

淺對流層積雲動力模擬

郭鴻基 游志淇
台灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十年十一月九日收稿；中華民國八十一年一月十七日定稿)

摘 要

低層積雲覆蓋了極大部份的海洋面，它是海洋和大氣交互作用的有效媒介，它對於地球水汽平衡和輻射收支有很大的影響。為了正確看待層積雲所扮角色，先要了解其動力結構。逸入不穩定為層積雲動力的一個重要問題，傳統的逸入不穩定問題只考慮水滴的蒸發冷卻。本實驗利用二維布新尼高解析模式(2-D Boussinesq high resolution model)來模擬逸入不穩定問題，除了考慮水滴蒸發冷卻外，我們考量逸入在輻射冷卻、大尺度下降氣流及海洋蒸發存在時對層積雲的影響。

模擬實驗顯示，在逸入不穩定的探空曲線下，高洋溫及較強的大尺度輻散皆有助層積雲的破裂。在逸入穩定的背景場下，雲頂輻射長波冷卻所產生邊界層環流，將洋面水氣傳送於雲內，增加雲內水汽，層積雲不易破裂。在低洋溫及氣候平均大尺度輻散下，不管層積雲是否滿足逸入不穩定，模擬層積雲皆無破裂，這和 Kuo and Schubert (1988)之結論相合，即因蒸發冷卻而產生的逸入是微弱的，不足以使層積雲破裂。模式也顯示哈德雷環流積雲區的高洋溫，加上逸入不穩定的雲頂條件，是層積雲過渡為積雲之原因。

關鍵詞：逸入不穩定、邊界層、輻射冷卻、大尺度下降氣流、波譜法

一、前 言

適合層積雲生成的綜觀環境位於冷洋面以及高壓東側的下沉氣流區。此層積雲覆蓋的面積很大，可延申數百或數千公里，生命期則在數天至一星期左右。不同於颱風、鋒面等天氣系統，層積雲並不伴隨劇烈天氣現象。但以全球大氣環流而言，層積雲對水汽平衡和輻射能量收支是十分重要的。

圖1中是哈德雷環流(Hadley circulation)的示意圖，赤道附近的熱帶輻合帶(ITCZ)有大量降水，而在較高緯度冷洋面邊界層頂下，有層積雲存在，ITCZ的降水使大氣水汽減少，而當地洋面蒸發又

不足以補充大氣降水所須的水氣。當哈德雷環流在副熱帶冷洋面下降時，由於層積雲及淺積雲頂的逸入作用，使哈德雷環流的下支變得潮溼，而後此迴流將潮溼的水氣輸送至ITCZ，來補充提供此區域大氣降水所須的大量水氣。層積雲由於較洋面有更高的反照率，因此會減少進入海洋的太陽輻射通量。由於層積雲頂高度不高，所以雲存在與否對長波輻射量並無太大改變。因為層積雲覆蓋的面積很大，所以層積雲存在與否，對全球輻射能量收支有相當程度的影響。

自Lilly (1968)提出逸入不穩定(Entrainment instability)後，經Randall (1980)和Deardroff (1980)的研

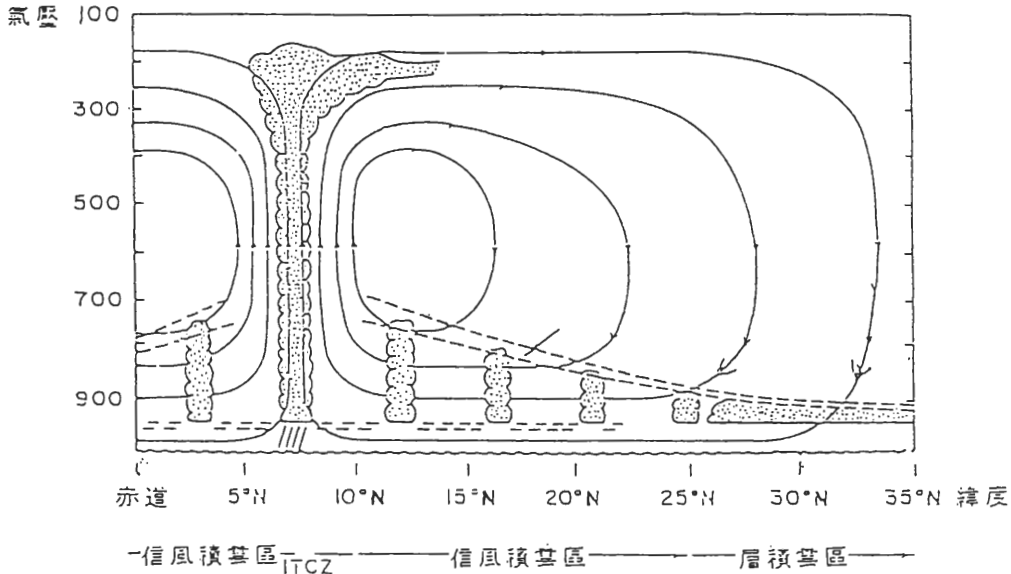


圖1 層積雲在哈德雷環流中示意圖。

究，一般科學界皆相信，逸入不穩定是使得層積雲破碎成信風積雲的主要機制。Kuo and Schubert (1988)利用20年來的觀測資料發現，即使在逸入不穩定的條件下，層積雲也未必破碎。也因逸入不穩定的被質疑，在哈德里環流中層積雲過渡至積雲的機制，也變為不確定。這可能因為層積雲受許多物理機制影響。層積雲頂的輻射冷卻，在邊界層內形成環流，此環流一方面將海洋表面蒸發的水氣送往雲內補充水氣。另一方面也將增強邊界層內的擾動，而帶進更多的暖乾空氣。海洋溫度的改變也將使水氣通量和紊流改變，前者固然利於層積雲存在，紊流的增強卻有利於層積雲的逸入破碎。大尺度下沉氣流的加入，也會改變邊界層的高度和紊流的變化。這些物理過程都是非線性的。Kuo and Schubert (1988)的模式研究中，僅考慮了水滴蒸發，而未曾將海洋蒸發，輻射冷卻之效果背景加入，本文藉由動力模式所模擬出的結果，對逸入不穩定和輻射冷卻、洋面溫度、大尺度輻散氣流間複雜的動力過程做一定性說明，並對逸入不穩定和層積雲破碎的關係做一討論，定量的分析如通量計算、雲水收支，逸入速度則為未來研究重點。第二節我們對層積雲問題做一回顧，數值模擬結果陳述於第三節，第四

節為模式模擬的逸入過程，結論與討論敘述於最後一節。

二、層積雲問題回顧

根據過去的觀測和理論(Brost, Wyngaard and Lenschow 1982 a, b, Schubert et al. 1979 a, b, Nicholls 1978, 1984, Nicholls and Readings 1979)發現，在層積雲頂，輻射冷卻速率約為 $-5^{\circ}\text{C}/\text{hr}$ ，若以典型層積雲高400公尺和典型垂直速度 $2\text{m}/\text{s}$ 計算，則內部環流時間尺度約為8分鐘，1小時可有8次環流，平均每次約消耗0.5度的冷卻速率，此0.5度和一般了解的邊界層內浮力胞強度大致相當，唯一不同為此浮力胞的能量來自雲頂的輻射冷卻。輻射冷卻除可增加水滴凝結外，也會增強邊界層內的紊流作用(turbulence)，使得逆溫層上的暖乾空氣更易逸入雲內。同時其所產生的邊界環流也會將洋面蒸發的水氣送往雲內增加水氣。大尺度輻散典型值約為 $5\text{X}10^{-6}\text{s}^{-1}$ ，其作用除可維持雲頂逆溫，此逆溫層並可將水氣和熱通量限制在邊界層內，使其成爲一個很好的混合層。根據 Schubert et al. (1979 a, b)所作，較強的大尺度輻散通常伴隨較低的雲頂，但是大尺度輻散不太影響

邊界層熱通量。洋面溫度的高低可決定水氣蒸發的多少，同時也可改變熱通量，進而改變紊流的強弱而影響暖乾空氣的逸入，較高的雲頂和雲底存在高洋溫下，較高的雲頂也意味著有較強的逸入作用。在這許多非線性的物理作用中，層積雲的逸入扮演一個十分重要的角色，過去逸入的研究著重在逸入不穩定之探討。

Lilly (1968)所提出的逸入不穩定(Entrainment instability)論點為：層積雲頂上的暖乾空氣受到紊流(turbulence)作用而逸入層積雲頂，和雲內的冷溼空氣混合。冷溼空氣內的雲滴蒸發使逸入的暖乾空氣降溫，若混合空氣仍保持飽和，由於蒸發冷卻作用，產生了負浮力，因而下降至雲內。在合適的條件下，此種蒸發冷卻逸入將自動進行，減低了空氣塊水氣含量，提高了雲底高度，進而使層積雲破碎。

在沒有考慮液態水的作用時，Lilly認為不穩定條件為

$$\Delta\theta_e < 0 \tag{1}$$

Δ = 雲頂之上的值減去邊界層內之值

Deardorff (1980), Randall (1980)考慮液態水對浮力的影響。其不穩定條件為

$$\Delta\theta_e < -1 \text{ 或 } -2^\circ\text{K} \tag{2}$$

Randall 和 Deardorff 的條件是較 Lilly 的穩定度條件來得嚴僅。其二人皆認為逸入不穩定可使層積雲破碎。Randall 在研究中是以氣候值的 $\Delta\theta$ 和溼度來判定穩定區，一般而言穩定區的溼度皆超過 90%，因而他認定逸入不穩定能使層積雲破裂，然此論點似乎略嫌粗糙。Deardorff 則以三維模式進行實驗，但其模式實驗中，除受限於雲頂解析度不足外，模式雲頂逆溫層隨著積分時間而逐漸減小，逆溫的減小自然有利於逸入增加，從而不利於層積雲的存在。Deardorff 的實驗很難判定是否因水滴蒸發的逸入不穩定而使雲破碎。Chen 和 Cotton (1983) 以一維

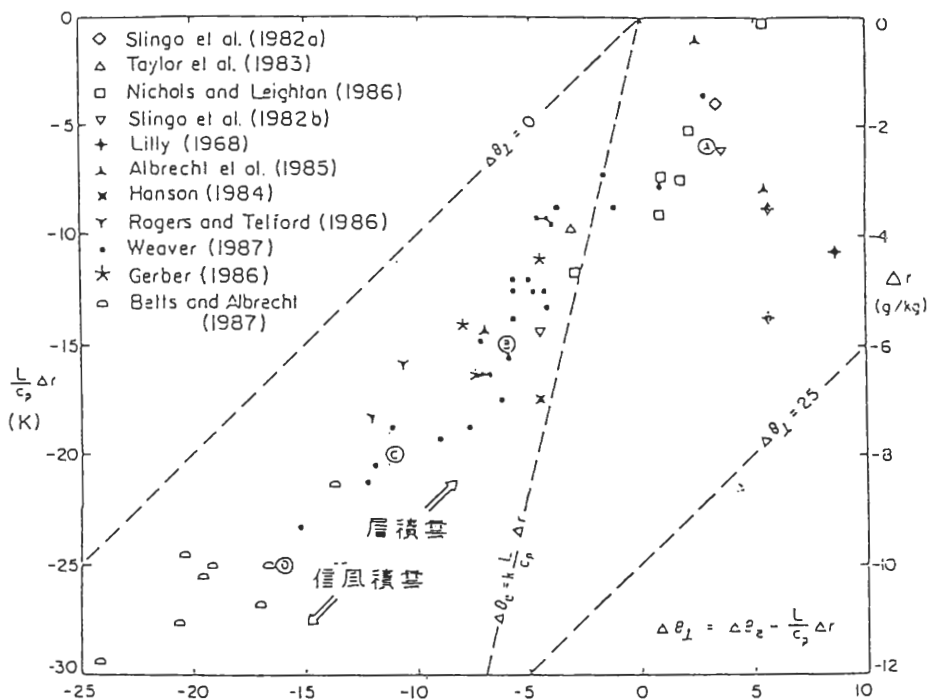


圖2 15年觀測資料及SOUNDING A、B、C、D。

的紊流閉合模式(turbulence closure model) 重覆進行 Deardorff 實驗，不足為奇的，模式亦模擬出逸入不穩定使層積雲破碎為積雲。

圖2是 Kuo and Schubert (1988) 利用20年來的觀測層積雲及信風積雲資料所劃出。圖中 k 為無因次參數，典型的值約為0.23。縱座標是 $(L/C_p)\Delta r$ ，為逆溫層和邊界層總水質混合比(水氣加上水滴)的差，而橫座標 $\Delta\theta_e$ 為逆溫層和混合層相當位溫差。 $\Delta\theta_l$ 是 liquid potential temperature 差。

$\Delta\theta_l = \Delta\theta_e - (L/C_p)\Delta r$ ，在水滴混合比大不情形下，可視為逆層強度。 $\Delta\theta_e = k(L/C_p)\Delta r$ 的線即代表穩定度的臨界線，在臨界線右方代表穩定，左方代表不穩定。在圖2顯示出，有2/3以上的資料滿足不穩定條件，而層積雲仍未破碎。Kuo and Schubert (1988) 也因此對逸入不穩定提出疑問。在此圖中所有的資料均位於 $\Delta\theta_l = 9K$ 這條線上，所以底下實驗我們將選取 A、B、C、D 四點。至於為何多數探空曲線位於 $\Delta\theta_l = 9K$ 上，其物理原因尚不清楚。Kuo and Schubert (1988) 利用二維的高解析度(2-D high resolution model) 模式來探討因為水滴蒸發而產生的逸入不穩定，結果發現此種逸入不穩定作用是微弱的。本文我們於 Kuo and Schubert 研究成果上，探討在輻射冷卻、大尺度輻散及洋面蒸發背景下，雲逸入不穩定，對於層積雲破碎的影響。

三、模式實驗

在模式選取上，由於我們須要高解析度直接解析逸入過程，若採用三維則在電腦記憶容量上和計算時間上有所困難，所以我們採用二維模式。而且在我們所作的實驗淺雲動力以浮力為主，在浮力主宰的現象裡，二維和三維模擬定性差異並不大。

本實驗根據 Kuo and Schubert (1988) 的模式，加入輻射冷卻、洋面蒸發、和大尺度下降氣流背景，探討其對雲頂蒸發逸入作用的影響。底下首先將介紹模式。

我們模式的控制方程為

$$\partial^2 \psi / \partial x^2 + \partial^2 \psi / \partial z^2 = \xi \quad (3)$$

$$\psi(x, 0, t) = \psi(x, H, t) = 0$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z} \xi \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \xi \right) - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_v}{\partial x} = F \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z} \theta_0 \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \theta_0 \right) = G + Q \quad (5)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z} r \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} r \right) = H + R \quad (6)$$

$$\theta = \theta_e - (L/C_p)q \quad (7)$$

$$q^* = \bar{q}^* \exp \left\{ \frac{L}{R_v \theta_0} \left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} \right) \right\} \quad (8)$$

$$(q^*, r - q^*)r > q^* \quad (9)$$

$$(q, 1) = \begin{matrix} (r, 0) & r \leq q^* \end{matrix} \quad (10)$$

$$\theta_v = \theta + \theta_0(\delta q - 1) \quad (11)$$

這裡共有九個方程式，九個未知數， ψ 和 ξ 分別代表流函數和渦度。 θ 、 θ_e 、 θ_v 代表位溫、相當位溫和虛位溫 q 、 q^* 、 1 、 r 則為混合比、飽合混合比、液態水混合比和總水質混合比。而 F 、 G 、 H 代表較小尺度的擴散過程。 Q 代表長波輻射和海洋相當位溫通量的和。 K 是洋面水氣通量輻合項。小尺度擴散項是以二階和四階線性擴散項加入波譜空間中的波譜係數方程。

在此組方程式中 q^* 是一已知方程

$$\bar{q}^*(z) = \frac{m_v e^*(\bar{T}(z))}{m_a P_0} \quad (12)$$

m_v 和 m_a 是溼空氣和乾空氣莫耳分子重。 $P_0 = 100KPa$ ， $T(z) = \theta_0 - gz/C_p$ 。而以 Tetens's formula 來取飽和氣壓值 e^* 。

模式計算過程如下：

1. 預測 ξ 、 θ 、 r
2. 利用疊代法以(7)-(10)求 θ 、 q 、 q^* 和 1
3. 從(3)算取流函數 ψ
4. 求虛位溫 θ_v
5. 重複 1~4 步驟

在模式裡所選取的空間水平方向(X)上為2500公尺，垂直方向(Z)上為800公尺。空間上以波譜法(Spectral method)中的 Fourier-Chebyshev tau method 來處理。其解析度(resolution)約10公尺。而在時間上以4階的 Runge-Kutta method 來處理，時距(time step)為4秒。

在模式中輻射冷卻速率是被設定和液態水混合比成正比，其冷卻位置約在從雲頂以下80公尺內。大尺度輻散強度 D_{iv} 下降速度由 $W = -D_{iv}z$ 計算。 z 則為垂直高度。大尺度輻散所伴隨的絕熱沈降增溫作用，透過方程組中(5)而改變 θ 。

洋面蒸發的總水質及相當位溫通量則以bulk formula 計算：

$$\overline{w'\theta'_{sfc}} = C_T V (\theta_{sfc}^* - \theta_{sfc}^e) \quad (13)$$

$$\overline{w'r'_{sfc}} = C_T V (q_{sfc}^* - r_{ref}) \quad (14)$$

θ_{sfc}^e 和 r_{ref} 是參考層(地面25公尺處)上的值, C_T 是 bulk 傳送係數, 其值取為 0.0015。V 為地面風速(Surface Wind Speed), 我們依據一般層積雲邊界層觀測, 指定為 7m/s。洋溫 θ_{sfc}^e 列於表一, 洋面蒸發影響的通量經 bulk formula 運算後, 透過方程中的(5)、(6)中 Q、R 項加入模式。表一所列為我們進行的三個數值模擬的物理條件。Kuo (1990) 測試模式層積雲對於不同的輻射分佈的動力反應, 在本文中, 我們的三個實驗皆含有輻射, 但測試重點在於不同的洋溫及大尺度輻散。

在模式的初始條件, 我們令混合層厚度為 400 公尺。雲頂上之逆溫層約為 100 公尺。而且初始的邊界層是零風場的。邊界層的相當位溫 θ_e 定為 309°K, 總水質混合比(total water) r 為 10.5g/Kg。雲的高度自 225 公尺至 400 公尺在雲內水量成線性增加, 雲頂水量約為 0.5g/Kg。而逆溫層和邊界層的差異 $\Delta\theta_e$ 、 Δr 則來自下述探空曲線資料。我們選取四個探空曲線資料來測試, 此四個資料和 Kuo and Schubert (1988) 所採用的資料是相同的。此四點位置可見於圖 2, 其值如下：

$$(\Delta\theta_e, (L/C_p)\Delta r) = \begin{matrix} (3K, 6K) & A \text{點} \\ (-6K, -15K) & B \text{點} \\ (-11K, -20K) & C \text{點} \\ (-16K, -25K) & D \text{點} \end{matrix}$$

依 Randall (1980) 和 Deardorff (1980) 所提出的穩定條件

$$\Delta\theta_e > k(L/C_p)\Delta r \quad (15)$$

除了 A 點為穩定外, 其餘 B、C、D 均滿足逸入不穩定條件, 亦即若逸入不穩定確能使層積雲破裂, 則 B、C、D 的層積雲應會破裂。

除了大尺度下降氣流實驗外, 我們一般的模式積分時間定為 2 小時, 在一個小時和二個小時間模式狀態已達平衡。在此時間內若雲層覆蓋面積未達 80% 者稱為破碎。

圖 3、圖 4、圖 5、圖 6 各為 A、B、C、D 四點在實驗一中 1 小時和 2 小時的雲圖(液態水混合比之分佈

)。圖中等值線單位為 g/Kg 除以 1000。A、B、C、D 四點破裂的情形, 依舊是 D 點較容易破裂。A、B、C 或 D 點其破裂的程度和 Kuo and Schubert (1988) 比較, 加入輻射冷卻時層積雲變得不容易破裂。而且其所含的液態水混合比(liquid water)量也比 Kuo and Schubert (1988) 來得大。

實驗一結果顯示輻射冷卻產生的環流, 將洋面蒸發的水氣輸送至雲內, 提高了雲內水氣的量。雖然, 輻射冷卻所衍生的環流也會增強邊界層內的紊流(turbulence), 而紊流的增強會使得較多的暖乾空

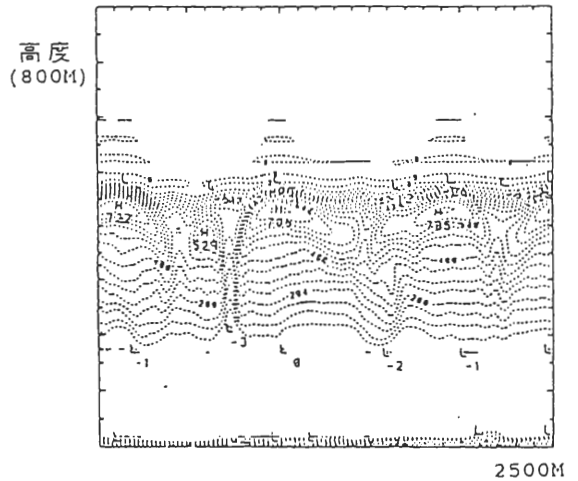


圖 3a A 點、1 小時雲圖(實驗一)。

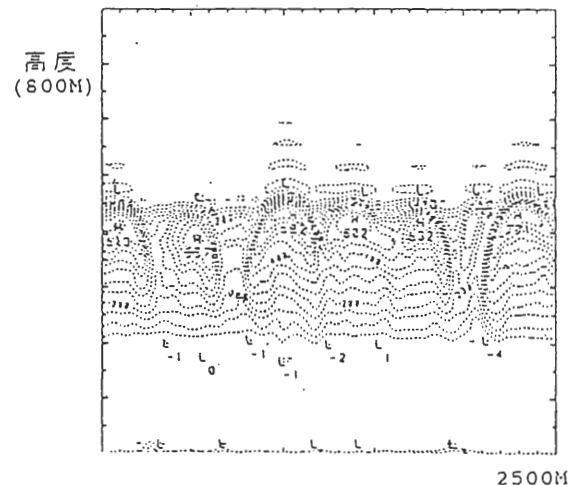


圖 3b A 點、2 小時雲圖(實驗一)。

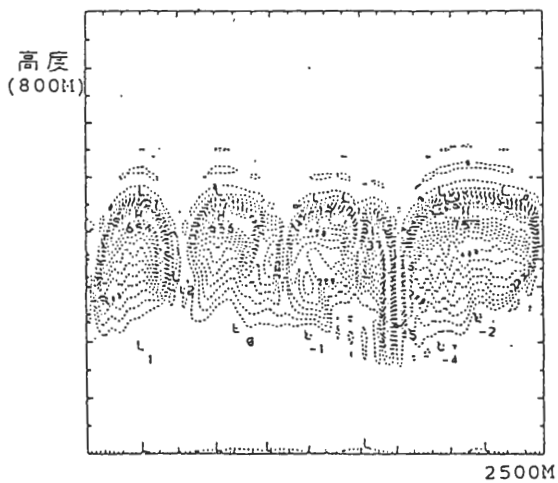


圖4a B點、1小時雲圖(實驗一)。

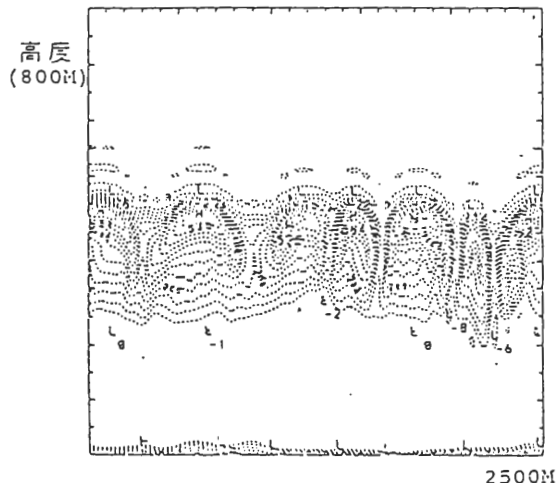


圖4b B點、2小時雲圖(實驗一)。

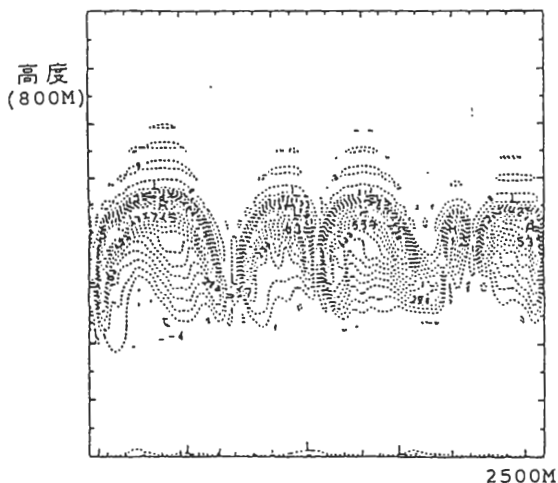


圖5a C點、1小時雲圖(實驗一)。

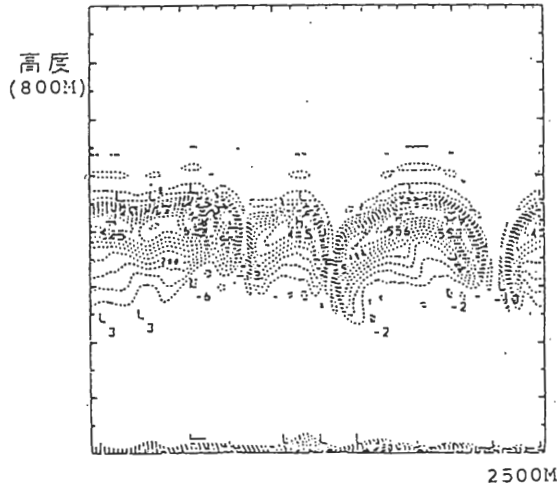


圖5b C點、2小時雲圖(實驗一)。

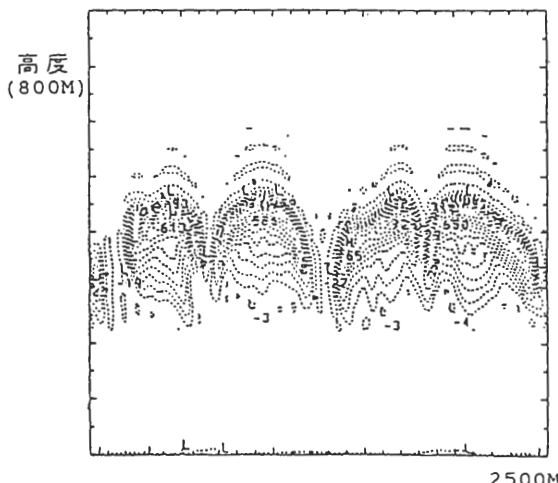


圖6a D點、1小時雲圖(實驗一)。

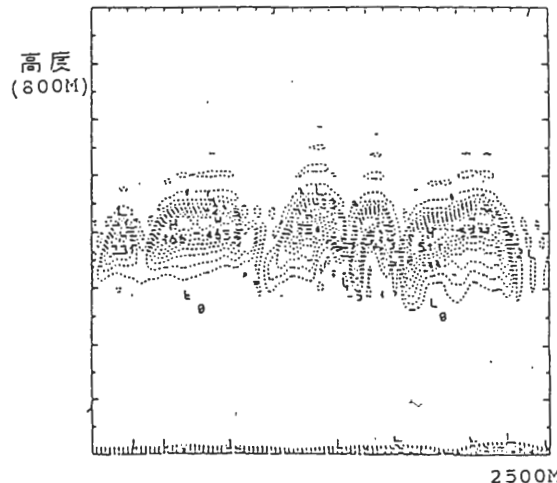


圖6b D點、2小時雲圖(實驗一)。

氣逸入邊界層內，使得層積雲較易破裂。但就我們實驗結果，似乎顯示雲增加的作用超過了因為紊流所增加的逸入作用。在此所看到的另一現象是雲層也變得較厚。換言之，逸入過程比起水氣輸送而言，仍是微弱的，由於有逸入的存在，在兩個小時後，邊界層也變的較厚。

表一：

	洋溫 θ_{sfc}	大尺度 輻散 D_{iv}	輻射 冷卻	實驗 冷卻	備註
實驗一	309° K	$5 \times 10^{-6} S^{-1}$	有	2 小時	A, B, C, D
實驗二	305° K 316° K 321° K	$5 \times 10^{-6} S^{-1}$	有	2 小時	A, B, C, D
實驗三	309° K	$2.5 \times 10^{-6} S^{-1}$ $5 \times 10^{-6} S^{-1}$ $10 \times 10^{-6} S^{-1}$	有	6 小時	A, C

實驗二是為了測試洋面溫度在層積雲動力過程中所扮演的角色。我們仍採取 A、B、C、D 四個點作分析。只是我們同時選取三個不同的洋面相當位溫，由低至高為 305°K、316°K、321°K。圖 7、圖 8、圖 9、圖 10 分別為 A、B、C、D 四點在 305°K、

316°K、321°K 時於 1 小時 2 小時的雲圖。

A 點中仍和上二個實驗一樣毫無破裂跡象。但我們可觀察到當洋面溫度高時其雲內水含量變得較大。B 點中破裂仍不明顯，但是在洋面位溫 321°K 時較 316°K 和 305°K 時有較顯著的間隙出現。C 點破裂亦不明顯，但在高洋溫時具有較大雲間隙。以及較大的水氣含量和雲層厚度的特徵。D 點則更可明顯看出以上特徵。在 D 點，洋面溫度高至 321°K 時，更是呈現積雲形式。

實驗二顯示當洋面溫度低時，層積雲較不易破裂，而洋面溫度高時則較容易破裂。洋面溫度高時，層積雲厚度變大，且液態水混和比較大，有偏向積雲的趨勢。以上可能原因是由於洋面溫度的增加，使得水氣被送往雲內而增加了雲內水氣。但是另一方面，由於洋面溫度的增大，也增強了紊流的作用，使得層積雲頂上的暖乾空氣大量逸入，使得層積雲較易破裂。就相對性而言，由洋溫而改變的紊流作用對層積雲動力有顯著影響，尤其對於 C 點和 D 點探空，高洋溫可以導致層積雲破裂。但是對於 B 點探空，則其作用是微弱的。

實驗三將針對大尺度輻散對層積雲的作用作一探討。在實驗條件和上面兩實驗是相同的。本實驗考慮輻散強度分別為 $2.5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 、 $5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 、 $10 \times 10^{-6} s^{-1}$ 相當位溫則仍為 309°K。因為大尺度輻散的時間尺度遠較輻射冷卻和洋面蒸發作用時間尺

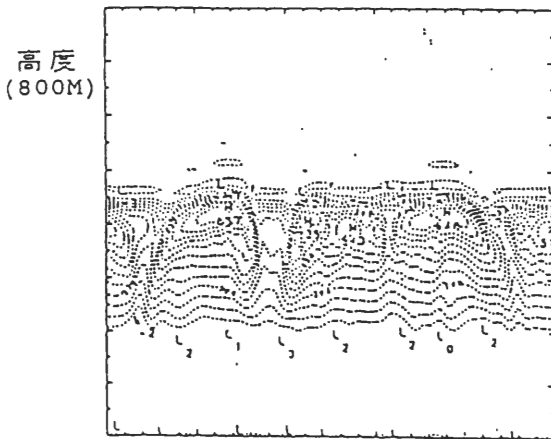


圖 7a A 點、洋面相當位置 305°K、1 小時雲圖 (實驗二)。

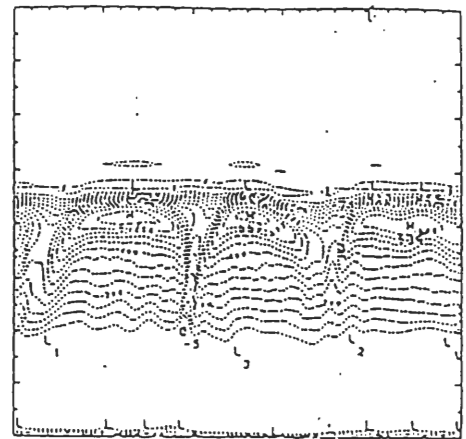


圖 7b A 點、洋面相當位置 305°K、2 小時雲圖 (實驗二)。

2500M

高度
(800M)

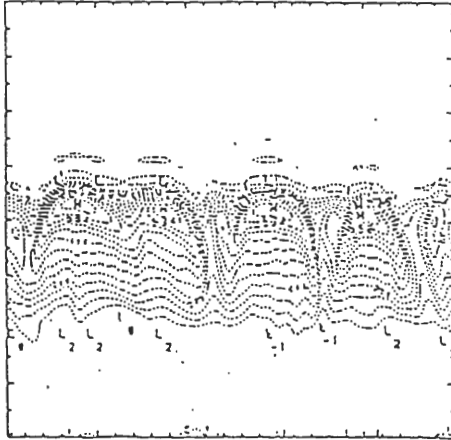


圖8a A點、洋面相當位置316°K、1小時雲圖
(實驗二)。

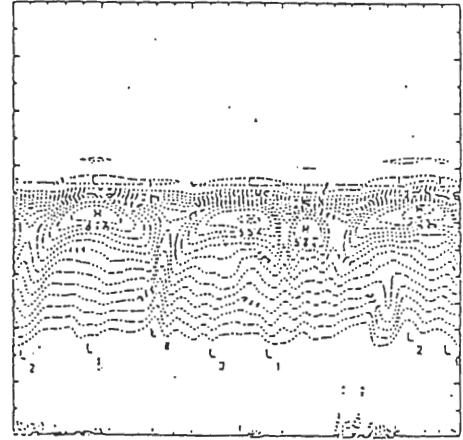


圖8b A點、洋面相當位置316°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

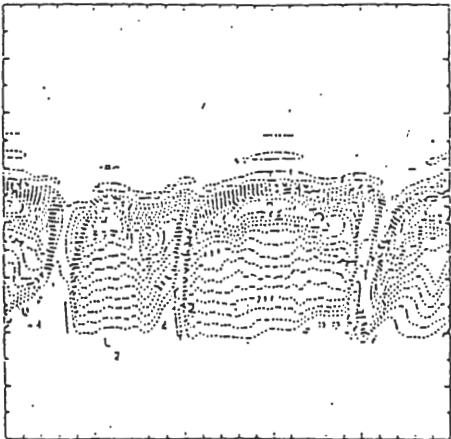


圖9a A點、洋面相當位置321°K、1小時雲圖
(實驗二)。

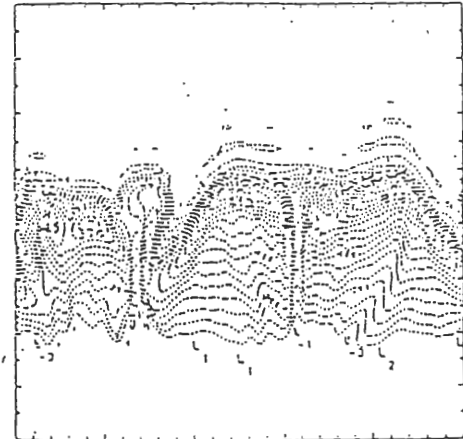


圖9b A點、洋面相當位置321°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

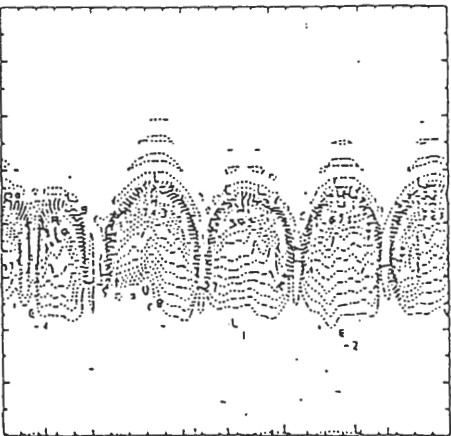


圖10a B點、洋面相當位置305°K、1小時雲圖
(實驗二)。

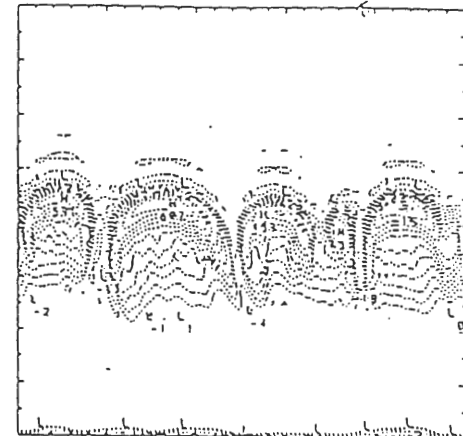


圖10b B點、洋面相當位置305°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

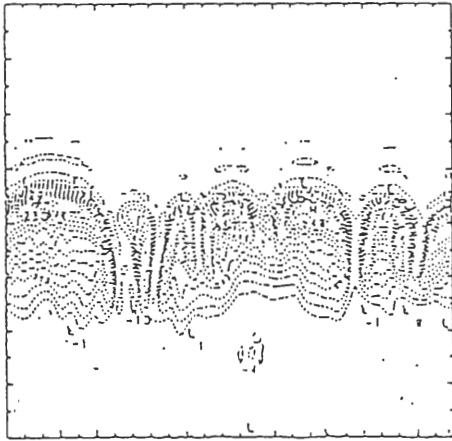


圖 11a B點、洋面相當位置316°K、1小時雲圖
(實驗二)。

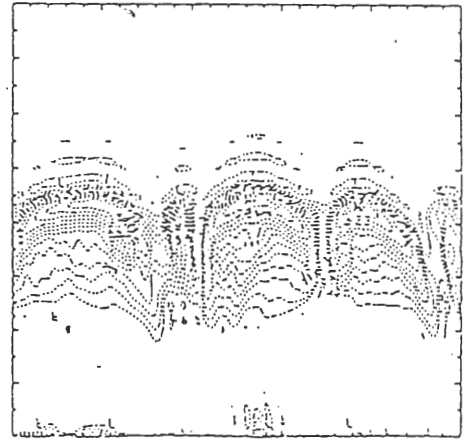


圖 11b B點、洋面相當位置316°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

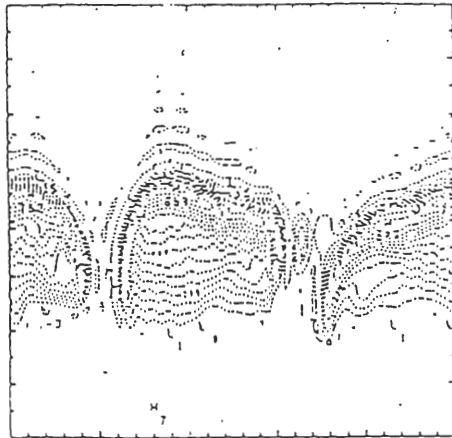


圖 12a B點、洋面相當位置321°K、1小時雲圖
(實驗二)。

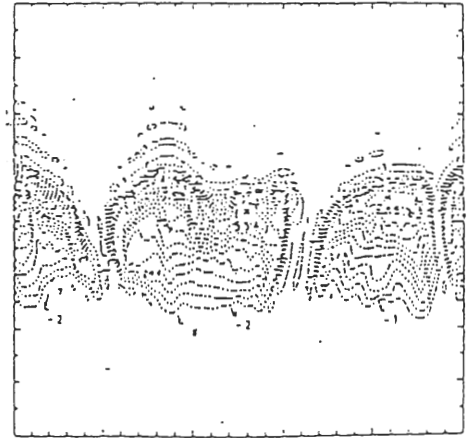


圖 12b B點、洋面相當位置321°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

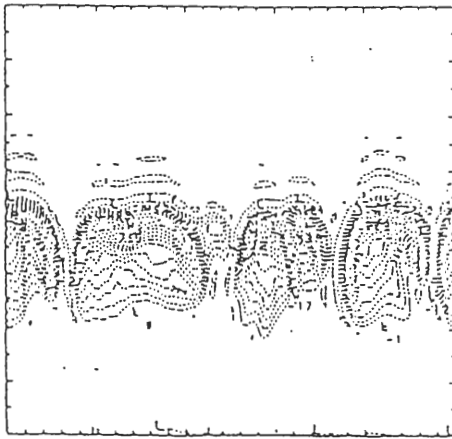


圖 13a C點、洋面相當位置305°K、1小時雲圖
(實驗二)。

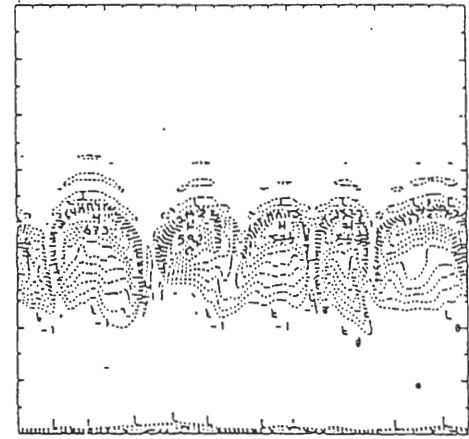


圖 13b C點、洋面相當位置305°K、2小時雲圖
(實驗二)。

2500M

高度
(800M)

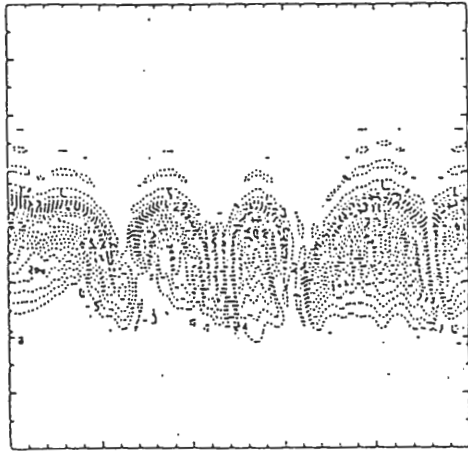
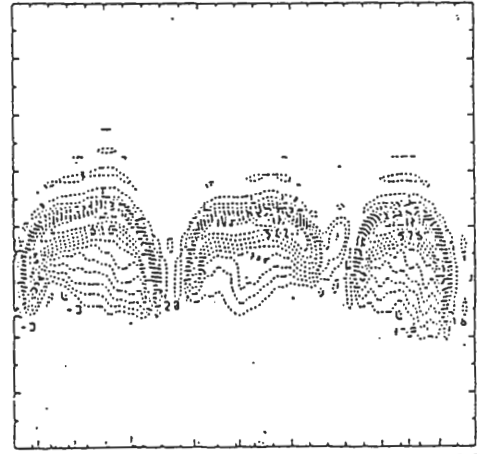


圖 14a C點、洋面相當位置316°K、1小時雲圖
(實驗二)。



2500M

圖 14b C點、洋面相當位置316°K、2小時雲圖
(實驗二)。

高度
(800M)

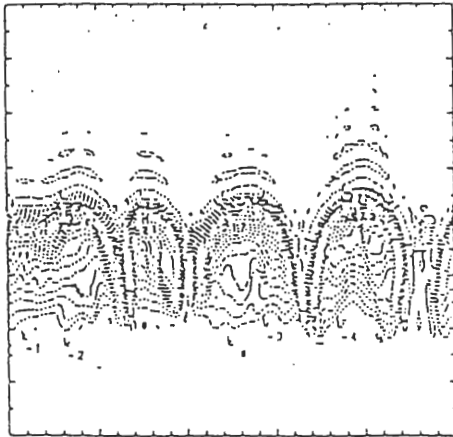
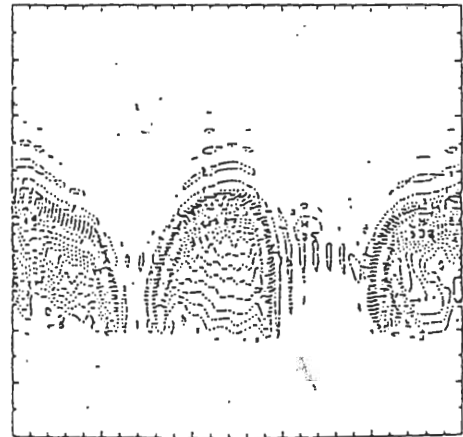


圖 15a C點、洋面相當位置321°K、1小時雲圖
(實驗二)。



2500M

圖 15b C點、洋面相當位置321°K、2小時雲圖
(實驗二)。

高度
(800M)

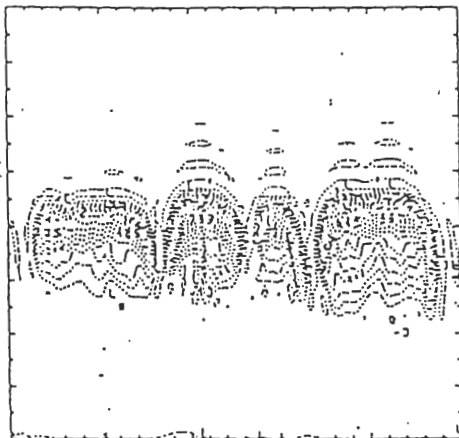
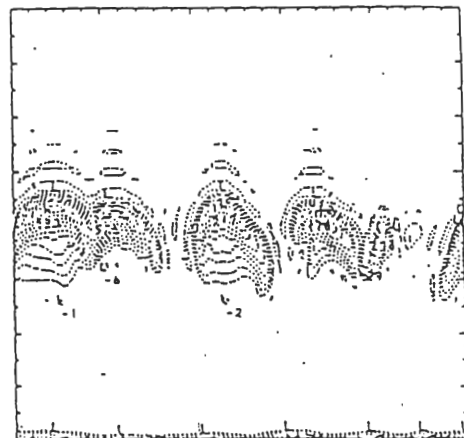


圖 16a D點、洋面相當位置305°K、1小時雲圖
(實驗二)。



2500M

圖 16b D點、洋面相當位置305°K、2小時雲圖
(實驗二)。

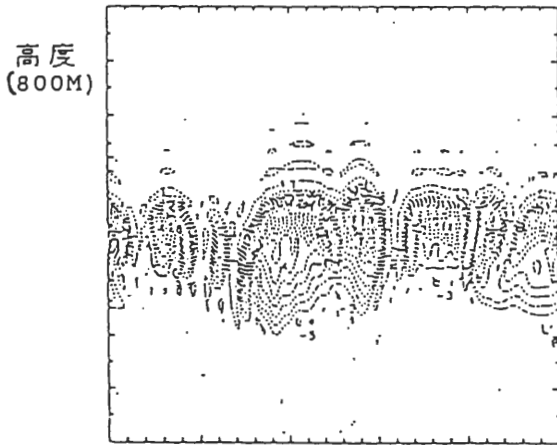


圖17a D點、洋面相當位置316°K、1小時雲圖 (實驗二)。

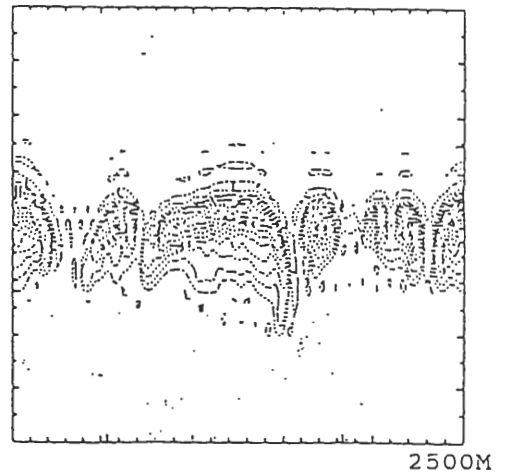


圖17b D點、洋面相當位置316°K、2小時雲圖 (實驗二)。

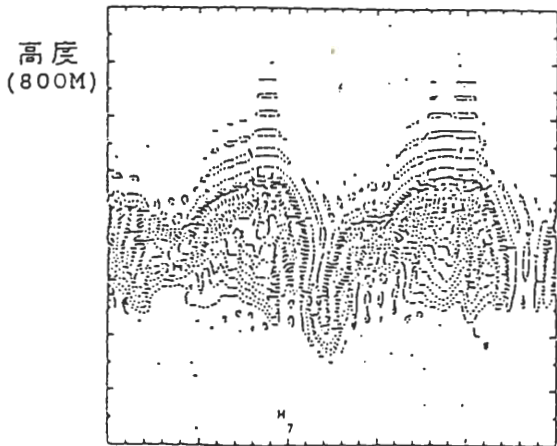


圖18a D點、洋面相當位置321°K、1小時雲圖 (實驗二)。

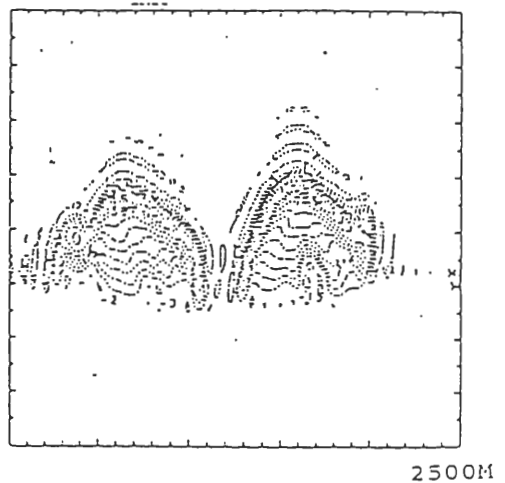


圖18b D點、洋面相當位置321°K、2小時雲圖 (實驗二)。

度為長，為了觀察大尺度輻散對逸入不穩定的作用，實驗時間延長為6個小時。為節省計算時間的關係，本實驗將僅對C點和A點作分析。

圖19、圖20、圖21分別為C點大尺度輻散為 $2.5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 、 $5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 和 $10 \times 10^{-6} s^{-1}$ 時在3小時和6小時的雲圖。在圖19中發現大尺度輻散很小時，即使在6小時層積雲仍沒有破裂。而當大尺度輻散為 $5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 時，3小時無破裂跡象，但在6小時則略為破裂，而且雲內含水量變得很小，雲層厚度也變小。在輻散為 $10 \times 10^{-6} s^{-1}$ 時，3小時有略為破裂，而6小時則明顯破裂。且可明顯看出正如Schubert et al. (1979 a, b)所言，大尺度輻散的增強，雲頂

和雲底高度將變低。圖22、圖23、圖24為A點(穩定條件)在大尺度輻散為 $2.5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 、 $5 \times 10^{-6} s^{-1}$ 和 $10 \times 10^{-6} s^{-1}$ 在三小時和六小時雲圖，結果顯示，即使輻散強度為 $10 \times 10^{-6} s^{-1}$ ，仍無破裂跡象，僅雲底高度有略為下降。

在這些實驗裡，我們可以看到幾個現象，在不穩定條件下，當大尺度輻散愈弱，層積雲不易破裂，大尺度輻散愈強，雲層則愈容易破裂。大尺度輻散愈強，層積雲的高度會愈低。而大尺度輻散對層積雲破裂與否的影響是緩慢的。但若雲層如A點是逸入穩定的，則似乎不受輻散強度的影響，始終不會破裂。

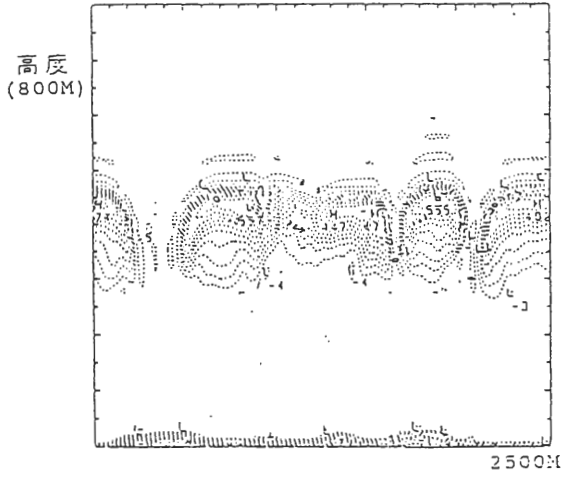


圖 19a C點、大尺度輻散(0.0000025/s), 3小時雲圖(實驗三)。

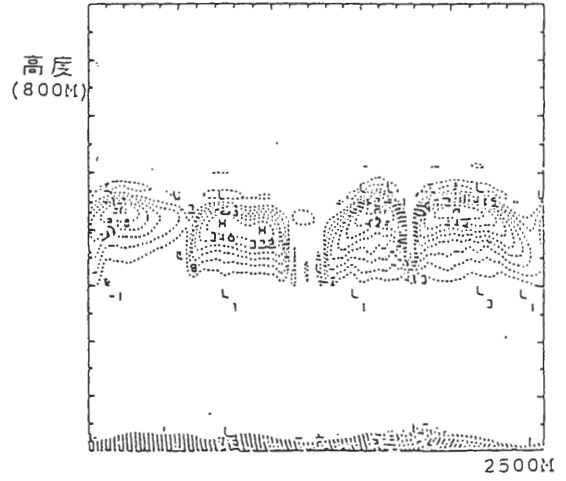


圖 19b C點、大尺度輻散(0.0000025/s), 6小時雲圖(實驗三)。

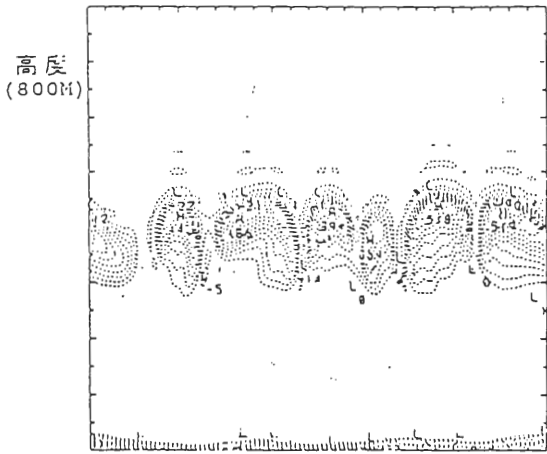


圖 20a C點、大尺度輻散(0.0000050/s), 3小時雲圖(實驗三)。

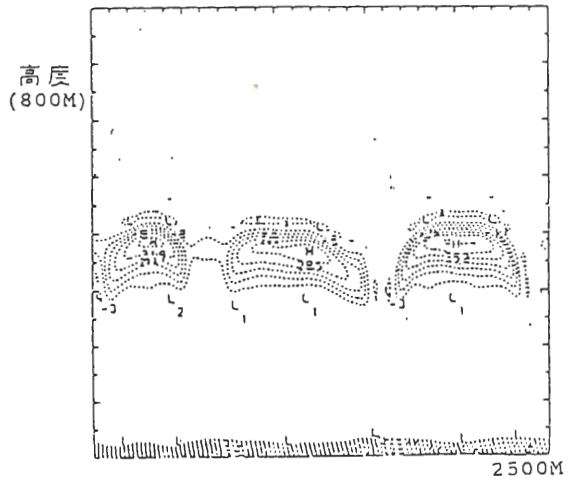


圖 20b C點、大尺度輻散(0.0000050/s), 6小時雲圖(實驗三)。

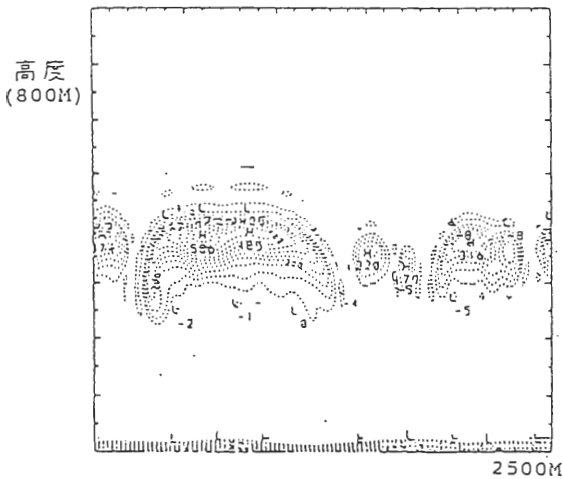


圖 21a C點、大尺度輻散(0.00000100/s), 3小時雲圖(實驗三)。

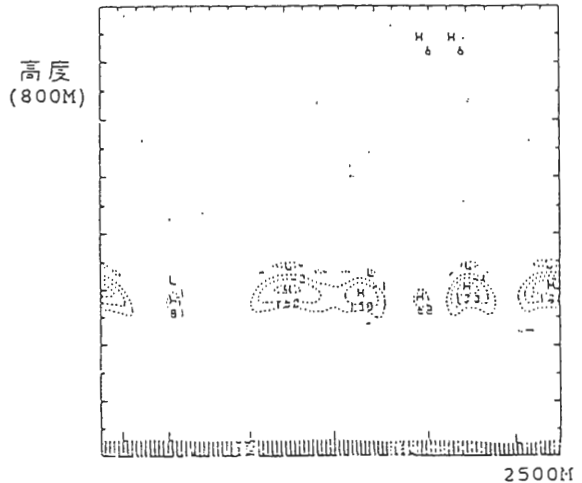


圖 21b C點、大尺度輻散(0.00000100/s), 6小時雲圖(實驗三)。

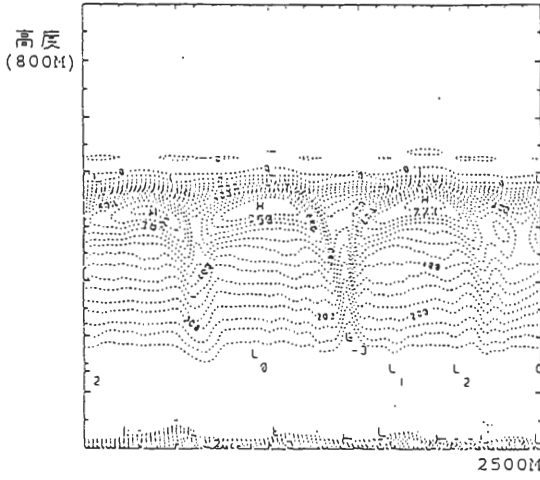


圖 22a A點、大尺度輻散(0.0000025/s)，3小時雲圖(實驗三)。

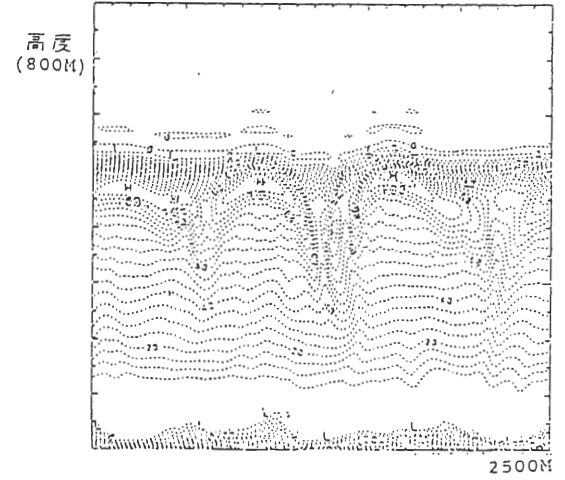


圖 22b A點、大尺度輻散(0.0000025/s)，6小時雲圖(實驗三)。

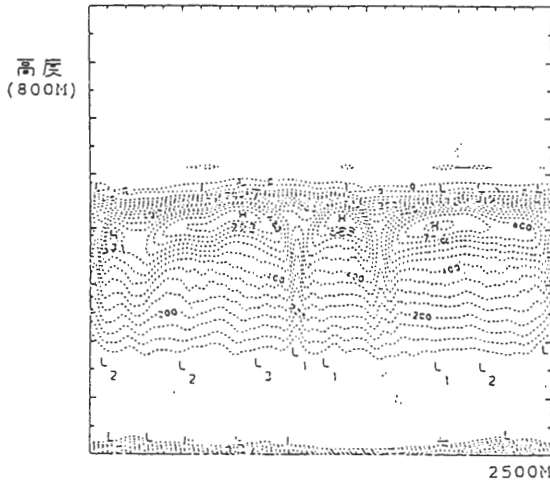


圖 23a A點、大尺度輻散(0.0000050/s)，3小時雲圖(實驗三)。

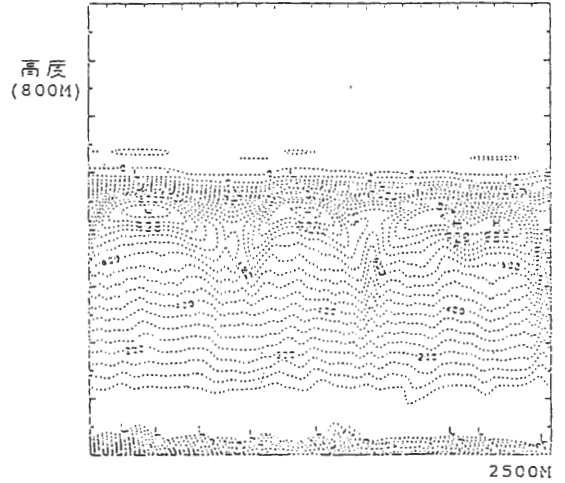


圖 23b A點、大尺度輻散(0.0000050/s)，6小時雲圖(實驗三)。

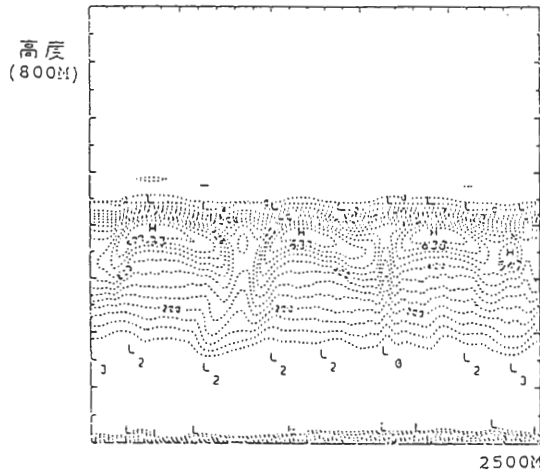


圖 24a A點、大尺度輻散(0.00000100/s)，3小時雲圖(實驗三)。

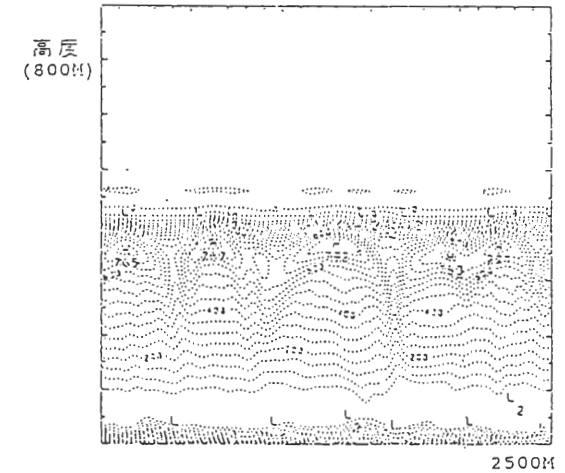


圖 24b A點、大尺度輻散(0.00000100/s)，6小時雲圖(實驗三)。

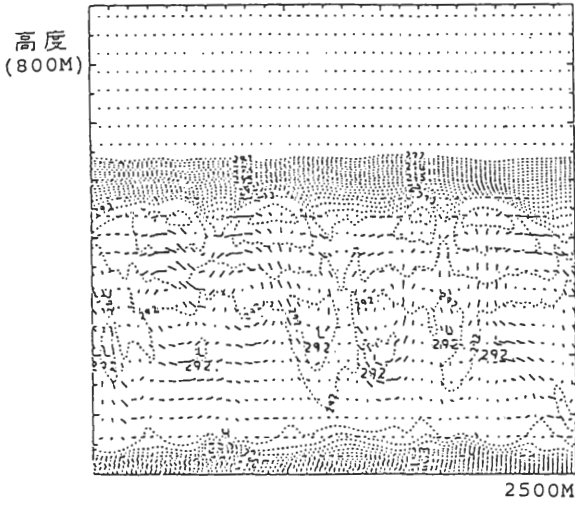


圖 25a D點、3600秒、虛位溫和運動場UW。

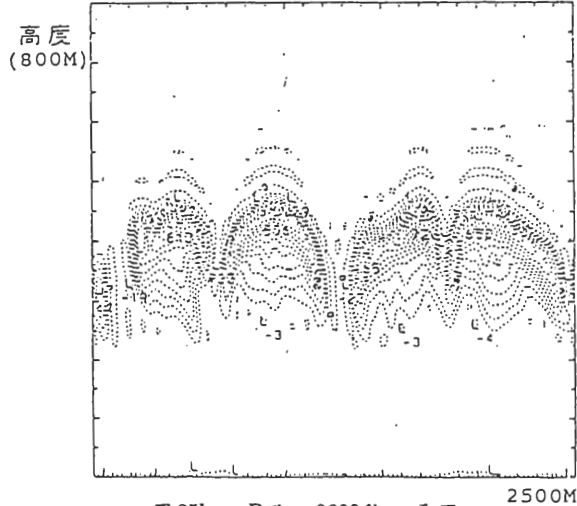


圖 25b D點、3600秒、雲圖。

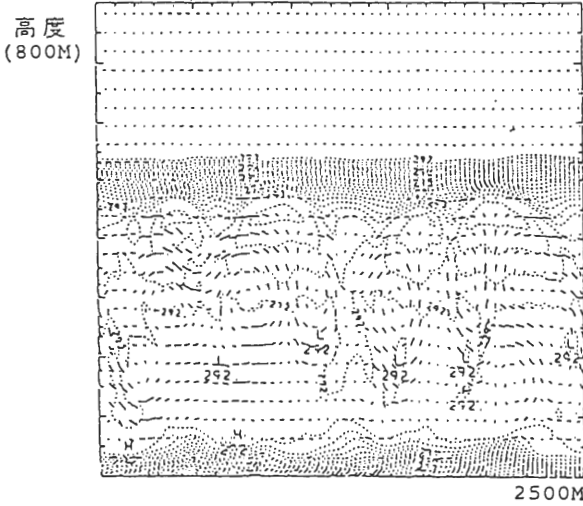


圖 26a D點、3720秒、虛位溫和運動場UW。

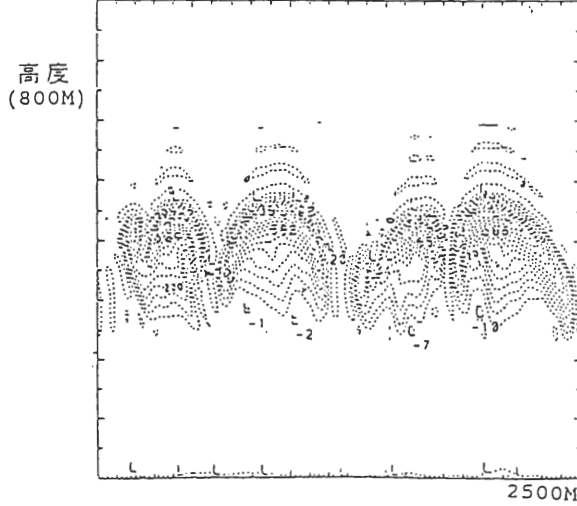


圖 26b D點、3720秒、雲圖。

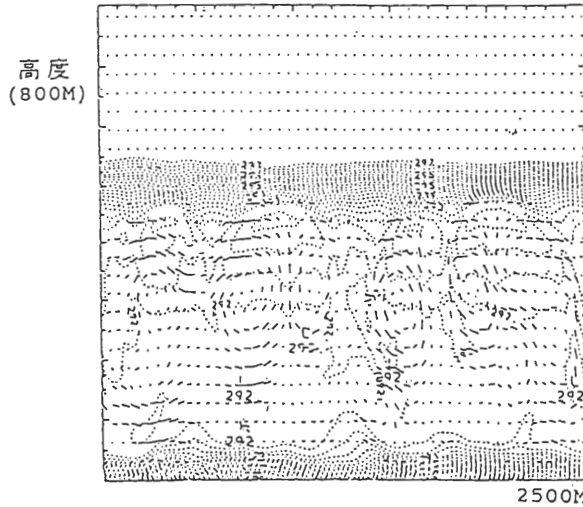


圖 27a D點、3840秒、虛位溫和運動場UW。

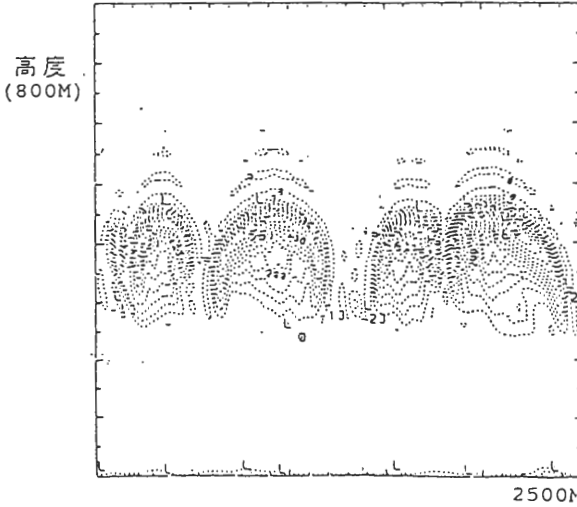


圖 27b D點、3840秒、雲圖。

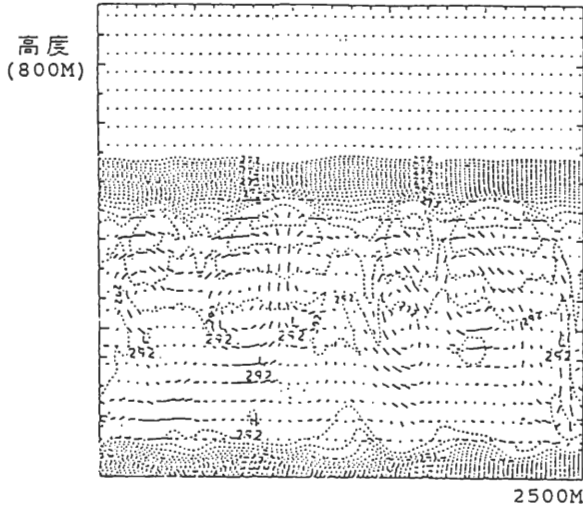


圖 28a D點、3960秒、虛位溫和運動場UW。

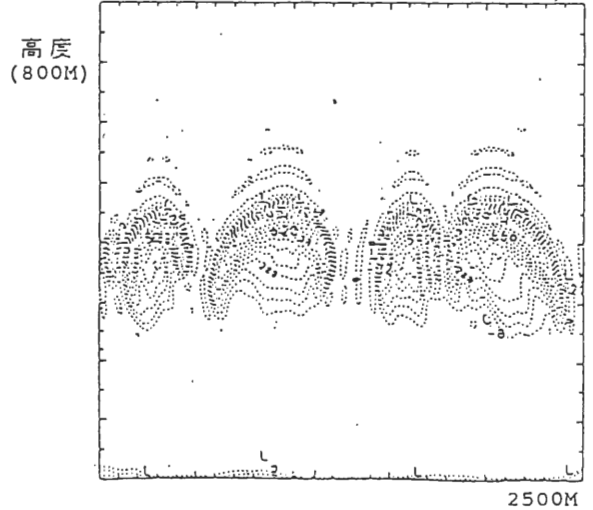


圖 28b D點、3960秒、雲圖。

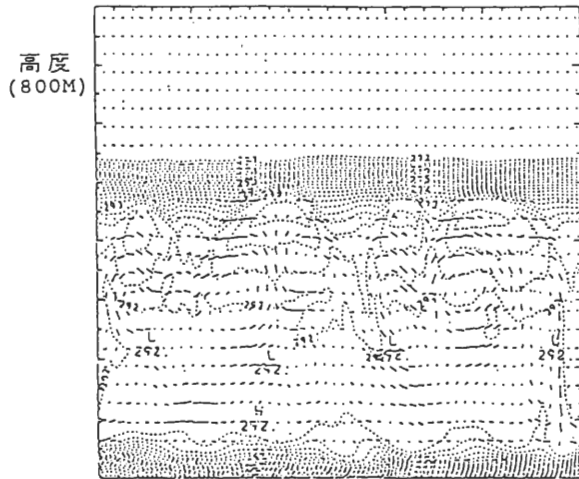


圖 29a D點、4080秒、虛位溫和運動場UW。

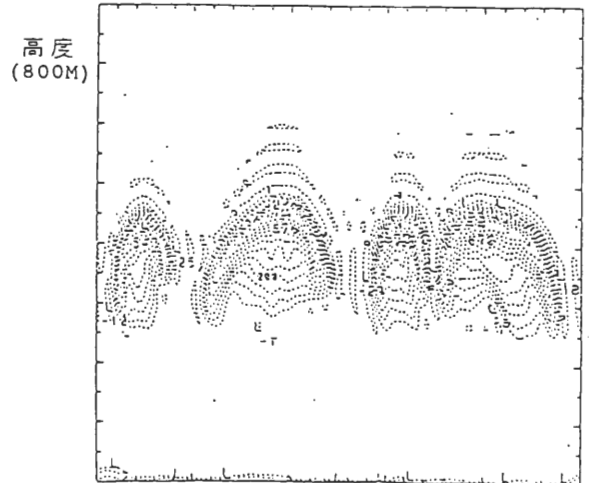


圖 29b D點、4080秒、雲圖。

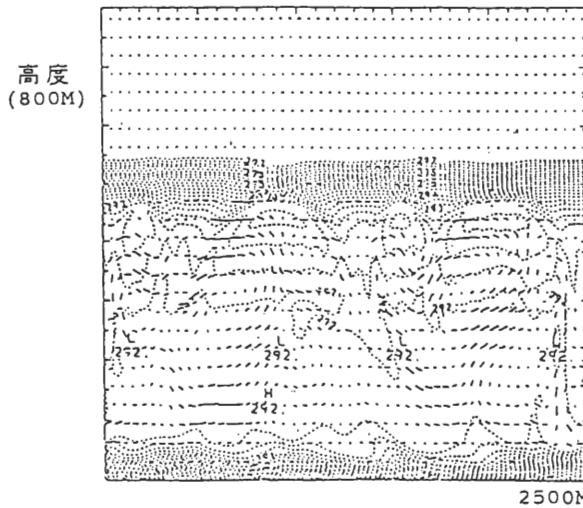


圖 30a D點、4200秒、虛位溫和運動場UW。

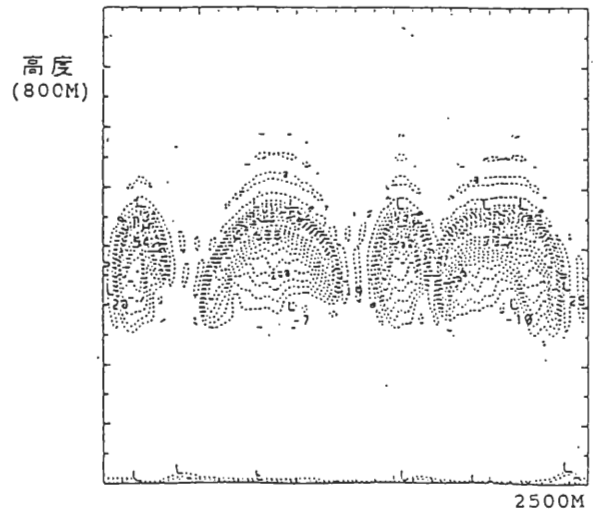


圖 30b D點、4200秒、雲圖。

四、逸入實驗

在本節中，將描述模式模擬的逸入現象。我們選取的Sounding為D點，邊界條件均和實驗二相同。

圖25至圖29為D點在3600秒至4200秒十分鐘內，每隔2分鐘的虛位溫場、運動場和雲圖，運動場最大箭頭代表3m/s，由這些連續圖中我們發現雲層頂上形狀和等虛位溫線幾乎一致，而且下沉運動均在雲破裂處，當雲內裂口變大時，下降運動似乎也就終止或變小。這情形也許作如下的解釋：當雲頂上暖乾空氣逸入雲層內時和雲頂的冷溼空氣混合蒸發，使得混合空氣塊溫度降低，產生負的浮力而有下降運動，當產生下降運動後，由於沈降增溫，會使得空氣塊達未飽和，因此時空氣塊含水氣已較小，所以層積雲因逸入而雲底高度加高。當雲頂暖乾空氣不斷逸入，雲頂冷溼空氣無法提供足夠水氣，混合空氣塊無法達到飽和時，則蒸發終止，不再冷卻，也就沒有負浮力去產生下降運動了。所以逸入是發生在虛位溫較低處，或者說因為逸入作用而使得虛位溫降低，逸入處則伴有下沉運動。在此模式所模擬之結果和由傳統熱力觀點的逸入過程，有相當大的相似性。

五、結 論

本文中對層積雲逸入和輻射冷卻、洋面溫度變化以及大尺度輻散的關係做一定性的研究。在考慮點型層積雲區的輻射冷卻，洋面蒸發和大尺度輻散動力過程時，實驗結果顯示A、B、C、D四點的層積雲更不易破裂。這是因為洋面水氣蒸發透過輻射冷卻產生的環流將此水氣送往雲內，因而增加了雲內水氣。從而造成此實驗中層積雲更不易破裂。雖然環流的生成也增強了邊界層內的擾動，使得雲頂上的暖乾空氣更易逸入雲內，但是此種作用可能遠較水氣增加作用小得多，所以層積雲不顯現破裂。在實驗二中考慮了洋面溫度的變化實驗，洋面溫度高時，雲層容易破裂，洋面溫度低時，則較不容易破裂。在洋面溫度高時，雲層厚度通常變得較大，而且雲底的高度也增高。此種情形可能是因為洋面溫度高時，水氣蒸發來的多而增加了雲內水氣量。另一方面，洋面溫度的升高也增強了邊界層內的擾動，使得暖乾空氣更易逸入雲內，層積雲因

而較易破裂，邊界層也由於逸入而厚度增加、頂部升高。因為層積雲逸入不穩定破裂作用是由雲底開始的，所以雲底的高度會升高。實驗三探討大尺度輻散強度變化，在不穩定條件下，大尺度輻散愈強，雲層愈容易破裂。當輻散愈強則其下沉氣流強度變大，於是也帶進了較多的暖乾空氣至雲內，使得層積雲破裂。在穩定條件下，層積雲並不會受到輻散強度的增強而破裂。而雲層高度隨著大尺度輻散強度增加而變低。實驗四中顯示是層積雲的逸入發生在虛位溫較低處，逸入的地方將伴隨著空氣塊下降作用，而且層積雲頂的形狀和等虛位溫形狀相似。

並不是具有逸入不穩定條件才會有逸入發生。數值實驗中也顯示不是具有逸入不穩定即能使層積雲破裂為積雲。對於逸入不穩定的探空曲線(如C)，大尺度輻散愈強雲層愈易破碎，但是破碎的速率是緩慢的。逸入穩定的探空(如A)，則不因輻散強度增強而破裂，由實驗三顯示高洋溫可使探空曲線C和D之雲層破碎。似乎逸入不穩定對層積雲破裂與否是一種必要條件。以自然界而言，除其它不知之動力過程外，高洋溫和強輻散皆有利於逸入不穩定而使層積雲破裂。而高洋溫效應是快速的。根據本文之實驗，哈德雷環流的層積雲過渡成積雲之原因，積雲區(如D點)的高洋溫，加上逸入不穩定的雲頂條件，在層積雲破碎扮演重要角色。本文著重於以上定性關係之描述，在未來之研究中，我們將著重定量之計算，通量、逸入速度、雲水量的收支、氣塊路徑和大尺度變數的關係將是研究重點，在計算時間允許下，我們也將考慮太陽短波輻射對這些量的影響。

致 謝

研究過程中，承蒙臺大柯文雄教授、吳清吉教授以及中大陳景森教授、王作台教授提供寶貴的意見，在此一併致謝。

本研究在國家科學委員會專案計畫NSC81-0202-M-002-07支援下完成。

參考文獻

Brost, R. A., Wyngaard, J. C. and Lenschow, D. H.

- (1982a) Marine stratocumulus layers Part I: Mean conditions. *J. Atmos. Sci.*, 39, 800–817.
- Brost, R. A., Wyngaard J. C. and Lenschow D. H. (1982b) Marine stratocumulus layers Part II: Turbulence budgets. *J. Atmos. Sci.*, 39, 818–836.
- Deardroff, J. W. (1976) On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, 563–582.
- Deardroff, J. W. (1980a) Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Bound. Layer Meteor.*, 18, 495–521.
- Deardroff, J. W. (1980b) Cloud top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, 37, 131–147.
- Kuo, H. C. and Schubert, W. H. (1988) Stability of cloud-topped boundary layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 114, 887–917.
- Kuo, H. C. (1990) Radiation Effect in the cloud-topped Marine Boundary layer. *Terrestrial, Atmosphere and Oceanic Sciences* 1, 1, 45–71.
- Lilly, D. K. (1968) Models of cloud-topped mixed layer under a strong inversion. *Quart. J. Roy. Meteor. Sci.*, 94, 292–309.
- Nicholls, S. (1978) Measurements of turbulence by an instrumented aircraft in a convective boundary layer over the sea. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 104, 653–676.
- Nicholls, S. (1984) The dynamics of stratocumulus: aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 110, 783–820.
- Nicholls, S. and Readings, C. J. (1979) Aircraft observations of the structure of the sea. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 104, 653–676.
- Randall, D. A. (1980a) Eutrainment into a stratocumulus layer with distributed radiative cooling. *J. Atmos. Sci.*, 37, 148–159.
- Schubert, W. H. (1976) Experiments with Lilly's cloud topped mixed layer model. *J. Atmos. Sci.*, 36, 436–446.
- Schubert, W. H., Wakefield, J. S., Steiner, E. J. and Cox, S. K. (1979) Marine stratocumulus convection. Part I and Part II. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1286–1324.
- Shy, S. and Breidenthal, R. (1990) Laboratory experiments on the cloud top entrainment instability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 116, 705–739.
- Slingo, A., Broun, R. and Wrench, C. L. (1982a) A field study of nocturnal stratocumulus III: High resolution radiative and microphysical observations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 108, 145–165.

Dynamical Simulation of Shallow Stratocumulus Convection

Hung-chi Kuo and Tsu-chi Yu

Department of Atmospheric Science
National Taiwan University

(manuscript received 9 November 1991; in final form 17 January 1992)

ABSTRACT

The stratocumulus covers a vast region over the ocean. They are important for the air-sea interaction. We have employed Kuo and Schubert's (1988) twodimensional convection model to simulate the cloud-topped marine boundary layer. In addition to the evaporative cooling in Kuo and Schubert (1988), the effect of radiative cooling, sea surface evaporation and large scale subsidence are considered in the model. In particular, we explore the impact of large scale subsidence, sea surface temperature on the cloud-topped marine boundary layer.

Our experiments indicate that the stratocumulus is likely to breakup under the conditions of high sea surface temperature and large scale subsidence. Whether the background soundings satisfies the entrainment instability criteria or not, the stratocumulus will not breakup under low sea surface temperature and climate value of subsidence. Our results also indicates that high sea surface temperature plus the entrainment unstable sounding may be the reason that stratocumulus breakup into trade cumulus in the Hadley circulation.

Key words: entrainment instability, boundary layer, radiative cooling, large scale subsidence, spectral method.