項 (2階) 的守恒性質 (conservation property)，有關這二項的數值方法如下：

$$(u u)_x + (\bar{\rho} w u)_z / \bar{\rho} \approx \frac{10}{8} \delta_x (\bar{u}^2 \bar{u}^2) - \frac{1}{8} \delta_x (\bar{u}^{3x} \bar{u}^{3x}) - \frac{1}{8} \delta_{3x} (\bar{u}^x \bar{u}^x) + \delta_x \left(\frac{\bar{u}^x}{\bar{\rho}} w \bar{u}^x \right) / \bar{\rho} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 & (\bar{u}w)_x + (\bar{\rho}w\bar{w})_x / \bar{\rho} \approx \frac{10}{8} \delta_x (\bar{u}^* \bar{w}^*) \\
 & - \frac{1}{8} \delta_x (\bar{u}^* \bar{w}^{*x}) - \frac{1}{8} \delta_{xx} (\bar{u}^* \bar{w}^*) + \\
 & \delta_x (\bar{\rho}^* \bar{w}^* / \bar{\rho}^*) \dots\dots\dots (10)
 \end{aligned}$$

其中 $\delta_{xx} \phi(x_j) \equiv \frac{1}{n \Delta x} \left[\phi(x_j + \frac{n \Delta x}{2}) - \phi(x_j - \frac{n \Delta x}{2}) \right]$

$$\bar{\phi}(x_j)^{**} \equiv \frac{1}{2} \left[\phi(x_j + \frac{n \Delta x}{2}) + \phi(x_j - \frac{n \Delta x}{2}) \right]$$

有關水汽的變數和混合比 (ϕ) 的平流項的數值近似法為：

$$\begin{aligned}
 & (\bar{u}\phi)_x + (\bar{\rho}w\phi)_x / \bar{\rho} \approx \frac{10}{8} \delta_x (\bar{u}\phi) - \\
 & \frac{1}{8} \delta_x (\bar{u}\phi^x) - \frac{1}{8} \delta_{xx} (\bar{u}\phi) + \delta_x (\bar{\rho}^* w\phi) / \bar{\rho} \dots\dots\dots (11)
 \end{aligned}$$

至於位溫的近似法仍和 Klemp and Wilhelmson (1978) 相同，因為如果採用(11)式的近似法，位溫與壓力變成一樣了。

在模式的上下邊界，我們假設垂直速度和垂直於上下邊界的混合項為零。至於在左右兩面的側面邊界，我們亦假設垂直於邊界的混合項為零。由於使用交錯網格點，而且假設水平速度在邊界上，所以水平速度的求法，與陳和林 (1983) 同，即利用“波的相速”對“波數”的平均值，在水平速度的平流項和對時間的變化項兩個項中，對時間作外插求出水平速度的新值。其他的變數的水平梯度，我們亦假設為零。

在這個實驗中，我們採用的模式水平寬度為 180 公里，而高度為 13 公里， Δx 為 1.5 公里而 Δz 為 0.5 公里， Δt 為 15 秒，而處理壓力所用的小的時間間隔為 3 秒。

三、模擬結果

A. 初始條件

模式的初始條件是採用 1973 年 7 月 9 日在科羅拉多州 (Colorado) 發生多雨胞風暴 (multicellular storm) 時位於史託林 (Sterling, Colorado) 的探空資料。此測站位於風暴區的東南方 40 公里，所以此測站的探空資料可以代表風暴發生時的周圍環境條件。如圖 1 a 所示，點線是模式裏所給予的水汽含量，兩條虛線分別代表乾絕熱線與濕絕熱線，環境風場如圖 1 b 所示。模式裏各物理量初始值在水平方向完全均勻 (homogeneous)。為了使風暴能夠開始形成於模式的中央，在模式的中央放置一個熱胞 (thermal)，放置的放式如下

$$\Delta \theta = \Delta \theta_0 \cos^2 \left(\frac{1}{2} \pi \beta \right) \quad (\beta < 1) \quad (12)$$

$$\text{而 } \beta = \left[\left(\frac{x-x_0}{x_r} \right)^2 + \left(\frac{z-z_0}{z_r} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

其中 (x_0, z_0) 表示熱胞放置的中心位置， x_r, z_r 分別表示熱胞在 X, Z 方向的半徑大小。在本模式中各值定為 $x_0 = 0, z_0 = 1.5, x_r = 7.2, z_r = 2$ (公里)， $\Delta \theta_0 = 2.0^\circ \text{C}$ 。

在整個模擬過程中，為了使風暴系統局限於模式區域內，不致使風暴系統很快地移到模式外面，整個模式區以 8 m/sec 的速度向左平移。

B. 風暴發展過程

雲由中央 ($X = 0$) 的熱胞 (thermal) 開始成長，發展到 40 分鐘時，如圖 2 a 所示，整個風暴系統仍在模式區的中央部份。由於環境水平風場隨高度改變 (圖 1 b)，所以雲區 (粗實線) 與垂直速度等值線 (細實線)，都是隨高度向左傾斜。上沖氣流區與雲區所在的位置一致。雲底發生在 2.5 公里，雲頂發展到 11.5 公里高。在高層 (9 公里以上) 的雲，有向右延伸的趨勢，隨後將形成砧形雲。在整個雲區內幾乎都有雨滴形成，但降雨主要發生在雲區的左下方，因為雲區內有強盛的上升氣流，使雨滴有足夠的時間在雲內成長，由於上升氣流的傾斜，將成長中的雨滴拋到雲外，或是在上升氣流較弱的區域形成降雨。由圖 2 a 可以看出降雨達地面的區域約有 6 公里，在降雨區的上方 3 公里處

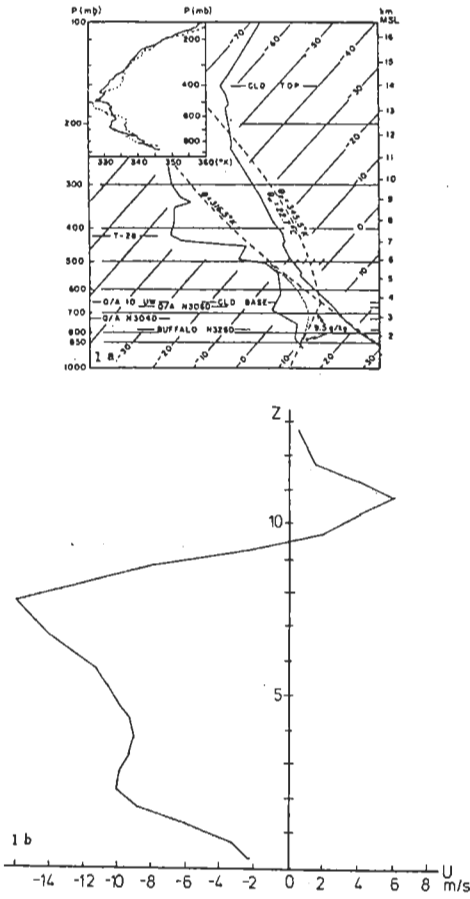
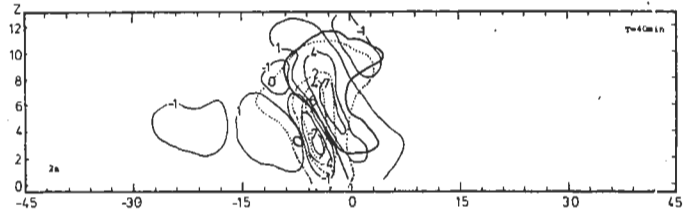


圖 1

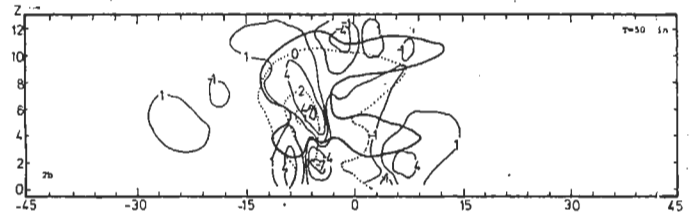
(a) 1973 年 7 月 9 日，位於史託林 (sterling) STK

1630 MDT 探空測站的斜溫圖。兩條實線分別代表溫度與露點溫度，虛綫代表乾絕熱線與濕絕熱線與雲底實測的混合比綫。點綫代表模式裏所給予的水汽含量。左上角的插圖是 STK 測站在 1630 MDT (實綫) 與 GRO 測站的 θ (K) 與壓力 (mb) 之間的關係圖。(此圖錄自 Chalon et al., 1976 ; Fig 3)

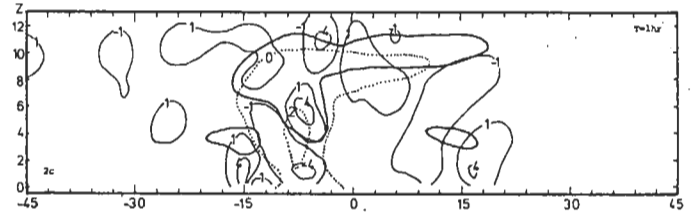
(b) 模式裏水平風場隨高度的變化。



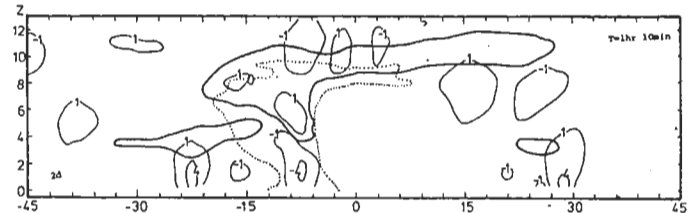
(a) 時間 T = 40 分



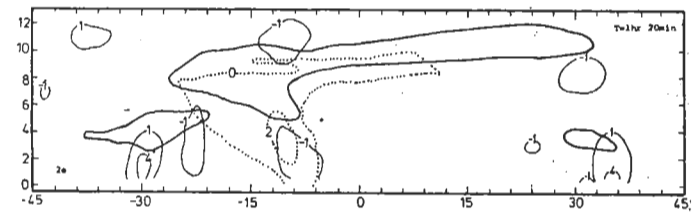
(b) T = 50 分



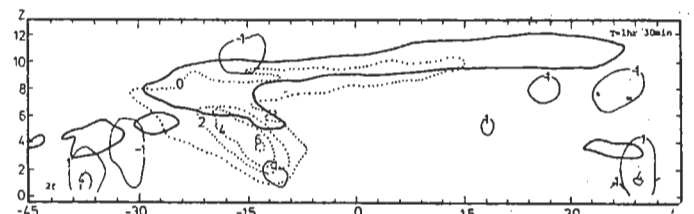
(c) T = 1 小時



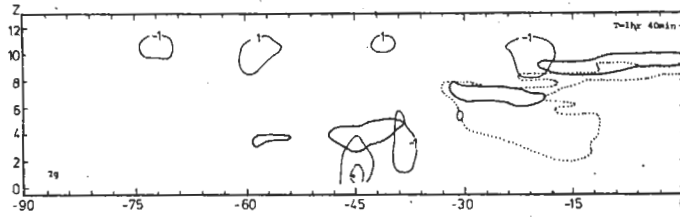
(d) T = 1 小時 10 分



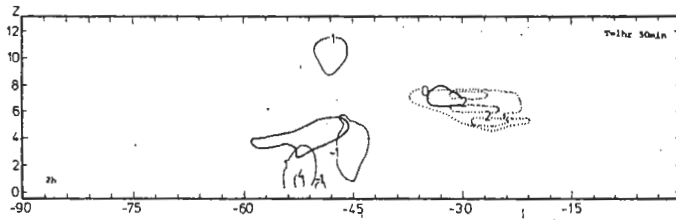
(e) T = 1 小時 20 分



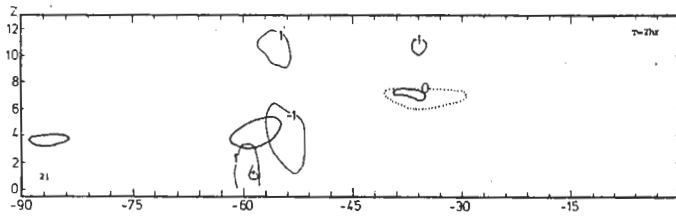
(f) T = 1 小時 30 分



(g) T = 1 小時 40 分



(h) T = 1 小時 50 分



(i) T = 2 小時

圖 2 風暴區附近 90 公里的資料，等垂直風速線（細實線）所代表的值分別是 -7、-4、-1、1、4、7 (m/sec)，雨滴的混合比等值線（點線）間隔是 2 g/kg，粗實線表示雲區範圍。

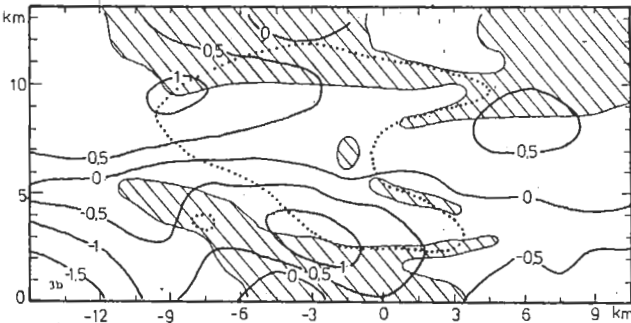
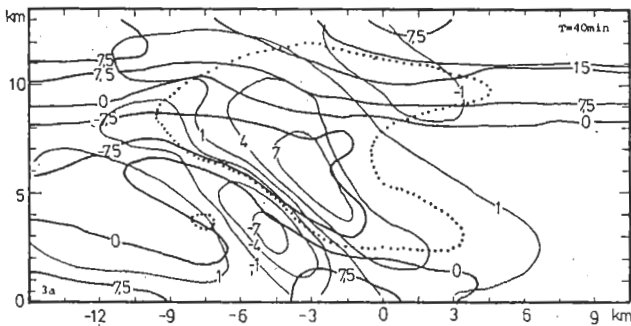


圖 3

(a) 風暴區附近的風場，細線表示等垂直風速線，粗線表示等水平風速線 (m/sec)。點線代表雲區，以模式區域的中央位置為水平軸的原點 (時間 T = 40 分)
 (b) 粗線表示氣壓場與初始氣壓場的偏差量 (deviation from initial values)，斜線區表示溫度偏差量為負的冷區，其他部分與(a)相同。

是下沖氣流最大的位置。下沖氣流區緊臨在上升氣流區的左下方，與主要降雨區一致，範圍與強度都比上升氣流區小。

下沖氣流區的形成主要是由於雨滴部份被周圍空氣蒸發，空氣冷卻，變得密度較大，同時又被下降雨滴的黏滯作用往下帶而造成的。此下沖氣流所帶下來的空氣比地面上原有的暖濕空氣冷重，當此冷重空氣向外擴展，抬升低層原有的暖濕空氣，而加強風暴的發展，另一方面也有引發新雲成長的可能。如圖 2b 所示，在 50 分鐘，隨著降雨區的擴大，在兩區的左、右各形成一個上升速度極大區，分別發展出新的雲。而原來的上升氣流區強度稍減，下沖氣流區位於上升氣流區的正下方。

由圖 2b 的雲區可以看出，左下角高度 4 公里，水平位置在 $X = -9$ 公里處，凸出的雲塊為新發展的雲胞（有關此新雲胞的形成將在下一小節討論）。右邊的雲分上下二部份，上層是砧形雲，下層與左邊一樣是新發展的雲。在砧形雲底下的空氣，大部份是下沉作用，使得下層的雲有一部份消散掉，同時兩邊新成長的雲，也分別向左右平移，與原來的雲體分離。如圖 2c，此時風暴已經發展一個小時，雲區內的上升氣流已經開始減弱，砧形雲繼續向右伸展。在低層二朵新生成的積雲，分別向左右平移而遠離風暴區。右邊的雲並沒有顯著的成長，它向右移動的速率與砧形雲向右伸展的速率幾乎相同。左邊的雲向左平移的速率較慢，有繼續發展的趨勢。風暴發展一小時 10 分鐘以後，如圖 2d 所示，左邊的雲區增大，中間原來風暴區內的上沖氣流也減弱。再 10 分鐘之後，如圖 2e 原來的雲區繼續消散，左邊新生的雲並沒有顯著的改變，只是位於此雲區右下方下沉氣流區的範圍向上擴展。隨後這個新生的雲區分裂成三部份，雨滴只殘留在空中，沒有降到地面。圖 2g 是雲發展 1 小時 40 分的情形，在前 10 分鐘由新生雲分裂出來的右邊雲塊，隨著原來風暴區的消散過程消散掉，再過 10 分鐘，如圖 2h，在圖 2g 中最左邊的小雲胞也消散掉，這時候只剩空中殘留的二個小雲胞，與小部份的兩區，從圖 2i 可以看出，這兩個雲區與一個兩區都在消散之中，靠近左邊界新形成的雲區，可能是

由於模式的邊界效應引起，因為在這裏並沒有任何跡象顯示出可能有雲的形成。

總之，當發展旺盛的風暴開始有降雨形成時，會有下沖氣流伴隨著冷空氣，到達地面時向外擴展，先抬升低層暖濕空氣，而加強風暴的發展，隨著下沖氣流外流區的擴大，可能切斷低層的水汽來源，而使風暴系統進入消散期。同時在外流區的外緣引發新的積雲對流。致於這些新生成的積雲，在什麼條件下才能夠獨立發展成強烈風暴，或是與原來的風暴結合，發展成多胞風暴，則有待更進一步的研究。

C. 新雲胞的生成與合併

這一節將以較詳細的資料探討在 40 分到 50 分之間在高度 4 公里，水平坐標 -7.5 公里處，新生成的雲胞的成長過程，以及與原來風暴合併的情形。在這 10 分鐘內，原來的風暴向左移動靠近新生的雲胞，高層的砧形雲受高空風的影響，同時向右邊延伸。砧形雲下面，高度 4 公里處的雲區也向右發展（圖 3a ~ 8a），其成長的情形可由此處的上升速度得知。所以整個風暴的雲區可以看成是向左右兩邊擴張，雲區向左擴張加上風暴系統移動的速度約為 7 m/sec 。在風暴雲區左下角新生成的雲胞向左移動的速度約為 2.5 m/sec 。由於新雲胞一直在成長擴大中，所以新生雲胞的右邊界幾乎停留在 $X = -7$ 公里處，10 分鐘後被原來的風暴趕上，開始合併。

由於降雨在雲底的蒸發作用，使得雲底的溫度降低，溫度偏差（deviation from initial value）為負值，這個冷區（斜線區）向左上方延伸，偏離雲底。造成這個冷區向上延伸的原因，除了降雨在此區的蒸發冷卻作用外，上升空氣的絕熱冷卻作用也是重要的因素之一，因為這個區域大部份在上升氣流區內（圖 3b ~ 8b）。

在新生雲胞的區域內，由於有較豐富的水汽，同時較低的溫度有助於水汽的凝結，而且此區的風速、風切都很小，使已凝結的雲滴與外界的空氣混合較慢，雲滴不易蒸發，新的雲就容易在此產生。所以，雖然這裏的上升速度只有 $1 \sim 2 \text{ m/sec}$ ，而左邊的上升速度有 3.8 m/sec ，新的雲還是在這

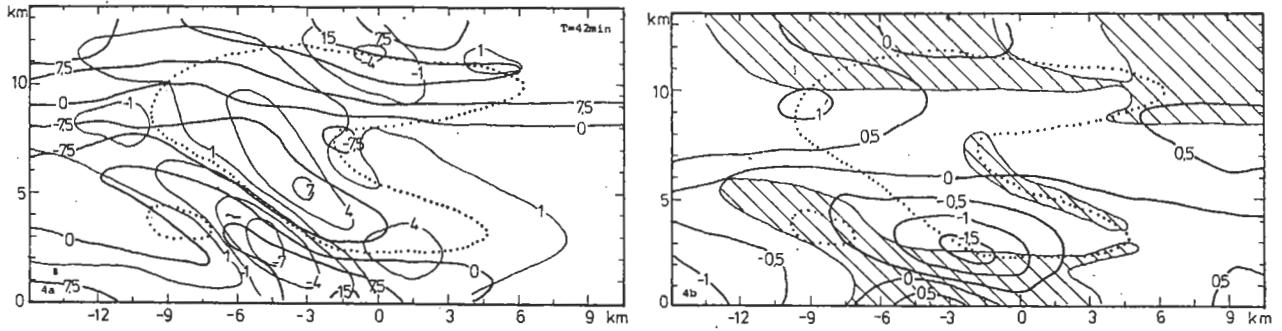


圖4 時間T = 42分，其餘部份(a)與3 a 同，(b)與3 b 同。

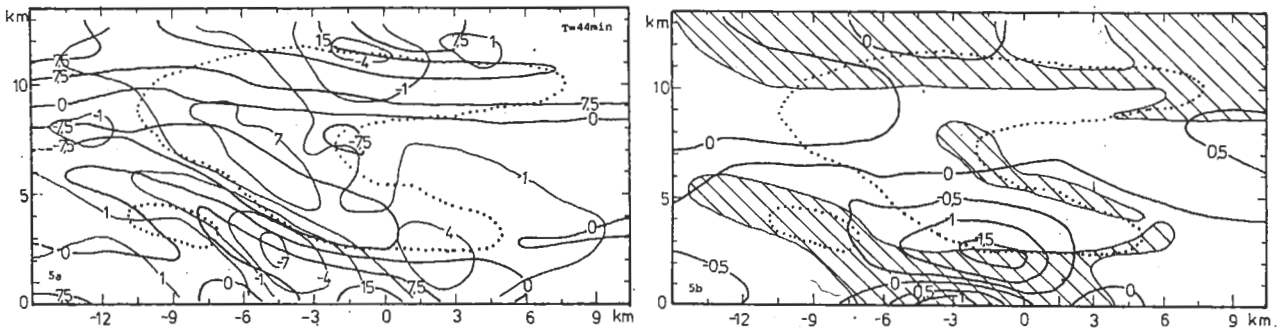


圖5 時間T = 44分，其餘部份(a)與3 a 同，(b)與3 b 同。

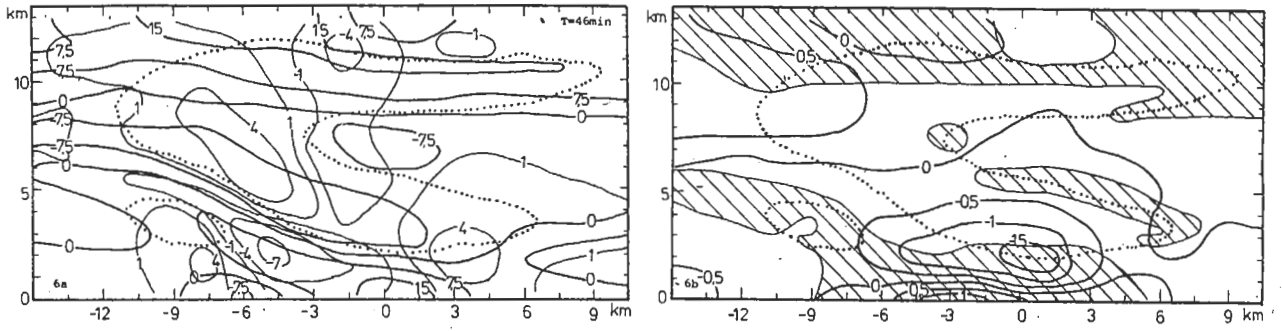


圖6 時間T = 46分，其餘部份(a)與3 a 同，(b)與3 b 同。

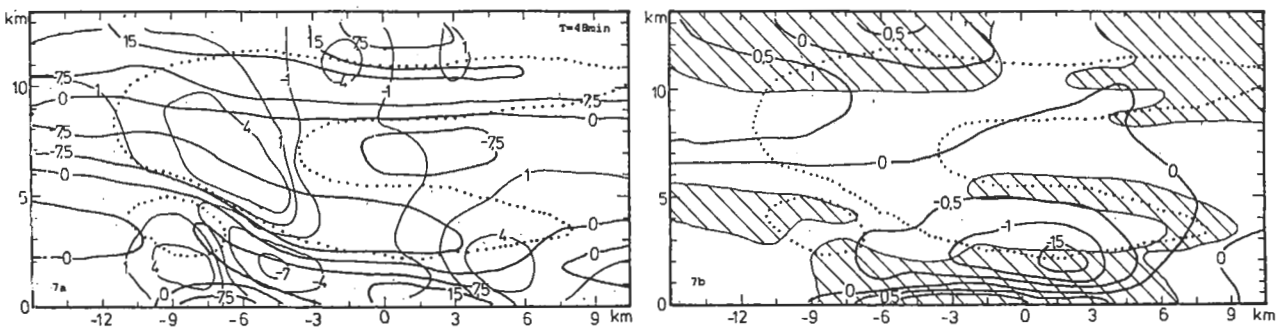


圖7 時間T = 48分，其餘部份(a)與3 a 同，(b)與3 b 同。

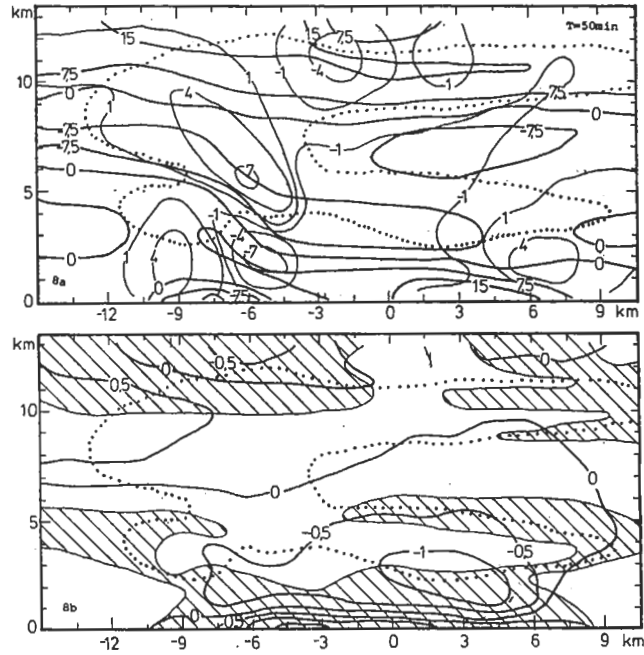


圖 8 時間 $T = 50$ 分，其餘部份(a)與 3 a 同，(b)與 3 b 同。

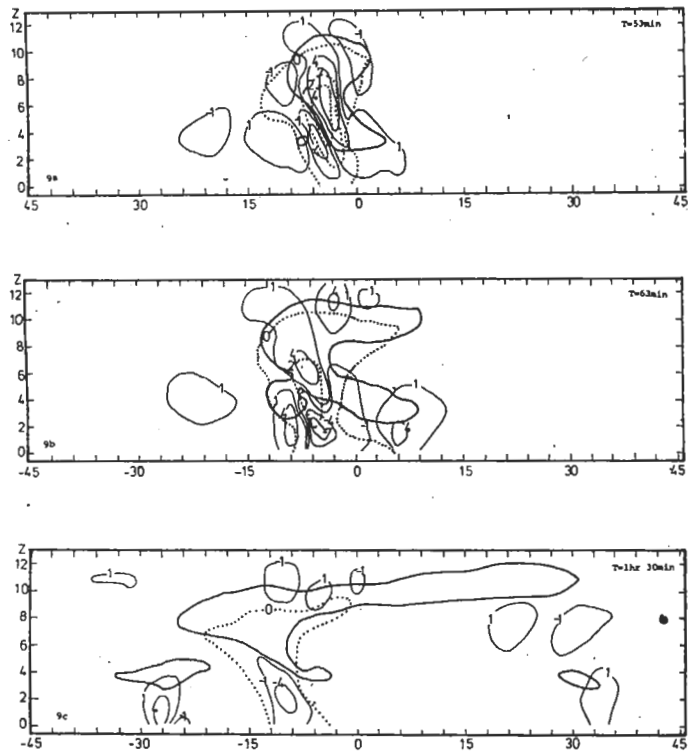


圖 9 $\Delta \theta_0 = 1.5^\circ \text{C}$ ，(a)時間 $T = 53$ 分，(b) $T = 63$ 分，(c) $T = 1$ 小時 30 分。其餘部份與圖 2 相同。

裏產生。在46分以後(圖6a),在新雲胞的雲底附近形成上升速度的局部極大區,最大上升速度約 4.5 m/sec 。這個上升氣流區的右邊緊臨著原風暴的下降氣流區,新雲胞位於水平風的正區(向右),使這個成長中的雲幾乎靜止不動,以致在50分(圖8a,b)與原來的風暴開始合併,同時整個風暴區的降雨強度略為增大(圖2b),隨後由於降雨引起的下降氣流在地面造成冷空氣的外流區擴大,切斷低層的水汽來源,使原來的風暴系統進入消散期,下降氣流的範圍增大將此新雲胞再度分離出來(圖2c)。

由風暴的下降氣流帶到地面的冷空氣在雲底形成一個局部高壓區,在這個高壓區的上方,雲底附近有一個明顯的低壓區(圖3b~8b),隨着地面高壓區的擴大,這個低壓區的範圍也增加,同時向右移動。從圖3b~8b中,新生雲胞與這個高壓區的相對位置可以發現,新雲胞一直位於高壓區的前緣上方,這也是降雨帶到地面的冷空氣的抬升作用助長新雲成長的又一證明。

D. 新生雲胞和模式所使用的“熱胞”強度的關係

由上兩段的討論,我們看到有一個新生雲胞在風暴附近形成而後和風暴合併再分離的現象。這種情形和模式在開始模擬時,所使用的熱胞強度是否有關係?圖9a,9b和9c是使用強度較弱(在12式中 $\Delta\theta_0$ 為 1.5°C)的熱胞在53分,63分和90分的模擬結果。新的雲亦在這個實驗產生,同時和舊的風暴結合再分裂的情形亦發生。若用較強的熱胞($\Delta\theta_0$ 為 2.5°C)來模擬,在36分,45分和60分的模擬結果(圖10a,b及c),上述的現象亦存在。

綜合以上的討論,我們知道,在風暴的發展過程中,由風暴所產生的下沖氣流在地面造成溫度低,密度大的外流區,其前緣的抬升的作用,有助於產生新的雲胞。若新雲胞的位置,位在速度流向於舊風暴的區域時,新雲胞和舊風暴合併的機會很大。在本文的實驗中,新雲胞的產生對模擬所採用的熱胞強度並沒有十分“敏感”。

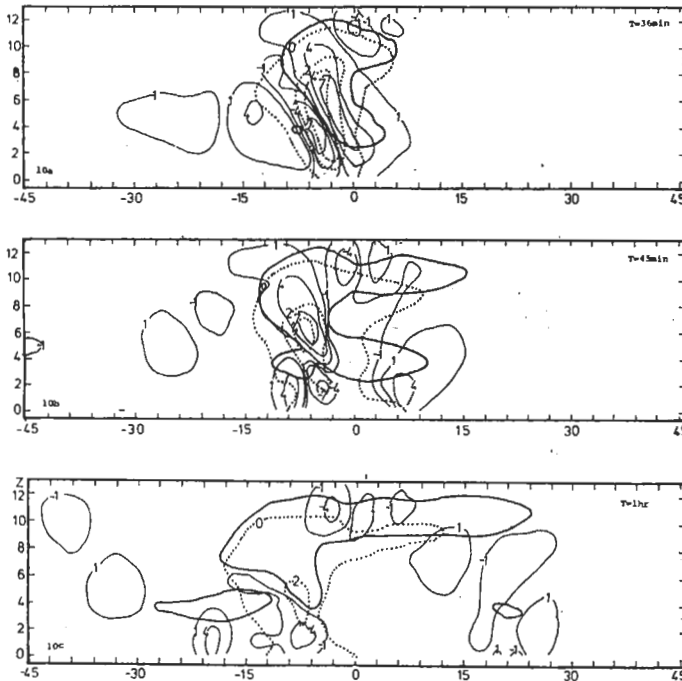


圖10 $\Delta\theta_0 = 2.5^\circ\text{C}$ (a)時間 $T = 36$ 分,(b) $T = 45$ 分,(c) $T = 1$ 小時。其餘部份與圖2相同。

四、結 論

在這個研究裏，我們利用中央大學的計算機（CYBER-720）建立一個具有可壓縮性的二度空間的風暴數值模式。我們以1973年7月9日於科羅拉多州的史託林地方的探空資料模擬了一個新的雲胞產生於已存在的風暴的陣風鋒面前緣，並且討論新生雲胞和風暴合併的過程，以及新生雲胞和模擬所使用的“熱胞”的關係。

由於風暴具有三度空間的性質，所以如何把二度空間的模式擴展到三度空間，以便對風暴作更合理的研究，是我們下一步的研究方向。

致 謝

本研究在國家科學委員會NSC-71-0202-M 008-07 專題研究資助，及中央大學電腦中心協助下得以完成，謹表謝忱。

參 考 文 獻

- Beard, K.V., 1977: Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *J. Atmos. Sci.* 33, 857-864.
- Chalon, J.-P., J.C. Fankhauser and P.J. Eccles, 1976: Structure of an evolving hailstorm. Part I: General characteristic and cellular structure. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 564-575.
- Deardorff, J.W., 1975: The development of boundary-layer turbulence models for use in studying the severe storm environment. Proc. SESAME Meeting, Boulder, NOAA-ERL, 251-264.
- Hane, C.E., 1973: The squall line thunderstorm: Numerical experimentation. *J. Atmos. Sci.*, 30, 1672-1690.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. *Meteor. Monogr.*, No. 32, Amer. Meteor. Soc., 84 pp.
- Klemp, J.B., and R. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- Ogura, Y., and T. Takahashi, 1971: Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Mon. Wea. Rev.*, 99, 895-911.
- Orville, H.D., and F.J. Kopp, 1977: Numerical simulation of the life history of hailstorms and hail cells. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1596-1618.
- Robert, A.J., 1966: The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. *J. Meteor. Soc. Japan*, 44, 237-245.
- Schlesinger, R.E., 1973 a: A numerical model of deep moist convection. Part I: Comparative experiments for variable ambient moisture and wind shear. *J. Atmos. Sci.*, 30, 835-856.
- Schlesinger, R.E., 1973 b: A numerical model of deep moist convection. Part II: A prototype experiment and variations upon it. *J. Atmos. Sci.*, 30, 1374-1391.
- Takeda, T., 1971: Numerical simulation of a precipitating convective cloud: The formation of a "long lasting" cloud. *J. Atmos. Sci.*, 28, 350-376.
- Thorpe, A.J., M.J. Miller, and M.W. Moncrieff, 1982: Two-dimensional convection in non-constant shear: a model of mid-latitude squall lines. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108, 739-762.
- Wilhelmson, R.B., 1974: The life cycle of a thunderstorm in three dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1629-1651.
- 陳景森和林禧閱, 1983: 風暴數值模式的側面邊界條件之研究(送至地球物理學刊審稿)

A Study of Two-dimensional Model for Storm Simulation

Ching - Sen Chen and Shi - Ming Lin

Institute of Atmospheric Physics , National Central University

Abstract

A two - dimensional numerical model has been constructed in National Central University to investigate storms. This model solves the compressible equations of motion using a splitting scheme which treats the sound wave separately. A scheme with second order in time and fourth order in space is used to solve advection term. For the subgrid turbulence processes , a time - dependent turbulence energy equation (Deardorff , 1975) is solved which depends on local buoyancy , shear and dissipation. Microphysical processes are included in the model using a Kessler - type parameterization . An open boundary condition is incorporated in the model that respond to internal forcing and permit gravity waves to propagate out of the integration domain with minimal reflection. Using a Colorado storm which occurred on July 9 1973 , we simulate the development of a new cloud cell forming in front of gustfront generated by old storm. The merging of the cloud cell and storm has been discussed.