

夏季白天斜坡地區低層輻合與垂直運動的數值探討

第一部份：模式介紹及驗證

陳景森 陳輝堂*

國立中央大學大氣物理所

(中華民國七十六年六月三十日收稿；九月五日完稿)

摘 要

一個二維非靜力平衡，適用於地形座標的無水汽模式已被建立。此模式是利用預報方程組來求水平及垂直風速、位溫、壓力與亂流參數的強度。利用此模式，於環境風場靜止的情況下，研究在對稱的地形，由地表加熱所產生的低層輻合與垂直運動。主要的結果是輻合與垂直運動可在山頂區域發展，這種情形與Orville (1964, 1967), Gal-Chen and Somerville (1975) 等人的觀測與模擬有類似的結果。

另外，在非對稱地形個案的模擬，我們發現低層輻合與垂直運動區，會從山頂往坡度較緩的斜坡地移動。這現象和Banta (1986)的模擬結果相似，但他並未解釋這種移動的原因。我們認為這是因為在坡度較陡的斜坡地，由地表加熱所生成的上升風較強，經水平平流的作用，導致低層輻合與垂直運動區在地表加熱不久後的移動；在其後的移動，垂直氣壓梯度力、浮揚力及垂直擴散作用亦扮演重要的角色。

關鍵詞：雲模擬、斜坡、輻合

一、緒論

臺灣中南部山區及其附近平地，在夏季午後常有對流性降水的發生，此因當地的地形、海風鋒面的移入、地表加熱與蒸發作用的差異、綜觀天氣溫度、溼度與風場等相互作用，引發斜坡地低層的輻合，將水汽帶往高空，形成對流性的積雲或積雨雲，導致降水的發生。如能利用數值模擬的方法來探討這個問題，不但可以瞭解其動力的變化過程，對於該地區天氣預報的實務作業上，亦可提供重要且

良好的參考資料。

在國外的觀測部份，早期如Braham and Draginis (1960) 在Arizona的Santa Catalina Mountains 作了一連串的實際觀測。他們得到兩個重要的結論，即

1. 在白天，山區斜坡地可視為高層的一個熱源；

2. 山嶽對環境風場產生阻礙作用，而使之爬升。近期如Banta and Cotton (1981) 及Banta (1984) 也曾經拿科羅拉多，洛磯山山脈 (Co-

* 國立中央大學大氣物理所 75 級碩士班畢業生

lorado Rockies) 中, 南方盆地 (South Park) 的地面與探空觀測資料作過分析, 發現由於山區地表加熱與環境風場的作用, 在該地夏季乾燥的天氣裡, 山區斜坡地在白天會有三種不同形態的風場發生, 分別是地表加熱前的夜間下沉風、地表加熱後的上升風與午後受山頂風場入侵的西風。在山的背風面, 亦會有一輻合帶的生成, 而此輻合帶常是午後積雲或積雨雲形成的原因之一。

Schaaf, Wurman and Banta (1986) 曾花了三年的時間, 利用衛星觀測的影像, 來探討在科羅拉多州與新墨西哥州北部的洛磯山地區, 對流雲形成的位置。他們認為地形對於大氣對流運動的影響可分為地形抬升、背風面輻合、溝槽引導及尾流效應等四種機制。

另外, 與地形有關的數值模擬研究相當多。早期如 Orville (1964) 曾利用二維數值模式探討山區斜坡地, 因加熱作用引起的上升風。近期如 Banta (1986) 將環境風場加入二維乾模式中, 來模擬山後輻合帶及午後西風 (afternoon westerlies) 的形成, 以與他的觀測分析作個印證。這種同時含有環境風場及地表加熱兩種外力作用之下, 中小尺度的天氣系統會變得更加複雜, 但也更接近真實的大氣狀況。其他如 Furukawa (1973); Clark and Peltier (1977); Smith and Lin (1982); Tripoli and Cotton (1982); Tomine (1984); Aihara and Okamura (1985); Gross (1985); Pierrehumbert and Wyman (1985); Nickerson et. al. (1986) 等人, 也作了許多有關地形影響的數值研究。

在國內的觀測也很多, 如陳、許與蕭 (1984) 曾拿 1983 年 9 月 3 日, 9 月 2 日及 8 月 19 日的雷達回波個案, 作夏季對流性降水的初步研究。由圖 1, 1983 年 9 月 2 日 1602 L 的 CCK 雷達回波圖所示: 在臺灣中南部山區附近的平地, 各有 A, B, C 三個降水回波產生。隨後 A, B 兩個回波逐漸往臺灣海峽方面移動, 而 C 回波卻帶留在原地附近。由這個案的分析, 他們發現此對流性降水回

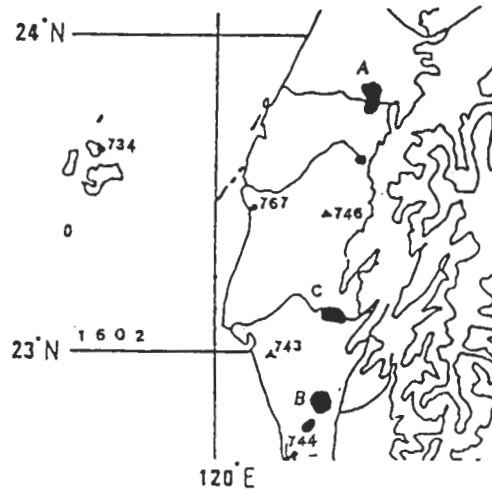


圖 1 1983 年 9 月 2 日 CCK 雷達回波 (仰角 0° , 衰減強度 6 dB), 左下方時間為當地時間, 地形曲線分別為 250 m, 1000 m, 2000 m。(摘自陳、許與蕭, 1984)

波的生成與發展, 可能與當地的地形及環境風場有密切的關係。

由以上的研究, 我們知道夏季午後在山區的某些位置, 由於地表加熱與環境風場的作用, 會導致低層輻合場的生成, 而此輻合場又常是引發對流性積雲與積雨雲生成的主要原因。由於這種在山區斜坡地的低層輻合場尺度較小, 無法以一般綜觀尺度

的天氣觀測獲得，且國內又很少作較密集的觀測計劃，因此我們想利用二維可壓縮的對流數值模式（無水汽），在 meso-r 的尺度內，考慮地形（在地形座標內）、環境風場及地表加熱的作用，來研究斜坡地低層輻合及垂直運動，形成與發展的物理機制。希望在這一連串的數值研究後，對臺灣中南部山區及其近平地，在夏季對流性降水前的輻合以及垂直速度場，能有進一步的瞭解，以提供氣象預報實務作業的參考。

我們將這次的論文分成兩個部份。第一部份介紹在地形座標下數值模式的結構；以及在環境風場靜止時的模擬結果，來與以往學者的模式作定性上的比較。第二部份我們討論環境風場非靜止的情況，其對於斜坡地低層輻合與垂直運動的影響。

二、數值模式說明

1. 方程組與座標轉換：

此二維非靜力平衡的數值模式，是利用在地形座標下的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, Km ）的數值解。地形座標是參考 Gal-Chen and Somerville (1975)，在垂直方向的座標轉換假設為

$$\zeta = \frac{Z_t (z - Z_s)}{Z_t - Z_s} \quad (2.1)$$

其中 $Z_s(x)$ 為地形高度；而 Z_t 是模式的上邊界高度。故由 (2.1) 式，我們可將直角座標（ x, z ）的微分轉換至地形座標（ x, ζ ）上（Durran and Klemp, 1982），即

$$\frac{\partial}{\partial x} \Big|_z = \frac{\partial}{\partial x} \Big|_\zeta + G \frac{\partial}{\partial \zeta} \Big|_\zeta \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Big|_z = H \frac{\partial}{\partial z} \Big|_\zeta$$

而

$$G(x, \zeta) = \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\zeta - Z_t}{Z_t - Z_s} \frac{\partial Z_s}{\partial x}$$

$$H(x) = \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \frac{Z_t}{Z_t - Z_s}$$

因此在（ x, ζ ）座標上 u, w 的方程組分別為

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + C_p \bar{\theta} \left(\frac{\partial \pi}{\partial x} + G \frac{\partial \pi}{\partial \zeta} \right) = \\ -u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right) - w H \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\ + 2 \left(\frac{\partial}{\partial x} + G \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \left[Km \left(\frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right) \right] + H \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[Km \left(H \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right) \right] - \frac{2}{3 C_m^2 L^2} \left(\frac{\partial Km^2}{\partial x} + G \frac{\partial Km^2}{\partial \zeta} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + C_p \bar{\theta} H \frac{\partial \pi}{\partial \zeta} = -u \left(\frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right) - w H \frac{\partial w}{\partial \zeta} + g \left(\frac{\theta}{\bar{\theta}} - 1 \right) + \left(\frac{\partial}{\partial x} + G \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \left[Km \left(\frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right) \right] \end{aligned}$$

$$+ H \frac{\partial u}{\partial \zeta})] + 2 H \frac{\partial}{\partial \zeta} (K_m H \frac{\partial w}{\partial \zeta}) - \frac{2 H}{3 C_m^2 L^2} \frac{\partial K_m^2}{\partial \zeta} \quad (2.4)$$

(2.3) 式與 (2.4) 式由 Navier Stokes 方程式、狀態方程式及 Deardorff (1975) 的亂流參數法所產生。其中有“—”符號表示環境 (ambient) 的物理量， π 是從 π 的偏差量 (deviation from π)，而

$$\pi = \left(\frac{P}{P_0} \right) R_d / C_p \quad (2.5)$$

P 為傳統的壓力， P_0 為地面環境的壓力， π 為無因次壓力， $L = (\Delta x \times \Delta z)^{1/2}$ ，為混合長度 (mixing length)。 Δx 、 Δz 各為網格點在 x 和 z 方向的長度。

動量混合係數的預報方程如下 (Deardorff, 1975)

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_m}{\partial t} = & -u \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} + G \frac{\partial K_m}{\partial \zeta} \right) - \\ & w H \frac{\partial K_m}{\partial \zeta} + \frac{C_m^2 L^2}{2 K_m} (B + S) + \frac{1}{2} \\ & \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + G \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \left(\frac{\partial K_m^2}{\partial x} + G \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\partial K_m^2}{\partial \zeta} \right) + H^2 \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial \zeta^2} \right] - \frac{C_e K_m^2}{2 C_m L^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中 C_m 和 C_e 是亂流生成 (generation) 和消失 (dissipation) 的係數，設 $C_e = 0.7$ ， $C_m = 0.12$ (Klemp and Wilhelmson, 1978)。在 (2.6) 式有關浮力項定義為

$$B = -g \frac{K_h}{\theta} H \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \quad (2.7)$$

$K_h = C_k \cdot K_m$ ， C_k 是常數，本模式令 $C_k = 3$ ，而 K_h 是對溫度的混合係數。(2.6) 式關於風切項定義為

$$\begin{aligned} S = & K_m \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial \zeta} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta} + H \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.8)$$

無因次壓力 π 的方程如下，其中 C 為聲速。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\bar{C}^2}{C_p \bar{\theta}} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{H}{\rho} \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho w) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

最後，(2.10) 式則是求位溫的預報方程。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -u \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} + G \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) - w H \\ & \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + \left(\frac{\partial}{\partial x} + G \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \left[K_h \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right. \right. \\ & \left. \left. + G \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) \right] + H \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(K_h H \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

如此，我們便可由 (2.3) 至 (2.10) 式來求 u ， w ， K_m ， π ， θ 了。

2. 定差法：

本模式為考慮計算所需的時間及儲存資料所佔的空間，在水平及垂直方向採交錯網格點分佈 (Wilhelmson, 1974)，即 π ， θ ， K_m 等熱力變數位置，其水平兩邊距半個網格的位置是 u 的網格點，其垂直兩邊距半個網格的位置是 w 的網格點。因計算容量限制，本模式在垂直方向採非等間距網格，以便增加模式在低層的解析度及垂直方向的

範圍。

時間的微分採二階跳蛙法 (second-order leapflog)，再加上平滑項的處理 (time smoother) 如 Robert (1966) 所提出。至於空間的微分及用來解壓力的時間分割法，大致與 Klemp and Wilhelmson (1978) 相似，只有在與水平速度有關的側邊界條件及平流項不一樣。爲了增加水平平流項 (4 階) 及垂直平流項 (2 階) 的守恆 (conservation property)，採 Chen (1980) 的數值方法。另外，位溫的近似方法則和 Klemp and Wilhelmson (1978) 相同。

3. 模式邊界處理：

本模式上、下邊界採滑動邊界。即除垂直風速 $w = 0$ 外，其他物理量 ϕ 的垂直微分 $\partial \phi / \partial \zeta = 0$ 。

在下邊界我們加入地形的考慮，形狀類似簡單的鐘形。在環境風場靜止的個案中，爲較容易處理對稱與不對稱的地形，其函數關係爲：

$$Z_s = [a^2 h / (a^2 + d^2)] \quad (2.11)$$

其中 Z_s 是地形的高度， a 是半山寬， d 是至模式中央的距離， h 是山高。在不對稱地形的個案中，左右兩邊的半山寬不同。

爲避免模式內向上傳的波動反射回來，模式上端 $1/2$ 的網格點數給予吸收層的處理 (Clark, 1977 ; Klemp and Lilly, 1978)。在 u, w, θ 的方程組中加入吸收項，其形式爲：

$$\begin{aligned} R_u &= \tau (z) (u - \bar{u}) \\ R_w &= \tau (z) w \\ R_\theta &= \tau (z) (\theta - \bar{\theta}) \end{aligned} \quad (2.12)$$

其中

$$\tau (z) = \begin{cases} 0, & \text{對 } z \leq Z_d \\ -\frac{\alpha}{2} \left[1 - \cos \frac{z - Z_d}{Z_t - Z_d} \right. \\ \left. \pi \right], & \text{對 } 0 \leq \frac{z - Z_d}{Z_t - Z_d} \leq \frac{1}{2} \\ -\frac{\alpha}{2} \left[1 + \left(\frac{z - Z_d}{Z_t - Z_d} - \frac{1}{2} \right) \pi \right], & \text{對 } \frac{1}{2} \leq \frac{z - Z_d}{Z_t - Z_d} \leq 1 \\ \frac{Z_d}{Z_t} \leq 1 \end{cases}$$

其中， Z_d 是吸收層底部的高度， Z_t 是吸收層頂部的高度，而 α 是個常數，在此設定爲 0.002。

側邊界的處理與 Chen and Lin (1983) 相同，採輻射邊界，即只允許模式內的波動往外傳播。

4. 地表加熱處理：

在地表加熱處理方面，各學者所使用的方法皆不甚相同。Orville (1964) 在其山區斜坡地上升風的數值模擬中，地表加熱是時間的正弦函數，且隨地形高度增加而呈線性減少，山頂 (1000 公尺) 的振幅約是平地的 3/7。

在 Clark and Gail (1982) 對三維地形作用的數值模擬中，有個個案是使用等加熱率 (constant heat rate) 地表加熱，其值爲 100 W s^{-1} ，即每小時加熱約 3.5 度。而 Bader and McKee (1983) 在山谷地形的數值模擬，地表加熱只是時間的正弦函數，不過平地、谷底與斜坡地的振幅不同，前兩者皆是 $0.25^\circ \text{ K m s}^{-1}$ ，大約每小時加熱 11.5 度。Sun and Chang (1986) 在對流邊界層的數值模擬中，其地表加熱亦是時間的正弦函數，振幅爲 $21.6^\circ \text{ K c m s}^{-1}$ ，

大約每小時加熱10度。

至於 Banta (1986) 對於 South Park 低層風場的數值模擬，地表加熱採等熱通量 (constant heat flux)，不隨地形高度改變。從開始加熱到15分鐘，以正弦形式增加到 $20^{\circ}\text{Kcms}^{-1}$ ，然後就一直維持此定值，相當於每小時加熱12.7度 (指在他的模式中)。這個加熱量非常的大，不過作者說明這種情形仍符合在 South Park 當地的情況 (Banta, 1984)。

本模式爲了簡化地表加熱的處理，我們仿照 Banta (1986) 的方法，採取等熱通量的加熱處理。在環境風場靜止的 S1, S2 個案中，令

$$\text{HF (熱通量)} = \text{AA}, \text{AA} = 7.2^{\circ}\text{Kcms}^{-1} \quad (2.13)$$

在這種加熱情形下，最低網格點的位溫每小時約增加3度。這數值在臺灣中南部地區是相當大的，根據曾 (1984) 對嘉義地區，夏季白天地表溫度變化的長期分析，大約是每小時增加1度。本文爲了節省計算時間且不失物理意義，因此採用這個數值。

5. 模式的探空資料：

我們以1983年9月2日00Z東港的位溫探空資料，作爲模式初始場的參考。這一天的午後，如同陳、許與蕭 (1984) 所言，由CCK雷達偵測到臺灣中南部山區有降水回波的發生。但爲避免低層大氣的穩定度太大，需要相當長的加熱時間才能看出變化的結果，因此我們參考 Banta and Cotton (1981) 對山嶽地表邊界層的觀測，將低層大氣的穩定度降低，圖2是修正過的位溫場 (點線的是原來探空資料的環境位溫場) 分佈，我們用線性內差的方法擺入模式的網格點。

6. 個案說明：

本論文的第一部份是討論有地表加熱而初始環境風場靜止的情形。模式的水平網格有41點，網格間距是1公里。又分成S1, S2兩個個案。S1個案的地形對稱 (圖3a, 山高500公尺，半山寬6000公尺；詳見“4. 模式邊界處理”)，地表

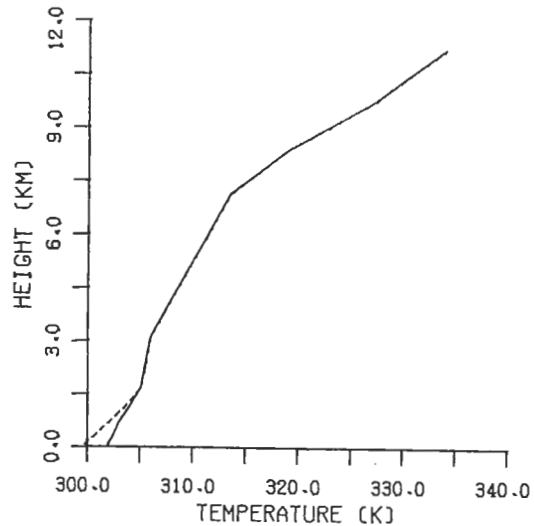


圖2 以1983年9月2日00Z東港探空資料爲參考，修正過的初始環境位溫場。
(點線則是探空資料的位溫場)

加熱屬等熱通量，用來與以往學者研究的個案作個比較。S2個案除了地形不對稱外 (圖3b, 山高亦500公尺，半山寬左邊2000公尺，右邊6000公尺)，其他條件與S1相同，用來討論不對稱地形的影響。

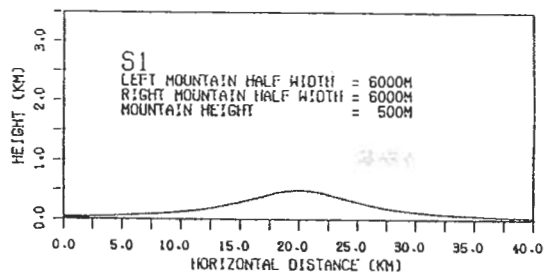


圖3a S1個案的地形圖示。

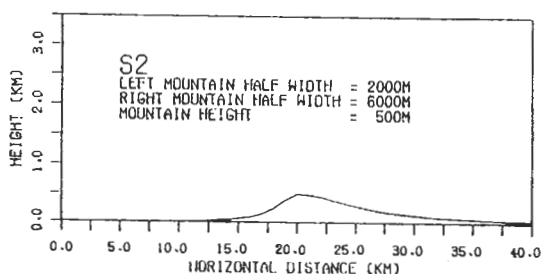


圖3b S2個案的地形圖示。

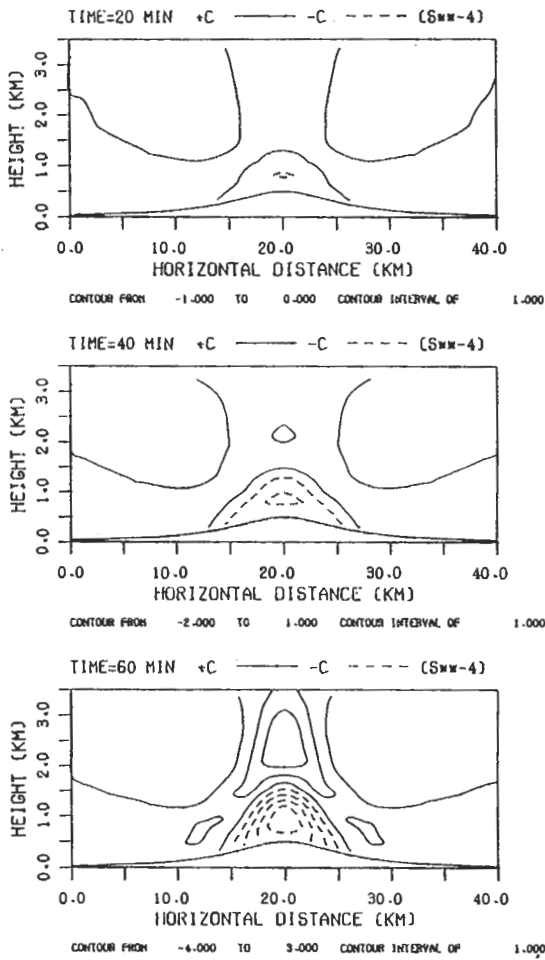


圖4 S1 個案加熱20, 40, 60分鐘的水平混合場分佈。由於網格點位置不在上下邊界, 故等值線未與上下邊界相連。實線代表輻散區(正值), 點線代表輻合區(負值), 等值線間距是 1.0 sec * * - 4。

輻合場分佈, 亦可看到2、3公里的高度, 有輻散區的生成。

由各個時間的位溫場分佈, 可看出加熱時間增長後, 低層有不穩定區域 (unstable area) 的形成, 而上面是原先的穩定層 (stable layer), 兩者之間的區域位溫變化不大, 近似中性層 (neutral layer, 因加熱時間不是很久, 這個現象並不明顯), 在 Orville (1967) 的觀測分

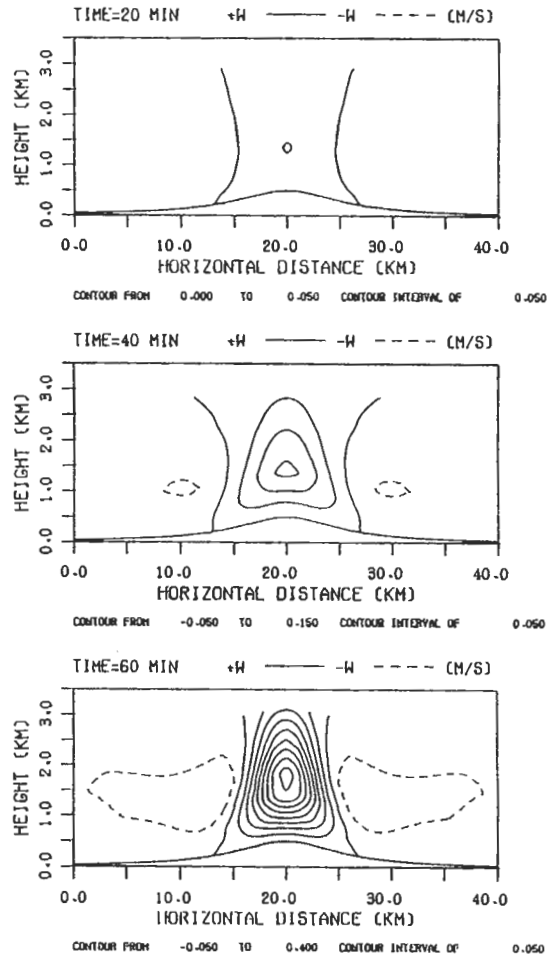


圖5 S1 個案加熱20, 40, 60分鐘的垂直速度場分佈。實線為正值, 點線為負值, 等值線間距是 0.05 m/sec。

析, 因地表加熱的大氣中, 有這三種不同的位溫層存在。由於山頂上氣流的上升運動, 將低層較低的位溫往上帶, 故等位溫線有上凸的趨勢。從加熱45分鐘的位溫場分佈 (此圖未顯示), 可看到山頂上有個熱蓋 (heatcap), 高度約至1公里, 在 Orville (1964) 的模擬中也有這個現象存在。由這個個案的結果, 與他人模擬及觀測結果的比較, 使我們對模式具有信心。

S2 個案:

Banta (1986) 指出, 在環境風場靜止,

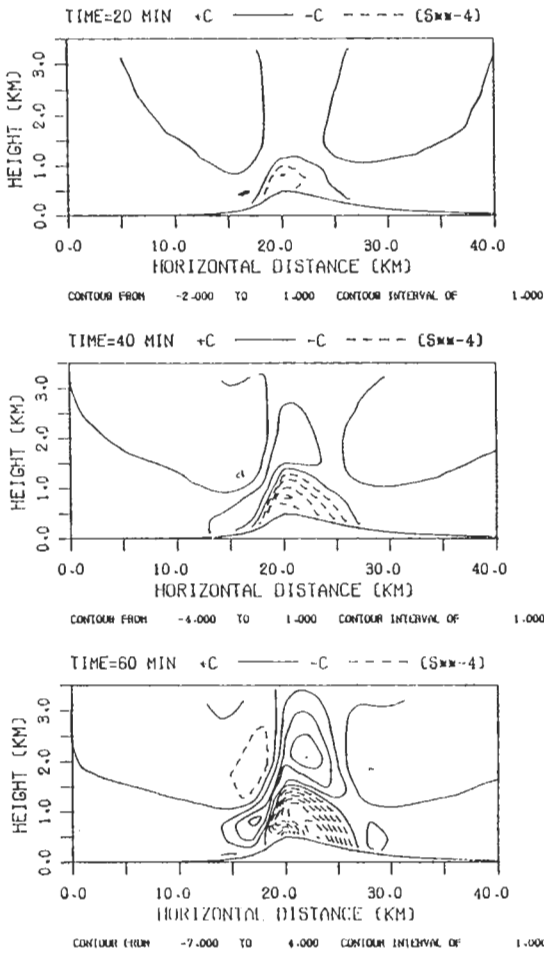


圖7 S 2 個案加熱 20, 40, 60 分鐘的水平輻合場分佈。等值線間距是 1.0 sec * * - 4, 其餘與圖 4 同。

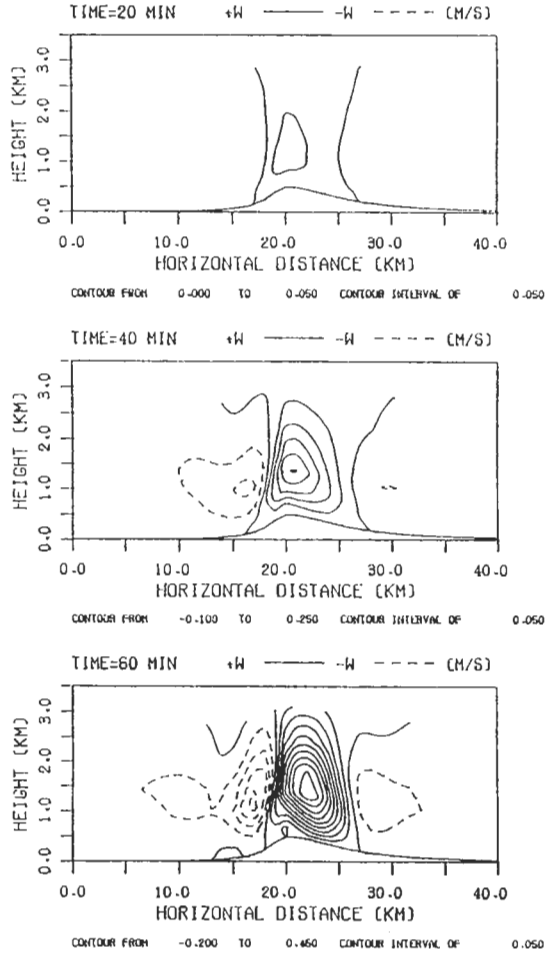


圖8 S 2 個案加熱 20, 40, 60 分鐘的垂直速度場分佈。等值線間距是 0.05 m/sec, 其餘與圖 5 同。

時變量 $(Wee, \frac{\partial w}{\partial t}) =$ 水平平流項 $[Wuu, -u$

$(\frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta})]$ + 垂直平流項

$(Www, -wH \frac{\partial w}{\partial \zeta})$ + 氣壓梯度力項

$(Wpp, -Cp \bar{\theta} H \frac{\partial \pi}{\partial \zeta})$ + 浮揚力項

$[Wbb, g(\frac{\theta}{\bar{\theta}} - 1)]$ + 水平擴散項

$(Wxk, (\frac{\partial}{\partial x} + G \frac{\partial}{\partial \zeta})) [Km$

$(\frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial \zeta} + H \frac{\partial u}{\partial \zeta})] +$

垂直擴散項 $[Wzk, 2H \frac{\partial}{\partial \zeta} (KmH$

$\frac{\partial w}{\partial \zeta}) - \frac{2H}{3Cm^2L^2} \frac{\partial Km^2}{\partial \zeta}]$

(2.14)

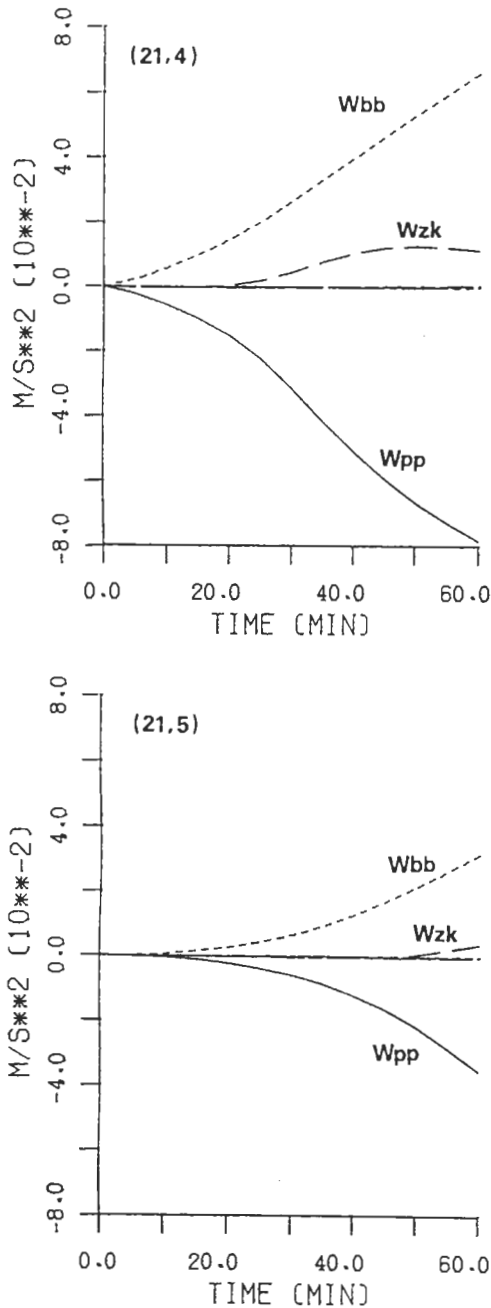


圖9 S 2 個案 (21, 4) (左), (21, 5) (右) 兩個網格點, 垂直動量方程中各項數值隨時間的變化。

以下都用 Wee 代表時變量; Wuu 代表水平平流項; Www 代表垂直平流項; Wpp 代表垂直氣壓梯度力項; Wbb 代表浮揚力項; Wzk 代表水平

擴散項; Wzk 代表垂直擴散項。我們就藉著這個方程, 在地表開始加熱後, 每隔 5 分鐘 (因為計算機的儲存空間有限, 我們每 5 分鐘存一次模擬結果) 分析各項的數值, 來瞭解究竟是哪幾項對垂直速度的影響最大。

圖9 是 S 2 個案中山頂上 (21, 4), (21, 5) 兩個網格點各項數值隨時間的變化。在這裡我們要特別強調, 本文對於網格點的說明, 都已將其數值內差回直角座標 (x, z) 中, 因為在直角座標中, 我們較有上下左右的觀念, 如此在討論上較為容易。由這些圖示, 可看出影響最大的項是垂直氣壓梯度力與浮揚力, 而在模擬較後的時間裡, 垂直擴散項慢慢顯示其重要性來 (垂直第四層的網格位置較明顯, 第五層則較看不出來)。

垂直氣壓梯度力和浮揚力的方向相反 (前者負值, 後者正值)。如果把這兩項合成起來, 以 Wbp 表示, 其數值就比原來小了许多, 如此再與其他各項作比較, 才可以瞭解別種因素對垂直速度的影響程度。

表4 是各個時間 E_{max} (時變數最大值), W_{max} (垂直速度最大值) 的網格點位置 (在直角座標中)。

由表4, 我們可知 W_{max} 有兩次的水平位移, 分別是在 40 與 55 分鐘時; 而 E_{max} 也有三次的位移, 分別是在 30, 40, 55 分鐘時。因此可以瞭解兩者間的關係, 是當 E_{max} 移到某個網格點 (可看成此點的外力作用增強), 不久以後 W_{max} 便移到這個點上, 這個結果是相當合理的。既然已知 E_{max} 是影響 W_{max} 移出的因素, 那我們就來探討合成 Wee 各項數值的變化。

圖10 是加熱 30, 40 分鐘, (20, 5), (21, 5), (22, 5), (23, 5) 四個網格點, Wee , Wuu , Www , Wzk , Wbk , Wbp 各項數值的比較。我們發現在模擬開始不久, 影響最大的項是 Wbp , 而其極大值位於山頂上的網格點 (21, 5), 因此 W_{max} 尚未移出。分析圖10 加熱 30 分鐘的各項數值, 除 Wbp 外, 以 Wuu 的數值最大, 此因地形不對稱, 造成加熱後左邊斜坡地上升風的

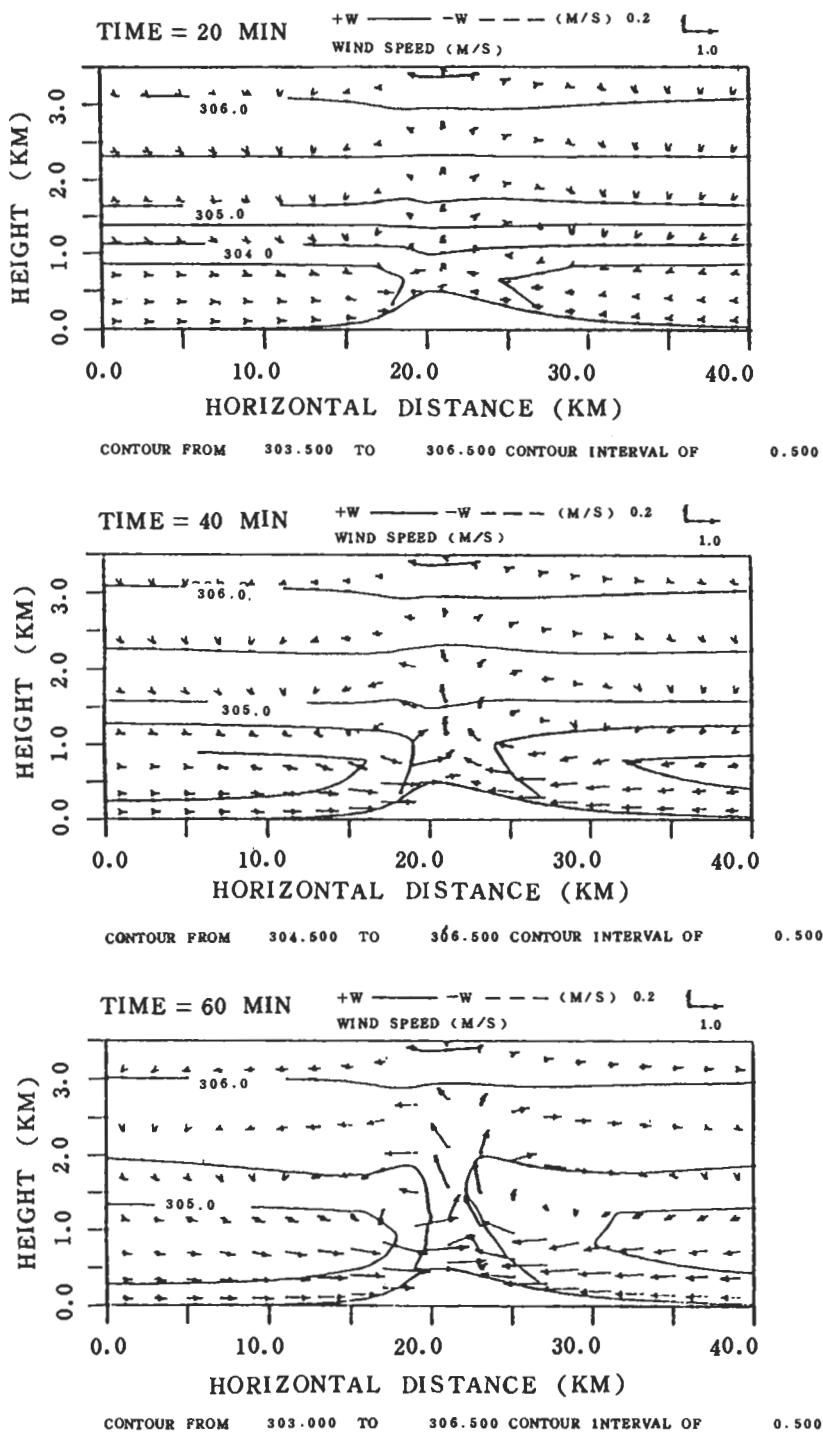


圖11 S 2 個案加熱20, 40, 60分鐘的速度向量場與位溫場分佈。等位溫線間距是 0.5°C。

，同時也解釋了低層輻合與垂直速度，可以在無環境風場的影響下，往斜坡地方向移動。

四、結論

為研究夏季午後斜坡地的低層輻合與垂直運動場，我們建立一個包含地形座標及非靜力平衡的二維無水汽數值模式。利用此模式，於環境風場靜止的情況下，研究在對稱的地形，由地表加熱所產生的低層輻合與垂直運動。主要的結果是輻合與垂直運動可在山頂區域發展，這種情形與Orville (1964, 1967)，Gal-Chen and Somerville (1975) 等人的觀測與模擬有類似的結果。

另外，在非對稱地形個案的模擬，我們發現低層輻合與垂直運動區，會從山頂往坡度較緩的斜坡地移動。這現象和Banta (1986) 的模擬結果相似，但他並未解釋這種移動的原因。我們認為這是因為在坡度較陡的斜坡地，由地表加熱所生成的上升風較強，經水平平流的作用，導致低層輻合與垂直運動區在地表加熱不久後的移動；在其後的移動，垂直氣壓梯度力、浮揚力及垂直擴散作用亦扮演重要的角色。

為了研究降水對流系統在斜坡地區的發展，模式應該包括水汽、雲滴、雨滴等雲物理的變數。又為了能適用於更廣泛的地形。模式也應朝三維發展。

參考資料

- 陳景森、許皓淳與蕭志惠，1984：一九八三年夏季對流性降水之初步研究（I）雷達回波的個案研究。中央氣象局「天氣分析與預報研討會」論文彙編，143-153。
- 曾仁佑，1984：臺灣地區海陸風環流之研究：二維數值模擬。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文。
- Aihara, M., and H. Okamura, 1985: A numerical simulation of the finite-amplitude mountain waves using a meso-scale non-hydrostatic compressible model. *Papers in Meteorology and Geophysics*, 36, 119-135.
- Bader, D.C., and T.B. McKee, 1983: Dynamical model simulation of the morning boundary layer development in deep mountain valleys. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, 341-351.
- Banta, R.M., 1984: Daytime boundary-layer evolution over mountainous terrain. Part I: Observations of the dry circulations. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 340-356.
- , 1986: Daytime boundary-layer evolution over mountainous terrain. Part II: Numerical studies of upslope flow duration. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1112-1130.
- , and W.R. Cotton, 1981: An analysis of the structure of local wind systems in a broad mountain basin. *J. Appl. Meteor.*, 20, 1255-1266.
- Braham, R. R., Jr., and M. Draginis, 1960: Roots of orographic cumuli. *J. Meteor.*, 17, 214-226.
- Chen, C.S., 1980: The effect of gust front on the generation of new convection. Ph.D. thesis, University of Illinois.
- , and S. M. Lin, 1983: A study of the lateral boundary conditions in a numerical storm model. *Bull. Geophys., Natl. Centra Central Univ., ROC*, 24, 57-76.
- Clark, T., 1977: A small scale dynamics model using a terrain following coordinate transformation. *J. Comput. Phys.*, 24, 186-.
- , and R. Gall, 1982: Three-dimensional numerical model simulations of airflow over mountainous terrain: A comparison with observations. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 766-
- , and W. Peltier, 1977: On the evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1715-1730.
- Deardorff, J.W., 1975: The development of boundary-layer turbulence models for use in studying the severe storm environment. *Proc. SEASAME Meeting, Boulder, NOAA-ERL*, 251-264.
- Durran, D.R., and J.B. Klemp, 1982: The effects of moisture on trapped mountain lee waves. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2490-

- Furukawa, T., 1973: Numerical experiments of the airflow over mountains 1. Uniform current with constant static stability. *J. Meteor. Soc. Japan*, 51, 400-418.
- Gal-Chen, T., and R. Somerville, 1975: Numerical solution of the Navier-Stokes equations with topography. *J. Comput. Phys.*, 17, 209-223.
- Gross, G., 1985: An explanation of the "Maloja Serpent" by numerical simulation. *Beitr. Phys. Atmosph.* Vol. 58, No. 4, 441-457.
- Klemp, J.B., and R.B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- , and K.D. Lilly, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 35, 78-106.
- Nickerson, E.C., E. Richard, R. Rosset and D. R. Smith, 1986: The numerical simulation of clouds, rain, and airflow over the Vosges and Black Forest Mountains: A meso- β model with parameterized microphysics. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 398-414.
- Orville, H.D., 1964: On mountain upslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 21, 622-633.
- , Orographic convection, in "Thermal Convection: A Colloquium." NCAR-TN-24, pp. 385-430, National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, 1967.
- Pierrehumbert, R.T., and B. Wyman, 1985: Upstream effects of mesoscale mountains. *J. Atmos. Sci.*, 42, 977- .
- Robert, A. J., 1966: The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. *J. Meteor. Soc. Japan*, 44, 237-245.
- Schaaf, C. L. B., J. Wurman and R.M. Banta, 1986: Satellite climatology of thunderstorm initiation sites in the Rocky Mountains of Colorado and Northern New Mexico. AFGL-TR-86-0075, Environmental Research Papers, No. 952.
- Smith, R. B., and Y.-L. Lin, 1982: The addition of heat to a stratified airstream with application to the dynamics of orographic rain. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108, 353-378.
- Tomine, K., 1984: A numerical study on local depressions on the lee side of the Hidaka Mountain range in Hokkaido. *J. Meteor. Soc. Japan*, 62, 215-223.
- Tripoli, G.J., and W.R. Cotton, 1982: The colorado state university three-dimensional cloud/mesoscale-1982 Part 1: General theoretical framework and sensitivity experimants. *Journal De Recherches Atmospheriques*, 16, 185-219.
- Wilhelmson, R.B., 1974: The life cycle of a thunderstorm in three dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1629-1651.

A NUMERICAL STUDY OF DAYTIME LOW LEVEL CONVERGENCE AND
VERTICAL VELOCITY ALONG MOUNTAIN SLOPE IN SUMMER

Part I: Model Structure and Verification

Ching-Sen Chen *Hui-Tang Chen**

Institute of Atmospheric Physics
National Central University

(manuscript received June 30 1987; in final form September 5 1987)

ABSTRACT

A two-dimensional dry non-hydrostatic numerical model in terrain following coordinate has been developed. Several prognostic equations are used to calculate horizontal and vertical wind speeds, potential temperature, pressure and eddy coefficient. In calm wind situation, low level convergence and vertical velocity developed at the top of symmetric hill due to the uniform heating from surface. This phenomenon is similar to that of Orville (1964, 1967) and Gal-Chen and Somerville (1975).

However, in asymmetric hill case with steeper slope on west side, low level convergence zone and vertical velocity moved from the top of hill toward the gentle slope side (east side). This situation is similar to that of Banta (1986). However he did not explain why the movement occurred. Our result showed that in the early simulation stage, horizontal advection of vertical velocity caused convergence zone and vertical velocity to move. However in the late stage, the movement was resulted from the combination of vertical pressure gradient force, buoyancy and vertical eddy mixing effects.

Key words: cloud simulation, mountain slope, convergence