

國立臺灣大學理學院大氣科學研究所

博士論文

Graduate Institute of Atmospheric Science

College of Science

National Taiwan University

Doctoral Dissertation

冬季台灣近海對流邊界層發展之數值模擬

**Numerical Simulation of
the Development of the Convective Boundary Layer
over the Ocean adjacent of Taiwan in Winter**



戴志輝

Jyh-Huei Tai

指導教授：吳清吉 博士

Advisor : Ching-Chi Wu, Ph.D.

中華民國 99 年 8 月

August, 2010

摘要

本文使用台大—普度三維非靜力模式，透過仿黑潮所伴隨之海溫分布狀態，分別在無斜壓性及具斜壓之性大氣環境下的模擬，探討冬季東北季風盛行下，黑潮海域的海氣溫差對海洋大氣對流邊界層發展的影響。

模擬結果顯示，當水平均溫的冷空氣流經海溫梯度時，海溫分布狀態和可感熱通量分布狀態相似；不均勻海溫分布所形成的海氣溫差，透過亂流傳送將可感熱及水氣上傳至大氣。當水氣尚未凝結、或潛熱釋放還不明顯時，可感熱通量分布主導在暖、冷海面上的邊界層發展。基本上，暖海面上邊界層發展較深厚，凝結量較多，邊界層內氣溫也較高。此外，海面可感熱通量梯度對底層大氣加熱不均勻，所引發出的局部氣壓梯度，使得初始均勻的氣流產生局部偏向及合流，位於合流上方的邊界層，較其他區域都更為深厚，凝結量也更多；當合流上方的總液態水及降雨量夠明顯時，凝結的潛熱釋放使得雙胞型態的垂直次環流建立。

當斜壓的冷空氣流經海溫梯度時，由於等氣溫線與等海溫線之間具有夾角，每一條等氣溫線均可與一條最適當的等海溫線搭配，導致最大可感熱通量分布不再依海溫高低而定，而是出現在台灣東北部外海至東海一帶的三角區域內。此情形下，邊界層在黑潮暖軸心附近發展最深厚，但在冷海面和較低緯度的暖海面上，邊界層厚度差異不大，於是形成沿黑潮暖軸心的厚度脊，以及在黑潮暖軸心西北及東南側的厚度槽。此外，在三角區域內，局部的可感熱通量差異，也激發出垂直次環流發展；次環流建立後向東南移動，伴隨的降雨區也離開原本的合流位置，向東南擴及較寬廣的洋面，並在台灣地形阻擋下，沿著地形東側向南發展，其過程及結果是導致氣候上所見冬季台灣陸地與附近洋面上高平均雨量的原因之一。

關鍵詞：對流邊界層、海溫梯度、垂直次環流

致謝

階段性學習任務的完成，需要感謝的人很多。

首先要感謝的是許武榮教授的指導；跟著老師學習十餘年，老師嚴謹的態度及對專業的敏銳度，對身為學生的我影響深遠，尤其老師潛心於模式發展的堅持及專注，令人由衷的佩服與景仰，在這樣的環境中學習是十分幸福與幸運的事。而吳清吉教授包容我愚鈍的資質，耐心地接替指導工作，聽我逐字逐句的敘述，並提醒許多應該考量的細節，也是能夠順利完成學習的關鍵。此外，郭鴻基教授的適時鼓勵與提點，增加繼續完成最後工作的勇氣，對我同樣意義重大；更感謝謝銘恩博士在百忙中對模式控制的協助，以及各位口試委員的寶貴建議。

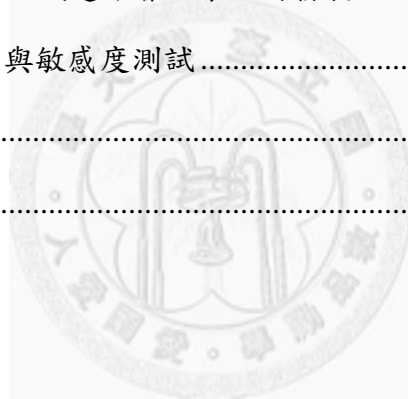
台大多元的學習環境，對我的職場經歷同樣具有重要的意義，身為一個預報作業工作人員，我會將多年來習得的知識帶回工作崗位，繼續本著實證的態度來服務及滿足客戶需求，以提昇工作的品質。

還要感謝小鳳、尹懋、自雄及許多關心我的同學、同事及長官，沒有各位的耐心、鼓勵與期待，一起分享生活及工作的瑣碎，也不會有現在一點點的成果；最重要的還要感謝我的另一半—淑芳，因為妳的支持，分擔許多工作，才能讓我心無旁騖的完成學習，還有可愛的晴彤姐妹，妳們是我最大的動力。

目錄

摘要	i
致謝	ii
目錄	iii
圖目錄	v
表目錄	xv
第一章 前言	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	7
第二章 相關研究回顧	20
2.1 地形對氣流之影響	20
2.1.1 地形長寬比固定但高度改變的結果	20
2.1.2 地形高度固定但長寬比改變的結果	21
2.1.3 科氏力的影響	22
2.1.4 非線性過程的作用	23
2.2 海氣交互作用對大氣之調節	25
2.2.1 海氣間的热量交換	25
2.2.2 海洋大氣邊界層雲系的特徵	26
2.2.3 海洋大氣邊界層的热力結構	27
2.3 海溫梯度與中尺度天氣過程之關係	29
2.4 海氣交互作用與低壓發展	35
第三章 研究工具及方法	52
3.1 預報方程式	52
3.2 座標系統	55
3.3 邊界條件	55

3.4 其他物理過程之計算	56
3.5 有限差分格式	56
第四章 非斜壓大氣下黑潮海域海洋大氣邊界層的發展	58
4.1 東北季風影響下台灣附近的局部環流	58
4.2 黑潮海域海洋大氣邊界層之發展	61
4.2.1 黑潮海溫分布對海洋大氣邊界層熱力結構之影響	61
4.2.2 黑潮海溫分布對海洋大氣邊界層垂直次環流發展之影響	64
第五章 斜壓大氣下冬季台灣近海的海洋邊界層發展	88
5.1 黑潮區域的海氣特性與邊界層特徵	88
5.2 斜壓大氣下黑潮區域邊界層次環流的發展	94
5.3 台灣地形的作用與敏感度測試	100
第六章 結論	123
參考文獻	126



圖目錄

- 圖 1-1 2003 年 2 月 2 日 0700 UTC 可見光衛星雲圖；A、B、C 之說明如內文。
.....11
- 圖 1-2 氣流流型與地形無因次高度 (\hat{h}) 及長寬比 (r) 關係之線性解析解 (摘自 Smith 1989)。
.....11
- 圖 1-3 1994 年至 1998 年二月份平均日雨量 (摘自 Chen and Chen 2003)。
..... 12
- 圖 1-4 2002 年至 2006 年間部分位於北部、東北部迎風面與背風面雨量站 (對照表於圖右) 的逐月平均日雨量。
..... 12
- 圖 1-5 1899 年至 1962 年間東海旋生的月平均數 (摘自 Hanson and Long 1985)。
..... 13
- 圖 1-6 黑潮流經區域示意 (虛線範圍為 AMTEX 實驗區域, 摘自 Sheu and Agee 1977)。
..... 13
- 圖 1-7 PO-O 型爆發性旋生個案的發生 (三角形)、最大加深 (圓形)、最低氣壓 (加號) 及路徑 (細實線) (摘自 Yoshida and Asuma 2004)。
..... 14
- 圖 1-8 NOAA/MSU 反演東亞及西北太平洋區 2 月 17 日至 22 日期間之日雨量氣候平均 (色階, 單位 mm)。
..... 14
- 圖 1-9 NOAA/MSU 反演大西洋海域 2 月份月雨量之氣候平均。資料來源取自 <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.msu.html>。
..... 15
- 圖 1-10 2008 年 12 月 11 日 1200 UTC (a)地面、(b)925 hPa (c)700 hPa 與(d)500 hPa 之天氣圖。圖(a)藍及紅色線分別為等壓(單位 hPa 、間距 2)及等溫(單位 $^{\circ}C$ 、間距 1)線；圖(b)、(c)及(d)之等值線為等重力位高度(單位 gpm 、間距各為 10、30 及 60)；圖(b)、(c)及(d)之色階分別為高於 70 之相對濕度(間距 10 %)、上升速度(單位 $Pa \cdot s^{-1}$, 藍色為正, 紅色為負, 間距為 ± 0.1 、 ± 0.3 、 ± 0.8 及 ± 1.5)及渦度(單位 $10^5 s^{-1}$, 紅色為正, 藍色為負, 間距為 ± 0.1 、 ± 0.3 、 ± 0.8 及 ± 1.5)；各圖之箭頭為風矢量 (標示於各圖右下角)。
..... 15

圖 1-11	同圖 1-10，但為 2008 年 12 月 12 日 0000 UTC。	16
圖 1-12	ARIS 反演 2008 年 12 月 12 日 0500 UTC 之雲頂高度(色階，單位 hPa)；粗實線為 800 hPa 之等值線，細實線間距為 50 hPa 。紅色線段為第五章討論所使用之剖面。	17
圖 1-13	NOAA 衛星反演 2008 年 12 月 11 日 0946 UTC 之海溫 (摘自農委會水產試驗所網站： http://www.tfrin.gov.tw/friweb/index.php?func=srsc)。	17
圖 1-14	2008 年 12 月 12 日(a)0400、(b)0600 及(c)0800 UTC 之可見光雲圖。	18
圖 1-15	2008 年 12 月 12 日 1048 UTC 之 12.5 km 解析度 QuikSCAT 風場 (取自 QuikSCAT 網站： http://manati.orbit.nesdis.noaa.gov)。	18
圖 1-16	同圖 1-10，但為 2008 年 12 月 12 日 1200 UTC。	19
圖 1-17	海、氣溫(紅及藍色點線)分布導致較高熱通量區域(淺紅色陰影)之概念示意；深紅色區域為最高熱通量區域。	19
圖 2-1	氣流流型與地形無因次高度 (縱軸) 及長寬比 β (橫軸) 相關性之模擬結果 (摘自 Bauer et al. 2000)。	38
圖 2-2	模擬西 (各圖左側) 風流經地形長寬比 β 為 4、無因次高度為 1.5 之(a)位溫剖面及(b)地面風速；圖(a)粗斷線範圍內為波破碎區，圖(b)上、下游虛線分別為迎風面及背風渦旋所伴隨的逆流 (摘自 Bauer et al. 2000)。	38
圖 2-3	同圖 2-2(b)，但為長寬比 β 為 0.25、無因次高度為 1.5 之結果 (摘自 Bauer et al. 2000)。	39
圖 2-4	Peng et al. (1995) 模擬在(a)無科氏力及(b) $Ro = 2.0$ 時，氣流流經半山寬為 50 km 鐘型山之近地表氣流線。	39
圖 2-5	無因次波拖曳量(非線性模擬值除以線性理論值，縱軸)與地形無因次高度(橫軸)之關係；各線條代表之地形長寬比如圖示(摘自 Bauer et al. 2000)。非線性模擬是在 $U = 10 \text{ ms}^{-1}$ 、 $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 流過三維高斯地形環境下進行。	39

圖 2-6	模擬各種 β (如圖示)之下(a)背風面(相對於上游)風速增加量、(b)背風面(相對於上游)風速減少量及(c)迎風面(相對於上游)風速減少量隨無因次地形高度(橫軸)變化情形；各圖虛線代表風速為零(摘自 Bauer et al. 2000)。	40
圖 2-7	東亞海域一月份(a)可感及(b)潛熱通量長期平均，單位為 Wm^{-2} (摘自 Hirose et al. 1999)。	41
圖 2-8	(a)開放及(b)封閉胞發展之概念示意 (摘自 Sheu and Agee 1977)。	41
圖 2-9	1975 年 2 月 15 日 0000 UTC 之混合層厚度分析 (摘自 Agge and Lomax 1978)；圖中等厚度線間距為 500 m。	42
圖 2-10	近似 AMTEX 期間海氣環境下，隨氣流向下游(圖右)流動時，邊界層厚度 (Z_B)與雲底高(Z_C)變化之數學解(摘自 Schubert et al. 1979)；其中細實線及細斷線分別為海溫 $14^\circ C$ 及 $(14 \pm 5.33)^\circ C$ 之位置。	42
圖 2-11	1983 年 11 月 12 日北美東岸的冷空氣爆發個案觀測研究之虛位溫剖面。實線為冷空氣爆發後 12 小時，斷線為冷空氣爆發後 21 小時，後者距陸地距離約為前者之 3 倍 (摘自 Sethuraman et al. 1986)。	43
圖 2-12	MASEX 期間雲街上游海洋大氣邊界層之觀測 (摘自 Atlas et al. 1986)。	43
圖 2-13	ACASEX 期間觀測之(a)海溫 (斷線)與氣溫 (實線)、(b)10 m 高度上比濕 (實線)與飽和比濕 (斷線)、(c) 10 m 高度上的大氣穩定度參數 ($10/L$ ， L 為 Monin-Obukhov length，負值代表不穩定)、(d)可感熱通量(Q_H ，斷線)與潛熱通量 (Q_E ，實線)及(e)暖洋流近岸側 (SHELF)、暖洋流區 (AC) 與暖洋流離岸側 (SEA) 之虛位溫剖面 (摘自 Rouault et al. 2000)。(a)至(d)橫坐標為距陸地 (圖左) 之距離，距岸 130 km 及 220 km 間為暖洋流範圍，(e)之橫座標為 $^\circ C$ ；氣流相當於自圖後吹出。	44
圖 2-14	非靜力模擬 GALE IOP 2 個案之(a)控制個案第 12 小時、(b)無熱通量第 18	

- 小時及(c)無潛熱釋放與吸收第 18 小時表面層 ($\sigma = 0.997$, 高度約 26 m) 氣流場 (摘自 Doyle and Warner 1993b) 。 45
- 圖 2-15 模擬氣流沿長軸方向流經橢圓形加熱區 (各圖黑實線) 後之 (a) 擾動氣壓 (斷線, 單位 Pa) 與擾動風 (矢量)、(b) 500 m 高度上垂直速度 (單位 cms^{-1}) 及 (c) 地面氣流 (斷線為加速區) (摘自 Xie and Lin 1996) 。 46
- 圖 2-16 1986 年 1 月 24 日 1800 UTC 之地面分析。其中近、離岸分別為合、分流帶, 細實線為地面氣壓 (單位 hPa) (摘自 Riordan and Lin 1992) 。 46
- 圖 2-17 橫跨海溫鋒面的熱力直接與間接環流雙胞結構之模擬結果。圖中 \overline{AB} 為約略垂直於海岸線成西北-東南走向之剖面; 上圖之等值線為相對濕度、箭號為風矢量; 下圖為等值線為海溫、陰影為可感熱通量(摘自 Warner et al. 1990) 。 47
- 圖 2-18 非靜力模擬結果之鋒後(a)最下層 100 m 之 Ri_b (色階)與(b)10 m 高度風速 (白色實線); 圖(a)之細實線及圖(b)之色階為海溫 (摘自 Desjardins et al. 1998) 。 47
- 圖 2-19 解析度為 14 km(左列)、275 km 及 381 km(右列)時, (a)至(c)為模擬海岸鋒生所使用之初始海溫、(d)至(f)為沿 \overline{AB} 之位溫剖面、(g)至(i)為沿 \overline{AB} 之海溫及(j)至(l)為沿 \overline{AB} 之可感熱通量; 圖(d)至(f)縱軸為氣壓(單位 hPa), 圖(g)至(i)縱軸為海溫(單位 $^{\circ}C$), 圖(j)至(l)縱軸為可感熱通量(單位 Wm^{-2}); 圖(d)至(f)中 Λ 為近岸斜壓帶、X 為與可感熱通量差異偶合之斜壓帶(摘自 Doyle and Warner 1993a) 。 48
- 圖 2-20 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案(a)所使用之初始海溫及(b)模擬 12 小時之地表可感熱通量; 圖(b)陰影區代表高於 $250Wm^{-2}$ (摘自 Doyle and Warner 1993b) 。 49
- 圖 2-21 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案至第 12 小時之(a)鋒生函數及(b)表面層 ($\sigma =$

	0.997, 高度約 26 m)氣溫 (摘自 Doyle and Warner 1993b)。	49
圖 2-22	非靜力模擬 GALE IOP 2 個案至第 18 小時, 垂直於海岸剖面上之(a)位溫 (單位 K)及(b)風速(單位 ms^{-1});圖(a)之 Λ 為海岸線(摘自 Doyle and Warner 1993b)。	50
圖 2-23	(a)北美東岸冬季風暴相對發生次數 (各格點的累計次數除以分析區域內總次數) 百分比之空間分布(摘自 Hirsch et al. 2001)及(b)東亞旋生緯度一月份頻率 (在 $60^{\circ}E$ 至 $160^{\circ}E$ 之間, 所有以 5 mb 為間距所分析出的地面封閉低壓, 沿同一緯度帶之總和, 但次數已放大 10 倍) 分布(摘自 Chen et al. 1991)。	50
圖 2-24	1980 年至 1986 年間北半球冬季(10 至 3 月)氣旋之月平均(a)生成數及(b)快速加深數; 陰影區為海溫梯度超過 $(8 \sim 10)^{\circ}C(1000km)^{-1}$ 之範圍 (摘自 Sinclair 1997)。	51
圖 2-25	數值模擬敏感度測試使用之(a)真實 (實線)、均勻高 (點斷線) 及低 (斷線)海溫, 與(b)積分 0 至 36 小時相對應之氣壓值(摘自 Giordani and Caniaux 2001)。	51
圖 3-1	台大-普度非靜力模式之網格變數配置示意圖。	57
圖 3-2	台大-普度非靜力模式之時間分割法示意圖。圖中 Δt_b 、 Δt 及 Δt_s 分別為擴散、平流及快速傳播波的積分時步。	57
圖 4-1	模擬所使用的台灣地形。地形高度在 300 m 以上等高線間距為 300 m; 東西及南北方向均顯示第 50 km 至第 550 km 之範圍。紅色線段為圖 4-9 剖面所在位置。	72
圖 4-2	模擬至第 3 小時之地表氣流線。虛線為地形等高線, 表示方式同圖 4-1。	72
圖 4-3	同圖 4-2, 但為地表擾動氣壓 (色階, 單位為 Pa)。	73
圖 4-4	同圖 4-2, 但為 4500 m 高度上之擾動氣壓 (色階, 單位為 Pa)。	73

- 圖 4-5 同圖 4-2，但為 100 m 高度上之風速（色階，單位為 ms^{-1} ）。..... 74
- 圖 4-6 同圖 4-2，但為 25 m 高度上之垂直運動（色階，單位為 ms^{-1} ）。..... 74
- 圖 4-7 同圖 4-2，但為總液態水量（單位 $kgkg^{-1}$ ）。..... 75
- 圖 4-8 同圖 4-2，但為地面累積雨量（色階，單位 mm ）與氣流場。..... 75
- 圖 4-9 模擬至第 3 小時，南北向第 375 km、東西向第 50 km 至第 500 km 之間的垂直速度（色階，單位 ms^{-1} ）及液態水量（等值線，單位 $kgkg^{-1}$ ）剖面（垂直顯示至 9000 m）。..... 76
- 圖 4-10 模擬海洋大氣邊界層發展所使用的海溫分布（色階，間距為 1 K）；橫及縱座標為 x、y 方向之距離（單位 km）；圖中點線及 C、X 與 W，分別為後續分析邊界層特性時所選取的南北向剖面或定點。..... 77
- 圖 4-11 模擬海洋大氣邊界層發展所使用的初始大氣位溫（橫坐標，單位 K）結構（縱座標為高度，單位 m）。..... 77
- 圖 4-12 模擬海洋大氣邊界層發展之初始大氣南（位於圖左）北向位溫（色階，單位 K）剖面（即圖 4-10 之點線）；縱座標為垂直方向至第 4000 m，橫坐標為 0 至 1000 km。..... 78
- 圖 4-13 模擬海洋大氣邊界層發展之(a)初始海氣溫差（單位 K，間距如圖示）及(b)模擬 1 小時之 25 m 高度上之可感熱通量（單位為 Wm^{-2} ，間距如圖示），兩圖東西及南北方向均顯示 150 至 850 km。..... 78
- 圖 4-14 模擬至第(a)1、(b)3、(c)5 及(d)7 小時之虛位溫(色階，單位 K)，各圖之黑色實線為減去初始值之擾動虛位溫(單位 K)，由於等值線過於密集，只顯示至 10 K；縱軸為高度(單位 m)。..... 79
- 圖 4-15 (a)暖、(b)冷海面上之虛位溫(橫軸，單位 K)剖面(縱軸，單位 m)。黑色線為初始場，餘由綠色線向右至紫色線依次為模擬第 2、4、6、8 及 10 小時；圖(a)右側紅、淺藍、紫、灰及黃色分別對照至第 6 小時之地表超絕熱層、次雲層、凝結層、逆溫層及未受影響的穩定大氣；(a)為東西向第 650 km、

- 南北向第 480 km 處，即圖 4-10 中 W 所標示之處，(b)為東西向第 350 km、南北向第 790 km 處，即圖 4-10 中 C 所標示之處。 79
- 圖 4-16 (a)暖、(b)冷海面上液態水量（等值線，單位 $kgkg^{-1}$ ）及虛位溫（色階，單位 $kgkg^{-1}$ ）剖面之時間序列。圖中橫軸為模擬時間（小時），縱軸為高度（單位 m ）。 80
- 圖 4-17 模擬至(a)第 3、(b)第 5 及(c)第 7 小時，25 m 高度上之總氣壓(色階，單位 hPa ，各色階以黑色粗斷線作區隔)、氣流線（白色）、海溫（紅色細實線，單位 K ）；橫軸及縱軸距離各為 100 km 至 700 km 及 200 km 至 800 km。 81
- 圖 4-18 模擬至第 3 小時，位於圖 4-10 黑色點線所標示剖面(縱軸，單位 m)上之(a)垂直運動(色階，單位 ms^{-1})及(b)液態水(色階，單位 $kgkg^{-1}$)；水平範圍為第 300 km 至第 800 km；圖中之箭頭為南北向擾動風速及垂直風速之合成矢量，大小如圖示。 82
- 圖 4-19 同圖 4-18，但為模擬至第 7 小時。 83
- 圖 4-20 模擬 100 m 高度之 X(合流處，實線)、W(暖海面，長斷線)及 C(冷海面，短斷線)之總氣壓比值(縱軸)隨時間之變化(橫軸，單位小時)；X，C 和 W 位置示於圖 4-10。 84
- 圖 4-21 模擬累積雨量（實線）、時雨量（點線）、總液態水量（斷線）及總液態水增加量（點斷線）隨時間之變化：(a)X(合流處)，(b)為 W(暖海面)及(c)為 C(冷海面)之結果；縱軸單位均為 mm ；第 9 小時 X 處的總液態水及累積雨量各為 3.8 mm 及 107.1 mm ，第 9 小時 W 處的總液態水及累積雨量各為 1.5 mm 及 0.38 mm ，第 9 小時 C 處的總液態水及累積雨量各為 0.09 mm 及 0 mm 。X，C 和 W 位置示於圖 4-10。 84
- 圖 4-22 模擬第 1 小時至第 10 小時(縱坐標)，東西向第 500 km、南北向第 400 km 至第 850 km 間（橫坐標，圖左為南），於 100 m 高度上之可感熱通量（色

	階，單位 Wm^{-2})、總氣壓 (紫色雙點斷線，單位 hPa)、水平風速 (淺藍色實線，等值線分別為 7、8、10、13 及 $17ms^{-1}$)，以及總液態水與降雨量之和 (黑色點線，等值線分別為 0.5、1、2、5、10、25、50 及 $100mm$) 之哈莫圖 (Hovmöller diagram)。	86
圖 4-23	同圖 4-22，但為散度 (等值線，間距 1，單位 $10^{-5}s^{-1}$)。	87
圖 5-1	位於東西向第 500 km、南 (圖左) 北向 (橫軸) 第 150 km 至 850 km 間之初始大氣虛位溫剖面 (色階，單位 K)，縱座標顯示至 4000 m。	104
圖 5-2	模擬之初始海溫 (色階，單位 K) 與地面層之虛位溫 (單位 K)；無海溫區域為陸地；東西及南北向均為 150 km 至 850 km。	104
圖 5-3	位於東西向第 500 km、南北向第 500 km 處之 u (空心點線) 及 v 分量 (實點線) (橫坐標，單位為 ms^{-1}) 垂直剖面 (縱座標，單位 m)。	105
圖 5-4	同圖 5-2，但為初始海氣溫差 (斷線，單位 K) 及模擬第 1 小時可感熱通量 (色階，單位 Wm^{-2})。C 和 W 分別代表後續討論所選取冷海面和暖海面的點，X 代表高可感熱通量的點，A-X-A' 表示圖 5-15、圖 5-16 的垂直剖面位置，C-X' 表示圖 5-17 的垂直剖面位置，B-B' 表示圖 5-18 的垂直剖面位置，D-D' 表示圖 5-19 的垂直剖面位置。	105
圖 5-5	(a)冷 (參考圖 5-4，C 點)、(b)暖海面 (參考圖 5-4，W 點) 上亂流動能 (色階，單位 m^2s^{-2}) 隨時間之變化 (橫軸，初始場至第 10 小時)；縱軸為高度，單位 m 。	106
圖 5-6	(a)冷 (參考圖 5-4，C 點)、(b)暖海面 (參考圖 5-4，W 點) 上之虛位溫 (縱軸，單位 K) 垂直剖面 (縱軸，單位 m) 的時間變化；黑色線為初始場，餘由綠色線向右至紫色線依次為模擬第 2、4、6、8 及 10 小時。	107
圖 5-7	同圖 5-5，但為虛位溫 (色階，單位 K) 及液態水量 (等值線，單位 $kgkg^{-1}$)。	108
圖 5-8	(a)冷 (參考圖 5-4，C 點)、(b)暖海面 (參考圖 5-4，W 點) 上的地面層風	

	速(縱軸, 單位 ms^{-1})隨時間(橫軸, 初始場至第 10 小時)之變化。 ..	108
圖 5-9	同圖 5-8, 但為可感熱通量(單位 Wm^{-2})。	109
圖 5-10	4-2 實驗(無斜壓性)與本實驗(具斜壓性)模擬至第 6 小時之虛位溫(橫軸, 單位 K)垂直剖面(縱軸, 單位 m); 自左而右: 藍色實心圓點(本實驗, 冷海面), 藍色空心圓點(4-2 實驗, 冷海面), 紅色空心正方點(4-2 實驗, 暖海面), 紅色實心正方點(本實驗, 暖海面)。	109
圖 5-11	三角區域內 X 點(參考圖 5-4)之(a)虛位溫垂直剖面(說明同圖 5-6)、(b)虛位溫(色階, 單位 K)及液態水量(等值線, 單位 $kgkg^{-1}$)隨時間(橫軸, 初始場至第 10 小時)之變化及(c)地面層可感熱通量(單位 Wm^{-2})隨時間(橫軸, 初始場至第 10 小時)之變化。	110
圖 5-12	模擬至第 6 小時, 100 m 高度上之(a)擾動氣壓(黑色點線, 單位 Pa)、全氣壓(紅色實線, 單位 hPa)與氣流線(綠色線)及(b)總液態水與累積雨量之和(單位 mm)。各圖東西/南北方向分別為第 400/500 km 至第 800/900 km , 左下角零值線為台灣東北部之海岸線。	111
圖 5-13	同圖 5-12, 但為模擬的第 7 小時。	112
圖 5-14	同圖 5-12, 但為模擬的第 8 小時。	113
圖 5-15	位於東西向第 600 km 、南(圖左)北向第 450 km 至第 850 km 之間(橫軸, 參考圖 5-4 的 $D-D'$, 單位 km), 模擬至第 5 小時之(a)垂直速度(色階, 單位 ms^{-1})與南北向擾動風速與垂直風速之合成風矢量(單位 ms^{-1})及(b)液態水量(色階, 單位 $kgkg^{-1}$)與風矢量之剖面(縱軸, 單位 m)。此剖面上第 750 km 之位置為圖 5-4 標記 X 之處。	114
圖 5-16	同圖 5-15, 但為模擬第 8 小時之結果。	115
圖 5-17	模擬至第 6 小時, 南北向第 750 km 、東西(圖左)方向上第 320 km 至 600 km 之間(橫軸, 參考圖 5-4 的 $C-X$, 單位 km)的(a)虛位溫(色階, 單位 K)與液態水量(等值線, 單位 $kgkg^{-1}$)剖面及(b)相對應之初始海氣溫差(單位	

- K)。116
- 圖 5-18 東西向第 500 km、南(圖左)北向第 400 km 至第 800 km 之間 (橫軸, 參考圖 5-4 的 $B-B'$, 單位 km), 於 100 m 高度模擬第 1 小時至第 15 小時 (縱坐標, 單位小時) 之可感熱通量 (色階)、水平風速 (淺藍色實線, 單位 ms^{-1} , 等值線自大至小, 分別為 16、13、10、8、6 及 5), 以及總液態水與累積雨量之和 (黑色點線, 單位 mm, 等值線自大至小分別為 36、24、12、8、4、2、1 及 0.5) 的哈莫圖。117
- 圖 5-19 同圖 5-18, 但為南北向第 580 km、東西(圖左)方向第 300 km 至第 700 km 之間 (橫軸, 參考圖 5-4 的 $D-D'$, 單位 km); 其中無色階部分為台灣北部陸面。118
- 圖 5-20 4-2 實驗至第 9 小時 (色階) 與 5-1 實驗模擬至第 15 小時 (黑色等值線) 之累積雨量。綠色等值線為地形高度; 東西及南北方向均為第 350 km 至第 800 km。119
- 圖 5-21 敏感度測試模擬第 5 小時(左列, 圖 a、c、e)及第 8 小時(右列, 圖 b、d、f), 100 m 高度之氣流場、輻散場(色階, 放大 10^5 倍, 單位 s^{-1})及總液態水與累積雨量和(等值線, 單位 mm)之結果; 圖(a)與(b)為控制組、圖(c)與(d)為無潛熱釋放實驗, 以及圖(e)與(f)為無熱通量實驗。各圖左下角無色階部分為台灣東北部陸面, 東西/南北向均為 370/470 至 570/670 km。 120
- 圖 5-22 具斜壓性實驗(控制組, 實線)、無潛熱釋放實驗(斷線), 以及無可感熱和潛熱通量實驗(點線), 在南北向第 650 km、東西向第 500 km 處 (參考圖 5-4 中的 X) 的輻散 (縱軸, 負值為輻合, 已放大 10^5 倍, 單位 s^{-1}) 隨時間 (橫軸, 單位小時) 的變化。 121
- 圖 5-23 在南北向第 750 km、東西(圖左)向第 320 km 至 600 km 之間 (參考圖 5-4 的 $C-X$), 模擬至第 8 小時之虛位溫(色階, 單位 K)垂直剖面; (a)為無熱通量實驗, (b)為無潛熱釋放實驗。 122

表目錄

表 4-1	理想模擬之積分策略及初始環境設定。.....	71
表 4-2	不具斜壓性海洋大氣邊界層發展模擬之積分策略及初始環境設定。.....	71
表 5-1	具斜壓性冷空氣海洋大氣邊界層發展模擬之積分策略及初始環境設定。	103



第一章 前言

1.1 研究背景

台灣的氣候受東亞季風影響明顯，冬季在極地大陸冷氣團控制下，大氣環境冷、乾而穩定 (Yu 1980; Chen and Chen 2003)。當冷空氣自陸地爆發 (cold air outbreak) 並向黃海、東海流動時，雲街 (cloud street)、開放胞 (open cell) 或封閉胞 (closed cell) 等中尺度胞狀對流 (mesoscale cellular convection) 先後形成。胞狀雲系出現的意義在於，大氣原本的秉性，正在透過海氣間交互作用 (air-sea interaction) 過程中的熱量與動量交換而改變，這類雲系及所處環境熱、動力結構的發展及演變，本身就是值得探討的邊界層議題，向來都是觀測分析也是驗證模式能力時所聚焦的對象 (侯，2006)。當被海氣交互作用調整過的氣流接近台灣，再以覆蓋於東部、北部迎風面及附近海域的雲層 (圖 1-1 中的標示 A)、中央山脈西側至台灣海峽一帶的無雲區 (圖 1-1 中的標示 B) 及自中央山脈南端向西南側下游海域延伸的雲帶 (圖 1-1 中的標示 C) 等特徵，呈現於衛星雲圖中。藉由這些雲圖上常見的特徵，與透過 ERS-1 與 ERS-2 衛星星載合成孔徑雷達 (synthetic aperture radar) 及地面雷達觀測之平行海岸的準滯留大氣鋒面 (quasi-stationary alongshore atmospheric fronts) (Alpers et al. 2007)、經常伴隨弱綜觀系統出現於西部平原的高懸浮微粒濃度與低能見度 (Lin et al. 2010)，或在局部區域的氣流加、減速 (吳等，2003) 等現象，就大致勾勒出冬季台灣重要的局部環流或天氣外貌。這些現象，一般被認為是與冬季盛行氣流受台灣地形阻擋之分/合流及繞/過山效應，也就是東北季風受地形作用後的局部環流有關 (吳等，2003; Chen and Lin 1997)。

分析盛行氣流受地形作用後的流型 (flow regime)，可應用線性解析解 (Smith 1989) 評估。根據無因次地形高度 NhU^{-1} (N 為 Brunt-Väisälä frequency、 h 為地形高度、 U 為風速) 及地形長寬比 β (垂直於風向的地形軸長除以平行於風向的地形軸長)，氣流流過鐘形 (bell-shaped) 地形的流型可區分為 (1) 微弱非線性 (weakly

nonlinear)、(2) 波破碎 (wave-breaking) 並伴隨中高層等位溫線的翻轉及靜止、(3) 伴隨迎風坡靜止點 (stagnation) 的分流 (flow-splitting) 以及 (4) 波破碎及分流兼具 (both wave-breaking and flow splitting) 等四種型態 (圖 1-2)。然而海氣交互作用使大氣濕度與穩定度改變，潮濕層化氣流遇地形的反應，將較原本冷、乾而穩定結構下複雜許多 (戴, 1998)，此時局部環流或天氣現象的解釋，必須透過數值模擬方能清楚表達。伴隨貿易風出現於夏威夷島的雲帶 (cloud band)，從綜觀氣流動力 (Smolarkiewicz and Rotunno 1990; Rasmussen et al. 1989) 或局部熱力過程 (Rasmussen and Smolarkiewicz 1993) 的角度，都已經過觀測、理論與模擬的相互驗證，足以應用於解釋綜觀及局部環流演化和雲帶及降雨發展之間的關係。但夏威夷島與台灣在長寬比例的不同，至少就理論而言，同樣的地形高度，會因長寬比的改變，而使氣流流型的臨界值改變 (圖 1-2)，使得相關研究結果應用在冬季台灣時會稍微受到限制。

從地形效應觀察台灣在東北季風影響下的天氣特徵，自然地會將焦點放在雨量的分布與強度特性。台灣冬季在聖嬰年東北季風偏弱致西南風距平及對流不穩定度增加下的對流或雷雨 (黃與陳, 2002)，低層東風擾動與短波槽 (賴與周, 2004)，具豐沛水氣的熱帶系統外圍環流與東北季風或斜壓系統產生交互作用 (李等, 2007) 等其他因素作用下，仍有局部劇烈降雨發生。但長期的雨量分析顯示，二月份各地日平均雨量 (圖 1-3) 皆不大，相對於各地，台灣東北部日平均雨量偏多，主因是東北季風受地形舉升所致 (陳, 2000; Chen and Chen 2003; Chen and Lin 1997)，這種趨勢也是台灣冬半季降雨的氣候常態 (Chen and Chen 2003)。而 2002 年至 2007 年 10 月至翌年 3 月雨量資料顯示，位於陽明山北側的大坪與蘭陽平原南端的蘇澳，雨量分別較陽明山背風面的內湖及雪山山脈背風面的頭城高出許多 (圖 1-4)；以上均說明地形的確對台灣冬季降雨的空間分布影響重大。又統計 1997 年至 2002 年間的雨量資料顯示，冬季非颱風引起的大雨 (heavy rainfall) 等級以上事件多出現於東北部 (Chen et al. 2007)，降雨型態由暖季的強對流轉變為以微

弱而穩定降雨為主，仍是由於大氣熱力結構轉趨穩定，且水氣含量降低所致 (Chen and Chen 2003)。因此，在冬季冷、乾而穩定的大氣環境且沒有其他天氣系統影響之下，地形舉升造成迎風面的降雨，似乎是很容易理解的現象。

此外，冬季自台灣東方外海至日本附近一帶洋面，是中尺度海洋氣旋 (medium scale oceanic cyclone) 經常生成與發展的區域 (Chen et al. 1983)，而生成區域定義 (Yu 1980) 較嚴格的台灣低壓 (Taiwan low) (第一次被分析到具封閉等壓線的地面低壓，位置必須在 $20^{\circ}N$ 至 $30^{\circ}N$ 、 $120^{\circ}E$ 至 $130^{\circ}E$ 範圍內)，也是中尺度海洋氣旋其中一類；由於台灣低壓及其伴隨的鋒面，在形成及通過時往往帶來快速的天氣變化，一直受到台灣及日本的關注 (Chen et al. 1985；Yu 1980)。早期認為綜觀尺度溫帶旋生 (extratropical cyclogenesis) 的斜壓不穩定過程，是主導例如東海 1975 年氣團變性實驗 (Air-Mass Transformation Experiment, AMTEX) 期間旋生個案 (Saito 1977)，或是另一類型中尺度海洋性氣旋 (如極性低壓, polar low) (Mansfield 1974) 等系統發展的最主要機制。但是根據統計，台灣低壓生成、發展及移動路徑的最大頻率位置 (圖 1-5)，均與黑潮 (Kuroshio Current) 高海表面溫度 (sea surface temperature, 本文後續均簡稱為海溫) 區域 (圖 1-6) 重疊 (Yu 1980)，故近期多更加強調海氣交互作用在類似個案初生及發展階段所扮演的角色。

一般相信與黑潮密切相關的熱通量供應，會影響東海或台灣低壓的發展與移動 (Hanson and Long 1985；Yu 1980)；即使高、低層沒有明顯綜觀尺度系統接近，但只要海面上傳的可感熱通量 (sensible heat flux) 及潛熱通量 (latent heat flux) 足夠不穩定化冷空氣，在低層不穩定度與暖平流作用 (Chen et al. 1985) 下，微弱上升運動引起潛熱釋放，就足以增溫低層大氣形成地面初始低壓，進一步的潛熱釋放則使低壓繼續發展 (Chen et al. 1983)。數值實驗也顯示當冷乾東北風流經黑潮海域，邊界層大氣因強熱通量而增溫，尤其氣流受中央山脈阻擋在台灣東北方海域繞流加速，導致熱通量增強 (許與黃，1991)，足以引起初始台灣低壓發生。1994 年至 1999 年間冬季，西北太平洋共計 224 個爆發性發展氣旋 (explosively

developing extratropical cyclone) 個案中，有近半 (超過 49 %) 可歸類於東海生成並在東日本東方洋面快速加深類型 (Pacific Ocean-Ocean type, PO-O type)，雖然這些氣旋的加深與噴流動力關係密切，但自發生至最大加深期間的路徑 (圖 1-7) 幾乎與暖洋流位置相當 (Yoshida and Asuma 2004)，可見該區域高熱通量應與氣旋初生密切相關，中層槽線建立或高層噴流接近等偶合機制，經常只對系統快速加深有作用。

冬季暖洋流與天氣系統發展之關聯性，也常見於北美東岸灣流區域，如中尺度海岸過程 (mesoscale coastal processes) (Doyle and Warner 1990)；這些系統是主導冬季該區域天氣的重要原因之一，自三、四十年前起就引起重視。該區域進行過的調查很多，根據 GALE (Genesis of Atlantic Lows Experiment)、MASEX (Mesoscale Air-Sea Exchange Project) 及其他觀測實驗的分析建議，地形阻擋所形成的冷空氣堤 (cold air damming) (Doyle and Warner 1990)，及灣流上傳之可感熱及潛熱通量，是中尺度海岸過程的關鍵因素。局部低層大氣極易因：(1) 熱動力性質與海溫梯度的偶合 (Holt and Raman 1992)，(2) 近岸低層大氣淺斜壓帶 (coastal baroclinic zone) 的建立 (Warner et al. 1990；Doyle and Warner 1993a)，以及 (3) 熱通量的不連續性 (Riordan et al. 1985) 等邊界層過程被調整出斜壓性，形成系統演變初期的海岸鋒生 (coastal frontogenesis)。鋒生區域附近的中尺度現象如氣流輻合、局部渦度的增強，以及地面雷達觀測到的回波都最強，甚至中尺度渦旋或低壓都可能沿著海岸鋒面 (coastal front) 上發展 (Sanders and Hoffman 2002)，形成東岸冬季風暴 (east coast winter storm) (Hirsch et al. 2001)。

另一方面，NOAA 衛星的微波探空元件 (Microwave Sounding Unit, MSU)，所反演的雨量之氣候平均顯示，東亞東岸至西北太平洋一帶海面上，2 月 17 日至 22 日之間的日平均雨量普遍均高，尤其東海至台灣北部附近區域，最大值近 16 mm，日平均雨量次高的區域，則出現在經琉球群島向東北延伸至日本南方及西方一帶 (圖 1-8)，此高反演平均雨量的分布主軸，正好與西北太平洋黑潮流經區域

(圖 1-6) 一致，而北美大陸東岸洋面至北大西洋一帶，也在灣流 (Gulf Stream) 流經區域出現類似的情況，只不過月雨量的平均值較低 (圖 1-9)；前述大陸東岸高平均雨量分布位置與暖洋流走向重疊的現象，並不會出現在夏季 (圖未附)。

以下幾項 MSU 所反演的雨量特徵是非常值得深入思考的：第一，既然普遍均認為地形舉升作用，是冬季在台灣北部陸地累積出較大雨量的主要原因，因此在不受地形影響的平坦洋面上，之所以會出現這麼強的降雨，就應該是由其他非地形因素造成，而這種非地形因素只有在冬季才会有明顯的作用，在海溫變動性不大的假設之下，造成季節變化的原因，應來自於冷、暖季大氣溫度的差異性，因此這種非地形因素應還是與冬季較強的海氣交互作用相關；第二、海洋邊界層及胞狀對流的結構與成長過程，透過觀測實驗及數值模擬，目前已有相當程度的了解，但是中尺度胞狀對流的發展，能否在平坦洋面上造成相近於台灣北部陸地上數量級的平均雨量，是值得懷疑的，因此在海洋邊界層環境內，特別是在黑潮經過的海域，應該還有其他足以造成降雨的機制存在；由於台灣位於受調節氣流的下游，對於台灣局部天氣的探討而言，了解此機制是十分具有意義的；第三，沿著東北風的氣流方向觀察，與黑潮流向分布一致的平均日雨量，自上游的琉球至台灣逐漸增大，但在經過台灣之後迅速減少 (圖 1-8)，似乎暗示台灣地形的存在，有中斷平均雨量連續分布的作用。

這些海面上的降雨特性或其原因，在單純地以冷、乾而穩定氣流與地形作用的角度，將觀察重點放在台灣陸地上，來討論東北季風影響下的降雨型態時，通常是不太會被特別強調的，然而這些特性與原因的重要性，其實已隱含在其他中尺度海洋氣旋或海岸過程發展的討論中。換言之，冬季冷空氣受黑潮調節，因海氣交互作用所發展出的海洋大氣邊界層 (MABL) 環境，不僅有利於中尺度海岸過程或海洋性旋生的發展，同時也可能造成平坦洋面上的降雨，而且這種海洋邊界層環境，原本應該伴隨著向低緯度地區流動的冷空氣，繼續向下游延伸，卻因地形的阻擋，中斷在台灣附近，結果造成東海至台灣附近海域，以及台灣北部、東

北部雨量較多的特徵。由這個角度來看，冬季影響台灣的大氣環境，是冷、乾而穩定的氣流自西伯利亞爆發開始，向南流經黃海、東海，先透過暖海面上傳的可感熱及潛熱通量，調節出較溫暖、潮濕低層大氣，在抵達台灣附近後，再受到局部地形的調整。而影響台灣的天氣系統尺度，是綜觀尺度的大陸冷高壓，東移出海進入暖海面後，透過海氣交互作用，將低層大氣過渡成海洋大氣邊界層，在各種型態的中尺度胞狀對流（圖 1-1 右上角）發展（侯，2006）的同時，形成有利降雨甚至是中尺度海洋性旋生的環境，此經過海氣交互作用調節後的氣流，最後透過台灣地形阻擋的分/合流及繞/過山效應，才表現出具地域特性的局部環流或天氣特徵。過程中，大氣結構由冷、乾而穩定轉變為不穩定的對流邊界層，天氣系統由綜觀尺度的冷高壓轉變為胞狀對流或中尺度環流，在時間及空間上的尺度變化，事實上是多重尺度天氣系統的轉換問題，如果觀察重點只是放在台灣陸地上的降雨及局部環流，從氣流受地形影響的角度看待冬季天氣形態，與地形無關或只是間接相關的多重尺度間連結的重要性極易被忽略。

在此先將本節內的說明歸納為以下幾項，作為本文後續討論的基礎：（1）東亞/北美東岸洋面上中尺度海洋性氣旋/中尺度海岸過程形成及發展的位置，與黑潮/灣流的高海溫區一致；（2）東亞/北美東岸洋面上降雨區，與黑潮/灣流區域重疊；（3）透過海氣交互作用所建立起來的海洋大氣邊界層，應是平坦洋面上降雨或海岸過程及海洋性氣旋發展的有利環境；（4）冬季台灣的局部環流與天氣特徵，並非只是單純之氣流與地形間相關性的問題，更應強調海洋對大氣調節的過程。

1.2 研究目的

本文以一實際個案，說明海氣交互作用對大氣的調節，在多重尺度天氣系統轉變過程中的重要性。此個案為 2008 年 12 月 11 日至 13 日之間，大陸冷高壓東移出海後，在黑潮暖海溫的調節下，海洋邊界層及台灣北部至東海間的帶狀雲系形成，最後在雲帶上發展出低壓與旋生。此個案的演變過程，可被 NCEP/GFS $1^\circ \times 1^\circ$ 之分析資料捕捉到，所以有關綜觀與中尺度天氣系統的討論，均引用下載自 http://nomads.ncdc.noaa.gov:80/dods/NCEP_GFS_ANALYSIS/analysis_complete 之格點資料；另搭配衛星雲圖、QuikSCAT 及其他可取得的遙測資料，補充說明海洋邊界層的結構及中尺度環流的特徵。

2008 年 12 月 11 日 1200 UTC，地面冷高壓剛自陸地移出，黃海至台灣附近盛行北風至東北風，受地形影響，台灣附近氣流呈現分/合流型態（圖 1-10a），台灣北部外海之地面氣溫介於 17°C 至 20°C 之間；925 hPa 上的重力位高度及氣流特性與地面相似，自東海至台灣北部、東部之相對濕度偏高（圖 1-10b，達 90 % 以上）；700 hPa 的槽、脊線分別約位於 110°E 以西及 123°E ，位於槽前的華南至台灣一帶上升運動微弱（圖 1-10c）。12 月 12 日 0000 UTC，隨著地面高壓東移，東海至台灣一帶東風分量增加，台灣附近氣流為繞流型態，北部海域氣溫略降，介於 15°C 至 20°C 之間（圖 1-11a）；925 hPa 的氣流場與地面相似，但高相對濕度（> 90 %）區範圍加大（圖 1-11b）；700 hPa 的槽、脊線分別約位於 110°E 及 125°E ，華南至台灣一帶位於槽前脊後，普遍存在上升運動但仍微弱（圖 1-11c）；天氣系統演變至此，除了東北風層較淺之外，台灣附近局部環流、天氣特徵和地形間的相關性，與一般在東北季風影響下之概念相似。

不過，由 12 月 12 日 0500 UTC 前後通過台灣的 AQUA 衛星，所酬載的大氣紅外線探測儀（Atmospheric Infrared Sounder, AQUA/AIRS）所反演出較細膩的雲頂高度分布（圖 1-12），可觀察到一條接近平行於等海溫線（圖 1-13），且大致與

強海溫梯度位置重疊，高度約為 800 *hPa* 的東北-西南走向雲帶，自台灣東北部延伸至東海（27°N、125°E 附近），其中包含部份發展高度至 600 *hPa* 的厚雲（如 26.5°N、124°E 附近），低海溫處（如台灣海峽北部）的雲頂高度則在 850 *hPa* 至 900 *hPa* 之間。除此之外，12 月 12 日 0400 UTC、0600 UTC 及 0800 UTC 的可見光衛星影像（圖 1-14a 至 c），還顯示在此雲帶內出現氣旋式組織，12 月 12 日 1046 UTC 的 12.5 *km* 解析度 QuikSCAT 資料，也顯示出氣旋式風場（圖 1-15）的結構。12 月 12 日 1200 UTC，地面可分析出中心位於 27°N、123°E 附近的氣旋式環流，北部海域氣溫介於 17°C 至 21°C 之間（圖 1-16a）；925 *hPa* 也可分析出氣旋式環流，並伴隨高相對濕度（圖 1-16b）；700 *hPa* 上則在低層環流北側出現氣流之分流及上升運動（圖 1-16c）。此系統在 12 月 13 日 1200 UTC，發展成下一波斜壓系統與冷高壓的東移，使地面局部的氣壓梯度與北風均增強（圖未附）。

此個案是一個很好的例子，足以說明冬季東亞地區綜觀尺度的大陸冷高壓，海洋邊界層發展、中尺度海洋性旋生與地形效應等多重尺度系統，在不同階段循序演變的關係；而前一節所描述的氣候特徵，經常是這一系列的天氣系統演變，隨冷空氣週期性爆發而一再重複出現的結果。尤其在 500 *hPa* 上，12 月 11 日 1200 UTC，淺槽與弱脊分別位於 116°E 及 124°E，相對較強的正渦度平流，應位於 120°E、27°N 至 29°N 附近（圖 1-10d），又 12 月 12 日 0000 UTC，12 小時前的淺槽已移動至 126°E，相對較強的正渦度平流，伴隨下一波接近中的槽線，位於 32°N、111°E 至 27°N、121°E 一帶（圖 1-11d），而 12 月 12 日 1200 UTC，相對較明顯的正渦度平流，位於 30°N 以北（圖 1-16d）；即大致而言，500 *hPa* 的淺槽與弱脊移動都較低層系統快速，與低層天氣系統發展過程的關聯似乎並不明顯，所以雲帶及氣旋式環流能夠發展，應該還有其他原因。尤其本研究最感興趣的是，在氣旋開始發展之前，AIRS 所反演出的帶狀雲系，雲頂高度約為 800 *hPa* 左右，且呈現與等海溫線分布最密集位置重疊的特徵，應可合理假設成是海溫對邊界層調節的結果，因此個案中氣旋發展的環境，很可能與海溫梯度調節出的邊界層熱力結構

局部差異性有關，故海溫梯度在邊界層內所耦合出的水平向熱力梯度，以及它在多重尺度系統轉變過程中的作用，就十分值得探討了，這在過去黑潮區域海洋邊界層發展的相關研究中，並沒有被強調過。通常伴隨黑潮的等海溫線略成東北-西南走向，而等氣溫線為東北東-西南西走向，若暫不考慮風速的效果，在兩種等溫線之間所存在的夾角，將使該區域呈現特殊的熱通量分布型態（圖 1-17），即每一條等海溫線，均可與適當的等氣溫線，圍起一塊最大海氣溫差（即最大熱通量）區（圖 1-17 中的深紅色陰影區），由於在黑潮左、右兩側分別為高海溫、高氣溫及低海溫、低氣溫區域，熱通量均相對微弱，因此高熱通量會因海溫梯度的存在而集中於狹窄的區域內（圖 1-17 中的淺紅色陰影區），而該區域邊界層的發展自然地將較周圍更為活躍。因此，在前一節所建立的討論基礎上，思考海溫及邊界層熱力結構在此個案所呈現的關聯性，可具體化本研究最想深入的兩個核心議題，包括：

- (1) 海氣交互作用下發展的海洋邊界層是有助於降雨的環境，而北美東岸洋面的模擬及觀測研究也強調，中尺度海岸過程與局部氣流輻合、渦度與回波的增強密切相關。2008 年 12 月 11 日至 13 日個案中，出現在海溫梯度上方的帶狀雲系，暗示著類似過程亦有機會發生在黑潮區域；因此，本研究想了解的第一個問題，就是黑潮流經的洋面上，是否也有可能透過海溫梯度激發出類似北美東岸常見的中尺度海岸過程？
- (2) 台灣位於受高海溫調節後的東北季風下游，類似中尺度海岸過程的系統，在向低緯度發展過程中，勢必會遭遇到台灣地形。因此本研究想了解的第二個問題，在於此中尺度系統的發展，是否有可能就是黑潮海域平坦洋面上出現高平均雨量的原因之一，且在台灣地形的阻擋下，導致台灣東北部陸地的高降雨量？

本研究將藉由數值模擬來解答上述問題，所使用的工具為台大-普度三維非靜力模式。海洋邊界層的發展及影響，實質上是多重尺度天氣系統的演變問題，所

牽涉的各種物理過程，在時間及空間尺度上存在非常大的差異性，但本研究的核心問題，並不需要以能夠解析出個別胞狀對流的解析度來進行模擬，只要能適當地反應出海溫分布對大氣的影響即可，故實驗可在較粗網格下進行，但邊界層發展過程的解析，是本研究的重心，因此垂直方向的解析度要求很高。地形作用、暖洋流上的海洋邊界層發展及北美東岸中尺度海岸過程等相關文獻將於第二章內回顧，以加強對背景資料之了解；第三章為模式簡介；第四章藉較單純環境下之模擬結果，分別說明東北季風受台灣地形阻擋後的重要環流特徵，以及類似黑潮海溫的分布特性，對海洋大氣邊界層結構及邊界層內的次環流發展之影響；第五章則在較接近真實的大氣環境下，針對海洋邊界層內次環流的發展，以及次環流受台灣地形影響的結果進行探討；第六章則為結論。



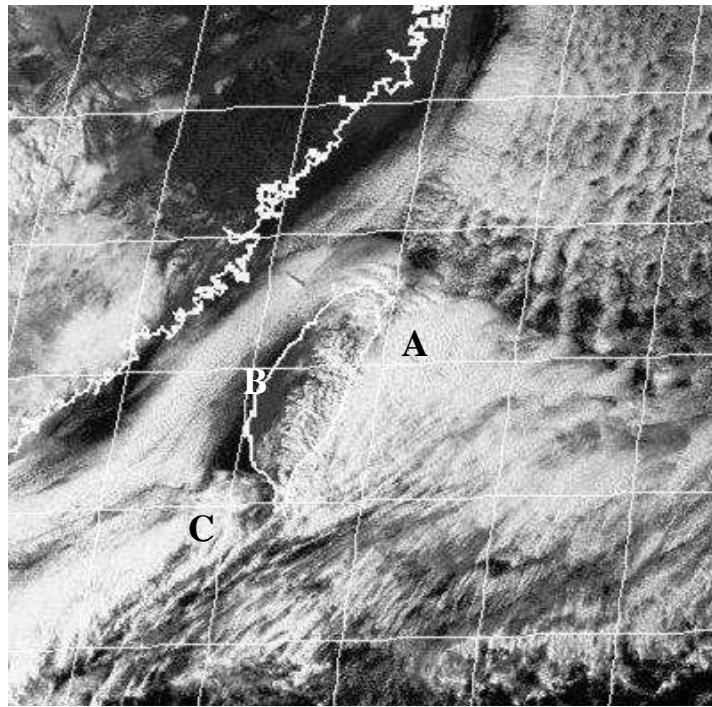


圖 1-1 2003 年 2 月 2 日 0700 UTC 可見光衛星雲圖；A、B、C 之說明如內文。

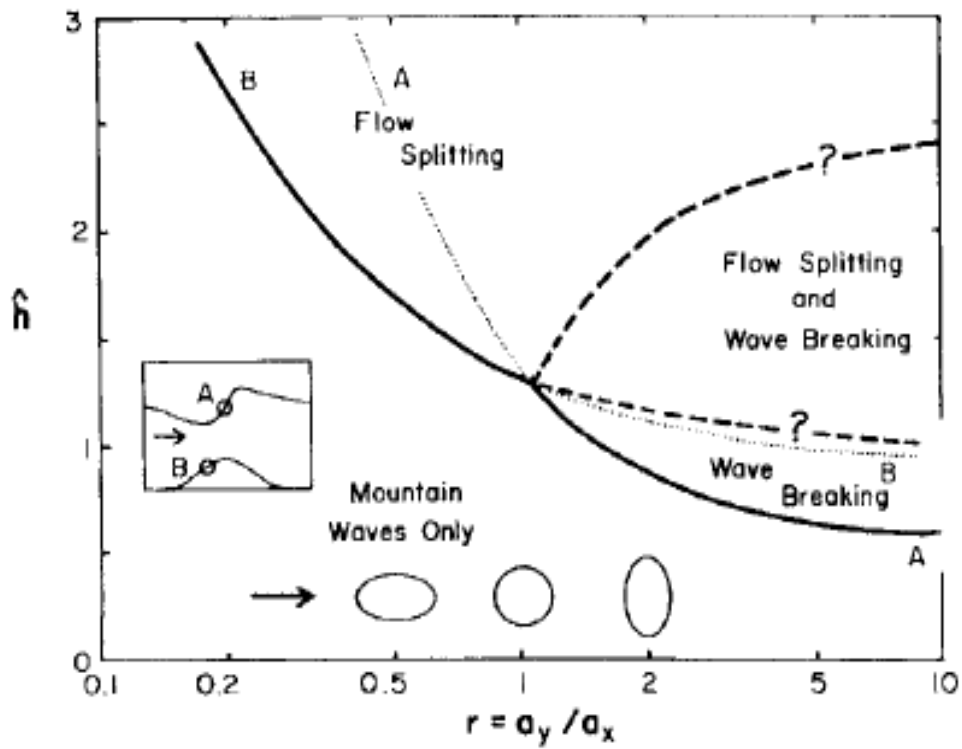


圖 1-2 氣流流型與地形無因次高度 (\hat{h}) 及長寬比 (r) 關係之線性解析解 (摘自 Smith 1989)。

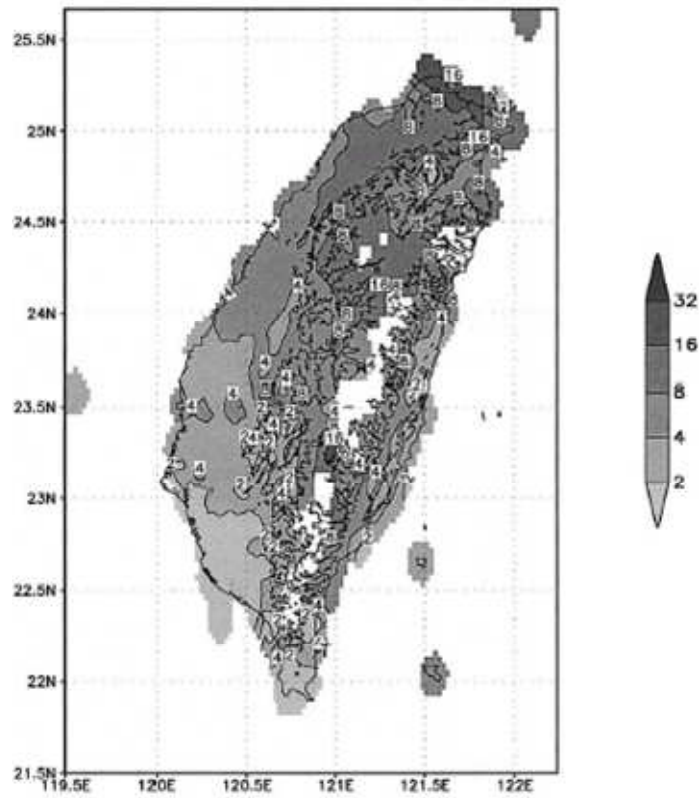


圖 1-3 1994 年至 1998 年二月份平均日雨量 (摘自 Chen and Chen 2003)。

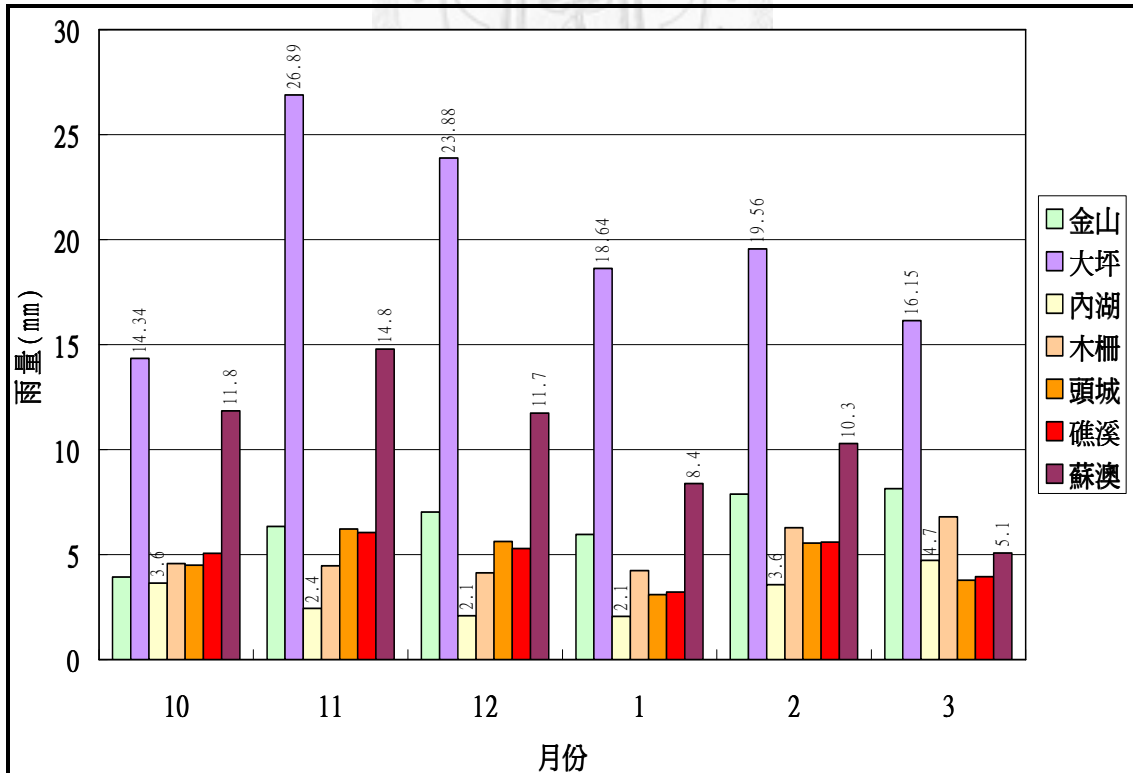


圖 1-4 2002 年至 2006 年間部分位於北部、東北部迎風面與背風面雨量站 (對照表於圖右) 的逐月平均日雨量。

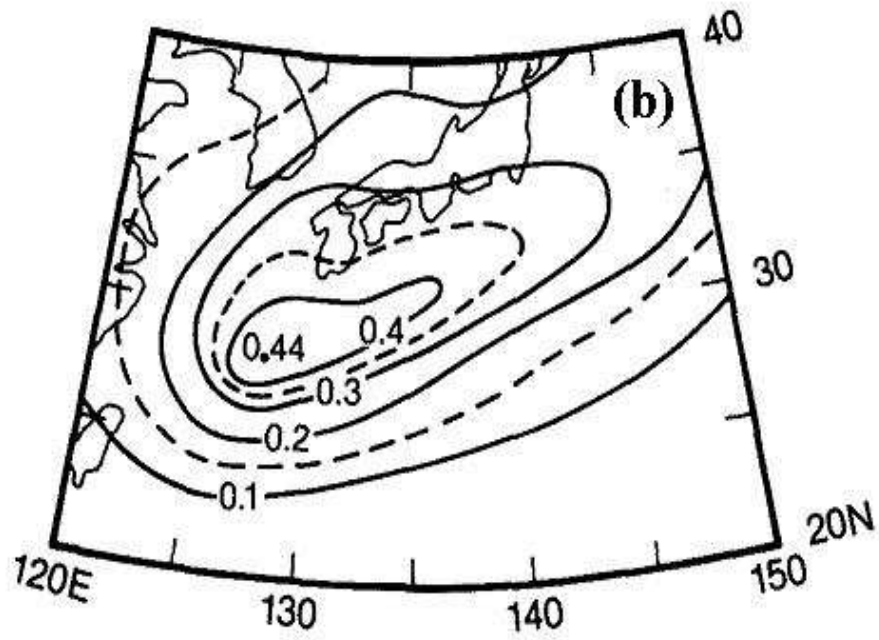


圖 1-5 1899 年至 1962 年間東海旋生的月平均數 (摘自 Hanson and Long 1985)。

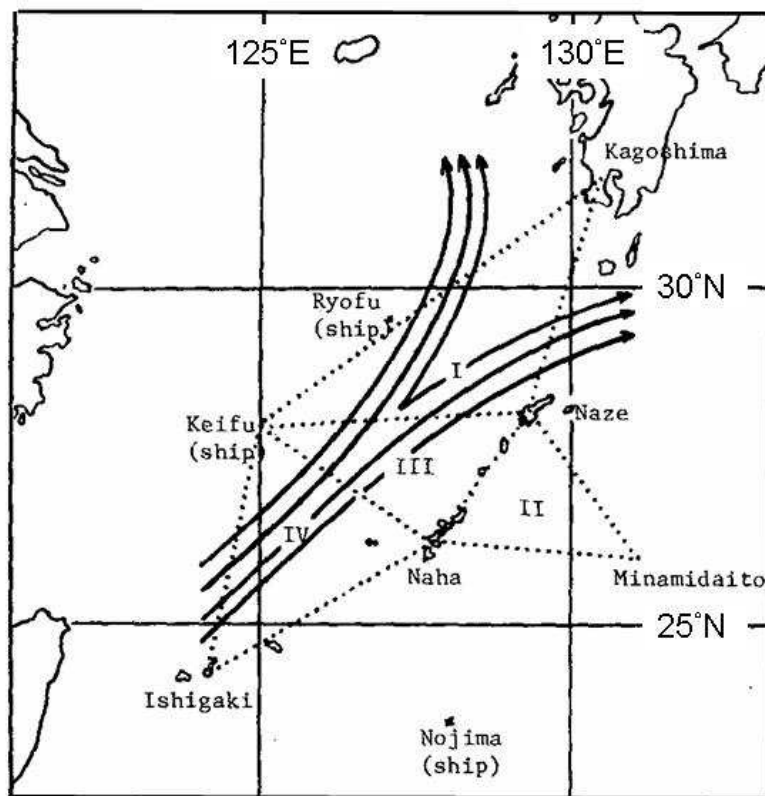


圖 1-6 黑潮流經區域示意 (虛線範圍為 AMTEX 實驗區域, 摘自 Sheu and Agee 1977)。

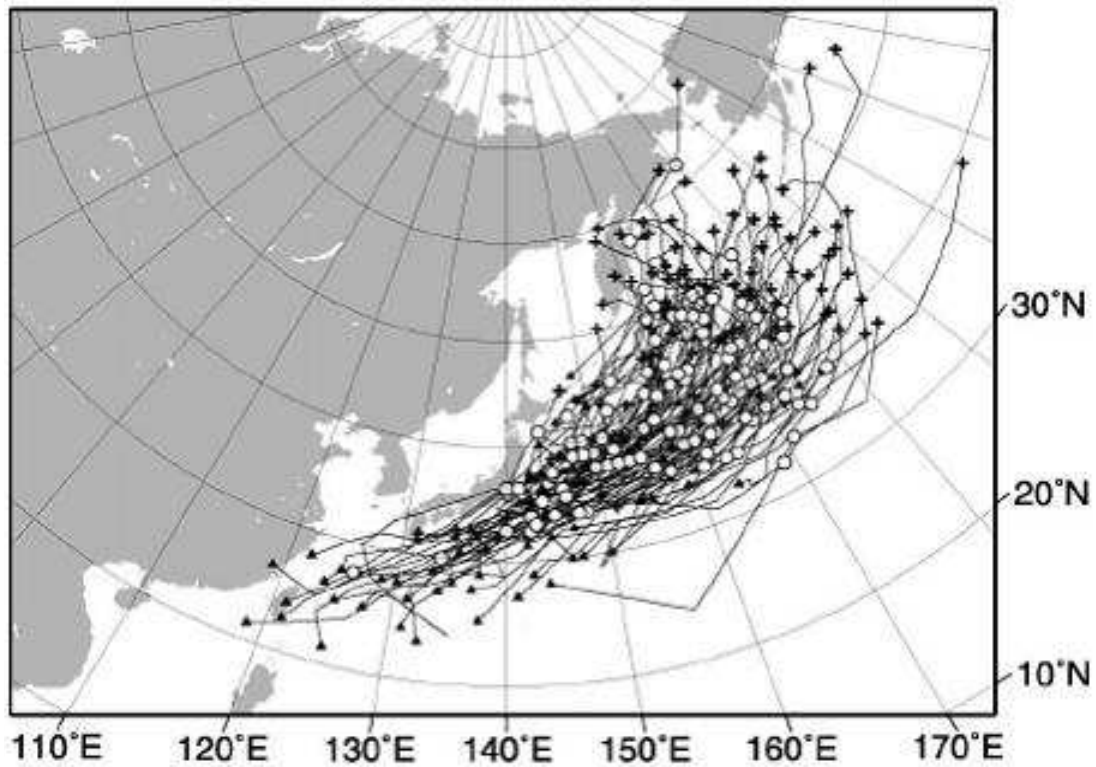


圖 1-7 PO-O 型爆發性旋生個案的發生 (三角形)、最大加深 (圓形)、最低氣壓 (加號) 及路徑 (細實線) (摘自 Yoshida and Asuma 2004)。

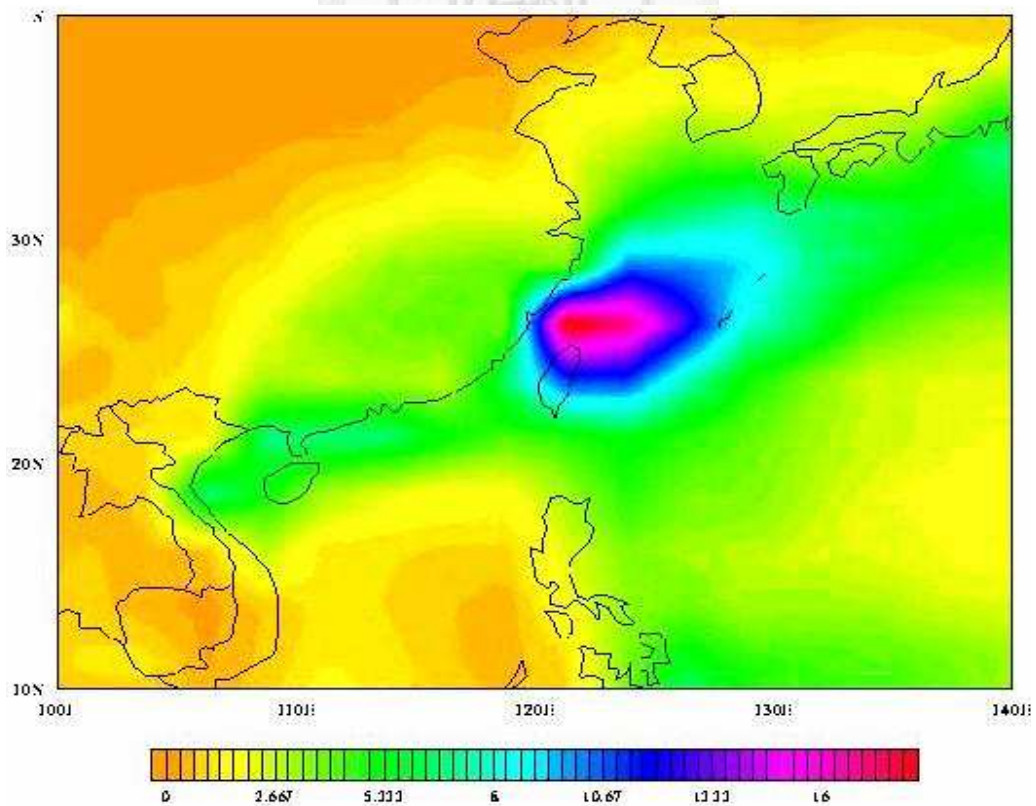


圖 1-8 NOAA/MSU 反演東亞及西北太平洋區 2 月 17 日至 22 日期間之日雨量氣候平均 (色階, 單位 *mm*)。

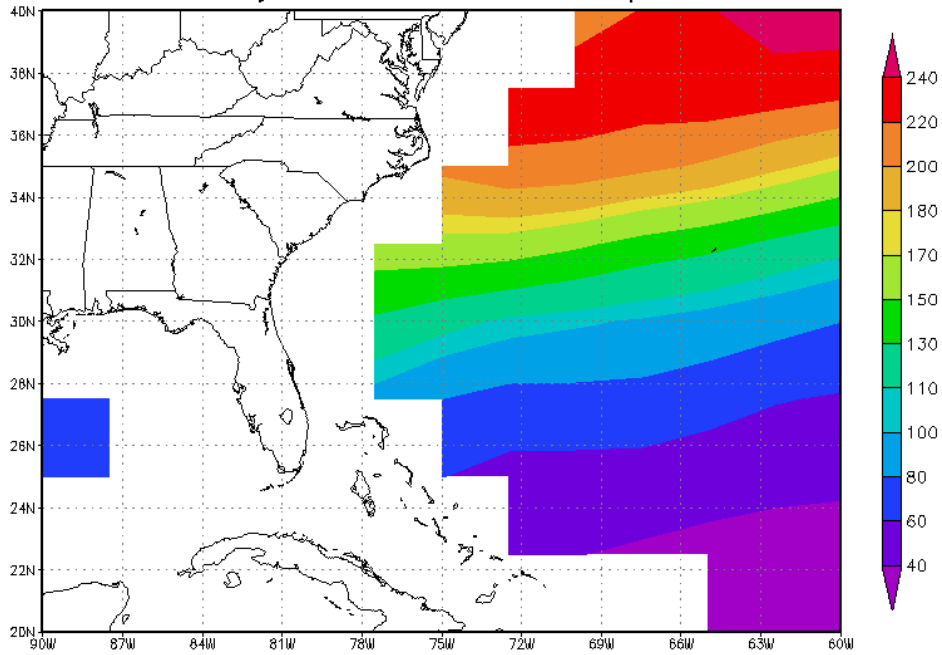


圖 1-9 NOAA/MSU 反演大西洋海域 2 月份月雨量之氣候平均。資料來源取自 <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.msu.html>。

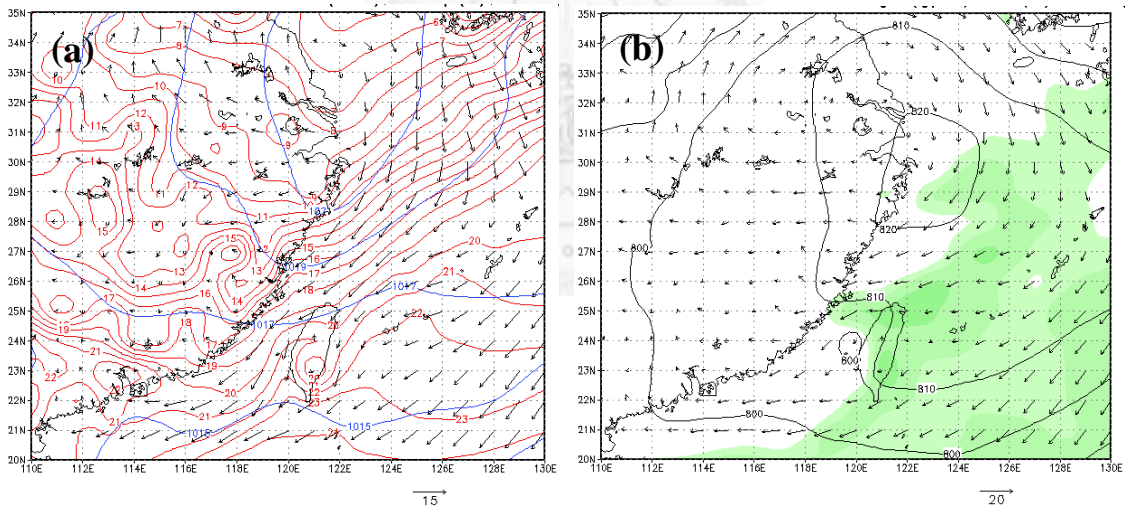
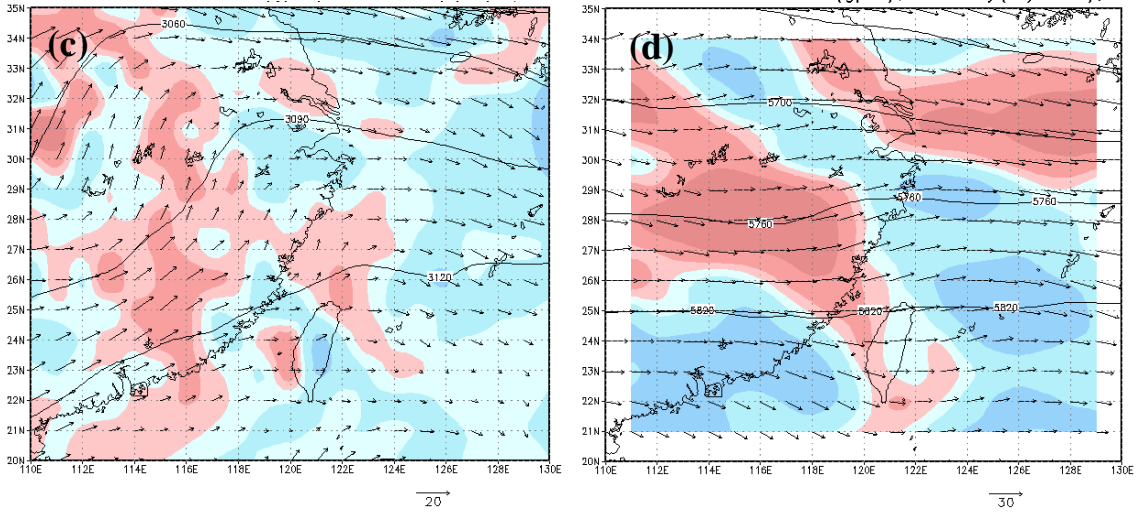


圖 1-10 2008 年 12 月 11 日 1200 UTC (a)地面、(b)925 hPa (c)700 hPa 與(d)500 hPa 之天氣圖。圖(a)藍及紅色線分別為等壓(單位 hPa、間距 2)及等溫(單位 $^{\circ}\text{C}$ 、間距 1)線；圖(b)、(c)及(d)之等值線為等重力位高度(單位 gpm、間距各為 10、30 及 60)；圖(b)、(c)及(d)之色階分別為高於 70 之相對濕度(間距 10 %)、上升速度(單位 $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ ，藍色為正，紅色為負，間距為 ± 0.1 、 ± 0.3 、 ± 0.8 及 ± 1.5)及渦度(單位 10^5s^{-1} ，紅色為正，藍色為負，間距為 ± 0.1 、 ± 0.3 、 ± 0.8 及 ± 1.5)；各圖之箭頭為風矢量(標示於各圖右下角)。



續圖 1-10。

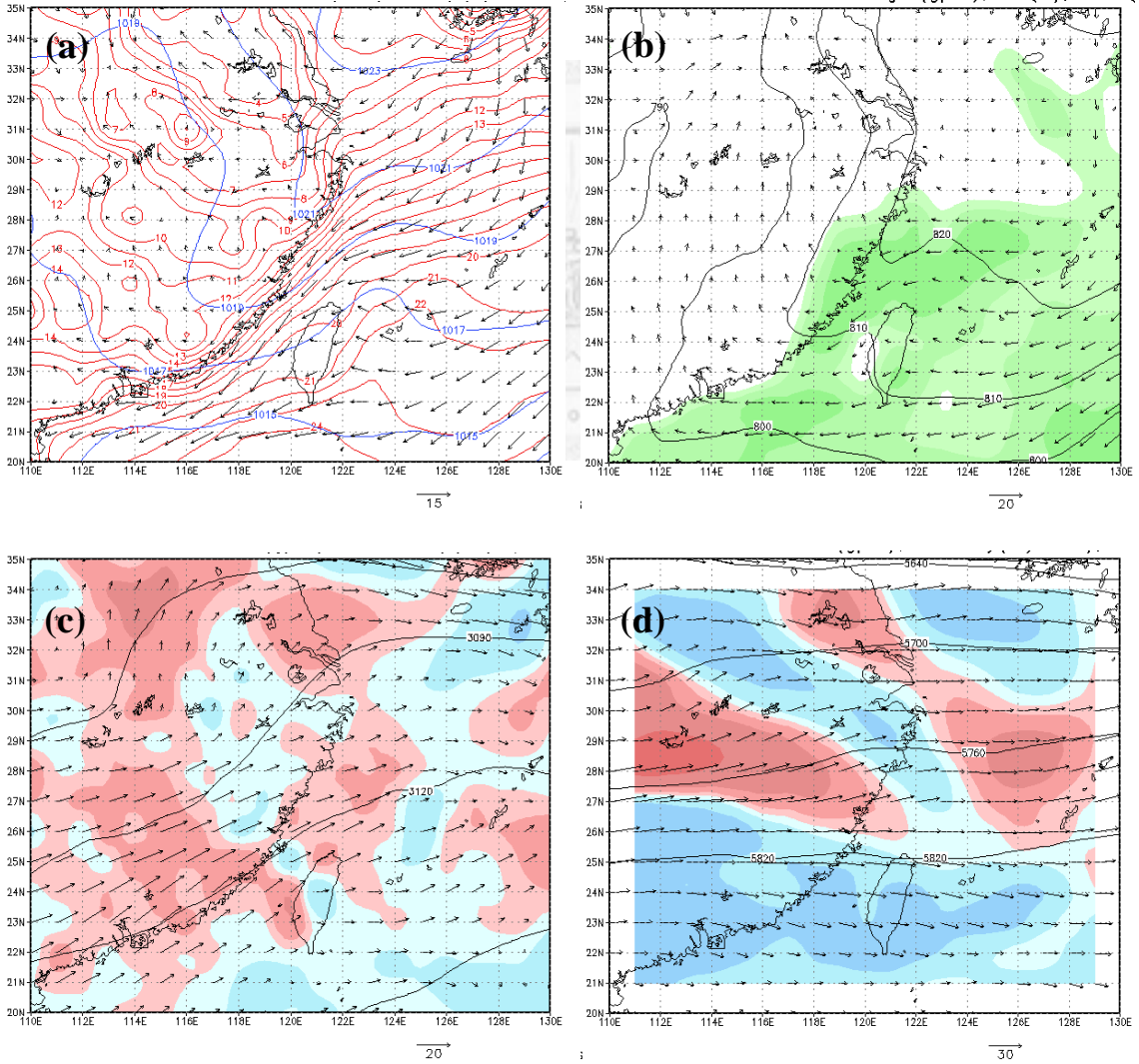


圖 1-11 同圖 1-10，但為 2008 年 12 月 12 日 0000 UTC。

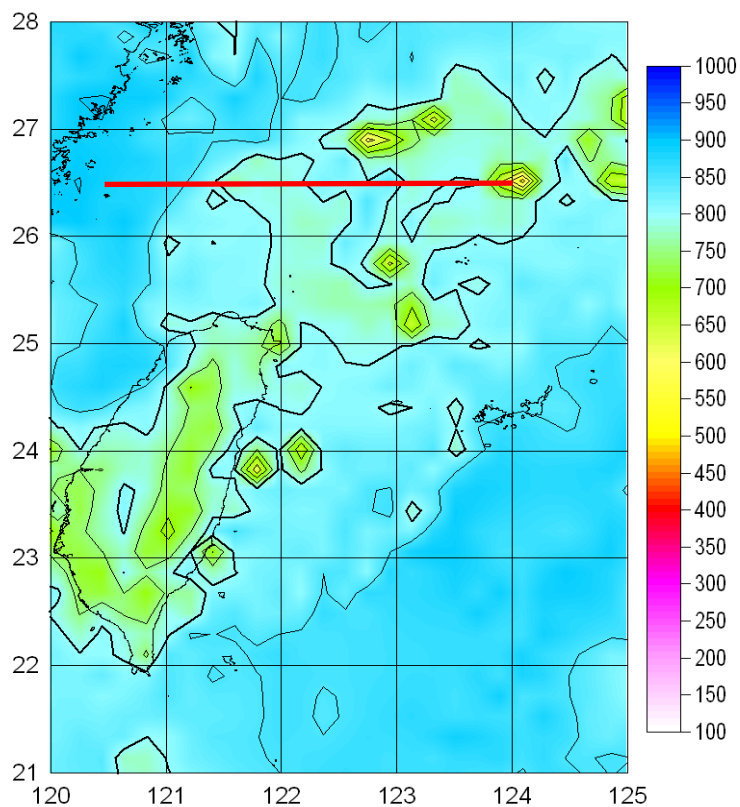


圖 1-12 ARIS 反演 2008 年 12 月 12 日 0500 UTC 之雲頂高度(色階，單位 hPa)；粗實線為 $800 hPa$ 之等值線，細實線間距為 $50 hPa$ 。紅色線段為第五章討論所使用之剖面。

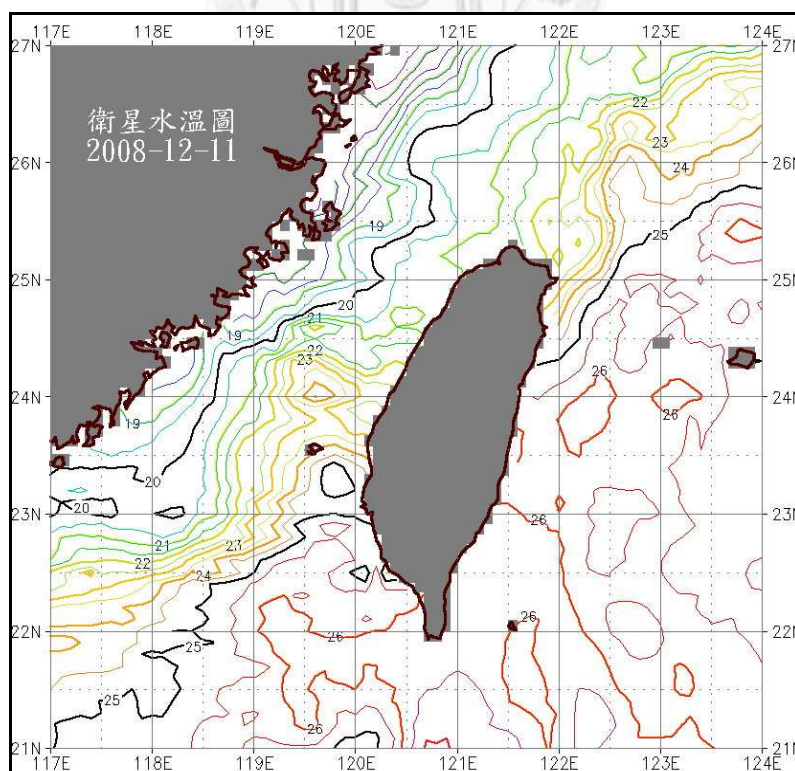


圖 1-13 NOAA 衛星反演 2008 年 12 月 11 日 0946 UTC 之海溫 (摘自農委會水產試驗所網站：<http://www.tfrin.gov.tw/friweb/index.php?func=srsc>)。

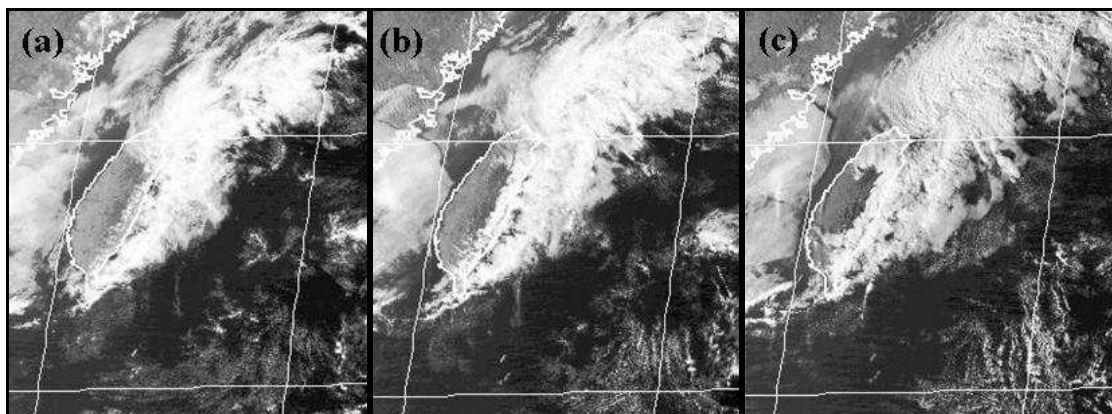


圖 1-14 2008 年 12 月 12 日(a)0400、(b)0600 及(c)0800 UTC 之可見光雲圖。

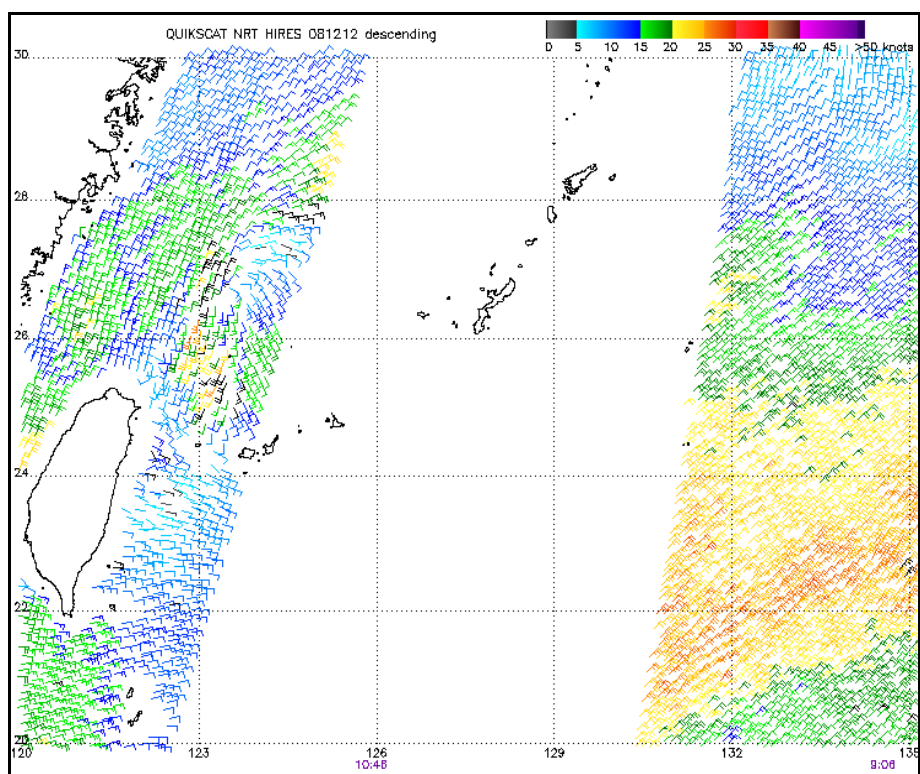


圖 1-15 2008 年 12 月 12 日 1048 UTC 之 12.5 km 解析度 QuikSCAT 風場 (取自 QuikSCAT 網站：<http://manati.orbit.nesdis.noaa.gov>)。

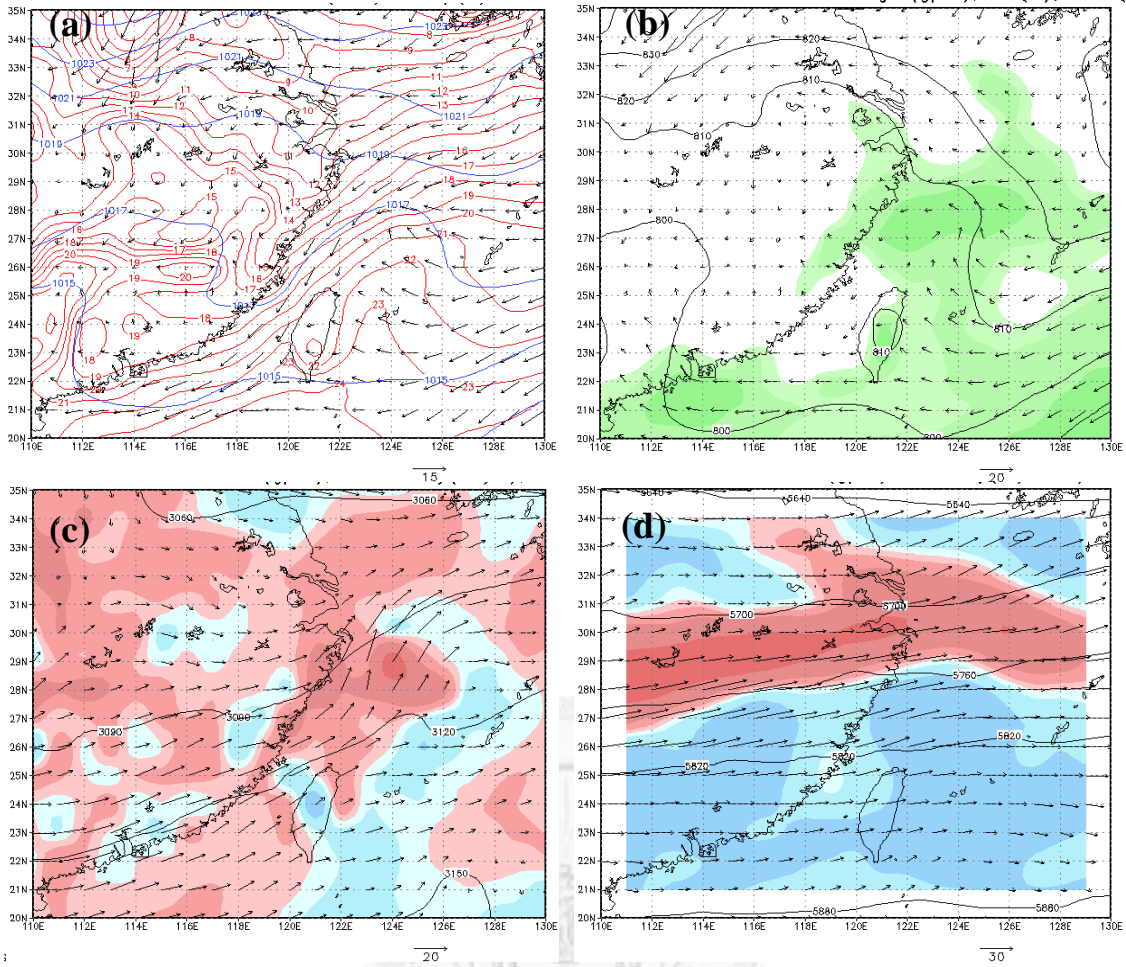


圖 1-16 同圖 1-10，但為 2008 年 12 月 12 日 1200 UTC。

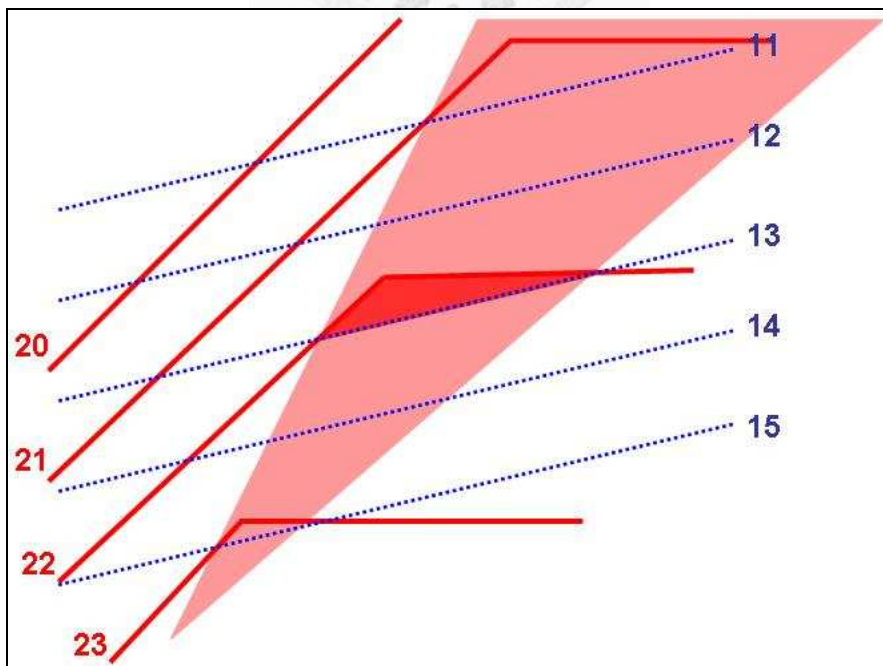


圖 1-17 海、氣溫(紅及藍色點線)分布導致較高熱通量區域(淺紅色陰影)之概念示意；深紅色區域為最高熱通量區域。

第二章 相關研究回顧

2.1 地形對氣流之影響

氣流受地形影響的反應可由福祿數 $Fr (=UN^{-1}h^{-1})$ 決定。Fr 值的倒數即為地形的無因次高度 H_m (nondimensional height, $H_m=NhU^{-1}$)，可以表示氣流受地形影響的非線性程度，也是常用的參數；而地形外觀、大氣的層化結構和潛熱釋放等，則會修正重力波與氣流場的強度與型態 (Scorer 1949; Hsu and Tai 1999)；在三維的情況下，地形長寬比 β 則是另一重要的參數，即使橫切面同樣都是鐘形外觀，氣流經過橢圓形 (elliptical) 山的反應，和流過圓形山的結果會有相當大的差異。通常都是藉由數學解或模擬結果，來檢驗氣流受到地形影響的程度。

2.1.1 地形長寬比固定但高度改變的結果

Ólafsson and Bougeault (1996) 利用非線性靜力模式，模擬在均勻的風速、垂直穩定度結構下，下邊界自由滑動 (free slip) 且不受科氏力作用的氣流，流經長寬比為 5 的地形 (風向平行地形短軸) 時，隨著不同的地形高度，氣流場及山岳波型態的變化情形。當非線性度很低 ($NhU^{-1}=0.5$) 時，僅激發出平滑的山岳波，氣流完全越過地形上方；即使非線性度稍高 ($NhU^{-1}=1.0$)，山岳波振幅加大、背風面波破碎變的較為明顯、風速的靜止點與微弱的迎風面分流等現象分別出現，其結果仍大致如線性解析解的預期。在非線性度達到 1.4 時，除了波破碎之外，氣流場型態開始產生結構性的改變，例如在迎風面及背風面分別均有成對的節/鞍點 (nodal/saddle point)、迎風面出現阻塞、分流、減速 (deceleration) 與逆流 (reversed flow)、以及背風渦旋 (lee vortices) 等特徵，至此線性解析解就失效了。因此 $NhU^{-1}=1.4$ 可視為在這種環境下，線性解適用的臨界值；當非線性度再增加至 2.7，山岳波與流場型態越趨複雜，包括波破碎在地形長軸方向上的水平拉伸 (horizontal extension)、迎風面的減速區向上游伸展、更多的側向繞流及更向側面擴展的背風渦旋，甚至非線性度更高的地形影響下 ($NhU^{-1} \geq 3.4$)，短軸方向的波破碎被抑

制，只出現在長軸兩側的端點附近，且該處地表風速最強。

Bauer et al. (2000) 在均勻風速及穩定度結構、且無科氏力的環境下，模擬各種地形長寬比，隨無因次地形高度 (H_m) 改變的氣流反應 (圖 2-1)，並與數學解 (圖 1-2) 作比較。當長寬比為 4，基本流型分為五種；無因次地形高度較低 ($H_m \leq 0.5$) 時，分別為 (1) 準線性 (quasi-linear) 及 (2) 弱非線性 (weakly nonlinear)；無因次地形高度稍大 ($0.70 \leq H_m < 0.90$)，則為 (3) 波破碎出現，但無迎風面靜止點及背風渦旋形成；無因次地形高度更高 ($0.90 \leq H_m$)，則為 (4) 波破碎 (圖 2-2a)、迎風面靜止點及背風渦旋均出現 (圖 2-2b)。由於 Bauer et al. (2000) 使用橢圓高斯 (elliptical Gaussian-shaped) 山，產生靜止點及波破碎的高度較低，且不會達到恆定狀態。當地形長寬比 β 為 0.25 (風向平行地形長軸)，波破碎不發生，流型分為三種：無因次地形高度較低 ($H_m < 4.5$) 為 (1) 次線性 (sublinear)，此時迎風面氣流減速但無靜止點、波破碎及背風渦旋，地形兩側氣流則因繞流輻合而加速 (圖 2-3)；無因次地形較高 ($4.5 < H_m < 7.5$) 時為 (2) 背風渦旋出現，但無波破碎及迎風面靜止點；當無因次地形更高 ($H_m > 7.5$)，則 (3) 出現背風渦旋及迎風面靜止點、但無波破碎。Bauer et al. (2000) 的模擬結果說明氣流平行地形長軸時幾乎完全繞山而過，行為近似二維，遇地形的反應較氣流垂直地形長軸時單純的多。

2.1.2 地形高度固定但長寬比改變的結果

Smolarkiewicz and Rotunno (1990) 利用無摩擦非靜力模式，模擬不受科氏力作用的氣流在均勻的風速、穩定度垂直結構下，流經不同長寬比但 Fr 固定為 0.33 的地形，氣流場型態的變化情形。當地形的長短軸相當 ($\beta = 1$)，迎風面的反向流及背風渦旋並存，同時由於空氣堆積 (pile up) 的結果，在迎風面的鞍點附近，還激發出有別於主要山岳波的垂直傳播次重力波 (secondary vertically propagating gravity wave)；此外，山岳波過程使得等位溫線變形，導致斜壓性出現，而水平向

渦度被傾斜，是背風渦旋發生的原因 (Smolarkiewicz and Rotunno 1989)；而此結果應用於夏威夷島背風渦旋的解釋時，因為地形的非對稱性，以致渦旋會向下游移動；又 $\beta = 0.5$ 時迎風面並沒有逆流，故沒有風速的靜止點、氣流的鞍點和分離線 (separation line) 出現，然而在背風面還是有尺度很小的背風渦旋；在 $\beta > 1$ 時，迎風面減速區範圍越來越向上游伸展，連帶使次重力波漸傾向水平方向傳播，又因背風渦旋漸向下游移動，且其向側邊及下游的水平尺度均隨地形長軸增加而增大，致使背風面的下波流 (downslope flow) 逐漸明顯。

2.1.3 科氏力的影響

根據二維線性山岳波理論，地形尺度極小時，山岳波不受科氏力影響，而地形尺度在 100 km 左右，下游會出現連串波長為 $2\pi Uf^{-1}$ 的山岳波 (Queney 1948)。Peng et al. (1995) 利用靜力模式，模擬西風氣流在各種羅世培數 $Ro (=Uf^{-1}L^{-1}$ ， L 為半山寬) 條件下，流經鐘型山之後的反應。當 Fr 值為 0.5 ($U = 10 \text{ ms}^{-1}$ 、 $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 及 $h = 2000 \text{ m}$)、半山寬為 50 km 的圓形鐘形山環境下，無科氏力的流場是對稱的 (圖 2-4a)，但 $Ro = 2$ 時，氣流在迎風面明顯左偏 (面對下游)，背風渦旋亦成不對稱結構 (圖 2-4b)，這些效應在 Ro 減小 (即增大半山寬) 後更趨明顯，甚至隨著背風槽 (lee trough) 的發展，背風渦旋漸漸變的不明顯，但若稍微增加 Fr 值 (可視為地形高度降低)，則有、無科氏力結果之間的差異減小。

Lin et al. (1992) 認為邊界層分離 (boundary layer separation)、斜壓渦度傾斜 (baroclinic vorticity tilting)、線性山岳波 (linear mountain waves) 及行星渦度拉伸 (planetary vorticity stretching) 等四種過程，可造成背風中尺度低壓 (mesolows) 或渦旋 (mesovortices)。Lin et al. (1992) 也透過非靜力模式，模擬氣流受理想地形影響的情況；在低 Fr 值 (0.125) 環境下，不論有無科氏力作用，氣流場與重力波的重要特徵，大致均與其他研究近似；在無科氏力作用下，背風面的中尺度低壓和渦旋不會偶合在一起，但在有科氏力作用的模擬結果中，額外增加的行星渦

度，使背風面的氣旋式渦旋 (cyclonic vortex) 增強，背風面的低壓和渦旋會透過動量的輻合/散結合成中尺度旋生 (cyclogenesis)。若將同樣環境套用於接近台灣的地形時，不論西南或東北風，因為和地形之間的角度小，氣流會出現分流與繞流，背風面均無渦旋而只有低壓出現，只有西風所造成的氣流場特徵，會因背風面渦旋、迎風面反向流與節/鞍點的出現而顯的十分複雜。Ólafsson and Bougeault (1997) 也認為科式力的作用，導致氣流左偏所致不對稱背風渦旋結構形成，且地形長軸左半邊 (面對下游) 的山岳波也較強 (wave steepening)。

2.1.4 非線性過程的作用

Bauer et al. (2000) 模擬 $U = 10 \text{ ms}^{-1}$ 、 $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 之氣流流過三維高斯地形，系統性地與線性理論值比較，觀察地形對氣流流型的影響。氣壓拖曳力 (圖 2-5)，即山岳波的強度，在無因次地形高度很小 ($H_m < 0.1$) 時，不論長寬比為何，迎風面氣流雖有減速但沒有靜止點出現，背風面氣流有加速但無波破碎現象，背風渦旋雖不會發生，但背風面更下游處的氣流仍略減速，各種現象及山岳波的強度都大致符合線性理論預期；當無因次地形高度稍增加 ($H_m \leq 0.5$)，非線性過程開始產生作用，不論下坡風的加速或氣壓值的分布，除了 β 很小 (0.25) 情況下，都比線性理論所預期的變動量要大，使得模擬山岳波強度略較線性理論值強；對固定的 β (0.25 除外) 而言，無因次地形高度增大到某一臨界值時，波破碎就會發生，迎風面的減速與背風面的加速均突然變的十分明顯，流型進入高拖曳值即山岳波達到最強狀態 (high-drag state)，此時線性理論有低估強度現象；而無因次地形高度繼續增加，到足以產生背風渦旋時，由於背風面的反向流會伴隨背風渦旋出現，下坡風的加速受到限制，氣壓拖曳量反而減弱，即山岳波的強度開始迅速減弱，此時線性理論則有高估強度現象；又 β 越大，非線性過程的效果會越顯著，產生波破碎以及背風渦旋的臨界無因次地形高度都越小。

就地形背風面的加速 (圖 2-6a) 與背風面減速 (圖 2-6b) 而言，當地形無因

次高度 ≤ 0.5 ，背風面下坡風速隨 β 增大而增強；當地形無因次高度 > 0.5 且 $\beta > 1$ ， β 越大下坡風速越強，但由於背風渦旋可在較小的無因次高度下形成，一旦逆流伴隨背風渦旋出現，就會阻止下坡風繼續增強，使得下坡風速雖然在較小的無因次高度下，因波破碎而加強，卻也在越小的無因次高度下開始減弱；當地形無因次高度 > 0.5 且 $\beta < 1$ ，除非是在無因次高度很大的情形下（例如 $\beta = 0.25$ 且 $H_m \geq 4.5$ ，或 $\beta = 0.5$ 且 $H_m \geq 1.25$ ），否則無波破碎亦無背風渦旋形成，下坡風隨無因次高度增大而增強的趨勢雖緩慢，但並不因逆流受到限制，背風面的減速純粹起因於氣流繞流，並出現在合流附近。又不論 β 為何，當地形無因次高度 ≤ 0.5 ，迎風面減速只會隨無因次高度緩慢地增強（圖 2-6c），尤其是對 $\beta = 0.25$ 而言，即使無因次地形增大到 2，迎風面的減速仍然並不強。

運用圖 1-2 或 Bauer et al. (2000) 之結論，可約略判定東北季風在台灣地形影響下的流型（風速 10 ms^{-1} 、 N 為 0.01 s^{-1} 及地形高度為 3000 m ，則 $Fr = 0.33$ 或無因次地形高度為 3），應無複雜之迎風面與背風面現象，而以分流及繞流現象為主；但基於（1）非線性過程使結果偏離線性理論之預期、（2）潛熱釋放改變大氣穩定度結構及（3）實際地形與理想地形之差異性等理由，有必要透過數值模擬來討論東北季風、海洋邊界層與地形之間相互影響的過程。

2.2 海氣交互作用對大氣之調節

2.2.1 海氣間的熱量交換

受地表直接影響的最底層大氣稱為邊界層，由於地表摩擦及溫度變化，邊界層內風速與氣溫垂直結構與自由大氣迥異。地表性質深深地影響邊界層大氣的運動，氣溫及風速的強大垂直梯度所造成之熱力及機械性亂流，為邊界層大氣的主要特性之一。一般而言，複雜地形使陸面邊界層具有局部性與日夜變化的特徵，而較弱的海面摩擦及較大的海水比熱，使海洋邊界層的變化和緩；但在暖洋流區域，偏高的海水表面溫度及海洋提供的水氣，仍然可為海洋邊界層胞狀對流（如圖 1-1 右上角所示）及天氣系統發展提供熱量來源。海洋與大氣之間界面的能量收支，主要為透過亂流在垂直方向進行交換的可感熱與潛熱通量，以及輻射通量；整體空氣動力方法(bulk aerodynamic method)清楚表達了前二者運作的概念(Doyle and Warner 1990, Fujitani 1981, Hirose et al. 1999, Sheu and Agee 1977)，即

可感熱通量 = $\rho C_p C_H (T_s - T_a) V$ 與

$$\text{潛熱通量} = \rho L C_E (q_s - q_a) V \quad (2.1)$$

其中 C_H 及 C_E 分別為總體傳送係數 (bulk transfer coefficient)、 ρ 為空氣密度、 C_p 為定壓比熱、 T_s 及 q_s 分別為海溫及氣溫為 T_s 下的飽和比濕、 T_a 及 q_a 則分別為海表面的氣溫及比濕、 V 為海面風速（或是扣除海水流速後的相對風速，Rouault et al. 2000）、 L 為蒸發潛熱；將風速。(2.1 式) 說明了只要海氣間溫差、水氣量差或海面風速增加，海洋上傳的可感熱及潛熱通量就會增大。透過海氣交互作用，邊界層快速發展，尤其在層積雲發展起來之後，熱量收支主要為可感熱與潛熱通量，輻射通量可忽略不計 (Sheu and Agee 1977)。

分別於 1974 年及 1975 年在日本西南列島、涵蓋黑潮左右兩側區域 (圖 1-6) 執行的氣團變性實驗 (AMTEX 74、75)，蒐集了大量的觀測資料；AMTEX 75 二月下半月的資料顯示，鋒面通過後氣溫下降，引起約 12 °C 的海氣溫差，導致約介

於 200 Wm^{-2} 至 800 Wm^{-2} (最大達 1600 Wm^{-2}) 的總熱通量 (Sheu and Agee 1977); AMTEX 74 冷期 (即鋒面通過各觀測站後) 各區域 (圖 1-6 中的 Keifu、Ryofu 及 Nojima) 的平均總熱通量也達到 768 Wm^{-2} (Agee and Howley 1977)。AMTEX 74 期間, 位於黑潮左側的 Keifu 測站, 在鋒前西南風盛行階段的可感熱及潛熱通量相當微弱, 甚至偶爾還會出現由大氣向下傳送至海洋的可感熱通量, 鋒面過後即分別增加至 86 Wm^{-2} 及 191 Wm^{-2} (Fujitani 1981)。長期 (1960-1990) 針對包括黃海、東海及黑潮流經的東亞海域之分析結果 (Hirose et al. 1999) 顯示, 平均的可感熱及潛熱通量, 在夏季均微弱且空間差異不大, 但在秋季以後, 不但二者均顯著增加, 且在有、無黑潮流經區域之間的差異極大 (圖 2-7)。

北美東岸灣流區域亦有類似情況。1986 年 1 月 23 日至 29 日 GALE IOP 2 期間, 曾分析出達到 400 Wm^{-2} 及 800 Wm^{-2} 的可感熱及潛熱通量 (Doyle and Warner 1990); 1983 年 11 月 9 日至 14 日的個案觀測 (Sethuraman et al. 1986) 指出, 通常潛熱通量比可感熱通量大, 但冷空氣爆發後可感熱通量增加最明顯 (由 25 Wm^{-2} 增加到 210 Wm^{-2}), 致總熱通量超過 600 Wm^{-2} ; 1983 年 1 月 16 日起為期一週的 MASEX 期間, 則測得 170 Wm^{-2} 至 200 Wm^{-2} 的可感熱通量 (Altas et al. 1986)。

2.2.2 海洋大氣邊界層雲系的特徵

AMTEX 75 期間的觀測分析及雲圖比對顯示 (Sheu and Agee 1977), 冷空氣爆發伴隨海氣熱通量出現數個小時之後, 海面上中尺度胞狀對流開始形成。胞狀雲建立的必要環境為: (1) 海溫至少較氣溫高 5°C , (2) 海面風速至少須超過 5 ms^{-1} , (3) 上傳至大氣的可感 (總) 熱通量超過 70 (200) Wm^{-2} 。胞狀雲出現的區域, 逆溫層上方存在大範圍的平均輻散及下沉運動, 逆溫層下方則因高海溫存在上升運動, 當相對較強的輻散及下沉運動向下穿透至逆溫層以下, 抵銷掉大部分的上升運動時, 較集中的上升運動柱形成開放式胞狀雲 (open cells) 的雲牆 (wall) (圖 2-8a), 若輻散及下沉運動相對較弱, 雖然仍舊會向下穿透至逆溫層以下, 但僅抵

銷掉少部分的上升運動，則較寬闊的上升運動柱形成封閉式胞狀雲 (closed cells) 的雲中心 (cloudy center) (圖 2-8b)；非靜力模擬結果 (Hsu and Sun 1991) 也支持前述這種看法，最初上升氣塊起於海面加熱，形成雲層後因潛熱釋放加速，逆溫層以上為大範圍的微弱下沉，上升運動止於逆溫層，並向水平方向分流後下沉形成無雲區，由於下沉 (無雲) 區較上升區寬廣，就形成開放式的外觀。AMTEX 75 期間的開放胞很少出現在黑潮東南側洋面上，但可以與封閉胞同時出現在強海氣溫差、即強加熱的洋面上，推論開放胞幫助海氣間熱量交換較有效率 (Sheu and Agee 1977)。又亂流熱力擴散係數的計算 (Hsu and Sun 1991) 顯示，開放胞雲區下方邊界層內的亂流動能，較無雲區強了近兩倍，雲層裡的亂流動能又較邊界層內更強，顯示熱量進入大氣之後，在熱力結構變的不穩定的同時，也產生強弱不均的亂流，較強的亂流及亂流通量出現在狹窄的上升區；這正可以解讀成開放胞環流是為了讓熱量更有效率地上傳，成為雲層形成的有利環境。

2.2.3 海洋大氣邊界層的熱力結構

當可感熱及水氣藉由亂流混合過程上傳至大氣，原本冷、乾而穩定的邊界層熱力結構勢必發生改變。AMTEX 75 的觀測資料顯示，冷空氣爆發過程中形成的開放與封閉胞內，其位溫剖面均具有(1)近地面為超絕熱層、(2)地面層之上為絕熱混合層、(3)若有液態水覆蓋則在雲層內為濕絕熱層，以及(4)在混合層上方為強逆溫層等結構 (Agge and Lomax 1978)。上述(1)至(3)層常被定義為海洋大氣邊界層 (Hsu and Sun 1991)，這與海面至逆溫層底之間被定義為對流厚度 (convective depths) 的意義 (Agge and Lomax 1978) 是相同的。隨著氣流越遠離陸地，逆溫層越高，即海洋大氣邊界層越厚；AMTEX 期間在黑潮流經區域的個案，對流厚度可以從濟州島的 889 m 成長至那霸 (Naha) 的 2170 m，在黑潮暖核心區域 (Naze) 甚至到 2754 m，形成橫跨於黑潮上方深厚的東北—西南向混合層厚度脊 (ridge of mixed-layer thickness)，在黑潮的兩側，則為相對之混合層厚度槽 (trough of

mixed-layer thickness) (圖 2-9, 相關位置可參考圖 1-6) (Agge and Lomax 1978)。

Schubert et al. (1979) 利用數學模型分析數種海溫分布及大尺度輻散狀態下的海洋邊界層發展情況, 大致得到氣流流過的海溫越高, 或大尺度輻散越弱時, 邊界層的厚度越大的結論; 而以雙曲正切 (hyperbolic tangent) 函數形式:

$$T_s(x) = 14 + 7 \times \tan \frac{x - x_0}{d} \quad (2.2)$$

(其中 $d = 70 \text{ km}$, $x_0 = 500 \text{ km}$) 的海溫分布及較強的風速與輻散, 來近似 AMTEX 區域海氣環境的結果中, 也有同樣的建議, 尤其在海溫梯度靠近高海溫側, 雲頂 (即邊界層厚度) 及雲底高度變化非常顯著 (圖 2-10)。不過 Schubert et al. (1979) 的模型並沒有考慮氣溫在水平方向上的變化。

以上這些邊界層結構與特性, 在其他觀測結果中也看得到, 如 1983 年 11 月 12 日北美東岸的個案, 亂流混合使邊界層厚度由離岸 10 nm 處的 1000 m, 增加到離岸 30 nm 處的 1500 m, 邊界層內氣溫增加約 3°C 且較不具垂直梯度, 近地表氣溫垂直梯度加強等 (圖 2-11) (Sethuraman et al. 1986); 又如 1997 年 2 月 8 日 LSDCE (Labrador Sea Deep Convection Experiment) 個案, 邊界層厚度在 6 個經度之間, 可由 850 m 增至 1500 m, 低層氣溫增加超過 10°C , 比濕也由 0.6 gkg^{-1} 增大 1 倍 (圖未附) (Renfrew and Moore 1999)。MASEX 期間雲街上游的觀測 (Altas et al. 1986) 也顯示在邊界層內, 具有垂直方向上等位溫、等比濕與等相對濕度結構, 以及在 0.8 km 上下的強逆溫層和強垂直風切 ($3.3 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) 等特徵 (圖 2-12); 非靜力模擬也顯示開放胞在海洋大氣邊界層發展, 以及類似上述特徵的平均虛位溫與比濕結構 (Hsu and Sun 1991)。即使北美西岸夏季海氣溫差並不大, 海、陸間邊界層結構也存在差異, 即隨氣流自洋面接近陸地, 邊界層漸增厚且雲的型態由無雲 (clear) 或少量積雲、裂 (broken) 積雲發展至密層積雲 (Betts and Boers 1990)。

2.3 海溫梯度與中尺度天氣過程之關係

隨著觀測技術與計算資源的進展，近期的觀測及模擬研究，開始將調查重點置於海氣交互作用的局部差異對大氣邊界層結構的影響。例如，在SHOWEX (Shoaling Wave Experiment) 期間，飛機觀測取得空間解析度約1 m的精細資料 (Mahrt et al. 2004)，其中1999年11月20日的個案，為涼空氣 (約19°C) 先流經冷海面 (約18°C)，經過緩慢增溫海域，抵達海溫鋒面 (SST front) 上，再向下游進入高溫海域；資料顯示，當空氣流過冷海面，在地表逆溫層上方出現下傳的動量，當氣流流經緩慢增高的海溫，底層大氣穩定度減弱，亂流及動量通量均增強；當氣流流經主要的海溫鋒面區時，亂流及空氣的加熱更明顯，尤其底層大氣存在局部溫度梯度及氣壓梯度，改變原本的氣流性質，產生向暖空氣的加速度，並在高海溫側形成輻合帶。又如，大渦流模擬 (Skylingstad et al. 2007) 也顯示出，均溫大氣流過海水溫度變化區域時，即使是只有4°C的海溫高低差異，也足以在海洋邊界層調整出局部的水平方向氣壓差。

ACASEX (Agulhas Current Air-Sea Exchange Experiment) 是為了調查橫跨非洲東南岸阿加拉斯洋流 (Agulhas Current) 上方的大氣環境之變化，及大氣對該洋流與近岸淺海區冷湧升流 (upwelling cell) 的影響而設計。受高壓影響且氣流接近於平行洋流方向的個案觀測資料 (圖2-13) (Rouault et al. 2000) 顯示，沿橫跨海溫梯度剖面上的邊界層結構，同時會與熱通量及綜觀天氣條件緊密相關。在垂直洋流方向的剖面上，於海溫較氣溫低的淺冷海區，也就是暖洋流向岸側，可感熱自大氣下傳海洋 (-5 Wm^{-2})，潛熱通量亦微弱 (在淺冷海區之平均值為 50 Wm^{-2})；較淺薄 (厚度約700 m) 的邊界層上方被一逆溫層所覆蓋；在離岸較遠的洋流暖核心海域，海溫較氣溫高，雖然 44 Wm^{-2} 的可感熱通量並不強，卻足以不穩定化低層大氣，邊界層較為深厚 (厚度約1000 m) 且呈現均勻混合的中性結構，平均潛熱通量達 270 Wm^{-2} 。值得注意的是，在暖洋流侵入淺冷海區上方的邊界處，可感

熱通量由 -5 Wm^{-2} 突增至 78 Wm^{-2} ， 10 m 高度上的穩定度，也在海溫較氣溫高 3°C 處發生變號，顯示邊界層的熱力結構是跟著海溫起伏變化的，尤其在暖洋流向岸側的強海溫梯度上，可感熱通量、潛熱通量、氣溫、比溼及低層大氣穩定度的變化最明顯，亦出現局部的梯度。類似情形也出現在流經北美東岸的灣流附近區域；灣流大致距離北美東岸約 100 km ，近岸海溫僅有 12°C 至 14°C ，洋流暖核心（warm core）區附近海溫則達 24°C 至 28°C ，之間的海溫差異可達 12°C 至 15°C （Jacobs et al. 2005），配合寒潮爆發帶來的冷空氣，致該區域海岸過程（）屢見不鮮。

有利於北美東岸海岸過程的典型天氣型態（Doyle and Warner 1990；Lapenta and Seaman 1990），包括：（1）地面冷高壓的東移、（2）近岸陸地冷空氣堤（cold-air damming）的建立、（3）伴隨反氣旋的冷空氣受海面熱通量調節與海洋邊界層的發展與（4）灣流暖洋面區域的低層斜壓帶與地面低壓槽的形成等，若中高層同時配合自西向東移出的綜觀尺度槽線所提供的動力條件，則進一步旋生的發展可期（Parsons and Smith 2004；Jacobs et al. 2005）。而伴隨海岸鋒生過程的中尺度現象與特徵，則有冷空氣堤引進的北向非地轉流與灣流西側海溫梯度共同加強近岸低層的斜壓性，灣流區近地面的合流帶（Surface Confluence Zones，SCZs）與分流帶（Surface Difffluence Zones，SDZs），低層噴流（Low-Level Jet，LLJ），合流帶內出現的降雨回波，最強回波位於合流帶西側，在低壓槽上的氣旋式風切，以及邊界層內直接與間接環流等（Doyle and Warner 1990；Doyle and Warner 1993a、b；Warner et al. 1990；Xie and Lin 1996）。

伴隨地面反氣旋的乾、冷穩定偏東氣流，一但被阿帕拉契山（Appalachian Mountains）阻擋在東側，就會沿著北美東岸轉向西南方通過，受阻塞的乾冷空氣堤，與洋面上溫暖潮濕的空氣之間，就形成淺薄但極大的熱力差異或斜壓帶（Doyle and Warner 1990），氣流並在此輻合，在綜觀天氣系統沒有改變之前，這種形勢將會持續；因此，阿帕拉契山脈有製造冷空氣堤並加強冷空氣爆發的作用（Keeter et al. 1995），被認定是北美東岸鋒生或旋生的重要機制之一。敏感度測試顯示（Doyle

and Warner 1993b)，如果沒有自海面上傳的可感熱及水氣通量，相對於控制實驗之結果（圖 2-14a），因近岸低層的熱力對比減弱，致輻合帶消失，北風分量也減弱，合流帶根本無從形成（圖 2-14b），又若僅有熱通量但無潛熱之釋放與吸收過程，除了無對流干擾，氣流場分布均勻（圖 2-14c）之外，所有近岸特徵都與控制實驗結果差異不大；由此可見低層大氣淺薄的熱力梯度，才是形成這些近岸特徵的根本原因。

事實上，氣流流過狹長加熱區的反應，十分類似流過橢圓地形的結果，也是由 Fr 及 Ro 來決定，但此時 Fr 中的地形高度，須由加熱的垂直尺度取代，而 Ro 中的地形半寬，則由沿著氣流在水平方向上的加熱尺度、也就是順著氣流方向的加熱區半寬取代。當 $N = 0.01s^{-1}$ 、 $U = 5ms^{-1}$ 及 $f = 7.943 \times 10^{-5}$ 之北來氣流，流過南北向拉長（長、短軸的加熱半寬各為 83 km 及 15 km ， $Ro = 0.38$ ），且加熱垂直尺度為 1 km ($Fr = 0.5$) 的橢圓形加熱區

$$Q(x, y, z) = \frac{Q_0 h(z)}{\left[\left(\frac{x}{a_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{a_y} \right)^2 + 1 \right]^{3/2}}, \quad h(z) = \begin{cases} 1, & z \leq 1\text{ km} \\ 0, & z > 1\text{ km} \end{cases} \quad (2.3)$$

在加熱區西側，會形成向下游延伸的狹長帶狀擾動低壓，且擾動風幾乎平行於擾動氣壓線（圖 2-15a），合流帶及強風區亦於加熱區下游西側形成，進入合流帶的氣流是不對稱的，而分流帶位於加熱區東側（圖 2-15b），上升運動則與加熱區相位相同，即位於加熱區上方（圖 2-15c）（Xie and Lin 1996）。GALE 的觀測資料顯示，幾乎所有鋒生過程均會伴隨在灣流向岸側的中尺度合流帶，及離岸側的分流帶出現（圖 2-16）（Riordan and Lin 1992）。一旦這種流場型態持續時，合流有助於灣流上方線狀淺對流形成，最強降雨回波位於灣流西側邊緣上，某些個案曾經在合流帶內觀測到發展至 4 km 的回波（Doyle and Warner 1993b），這些對流是海岸鋒面上渦度、散度及氣流場出現擾動的原因（Doyle and Warner 1993b）；根據模擬結果的分析，前述的合流變形有助於鋒生，也會影響後續海岸鋒面的演變及移動

(Doyle and Warner 1993b, Riordan 1990)。

橫跨海溫梯度上的合流會引起上升運動，它是由熱力直接環流所引起，即氣流在海溫鋒面的暖側上升，至邊界層頂外流，並於海溫鋒面的冷側下沉至下邊界層後向鋒區內流；但上升運動本身會被潛熱釋放作用加強，因此上升至邊界層頂的氣流，部分也會朝向暖海面外流後下沉，並補充下邊界層分流帶的向鋒內流，形成在暖洋面區的熱力間接環流 (Warner et al. 1990) (圖 2-17)。敏感度測試結果 (Warner et al. 1990) 顯示，若無潛熱釋放效應，因為少了高溫外流來加強逆溫層，所以暖海面上的邊界層厚度會增加，鋒面上將只剩下微弱的直接環流 (圖未附)，且最大上升速度及低層平均相對渦度，均較有潛熱釋放情形下減弱約一個數量級。所以，透過潛熱釋放的加強作用，除了在建立這種直接與間接雙胞型態的環流特徵之外，也是海岸鋒面環流得以維持的原因。

此外，灣流的蜿蜒現象 (meanders)，會增加鋒後局部海洋大氣邊界層發展特徵的複雜性 (Desjardins et al. 1998)；同時考慮熱力及動力條件，邊界層的穩定度可由總體理查遜數 (bulk Richardson number)

$$Ri_b = \frac{g\Delta\theta\Delta Z}{\theta\left[(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2\right]} \quad (2.4)$$

決定。當 $Ri_b > 0.25$ ，大氣處於動力穩定 (dynamically stable) 狀態，機械性的亂流不會出現；當 $0 < Ri_b \leq 0.25$ ，大氣處於動力不穩定 (dynamically unstable) 狀態，此時熱力條件雖然是在靜力穩定狀態下，但夠強的風切也足以維持亂流存在；當 $Ri_b \leq 0$ ，大氣為靜力不穩定 (statically unstable) 狀態，此時對流和風切都是亂流的產生機制。不論是動力或靜力不穩定所產生的亂流，均可造成動量在垂直方向上交換。透過非靜力模擬之距海面 100 m 高度上的 Ri_b ，及距海面 10 m 高度上風速的比較 (圖 2-18) (Desjardins et al. 1998)，可看出近海面風速深受局部海溫分布影響；在固定海溫分布的鋒後階段模擬結果中，環境相當於是冷 (0°C) 空氣在相

對的暖海面上，大部分區域皆處於靜力不穩定狀態，局部暖海水區邊界層充分發展及動量交換的結果，出現高於綜觀環境的風速。

當空間解析度不足以表達出真實的海溫分布情況時，將無法正確模擬出海岸過程以及其相伴之中尺度演變特徵 (Doyle and Warner 1993a)；在 14 km 的 (高) 解析度下，灣流暖軸心、海岸外的低溫以及二者之間的梯度均能正確的反映出來 (圖 2-19a)，然而在 275 km 的 (中) 解析度下，灣流暖軸心消失，海溫梯度也僅及原有強度的 1/3 至 1/5 (圖 2-19b)，在 381 km 的 (低) 解析度下，甚至連海溫梯度的特性也都消失 (圖 2-19c)；這使得在灣流西側海溫梯度最大處的熱通量，在三個模擬結果之間的差異極大，例如中解析度下的可感熱通量僅及高解析度下的 1/4，以致於在高解析度下原本和最大海溫梯度相關的高可感熱通量梯度，在中、低解析度模擬結果中都不存在 (圖 2-19j、k、l)，所以除了在海岸線附近的斜壓帶，在三種解析度下都能夠順利發展起來 (圖 2-19d、e、f 之 Λ 所在位置) 之外，與可感熱通量差異偶合的斜壓帶 (圖 2-19d 之 X 所在位置)，就只能在高解析度模擬中才能發展起來 (圖 2-19d、e、f)；至於其他伴隨鋒生過程的低層位溫梯度、散度、渦度及鋒生函數 (圖未附) 等等，在三種海溫解析度模擬結果之間也有 2 至 8 倍的差異性。這間接證實了熱通量的分布狀態對灣流區域海岸過程十分重要。

GALE IOP 2 的非靜力模擬結果 (Doyle and Warner 1993b) 顯示，模擬至 12 小時，最強的可感熱通量就分布在海溫梯度附近 (圖 2-20)。分析此時由變形項 (deformation)、傾斜項 (tilting) 與包含可感熱及潛熱的非絕熱差異項 (differential diabatic heating) 所組成的鋒生函數 (frontogenesis function)，由於降雨及垂直運動微弱且局部，使傾斜及潛熱差異作用微弱，對鋒生的貢獻，主要來自於變形項與可感熱差異項，其中變形項包括合流與風切之貢獻，多分布在灣流西側邊緣，可感熱差異項多貢獻於近海岸區，二者 (圖均未附) 的合成效果，使得自灣流南側向北延伸至海岸附近，成為鋒生量最大區域 (圖 2-21a)，合流帶 (圖 2-14a) 在此發生，使近海面氣溫梯度 (較初始場) 增大 (圖 2-19b)。海溫梯度對近岸邊界層

的影響，在垂直於海岸剖面上看得更清楚；海溫梯度最強處，邊界層大氣位溫呈現中性結構，即垂直方向上無變化，卻是水平方向上梯度最強處，可視為具斜壓性的鋒區 (frontal zone)，鋒區向上漸朝冷區西傾，形成冷區低、暖區高的逆溫層底 (圖 2-22a)，鋒區左側冷區低層噴流最強 (圖 2-22b)。

綜合前述的討論，可將北美東岸冬季冷空氣爆發後，近岸海洋大氣邊界層發展過程的過程概區分為 (1) 地形冷空氣堤的建立與暖洋面可感熱的上傳、(2) 近岸海洋邊界層大氣斜壓性的建立、(3) 合流帶與低層噴流的形成、(4) 變形場作用加強低層鋒生及 (5) 邊界層局部輻合與降雨帶的增強等 (Doyle and Warner 1993b) 幾個階段；至於局部對流伴隨的風場擾動，可發展成中尺度渦旋，甚至在中、高層噴流動力偶合作用下進入旋生階段。



2.4 海氣交互作用與低壓發展

旋生是近代氣象學發展中的重要議題之一。北美東岸旋生的氣候分析 (Hirsch et al. 2001) 顯示，平行於海岸且向外延伸約 5 個經度的狹長帶狀區域，是北美東岸冬季風暴的高頻率分布主軸，該區域以 35 °N 再分為北、南兩個次區 (圖 2-23a)，前者頻率較高，且幾乎均與自北美中西部東移之二次旋生 (secondary cyclogenesis) 有關，後者則與灣流走向及海岸線彎曲有關。東亞東岸旋生的氣候分析 (Chen et al. 1991) 結果亦呈現類似情況，空間上可以 40 °N 區分為高、低緯度兩個高頻區 (圖 2-23b)，高緯度區的旋生在各月份均會出現，與主 (primary) 低壓或鋒面系統過阿爾泰山-薩彥嶺 (Altai-Sayan mountains) 後的旋生相關，低緯度區的旋生則多分布於東海至日本南方黑潮流經區域，且僅出現於冬半季。整體而言，北半球 10 月至翌年 3 月期間，旋生 (cyclogenesis) 的兩個主要高頻分布區域，分別位於北美及東亞大陸東岸至開闊洋面之間，初生多分布位於較低緯度的大陸東岸，快速加深則位於較偏東的開闊洋面上，二者都與海溫梯度所在位置一致 (圖 2-24) (Sinclair 1997)；不過需注意此處所談論的海溫梯度 ($(8\sim 10)^\circ\text{C} (100\text{ km}^{-1})$)，應是大範圍區域的平均值，所以較大陸東岸暖洋流的梯度 (如圖 1-12) 為弱。

根據 AMTEX 資料的分析，早期並不認為海氣交互作用對於中間尺度生有顯著貢獻，僅認定綜觀尺度槽線的偶合機制是旋生的主要原因 (Saito 1977)；然而同一個案的模擬研究 (Chen et al. 1983) 及重新分析 (Chen et al. 1985)，卻認為海氣交互作用對低壓發展十分重要，幾個關鍵因子分別是洋面加熱、暖平流、綜觀尺度上升運動、潛熱釋放及綜觀尺度槽線的接近等。而探討海溫與氣旋快速加深機制之關係，結論均指向高海溫所引起的低層斜壓性，與上對流層動力同時作用的重要性 (Jacobs et al. 2005；Parsons and Smith 2004；Yoshida and Asuma 2004)，當中、高層槽線所提供的上升強迫 (upward forcing) 接近低層淺氣旋 (shallow cyclone) 時，氣旋中心的上升運動增強，往往迫使氣旋快速加深。西北太平洋區中緯度爆

發性氣旋發展 (explosively developing) 的合成分析結果 (Yoshida and Asuma 2004) 顯示，在以地理位置為區分的三種分類：在陸地上形成並在鄂霍次克海 (Okhotsk) 海或日本海加深的 OJ 型、在陸地上生成並在太平洋海域加深的 PO-L 型，以及在海洋上形成也在海洋上加深的 PO-O 型，其高層噴流軸都是不可或缺的動力條件，但因經、緯度的差異，有利的熱力條件則差異極大，其中 PO-O 型的形成位置較偏南，多半在東海至日本南方洋面，自形成至加深幾乎與黑潮位置重疊 (圖 1-7 及圖 1-6)，其個案數佔三類總數近半 ($> 49\%$)，加深率也最大，迅速加深的主因為噴流軸出區動力與潛熱釋放的共同作用；針對東海旋生或台灣低壓與黑潮 (圖 1-5 及圖 1-6) 相關性之統計分析顯示，高海溫軸線與氣旋生成、加深或移動路徑一致 (Hanson and Long 1985; Yu 1980)。

數值實驗的敏感度測試，經常被用來釐清在中尺度海洋性氣旋發展過程中，各項物理過程的相對重要性。在一次位於日本海、綜觀尺度低壓左側風切帶內發展的極性低壓個案裡，潛熱釋放對於低壓的快速加深有最直接的貢獻，而從海表面上傳的可感熱通量及潛熱通量，則間接透過將環境修正成高溫、高濕的對流邊界層，影響低壓的發展 (Yanase et al. 2004)；在另一次於日本海極地氣團輻合帶 (Japan-Sea Polar-airmass Convergence Zone, JPCZ；係在偏西風受長白山地形影響、朝鮮半島海陸對比或日本海南部海溫的特殊分布等可能作用下所形成之雲帶) 內所發展的多重尺度氣旋 (數個 meso- β 尺度氣旋疊加在 meso- α 尺度氣旋內) 個案中，透過高可感熱通量所建立的較低穩定度混合層以及潛熱釋放，對於 meso- α 及 meso- β 尺度氣旋的發展均十分重要，而左右 meso- β 尺度組織是否得以發展的主要因素則為潛熱釋放 (Tsuboki and Asai 2004)；又海溫的變動對氣旋路徑、氣壓加深率及最低氣壓均會產生影響，低壓的最大 (小) 總加深率及最低 (高) 氣壓出現於高 (低) 海溫模擬結果中；尤其在真實海溫分布實驗中，當系統通過海溫梯度所在位置時，會出現最強的局部氣壓加深率 (圖 2-25)，而潛熱釋放作用則是對低壓加深影響最明顯的因素 (Giordani and Caniaux 2001)。針對台灣低壓的數值模擬

結果（許與黃，1991）建議，受暖洋面影響，可感熱向上方冷空氣傳送，低層大氣增暖形成低壓，低壓的出現加強低層風輻合，由於暖洋面同時也上傳大量的水氣（潛熱）通量，邊界層內因低層風輻合激發對流雲系，潛熱釋放作用使初始的低壓得到持續的發展與增強；換言之，可感熱通量是台灣低壓發生的主因之一，而潛熱通量則左右了低壓發展的強度。

本章第 2 節至第 4 節所述內容，說明了暖洋流海溫分布可影響海洋大氣邊界層之熱力結構，再透過局部的熱力性質差異，影響到中尺度天氣系統發展的過程；換言之，海溫梯度所偶合出的海洋邊界層局部斜壓性，是引起中尺度海岸過程的基本條件，然而在東海地區邊界層發展的相關研究文獻當中，不論是觀測或模擬研究，少見自類似的角度切入來進行調查；本研究的另一項重點，是藉由能夠表現出黑潮海溫分布與東亞冬季冷、乾而穩定大氣特性之理想模擬結果，說明黑潮流經區域的海洋大氣邊界層結構，在冷空氣爆發過程中的變化情形，以及海溫梯度激發海洋大氣邊界層內次環流的過程，並將台灣地形對次環流的影響，與台灣近海與陸地上的氣候特徵作一連結。

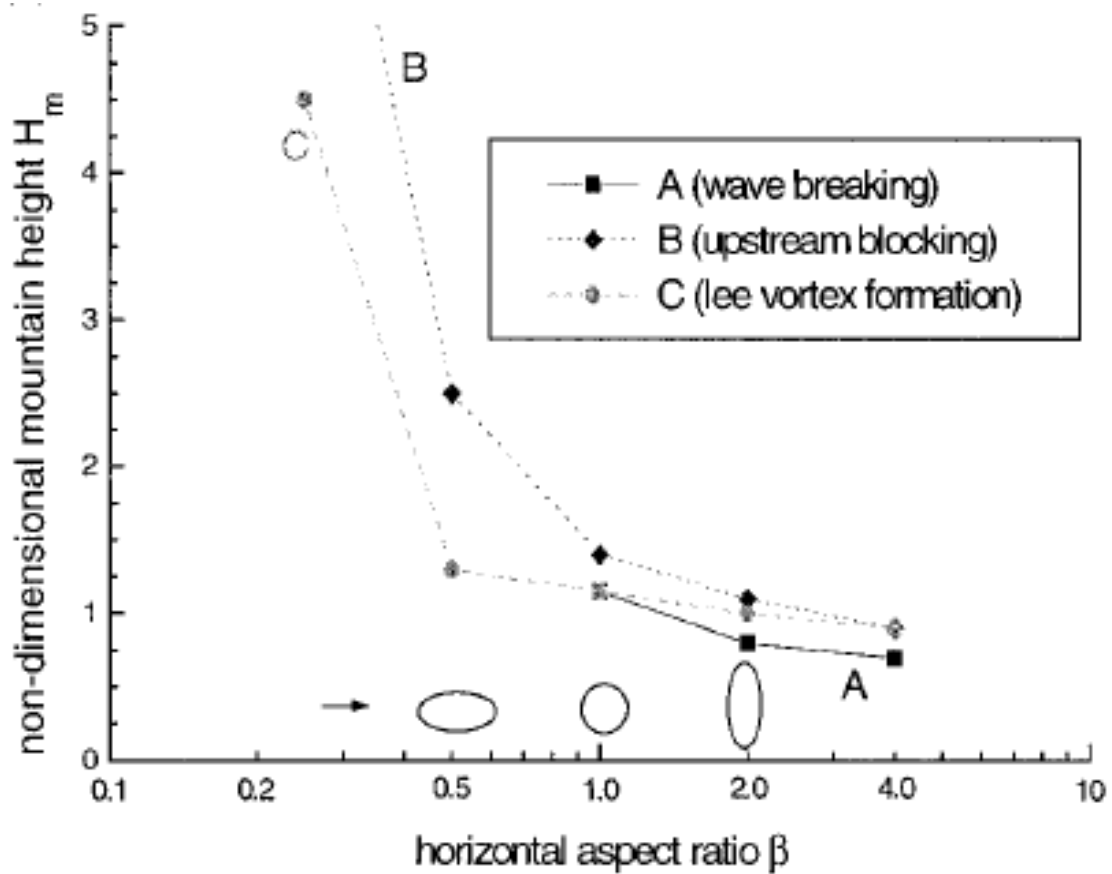


圖 2-1 氣流流型與地形無因次高度（縱軸）及長寬比 β （橫軸）相關性之模擬結果（摘自 Bauer et al. 2000）。

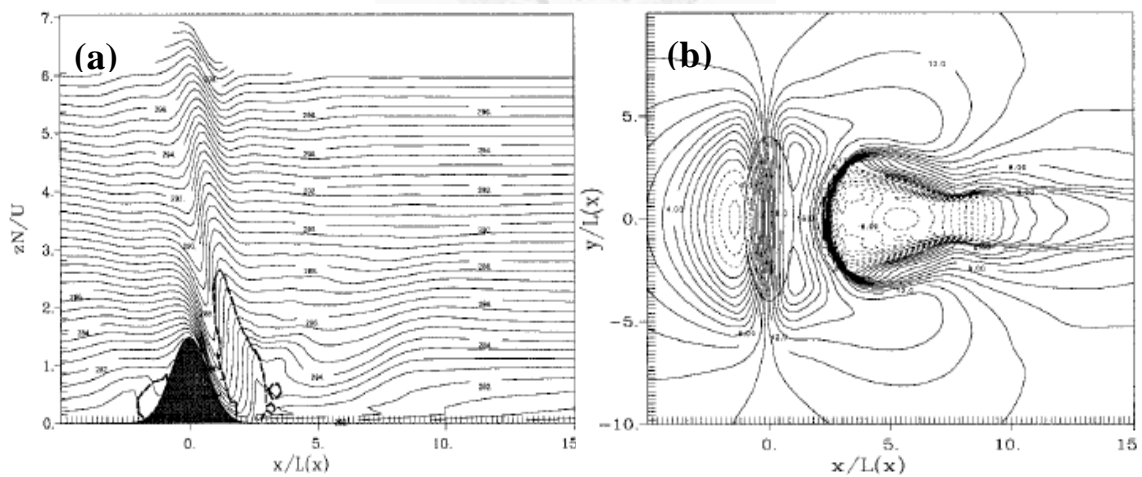


圖 2-2 模擬西（各圖左側）風流經地形長寬比 β 為 4、無因次高度為 1.5 之(a)位溫剖面及(b)地面風速；圖(a)粗斷線範圍內為波破碎區，圖(b)上、下游虛線分別為迎風面及背風渦旋所伴隨的逆流（摘自 Bauer et al. 2000）。

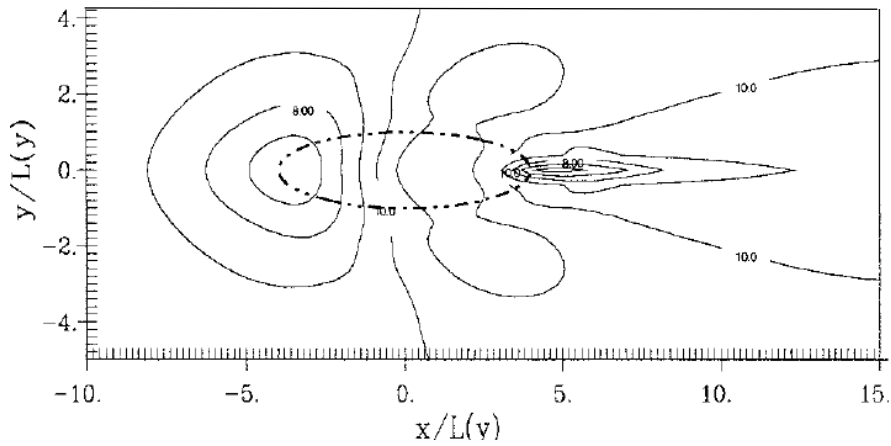


圖 2-3 同圖 2-2(b)，但為長寬比 β 為 0.25、無因次高度為 1.5 之結果 (摘自 Bauer et al. 2000)。

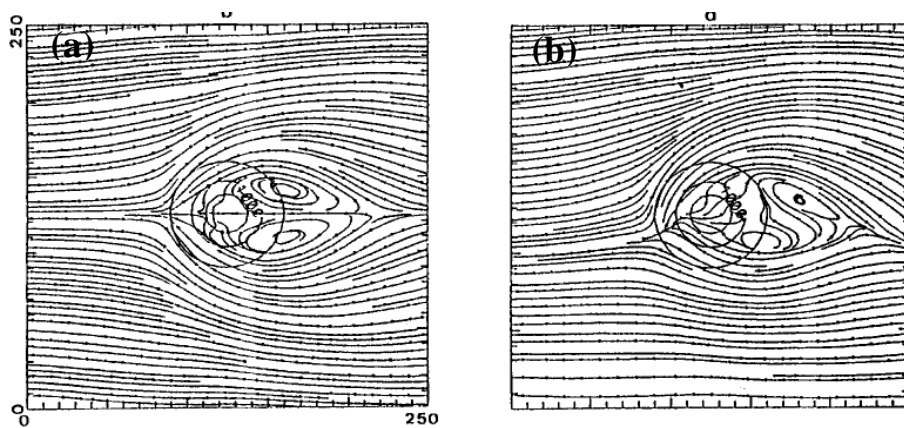


圖 2-4 Peng et al. (1995) 模擬在(a)無科氏力及(b)Ro = 2.0 時，氣流流經半山寬為 50 km 鐘型山之近地表氣流線。

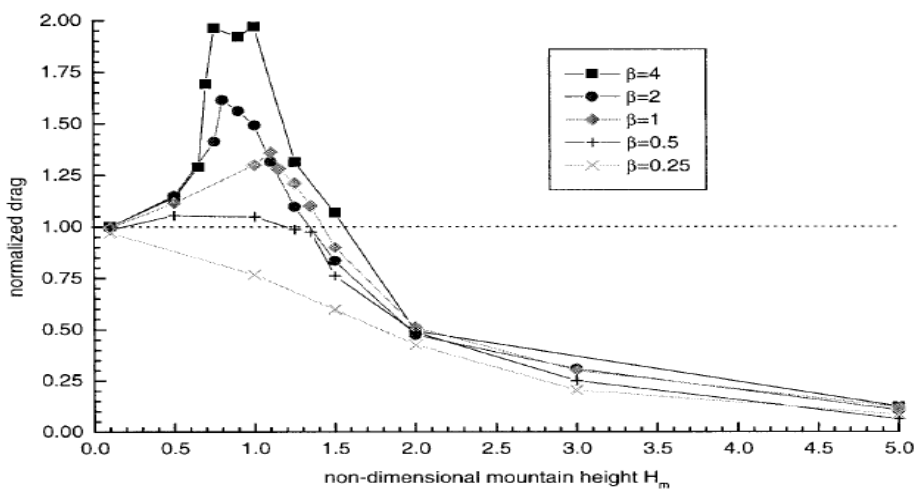


圖 2-5 無因次波拖曳量(非線性模擬值除以線性理論值，縱軸)與地形無因次高度(橫軸)之關係；各線條代表之地形長寬比如圖示(摘自 Bauer et al. 2000)。非線性模擬是在 $U = 10 \text{ ms}^{-1}$ 、 $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 流過三維高斯地形環境下進行。

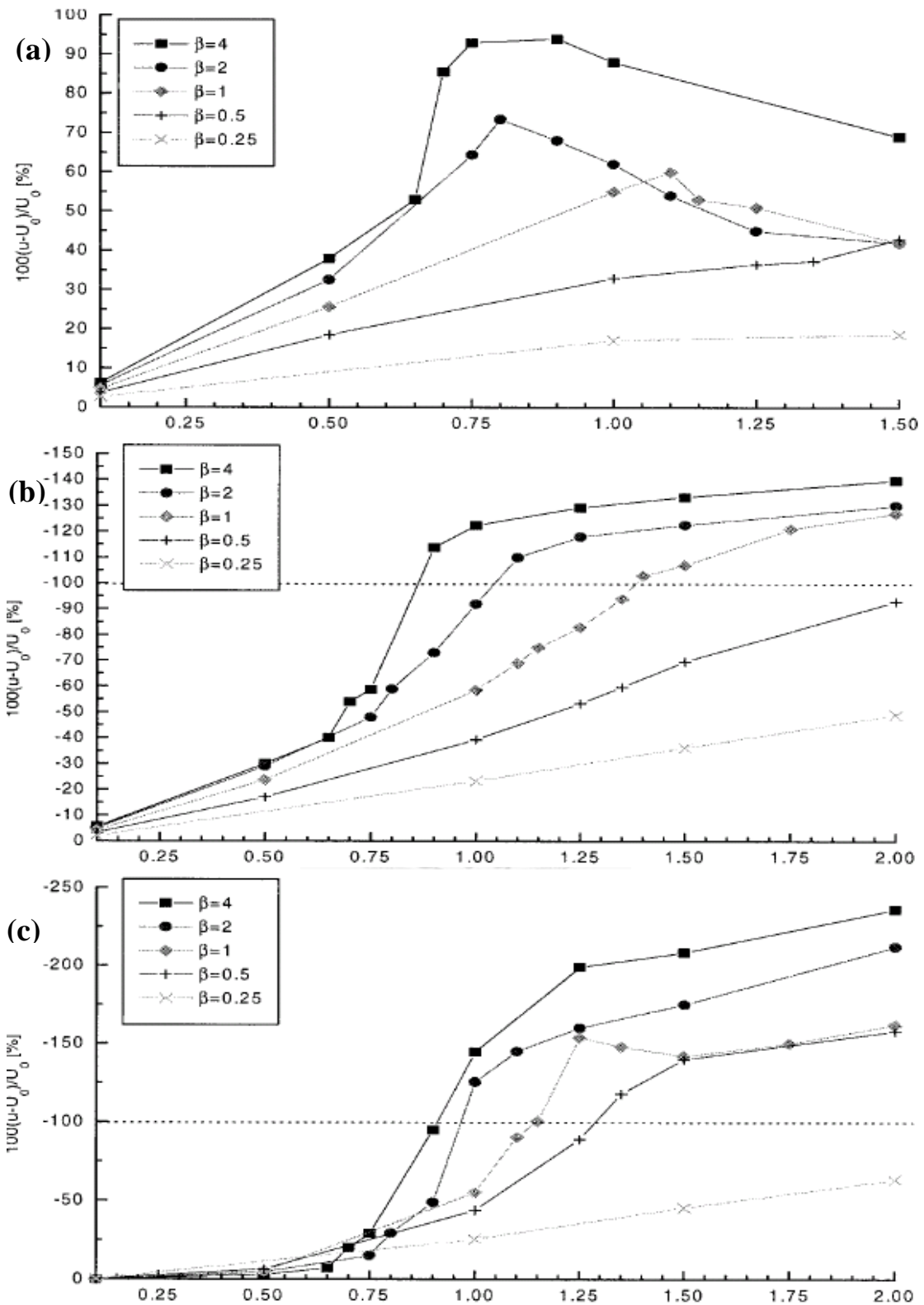


圖 2-6 模擬各種 β (如圖示)之下(a)背風面(相對於上游)風速增加量、(b)背風面(相對於上游)風速減少量及(c)迎風面(相對於上游)風速減少量隨無因次地形高度(橫軸)變化情形；各圖虛線代表風速為零(摘自 Bauer et al. 2000)。

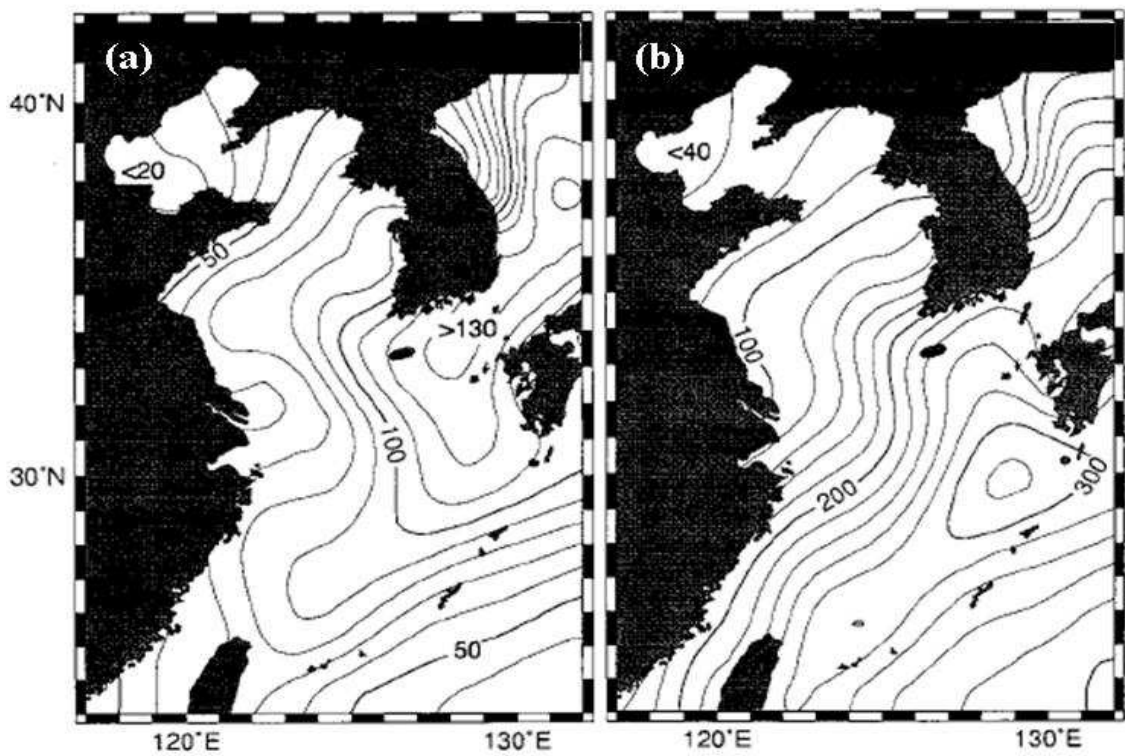


圖 2-7 東亞海域一月份(a)可感及(b)潛熱通量長期平均，單位為 Wm^{-2} (摘自 Hirose et al. 1999)。

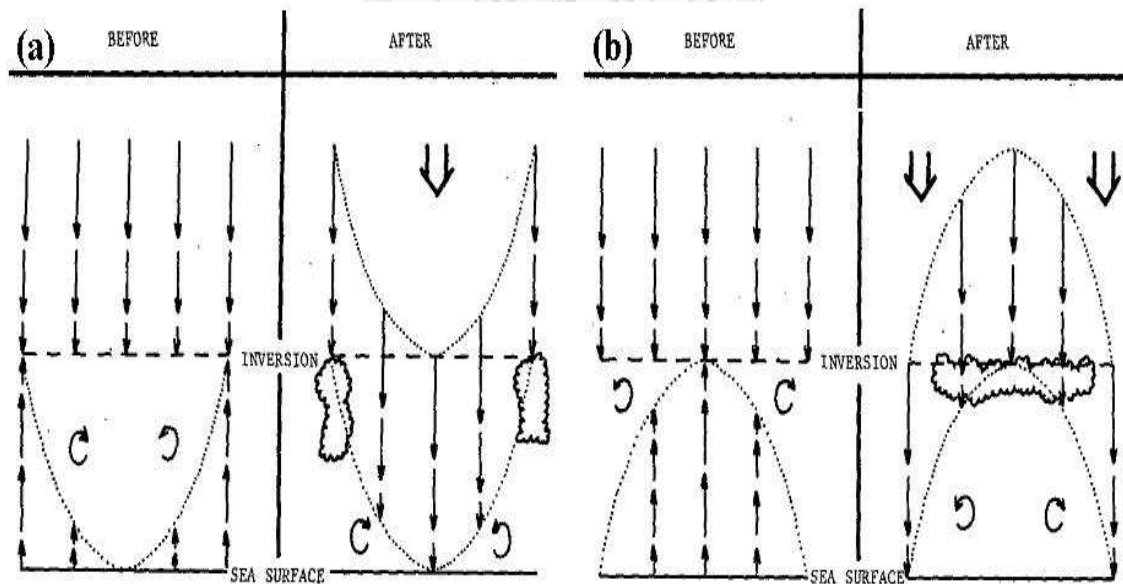


圖 2-8 (a)開放及(b)封閉胞發展之概念示意 (摘自 Sheu and Agee 1977)。

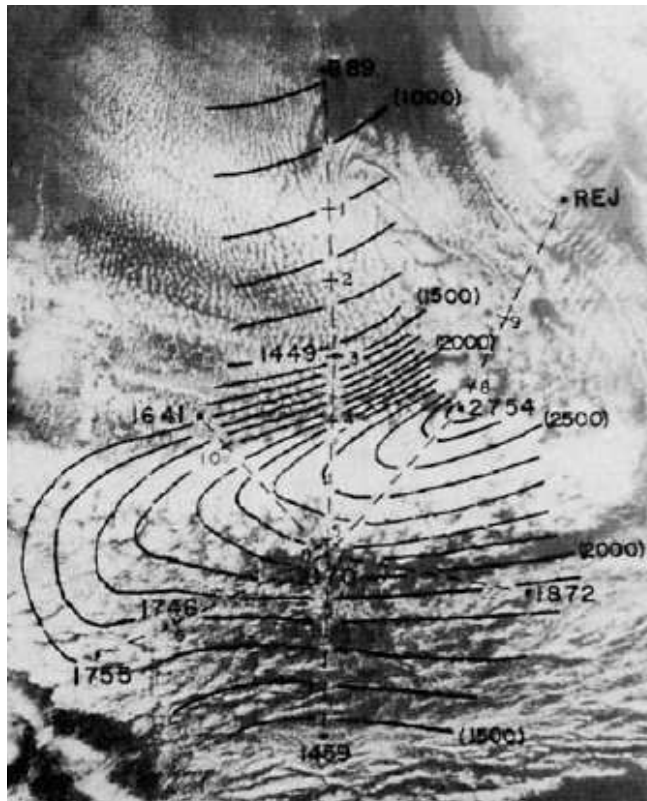


圖 2-9 1975 年 2 月 15 日 0000 UTC 之混合層厚度分析 (摘自 Agge and Lomax 1978)；圖中等厚度線間距為 500 m。

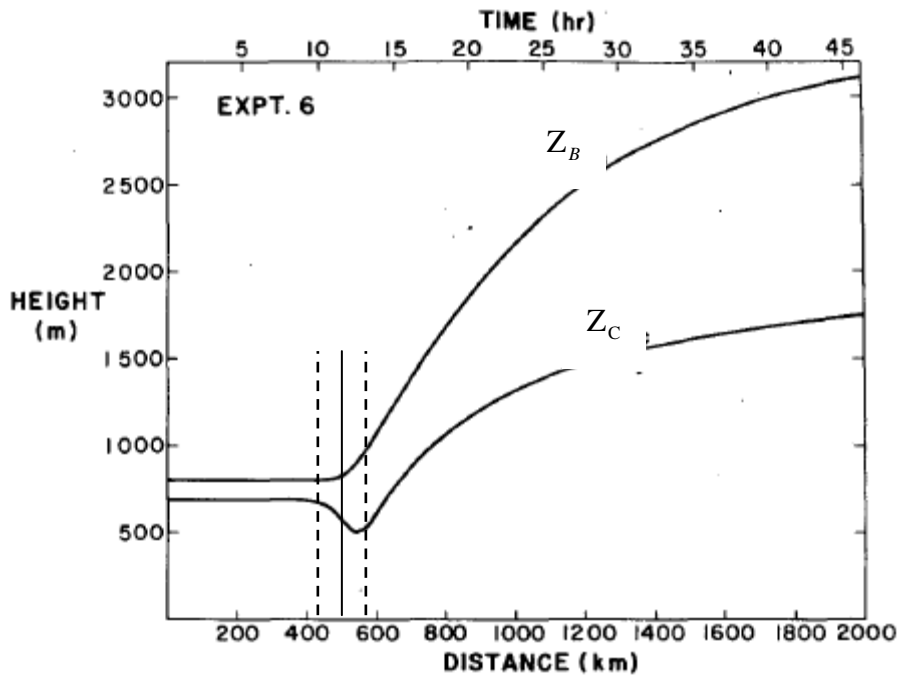


圖 2-10 近似 AMTEX 期間海氣環境下，隨氣流向下游(圖右)流動時，邊界層厚度 (Z_B)與雲底高 (Z_C)變化之數學解(摘自 Schubert et al. 1979)；其中細實線及細斷線分別為海溫 14°C 及 $(14 \pm 5.33)^{\circ}\text{C}$ 之位置。

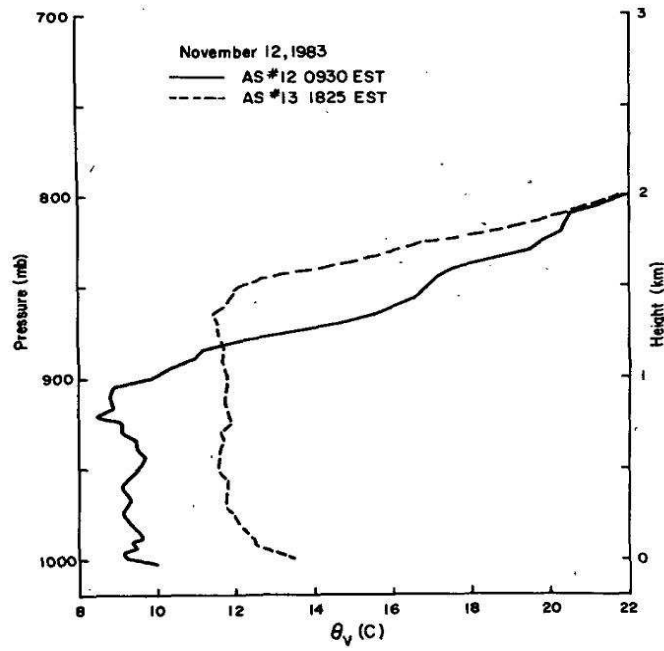


圖 2-11 1983 年 11 月 12 日北美東岸的冷空氣爆發個案觀測研究之虛位溫剖面。實線為冷空氣爆發後 12 小時，斷線為冷空氣爆發後 21 小時，後者距陸地距離約為前者之 3 倍（摘自 Sethuraman et al. 1986）。

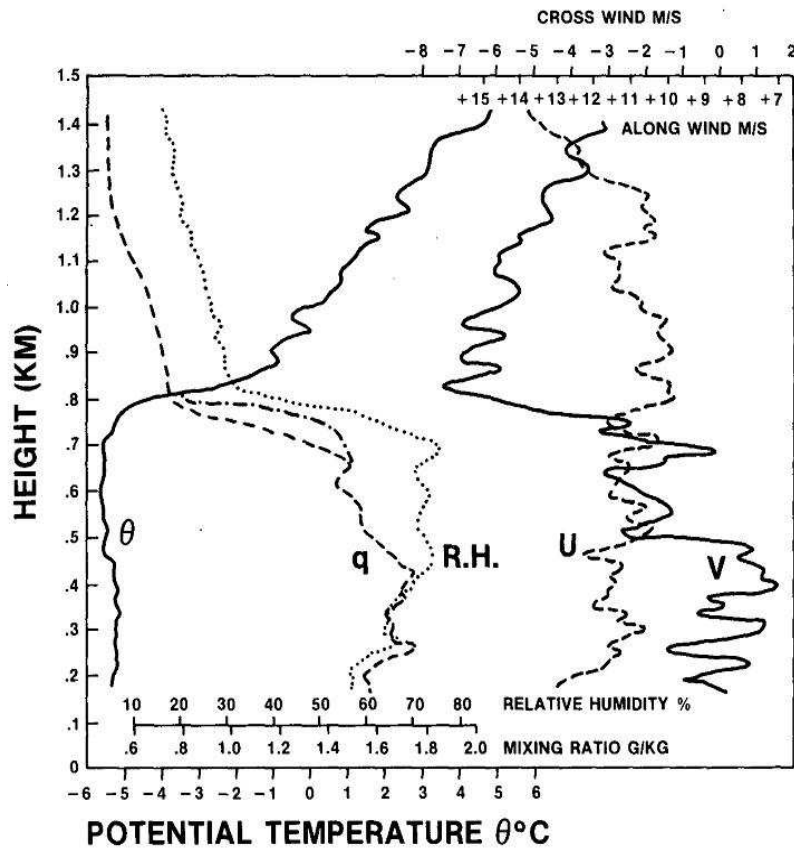


圖 2-12 MASEX 期間雲街上游海洋大氣邊界層之觀測（摘自 Atlas et al. 1986）。

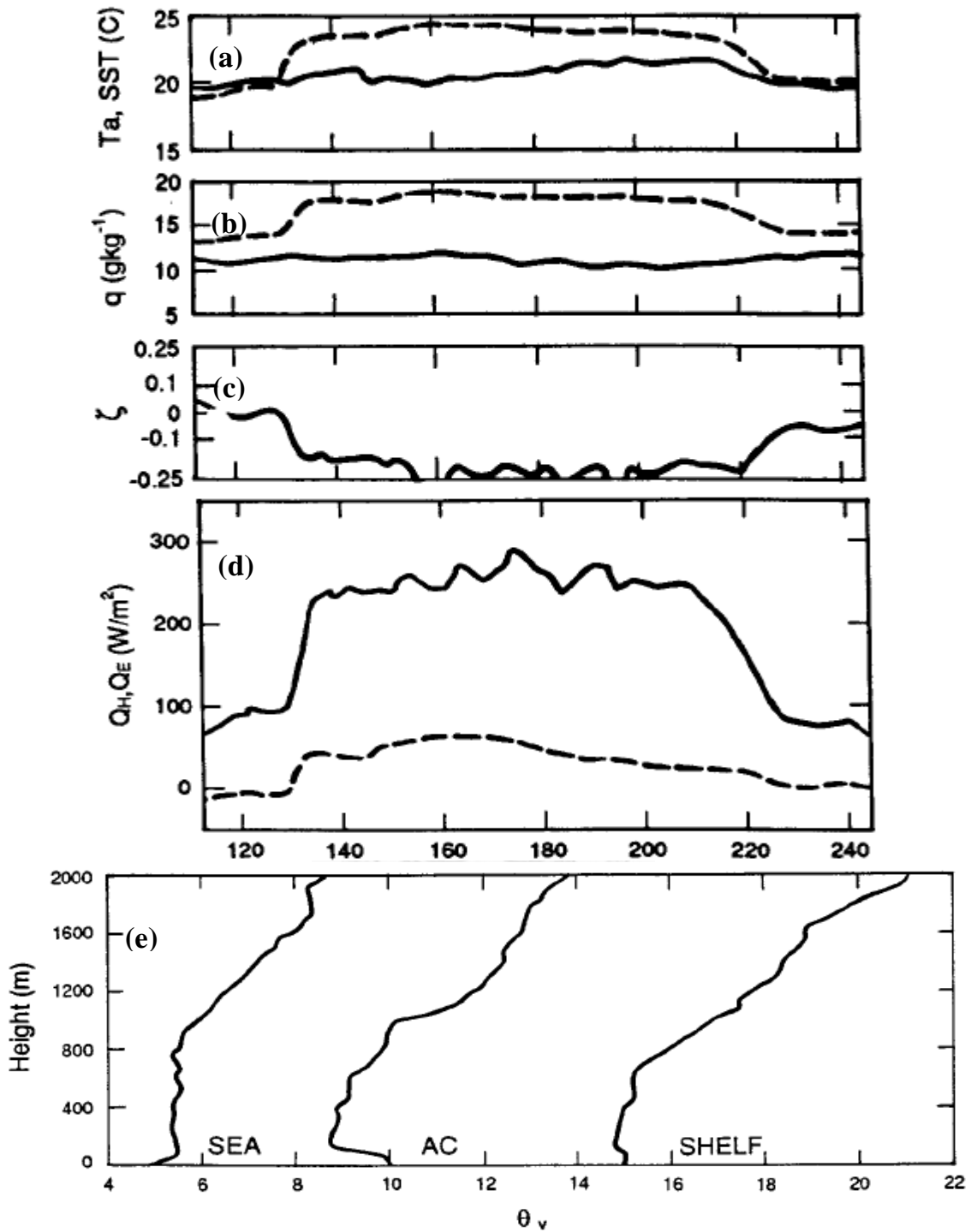


圖 2-13 ACASEX 期間觀測之(a)海溫 (斷線) 與氣溫 (實線)、(b)10 m 高度上比濕 (實線) 與飽和比濕 (斷線)、(c) 10 m 高度上的大氣穩定度參數 ($10/L$, L 為 Monin-Obukhov length, 負值代表不穩定)、(d)可感熱通量 (Q_H , 斷線) 與潛熱通量 (Q_E , 實線) 及 (e) 暖洋流近岸側 (SHELF)、暖洋流區 (AC) 與暖洋流離岸側 (SEA) 之虛位溫剖面 (摘自 Rouault et al. 2000)。(a)至(d)橫坐標為距陸地 (圖左) 之距離, 距岸 130 km 及 220 km 間為暖洋流範圍, (e)之橫座標為 $^{\circ}\text{C}$; 氣流相當於自圖後吹出。

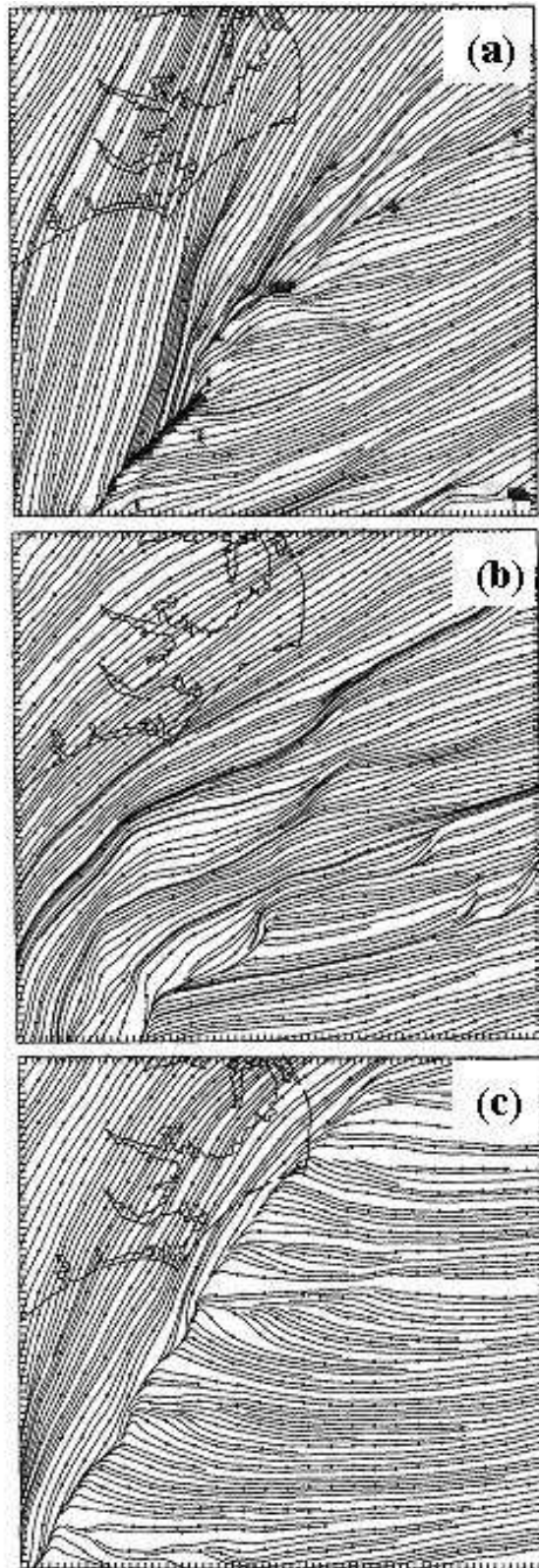


圖 2-14 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案之(a)控制個案第 12 小時、(b)無熱通量第 18 小時及(c)無潛熱釋放與吸收第 18 小時表面層 ($\sigma = 0.997$ ，高度約 26 m) 氣流場 (摘自 Doyle and Warner 1993b)。

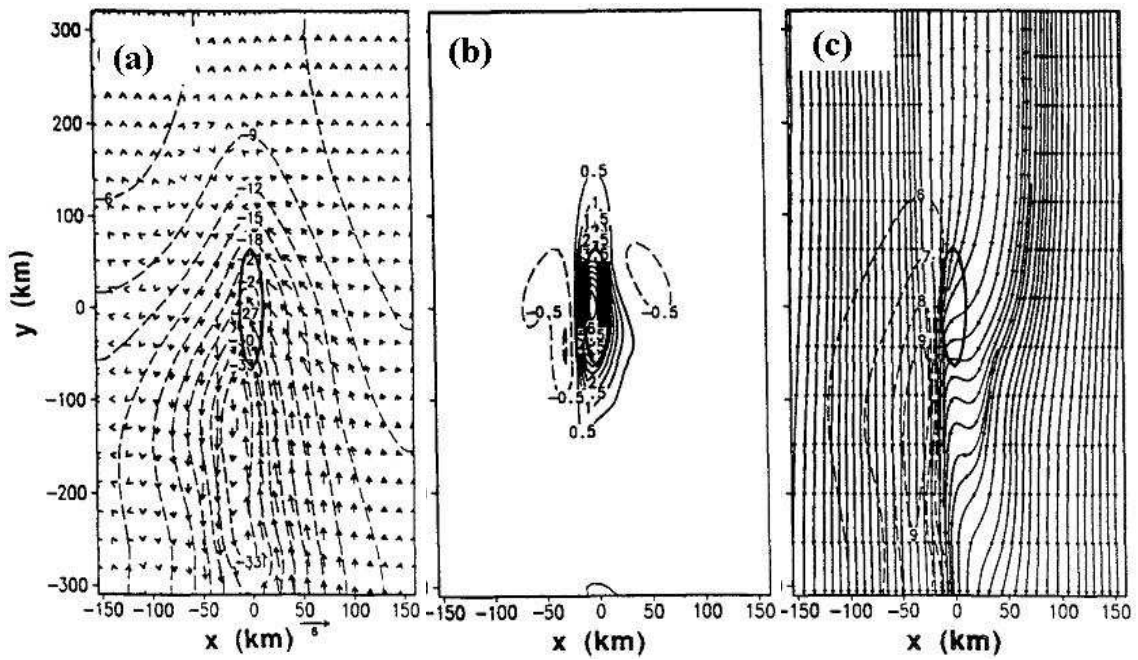


圖 2-15 模擬氣流沿長軸方向流經橢圓形加熱區（各圖黑實線）後之（a）擾動氣壓（斷線，單位 Pa ）與擾動風（矢量）、（b）500 m 高度上垂直速度（單位 cms^{-1} ）及（c）地面氣流（斷線為加速區）（摘自 Xie and Lin 1996）。

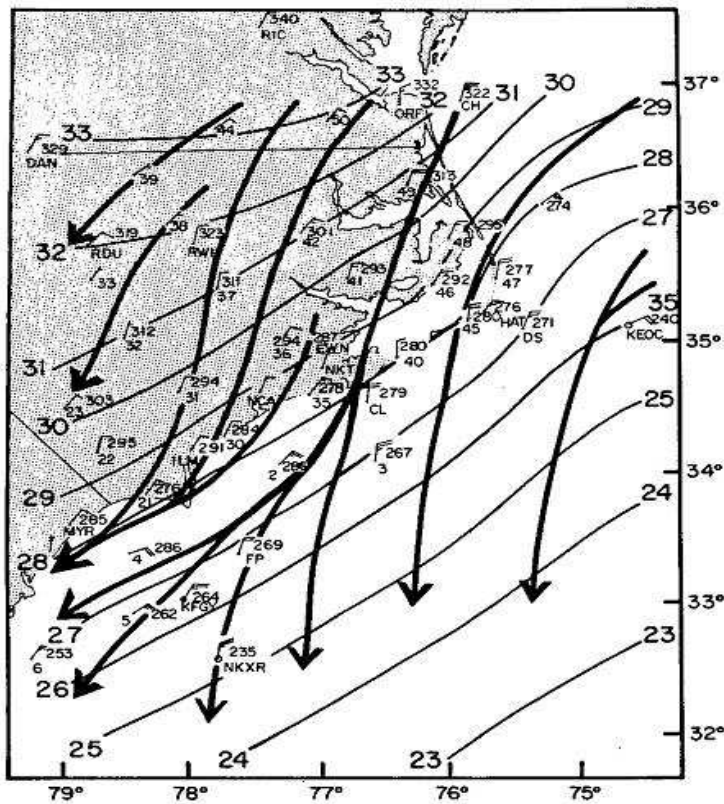


圖 2-16 1986 年 1 月 24 日 1800 UTC 之地面分析。其中近、離岸分別為合、分流帶，細實線為地面氣壓（單位 hPa ）（摘自 Riordan and Lin 1992）。

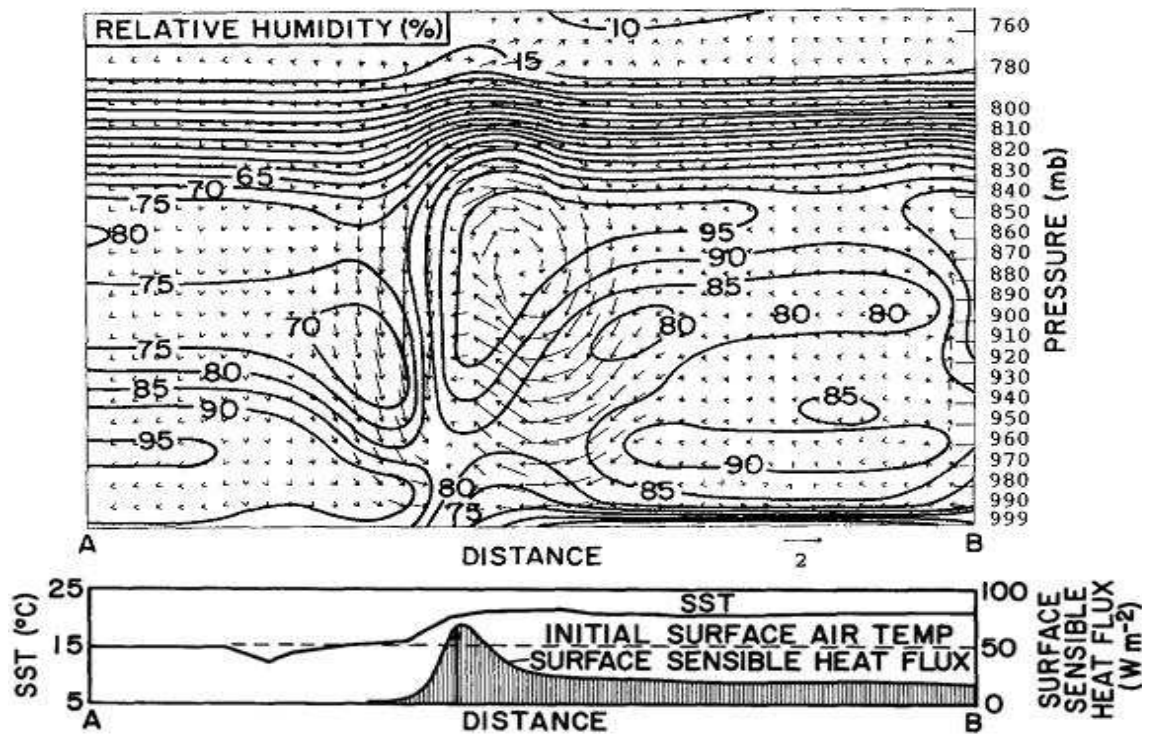


圖 2-17 橫跨海溫鋒面的熱力直接與間接環流雙胞結構之模擬結果。圖中 \overline{AB} 為約略垂直於海岸線成西北-東南走向之剖面；上圖之等值線為相對濕度、箭號為風矢量；下圖為等值線為海溫、陰影為可感熱通量(摘自 Warner et al. 1990)。

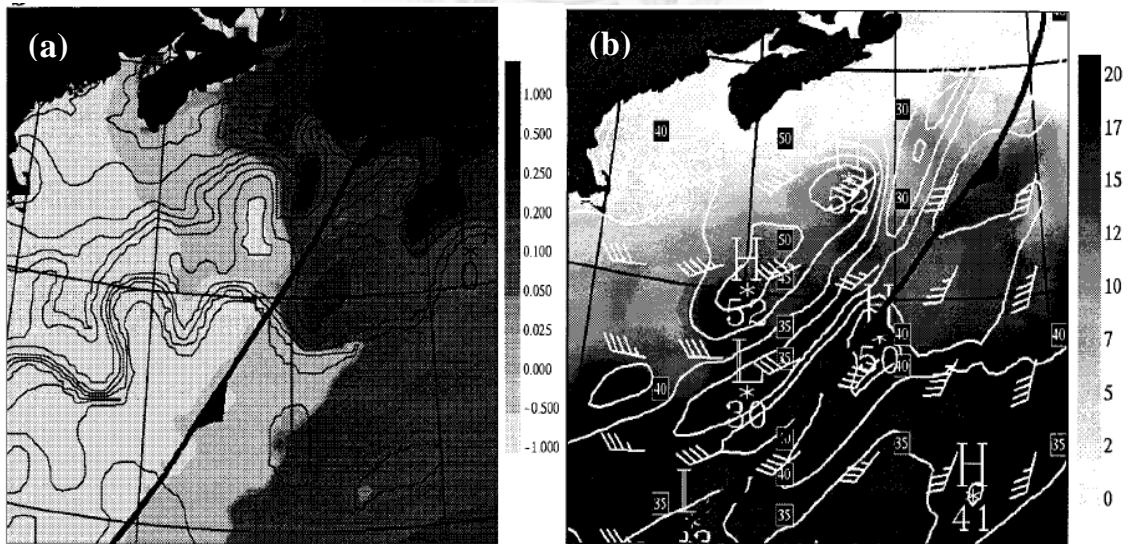


圖 2-18 非靜力模擬結果之鋒後(a)最下層 100 m 之 Ri_b (色階)與(b)10 m 高度風速(白色實線)；圖(a)之細實線及圖(b)之色階為海溫(摘自 Desjardins et al. 1998)。

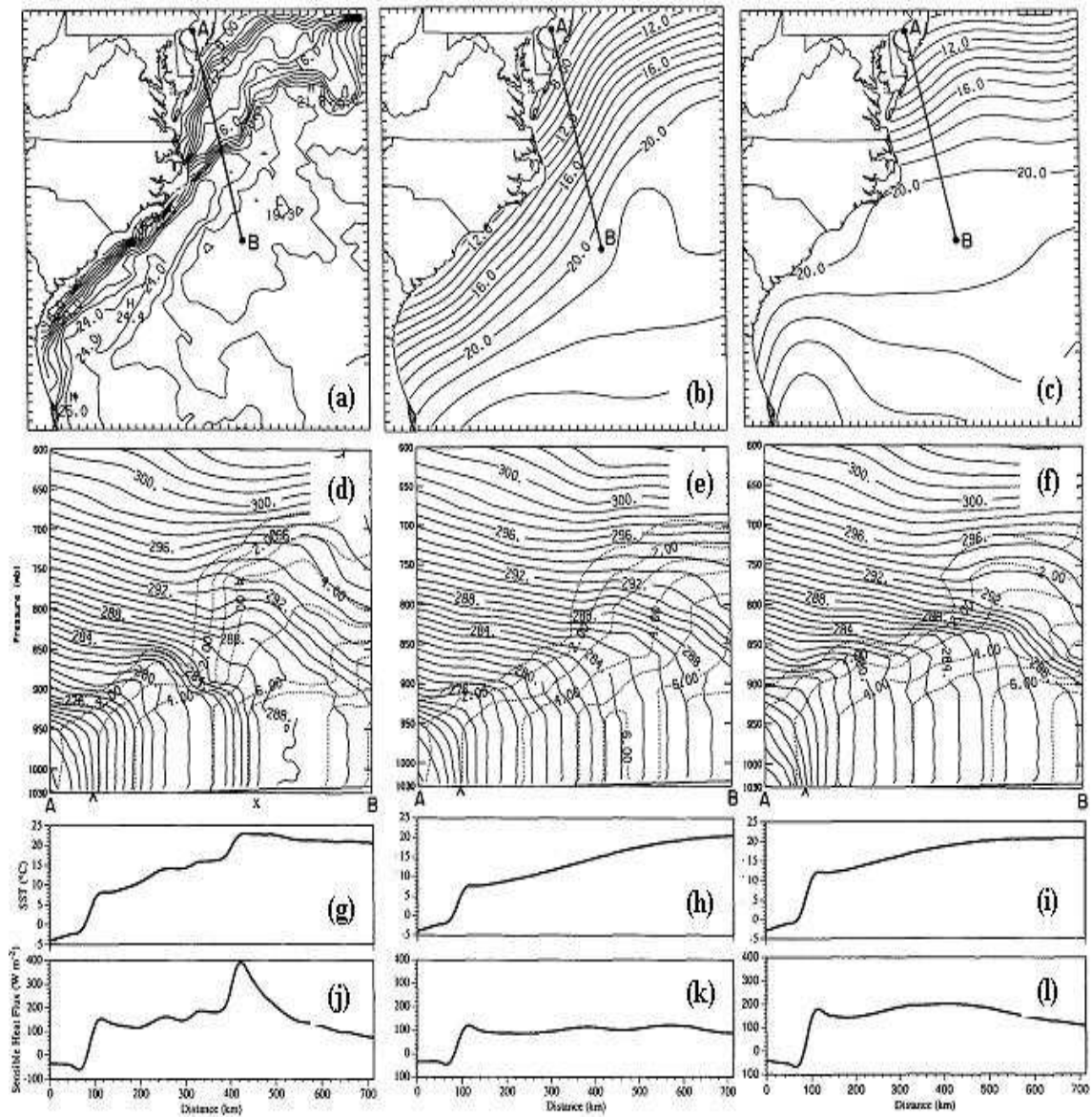


圖 2-19 解析度為 14 km(左列)、275 km 及 381 km(右列)時，(a)至(c)為模擬海岸鋒生所使用之初始海溫、(d)至(f)為沿 \overline{AB} 之位溫剖面、(g)至(i)為沿 \overline{AB} 之海溫及(j)至(l)為沿 \overline{AB} 之可感熱通量；圖(d)至(f)縱軸為氣壓(單位 hPa)，圖(g)至(i)縱軸為海溫(單位 $^{\circ}C$)，圖(j)至(l)縱軸為可感熱通量(單位 Wm^{-2})；圖(d)至(f)中 Λ 為近岸斜壓帶、X 為與可感熱通量差異偶合之斜壓帶(摘自 Doyle and Warner 1993a)。

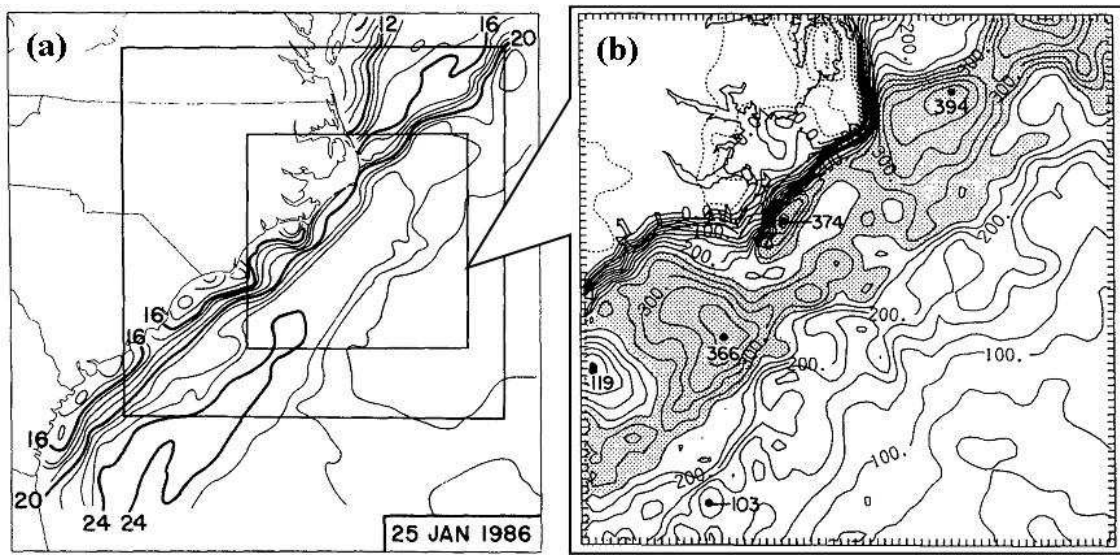


圖 2-20 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案(a)所使用之初始海溫及(b)模擬 12 小時之地表可感熱通量；圖(b)陰影區代表高於 250 Wm^{-2} (摘自 Doyle and Warner 1993b)。

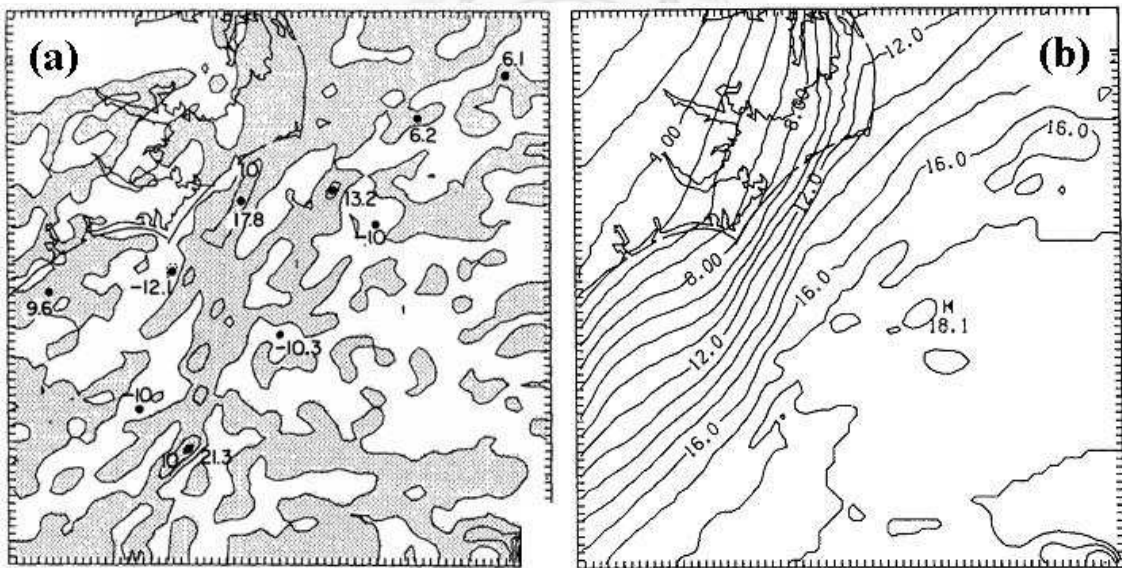


圖 2-21 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案至第 12 小時之(a)鋒生函數及(b)表面層($\sigma = 0.997$, 高度約 26 m)氣溫 (摘自 Doyle and Warner 1993b)。

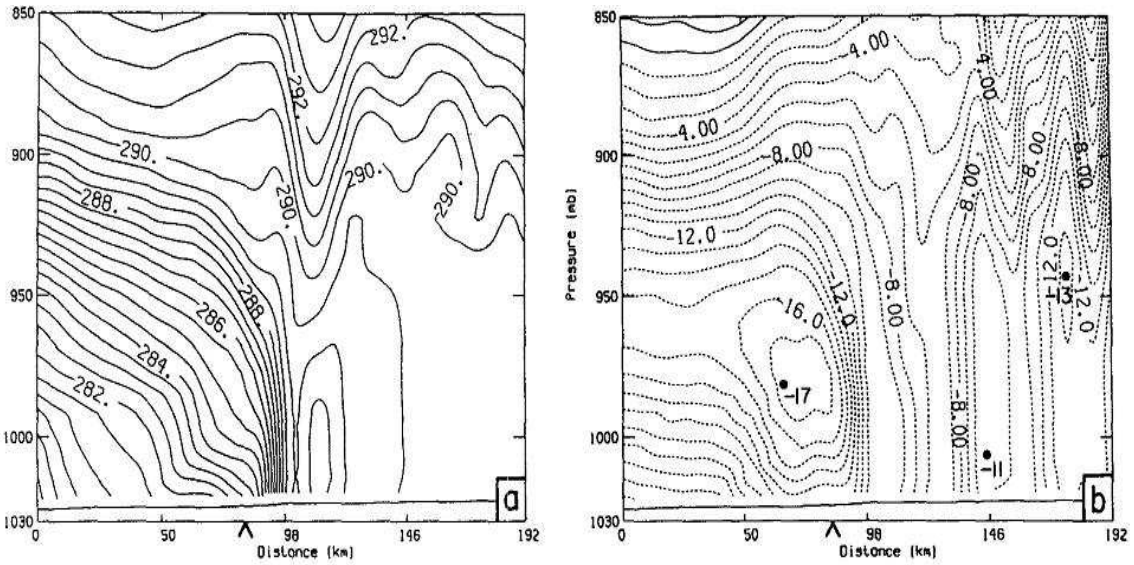


圖 2-22 非靜力模擬 GALE IOP 2 個案至第 18 小時，垂直於海岸剖面上之(a)位溫(單位 K)及(b)風速(單位 ms^{-1})；圖(a)之 Λ 為海岸線(摘自 Doyle and Warner 1993b)。

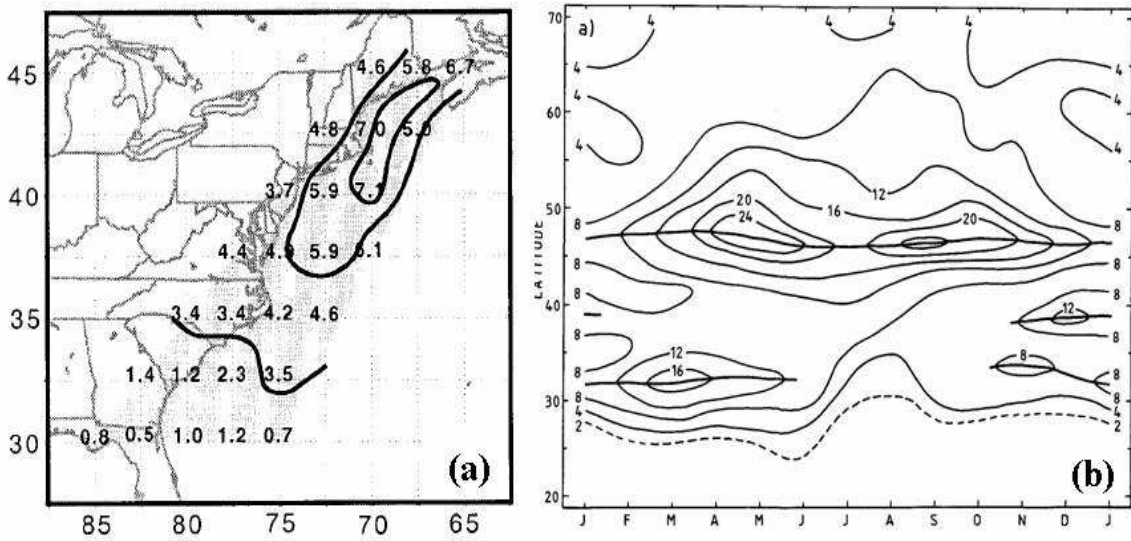


圖 2-23 (a)北美東岸冬季風暴相對發生次數(各格點的累計次數除以分析區域內總次數)百分比之空間分布(摘自 Hirsch et al. 2001)及(b)東亞旋生緯度一月份頻率(在 $60^{\circ}E$ 至 $160^{\circ}E$ 之間，所有以 5 mb 為間距所分析出的地面封閉低壓，沿同一緯度帶之總和，但次數已放大 10 倍)分布(摘自 Chen et al. 1991)。

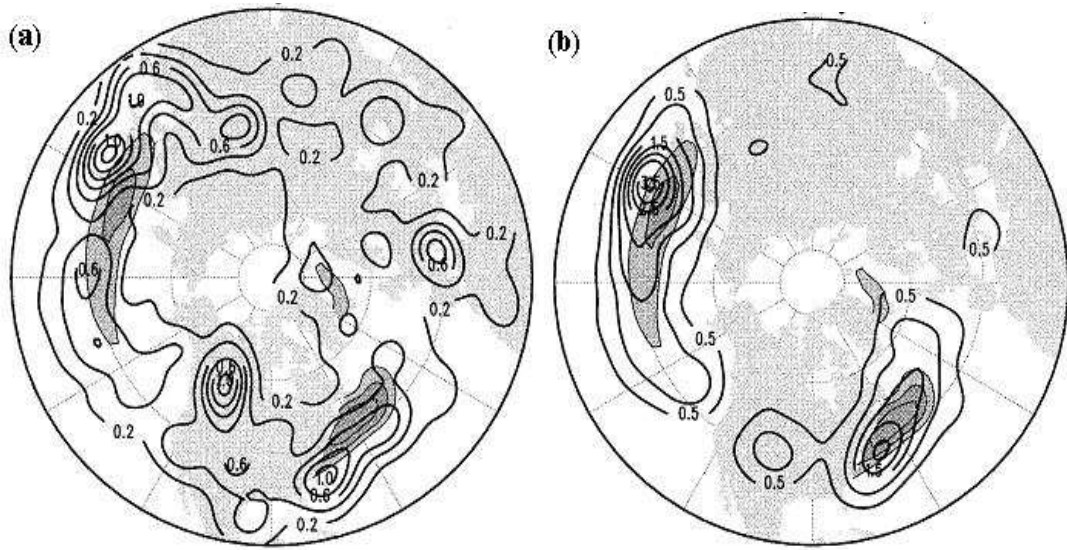


圖 2-24 1980 年至 1986 年間北半球冬季(10 至 3 月)氣旋之月平均(a)生成數及(b)快速加深數；陰影區為海溫梯度超過 $(8 \sim 10)^{\circ}\text{C}(1000\text{km})^{-1}$ 之範圍 (摘自 Sinclair 1997)。

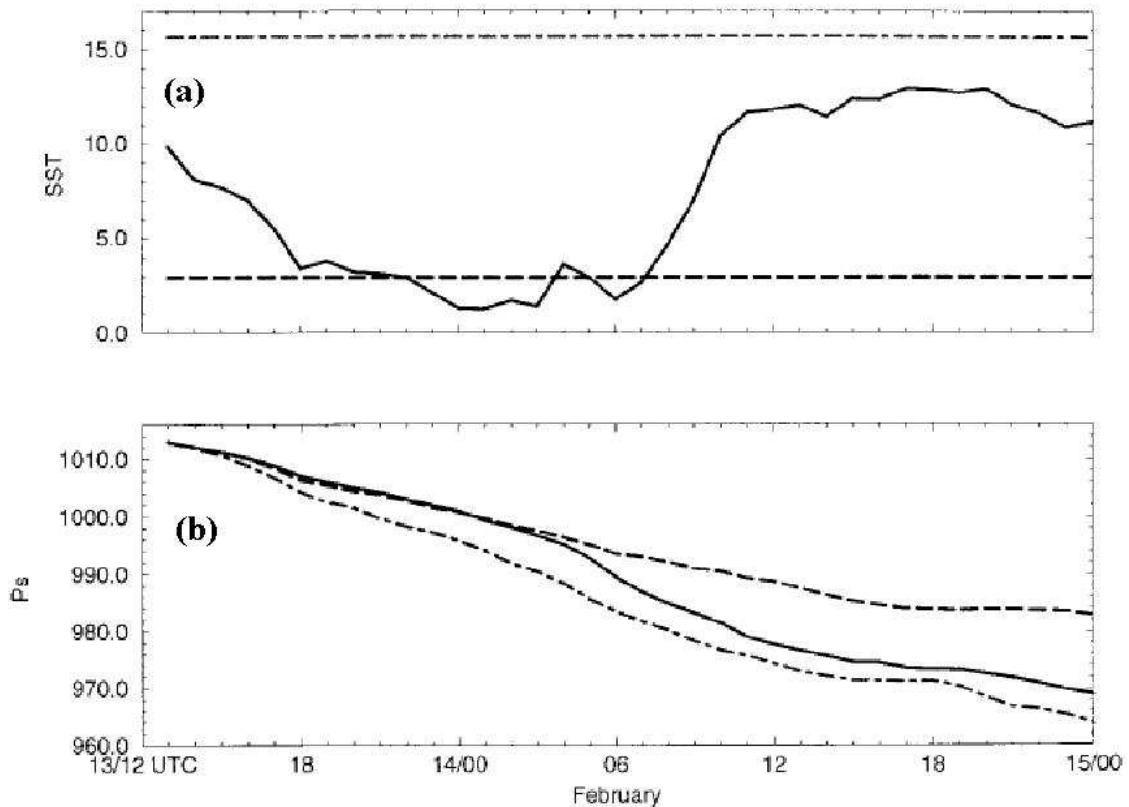


圖 2-25 數值模擬敏感度測試使用之(a)真實 (實線)、均勻高 (點斷線) 及低 (斷線) 海溫，與(b)積分 0 至 36 小時相對應之氣壓值 (摘自 Giordani and Caniaux 2001)。

第三章 研究工具及方法

前言所述的幾個核心問題，可由模式模擬的結果來說明，包括：

- (1) 藉由仿具備海氣交互作用後特性的東北季風環境，模擬東北季風遇台灣地形後的基本環流結構與特徵。
- (2) 在無地形下，藉由仿黑潮暖洋流海溫分布與無斜壓性冷空氣環境，模擬在冷空氣爆發過程中，海洋大氣邊界層結構之變化情形，以及海溫梯度激發邊界層次環流發展的概念模式。
- (3) 在有地形下，透過仿黑潮海溫分布與冷高壓氣溫配置之環境，模擬台灣東北部外海至東海一帶的特殊海氣環境，與邊界層及垂直次環流發展的關係，並說明台灣附近區域雨量分布特性的可能成因。

這三個模擬本質上都是探討中尺度現象，解析度的要求較高，原本與其他中小尺度天氣系統的模擬一樣，難免會遇到網格點數量增加後所產生的計算效率問題，以及網格點距離縮小後所導致的計算穩定度問題；然而本研究使用許武榮與商文義教授所共同發展的台大-普度非靜力模式（NTU-Purdue nonhydrostatic model），透過特殊的積分格式安排，且在平行化下（侯，2006），以及改變平流計算格式（謝，2006）之後，能夠在提高計算精確度與計算效率兩方面都同時兼顧，以下為此模式的介紹。

3.1 預報方程式

模式包含了7個基本的預報量，分別是三維風速(u, v, w)、密度(ρ)、相當位溫(θ_e)與總體水含量(q_w)，以及為了簡化擾動量預報複雜程度，採用1.5階封閉格式所必須的平均亂流動能(\bar{E})。垂直座標 σ 在3.2節中說明。

6個基本預報方程如下：

三維動量方程：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p'}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right] = fv - bw + Adv(u) + D(u) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p'}{\partial y} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial y} \right)_z \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right] = -fu + Adv(v) + D(v) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} = bu - \frac{\rho - \rho_0}{\rho} g + Adv(w) + D(w) \quad (3.3)$$

連續方程：

$$\delta_2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left[\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial \rho u}{\partial \sigma} \right] + \left[\frac{\partial \rho v}{\partial y} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial y} \right)_z \frac{\partial \rho v}{\partial \sigma} \right] + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial \rho w}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.4)$$

熱力方程：

$$\frac{\partial \theta_e}{\partial t} = Adv(\theta_e) + \frac{l_v q_v}{C_p} \frac{d}{dt} \left(\frac{\theta}{T} \right) + D(\theta_e) \quad (3.5)$$

總水量方程：

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = Adv(q_w) + D(q_w) \quad (3.6)$$

在以上各預報方程中，科氏參數包含 $f = 2\Omega \sin \phi$ 及 $b = 2\Omega \cos \phi$ ，不過在本研究的所有實驗中， b 的效應均不計； D 為次網格擴散項；式中

$$Adv(A) = -u \frac{\partial A}{\partial x} - v \frac{\partial A}{\partial y} - \sigma \frac{\partial A}{\partial \sigma} \quad (3.7)$$

$$\text{相當位溫: } \theta_e = \theta + \frac{l_v}{c_p} \left(\frac{\theta}{T} \right) q_v \quad (3.8)$$

$$\text{總體水含量: } q_w = q_v + q_l \quad (3.9)$$

q_v 及 q_l 分別為水氣和液態水混合比

$$\sigma \text{ 的時間變化率: } \dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial z} w + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z u \quad (3.10)$$

$$\text{擾動氣壓: } p' = p - p_0(z) \quad (3.11)$$

在潮濕大氣中，根據位溫、相當位溫、飽和水氣壓、虛溫、總水量之定義，以及濕空氣狀態方程，依飽和或未飽和狀態；透過牛頓疊代法可診斷出 p 及 T (戴，1998)。

模式第 7 個預報方程為亂流動能方程：

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i E}) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_o} \overline{w' \theta'_v} - \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{u'_i (e' + p' / \rho_o)}] - \varepsilon \quad (3.12)$$

(3.12) 式中平均次網格亂流動能為 $\bar{E} \equiv \bar{e}'$ 。

$$\text{次網格亂流擾動動能：} e' \equiv \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (3.13)$$

其他各項的參數方式包括：

$$\overline{u'_i u'_j} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{E} \quad (3.14)$$

$$\overline{u'_i \theta'_e} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial x_i} \quad (3.15)$$

$$\overline{u'_i q'_w} = -K_h \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial x_i} \quad (3.16)$$

$$\overline{w' \theta'_v} = A \overline{w' \theta'_e} + B \overline{\theta w' q'_w} \quad (3.17)$$

$$\overline{u'_i (e' + p' / \rho_o)} = -2K_m \partial \bar{E} / \partial x_i \quad (3.18)$$

在未飽和空氣中，(3.17) 式中的係數 A 與 B 由以下二式給定：

$$A = 1 + 0.61 q_w \quad (3.19)$$

$$B = 0.61 \theta - \frac{L_v}{c_p} \left(\frac{\theta}{T} \right) (1 + 0.61 q_w) \quad (3.20)$$

在飽和空氣中，(3.17) 式中的係數 A 與 B 則由以下二式給定：

$$A = \frac{R_v T^2 (1 + 1.61 q_s - q_w) + 1.61 T L_v q_s}{R_v T^2 + \frac{L_v^2}{c_p} q_s} \quad (3.21)$$

$$B = -\theta \quad (3.22)$$

(3.14) 至 (3.18) 式中的次網格渦流係數以下面二式給定：

$$K_m = 0.10 l \bar{E}^{1/2} \quad (3.23)$$

$$K_h = (1 + 2l / \Delta s) K_m \quad (3.24)$$

其中 l 是次網格混合長度，限制其大小不能超過離地高度或網格尺度 Δs ($\equiv (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$)。在穩定大氣中若 $\overline{w'\theta_v'} < 0$ ，且 $l_s < \Delta s$ ，次網格混合長度尺度假定為 $l = l_s = 0.76 \overline{E}^{1/2} \left(\frac{g}{\theta_o} \frac{\overline{w'\theta_v'}}{K_h} \right)^{-1/2}$ ；否則，令 $l = \Delta s$ 。亂流動能消

耗項為 $\varepsilon = C_\varepsilon \frac{\overline{E}^{3/2}}{\ell}$ ， C_ε 為常數。

3.2 座標系統

垂直坐標則是採用跟隨地形的 σ 坐標，即

$$\sigma = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p_0(z_{surface}) - p_0(z_{top})} = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p^*} \quad (3.25)$$

其中 P_0 是參考大氣的壓力，僅為高度之函數； σ 雖然是由壓力計算出來的，但因為此壓力為參考態壓力，不隨時間而變，所以嚴格來說此垂直坐標是一種 σ - z 坐標。網格變數配置採用有利輻合場及垂直速度場計算的 Arakawa C 交錯網格，在水平方向上，所有熱力變數均在同一格點上，並與水平風速 u 、 v 在同一水平面上交錯配置，而在垂直方向上，垂直速度 w 與亂流動能位於同一高度，而與其他所有變數交錯配置(圖 3-1)。

3.3 邊界條件

積分域的側邊界可以使用開放性或週期性邊界條件；上邊界為開放性邊界條件，但仍設定海綿吸收層以避免聲波或重力波反射，阻尼係數在海綿層內由頂端向內部線性減少至 0。下邊界可設定為無流動或無摩擦 (free-slip) 的地表，無流動的條件為指定地表風速為零，但在無摩擦狀況下，地表垂直向氣壓梯度的計算，因僅能以單向插分進行計算，導致動量方程出現誤差，需要特別處理(謝，2006)。

3.4 其他物理過程之計算

地表過程透過 MO 相似理論 (Monin-Obukhov similarity theory) 來近似 (侯, 2006); 水相只考慮最簡單的水氣、雲水及雨滴, 由於水的預報量僅有總水量 (q_w), 模式藉由假定相當位溫為定值來診斷雲水量 (q_l), 雨滴的診斷參考 Nagata and Ogura(1991), 雲微物理參數化則以 Hsie et al. (1980)、Lin et al. (1983) 和 Rutledge and Hobbs (1983, 1984) 為基礎。

3.5 有限差分格式

中小尺度天氣系統的模擬, 常在計算準確及省時之間做選擇; 由於電腦能力進步, 壓縮 (compressible, 即保留透過連續方程預報密度的能力) 的架構已被許多模式採用; 然而聲波會嚴重限制這類模式的積分時步 (time step)。通常垂直方向的格距都比水平方向小, 此時只要在垂直方向採用隱式 (implicit) 格式, 就可以改善這種缺點。但若模擬的問題須使用水平與垂直方向上差異不大的格距, 或模擬陡峭地形下的天氣過程時, 這種在垂直方向上使用隱式格式的優勢不但無法凸顯, 還可能讓模式不穩定。台大-普度模式為一全壓縮非靜力模式, 積分時步也會被聲波限制, 若積分採用極小的時步, 效率勢必將被犧牲, 但若根據各種大氣波動的時間尺度, 以不同的時步來積分快、慢速波, 即所謂的時間分割法 (time splitting technique) (圖 3-2), 並搭配時間差分格式的調整, 仍有加快效率的效果。

聲波及重力波均採用最小的時步, 並搭配向前-向後的時間積分策略, 作法是在預報方程的強迫項中, 凡與熱力參數相關者, 均以向後格式處理, 而與風場相關者, 則以向前格式處理; 因此 (3-1) 至 (3-3) 式等號左側第 2 項的氣壓梯度力與浮力項, 皆以向後格式積分, 而 (3-4) 式等號左側第 2 至 4 項, 則以向前格式積分。此格式對線性化的聲波與重力波而言都是中性穩定的, 且模擬過程對記憶體的需求只有三時間格式的一半 (Hsu and Sun 2001)。速度較慢的平流過程, 以較長的時步透過向前格式積分, 而擴散過程也是使用向前格式, 但積分時步最長的。

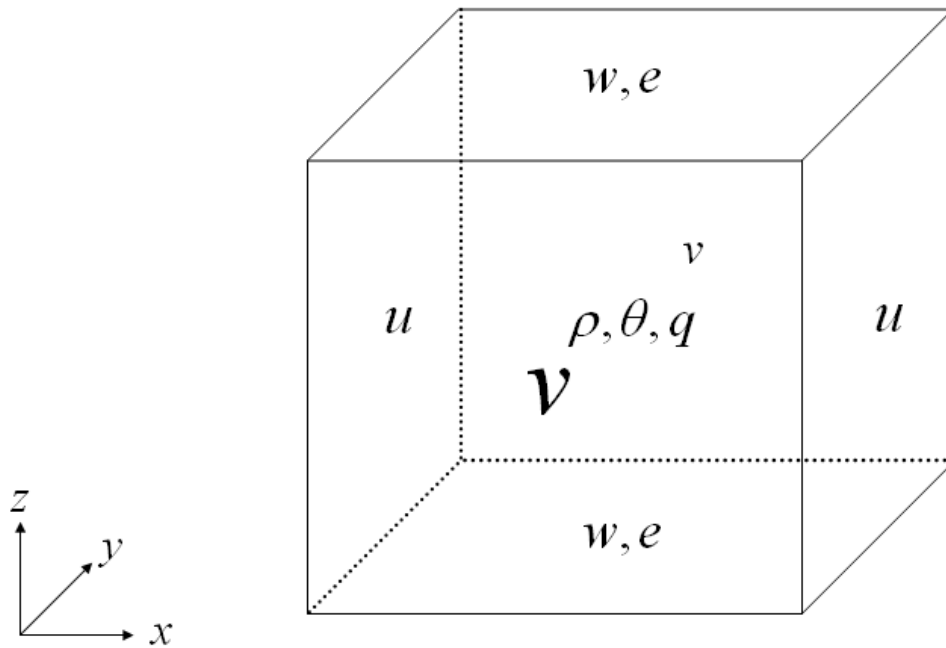


圖 3-1 台大-普度非靜力模式之網格變數配置示意圖。

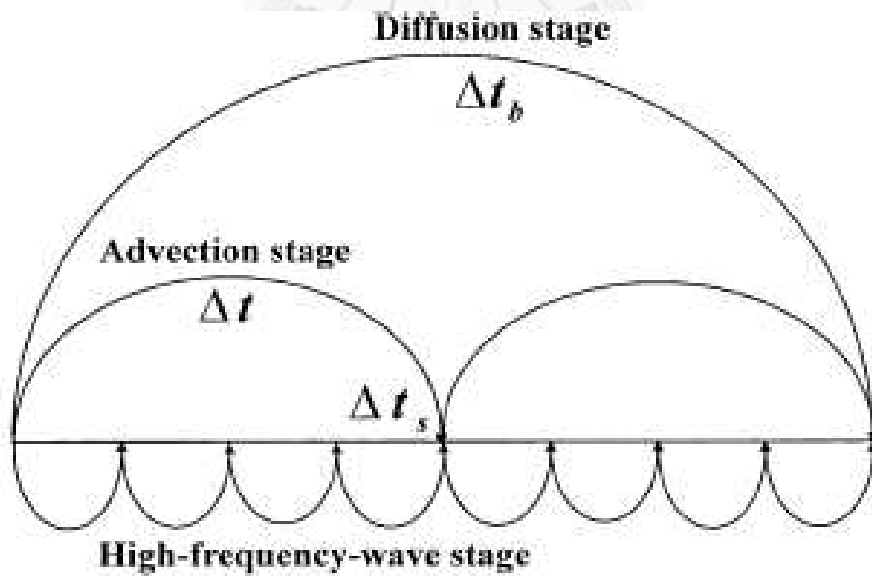


圖 3-2 台大-普度非靜力模式之時間分割法示意圖。圖中 Δt_b 、 Δt 及 Δt_s 分別為擴散、平流及快速傳播波的積分時步。

第四章 非斜壓大氣下黑潮海域海洋大氣邊界層的發展

如前言所述，每當冷空氣向低緯度爆發影響台灣地區時，從衛星雲圖或地面觀測資料的分析，在台灣附近總會有一些特徵不斷重複出現，本文首先藉由理想環境下的模擬實驗，檢驗東北風在地形影響之下，包括氣流場、風場、雲分布等基本的局部環流特徵。

4.1 東北季風影響下台灣附近的局部環流

這實驗的目的，並不需要將個別胞狀對流的結構都解析出來，所以採用水平及垂直分別為 2500 m 及 300 m 的解析度。水平方向的積分範圍有 252×252 個格點 (627.5×627.5 km²)，台灣附近重要的局部環流均可包括在內，而中央山脈最高約可解析到海拔近 2700 m (圖 4-1)。盛行風設為風速為 10 ms⁻¹ 的均勻東北風；雖然不均勻海溫分布的特性暫不考慮，但為了表現出冷空氣自陸地向暖海面爆發，並經過自海面上傳之可感熱及潛熱通量調整後的大氣熱力結構特性，將 3 km 以下的初始穩定度設為 $N^2 = 5 \times 10^{-5} s^{-2}$ ，3 km 以上的穩定度設為 $N^2 = 2 \times 10^{-4} s^{-2}$ ；另外在 1.6 km 至 2.8 km 的高度之間，加入 0.0003 kgkg⁻¹ 的液態水，來代表海洋邊界層頂附近的層雲；另將相對濕度設定為自地面的 70 %，向上線性遞增至 1400 m 高度上的 98 %，再於 3000 m 高度起，向上遞減至 5000 m 的 18 %，5000 m 以上至模式頂層則保持定值 18 %。由於冬季大氣受暖洋面調節並發展出層積雲的過程，都在低層大氣進行 (Agge and Lomax 1978)，所以理想模擬的中高層風場，並未採用近似冬季真實大氣的結構。詳細的積分策略及物理條件設定如表 4-1。

以模式設定之 10 ms⁻¹ 東北風及 3 km 以下的穩定度，在模擬所能解析之最高地形約近 2700 m 情形下，經計算可得 *Fr* 值約為 0.53 (或無因次高度略小於 2)，假設東北風對應台灣地形之長寬比 β 為 0.25，比對圖 1-2，氣流行為應傾向落於山岳波流型。然而台灣地形長軸大致為北北東—南南西走向，並不完全平行於地形

長軸，與模擬初始設定的東北風之間存在約 30° 的夾角，讓繞流的效果被增強，這相當於在圖 1-2 中，將原本適用的長寬比自 0.25 向右移，以及初始即已設定的層雲以及低層的高相對濕度，會在凝結時提供潛熱釋放，致局部氣層的穩定度降低，使 Fr 值高於模擬初始條件計算所得之 0.53（或有降低無因次地形高度的效果），讓過山的效果被增強，這相當於在圖 1-2 中，將原本適用的無因次地形高度自 2 左右向下移；基於這兩項理由，定性而言，東北風遇台灣地形後的行為，並不能完全確定究竟是落在分流（flow splitting）或山岳波（mountain wave）流型特性內。

由模擬之第 3 小時地面氣流場（圖 4-2）顯示，東北風一旦接觸台灣東北部陸地後，氣流立刻分為朝西及朝南兩個方向的分支。偏西走的分支幾乎完全繞台灣西北部而過，並在進入北台灣海峽之後轉向西南方向，當此分支繼續流動，進入南台灣海峽之後，氣流呈現完整的分流型態，逐漸結束其繞山過程。而偏南走的分支則較為複雜，其中一部份自分離線脫離後向西直接越山而過，再與西部平原上的繞山氣流相遇，形成沿山脈左側向西南部海域延伸的輻合帶；另一部份則自分離線脫離後轉向東南及南方，以迎風面逆流的型態，與盛行氣流在東部近海合流形成另一輻合帶；另在迎風面及背風面近地表，分別出現一擾動高氣壓和低氣壓場，最大強度各約為正、負 100 Pa 左右（圖 4-3）。在此理想模擬的環境下，山岳波的垂直波長約為 9000 m，因此 4500 m 高度處的擾動氣壓場，呈現與地面反相分布狀態，且強度較地面為弱（圖 4-4）。整體地面流場外觀看似以繞流為主，但在均勻東北風的模擬設定下，過山的型態亦存在。

配合地表氣流場特性（圖 4-2）模擬至第 3 小時的 300 m 高度上之風速（圖 4-5）顯示，盛行之東北風在東北部外海遭遇高壓後減速並分流，轉向西及南方分別繞過西北部及東部外海，再加速進入台灣海峽與東南部海域；而向西繞山氣流與越過中央山脈之氣流於山脈左側輻合後，在西南部沿海呈現減速現象。值得注意的是，在南台灣海峽至西南部一帶的氣流減速區，正好也就是向西繞山氣流的分流區。氣流加速最大的區域，分別位於山脈西北側及南端的平地與海面；氣流

減速最大的區域，則分別位於山脈東北側及西南側的平地與近海。

海面上的上升運動區，分別位於東部外海及台灣西南側（圖 4-6），與地表出現氣流輻合的位置一致。除了在山脈西側坡地之外，垂直方向上的總液態水量（圖 4-7）的分布類似衛星雲圖（圖 1-1）所見之雲系特徵，即在氣流越山前的迎風面及東部海域有較多的液態水，在山脈西南側也因氣流的輻合而有高總液態水量，並且向西南方的海域延伸；而在台灣海峽至西部平原之間，則出現總液態水量為零的區域；地面累積雨量強度及分布趨勢（圖 4-8），則十分類似觀測到的季節平均狀態（圖 1-3）。

南北向第 375 km、東西向第 50 km 至第 500 km 之間（圖 4-1 紅色線段）的垂直速度和液態水量剖面顯示（圖 4-9），除了在圖左半邊自模擬初始即已存在的雲層之外，液態水量在山脈右側接近山頂的迎風面，及山脈左側的背風坡上方等兩處均顯著增加（最大不超過 0.001 kg kg^{-1} ）；這些位置為東風分量的主要上升區，液態水量顯著增加分別肇因於過山氣流受地形舉升，及向西繞山氣流與過山之下坡風輻合（圖 4-2）等原因；另在位於山脈東側接近海岸處，由於逆流與盛行氣流輻合（圖 4-2、圖 4-6），液態水量也較初始設定為深厚（超過 $0.0005 \text{ kg kg}^{-1}$ ）；液態水量在東風分量剛越過山脈抵達背風面時迅速減少，雲層在此位置上變薄，肇因於過山東風下沉所致，該處的下沉風速為 -0.4 ms^{-1} 至 -0.8 ms^{-1} ，另在西部平原延伸至台灣海峽上空一帶，即繞山氣流的分流輻散區，液態水含量完全消失、雲層消散，與可見光衛星雲圖上常見特徵（圖 1-1）一致。

4.2 黑潮海域海洋大氣邊界層之發展

冬季冷空氣向南爆發至低緯度區海面，低層乾、冷空氣被暖洋面上傳的可感熱及水氣調整，透過邊界層內海氣交互作用的對流，引起邊界層的發展。在黑潮流經的台灣東方至日本南方一帶海域，因海溫偏高，氣海溫差可達 20°C ，大量可感熱與水氣向上傳遞至大氣，對流邊界層迅速變的不穩定，發展特別深厚。AMTEX 74 實驗期間，在冷鋒通過前後，海氣間可感熱及潛熱通量增加，激發了中尺度胞狀對流的發展 (Agee and Howley 1977)；AMTEX 75 實驗期間，氣海溫差也曾造成 1200 Wm^{-2} 的總熱通量，可感熱及水氣通量很快地就改變了原本大陸性氣團的邊界層結構 (Sheu and Agee 1977)。除此之外，從北美東岸中尺度海岸過程及旋生相關研究所得到的經驗，乾、冷大陸性氣團流經灣流伴隨的海溫梯度區域，形成局部不均勻熱通量環境，更是引起後續天氣系統發展的關鍵因素，東亞與北美大陸東岸暖洋流的海氣環境有許多相似之處。本章將以一仿照黑潮海溫分布及無斜壓性冷空氣的環境，來模擬東海一帶海洋大氣邊界層的發展過程，除了瞭解黑潮調節出的海洋大氣邊界層結構特性之外，也要說明黑潮所伴隨的海溫梯度，是否也有可能透過類似中尺度海岸過程，激發出邊界層內的垂直次環流。

4.2.1 黑潮海溫分布對海洋大氣邊界層熱力結構之影響

本實驗所設計的模擬環境相當單純，在有摩擦、無科式力條件下，以 10000 m 及 100 m 的水平及垂直解析度，在格點數為 100×100 ，即 $10^3 \times 10^3 \text{ km}^2$ 的水平範圍內進行積分，側邊界採開放性邊界條件；初始地面氣壓設為 1020 hPa ，盛行風為風速為 10 ms^{-1} 的均勻東北風。為呈現黑潮海溫的空間分布特性，設海溫最高為 295 K 並由東南向西北遞減，最低海溫設定為 286 K ；海溫梯度右側相當於黑潮的高海溫軸線 (圖 4-10)。海溫不隨時間改變，且等海溫線與氣流方向平行。在此實驗中沒有初始的層雲，低層大氣 (2000 m 以下) 的相對濕度為等於或低於 80% ，目的是讓冷空氣在向暖海面爆發過程中，透過海洋大氣邊界層的發展自然產生層

雲；初始大氣最底層虛位溫設為 275 K ，穩定度整層為均勻的 $1.5 \times 10^{-4}\text{ s}^{-2}$ ，因此初始近海表面大氣是非常冷而穩定的，各網格點的虛位溫為向上均勻遞增（圖 4-11）且結構相同，由於無科式力作用，大氣可簡化為在水平方向不存在溫度梯度，這從南北向的虛位溫剖面（圖 4-12，位於東西向第 500 km ）可觀察到。此外，為使模擬結果只聚焦在邊界層發展的特性，以及邊界層內垂直次環流的結構，在此實驗中亦暫不考慮台灣地形的影響。詳細的積分策略及初始環境列於表 4-2。

由於初始大氣溫度在水平方向是均勻的，初始的海溫分布，就決定了初始的海氣溫差分布。模擬初始海面與 25 m 高度上的海氣溫差，介於冷海面（即海溫分布具有梯度之區域，相對於最高海溫可視為冷海面）上的 10 K 至暖海面上的 20 K 之間（圖 4-13a），在此高海氣間溫差的影響下，可感熱立刻自海面透過亂流上傳至大氣；模擬開始後的第 1 個小時，可觀察到最強的可感熱通量，就分布在最高海溫區域，最大值超過 250 Wm^{-2} （圖 4-13b），此值與 AMTEX 75 期間，在一次鋒面過後個案所觀測到的可感熱通量（ 257 Wm^{-2} ）相當（Sheu and Agee 1977）；即使是在冷海面，模擬的可感熱通量，也達到 100 Wm^{-2} 以上。又水氣也會透過亂流上傳至大氣，高海溫處的水氣（潛熱）通量也較低海溫處大。模擬至第 1 個小時，暖海面的潛熱通量，最大超過 300 Wm^{-2} （圖未附），這使得亂流總熱通量約達到 600 Wm^{-2} ，與 AMTEX 74 鋒後觀測的區域平均值（ 768 Wm^{-2} ）也相當接近（Agee and Howley 1977）；又不論可感熱或潛熱通量的空間分布情況，也與氣候平均值（Hirose et al. 1999）分布一致（圖 2-7），亦符合觀測的潛熱通量較可感熱通量強的特性（Doyle and Warner 1990；Fujitani 1981；Sethuraman et al. 1986）。

透過南北向（參考圖 4-10 中的黑色點線）的虛位溫剖面（圖 4-14），可檢視在不均勻的海溫分布下，海洋大氣邊界層的發展情況。觀察高海溫、也就是高海氣溫差處（即剖面左半側），隨著積分時間的延長，模擬至第 1、3、5 及 7 小時之虛位溫與擾動虛位溫分別示於圖 4-14a、b、c 及 d。各小圖左側為南，海溫較高，右側為北，海溫較低。相較於初始場（圖 4-11），地面層大氣的增溫非常明顯，擾動

虛位溫（圖 4-14 中的黑色等值線）達到 10 K 以上，導致近地面始終存在垂直向極強的負虛位溫梯度（隨高度增高迅速遞減）。在對流混合作用下，初始穩定大氣的垂直虛位溫梯度（圖 4-11），由近地面向上隨時間逐漸減弱，並漸被均勻混合的中性大氣所取代，故在垂直方向無虛位溫梯度，在上方，則為未受對流混合影響的穩定大氣。由於對流混合除了將近地面的高溫空氣向上混合之外，亦可將邊界層以上高虛位溫的暖空氣向下逸入邊界層內，具有減緩中性大氣與邊界層上方穩定大氣之間溫度梯度的作用，這也是使邊界層厚度增加的原因之一。因此各圖擾動虛位溫剖面上 0 K 等值線所在的高度，可視為被加熱氣層與沒有被加熱氣層之間的分界，也就是各時間的模擬邊界層厚度、或邊界層頂以及逆溫層底的高度；模擬第 1、3、5 及第 7 小時，邊界層厚度依序可發展到約 700 m、1600 m、2200 m 及 2700 m，而隨著邊界層發展，邊界層內的溫度也逐漸升高，致整個邊界層內的增溫，從第 1 小時的 0 K 至 2 K，增加到第 7 小時的 0 K 至 8 K。

海氣溫差的分布差異對於邊界層發展及結構的影響，由南北向位溫剖面上也可以清楚地辨別現出來，例如模擬至第 7 小時（圖 4-14d），剖面北側（冷海面）邊界層內大氣的增溫，較南側（暖海面）（圖 4-13b）減弱許多，除了近地面外，僅有 0 K 至 6 K；邊界層的厚度也較淺薄，最高僅發展至 2000 m 左右。事實上，由分別位於暖（圖 4-15a）、冷海面（圖 4-15b）的虛位溫剖面，比對逐時的邊界層頂高度及氣層增溫之差異，即可看出不均勻的海氣溫差分布，從模擬一開始就深深地影響邊界層的發展。雖然初始大氣的溫度在冷及暖海面上是相同的，但在往後的時間，暖海面的邊界層增厚較冷海面快，邊界層內的增溫幅度也較大；模擬第 1 小時後，暖海面上的層雲（液態水）就開始形成了，雲頂高度及雲層厚度均隨時間增大，但仍然受到逆溫層的限制（圖 4-16a）；相較之下，冷海面的層雲形成時間延後，厚度較小，液態水含量也少（圖 4-16b）。值得注意的是，不論暖或冷海面上的虛位溫剖面，由下而上均能顯示出許多細微的海洋大氣邊界層結構（圖 4-15），例如在暖海面上模擬的第 6 小時，包括最接近海面的超絕熱地表層、

在地面層與層雲之間且隨高度增加呈現輕微降溫的次雲層 (subcloud layer)，受液態水隨高度增加的潛熱釋放效應影響而呈現輕微增溫的凝結層，在凝結層上方虛位溫隨高度迅速遞增的淺薄逆溫層，以及最上方未受影響的自由大氣等 (Agge and Lomax 1978; Hsu and Sun 1991)，都在模擬結果中表現的十分清楚 (圖 4-15a 中，由下而上紅色、淺藍色、紫色、灰色及黃色色塊所示)。如以模擬所使用的水平解析度而言，不論是胞狀對流的結構以及對流內外的細微熱力特徵差異 (Hsu and Sun 1991)，在液態水或虛位溫剖面中是辨別不出來的。

從以上模擬結果顯示，模擬之初始環境設計及模式邊界層的計算，可合理的反應出冬季東海一帶海域，在黑潮高海溫的影響下，包括熱通量強度與空間分布、邊界層的演變過程、以及邊界層內的熱力結構等重要的海洋大氣邊界層特性。這些結果代表模擬具有相當的可信度，本文將繼續探討在此環境下所發展出的其他特殊邊界層現象。

4.2.2 黑潮海溫分布對海洋大氣邊界層垂直次環流發展之影響

由於模式初始並無水平向的氣溫梯度，因此海溫越高代表海氣溫差越大，上傳的可感熱通量及潛熱通量就越多，大氣的增溫就越明顯；因此從模擬一開始，暖海面 (圖 4-10 中的 W 所標示之處) 較強的增溫將形成較深的擾動低壓，冷海面 (圖 4-10 中的 C 所標示之處) 較弱的增溫只能形成較淺的擾動低壓 (圖未附)，即原本均勻的初始氣壓場，將隨著模式積分逐漸形成不均勻的總氣壓分布。模擬至第 3 小時，距地表 25 m 高度處，出現強弱大致與海溫高低分布一致的擾動氣壓 (圖未附)，而總氣壓則與高、低海溫分布反相 (圖 4-17a)，並因此形成橫跨於暖、冷海面之間的氣壓梯度 (在 294 K 等海溫線西北側的等壓線分布，較東南側為密集)。不過細察此位於冷、暖海面之間的氣壓梯度，只分布在海溫梯度的上方 (在圖 4-17a 所顯示的範圍內約為 1 hPa)；冷海面上的氣流自低海溫區略朝高海溫區偏向，但暖海面上方的氣流仍暫維持初始的風向，之間便形成類似 Xie and Lin (1996)

或 Doyle and Warner (1993b) 所述、氣流流過加熱區後形成於加熱區下游西側的合流帶。仔細分辨此合流帶的位置，與最高等海溫線大致平行但略偏向高海溫區（由 294 K 東邊向西南延伸至 295 K 東邊）。事實上，一直到模擬的第 5 小時，除了海溫梯度上的加熱差異持續，導致冷、暖海面間的氣壓梯度更強（在圖 4-17b 所顯示的範圍內約為 1.5 hPa），以及氣流朝向暖海面的偏向更加明顯之外，這種偏向氣流造成局部合流的流場型態一直保持沒變。

就圖 4-10 黑色點線所在的南北向剖面而言，自南邊界往北至 650 km 位於暖海面上，650 km 至 1000 km 間的海溫逐漸降低，前述 25 m 高度上的合流帶，就出現在第 600 km 至第 700 km 之間。低層氣流的合流會引起上升運動，因此合流區上方的上升速度，比邊界層內其他位置上單純因亂流混合引起的上升速度強，模式模擬到第 3 小時，的確出現這樣的情況，在該剖面上，合流區與暖海面上的上升速度，最大分別為 0.029 ms^{-1} 與 0.002 ms^{-1} （圖 4-18a）；此時液態水以層積雲型態廣泛地出現於邊界層頂附近，合流區的液態水量超過 $0.00029 \text{ kgkg}^{-1}$ （圖 4-18b）。又再觀察模擬第 1、3 及 5 小時的擾動虛位溫南北向剖面（圖 4-14），暖海面上的擾動虛位溫等值線大致上是水平的，但冷海面上擾動虛位溫等值線的高度卻是向北傾斜（降低）的；不過在模擬的第 5 小時，位於第 600 km 至第 700 km 之間，擾動虛位溫 0 K 至 4 K 等值線，均明顯呈現向上突起的現象（圖 4-14c），此表示這位置上的邊界層出現局部較強的加熱，其高度在 1000 m 至邊界層頂之間，對照海溫分布，此一不均勻加熱正好位於最高海溫區邊緣的上方，也就是海溫由南側均勻的高溫開始向北降溫的位置。

到了模擬的第 7 小時，不論在南北向垂直剖面上或水平面上，都可見到與之前其他模擬時間相當不同的特徵。在垂直剖面上，擾動虛位溫 0 K 等值線向上突破附近的邊界層頂，擾動虛位溫 2 K 至 10 K 等值線也都向上突起，尤其虛位溫 283 K 等值線向下貫穿整層邊界層，將邊界層區分為南、北兩塊相對冷區，顯示此刻第 600 km 至第 700 km 之間的局部不均勻加熱十分明顯（圖 4-14d）。與第 4 小時之結

果比較，在海溫梯度上方的上升運動強度增強了一個數量級，達 2.34 ms^{-1} ，明顯的上升運動區高度超過 4000 m (圖 4-19a)，液態水含量也增加為三倍，達到 0.0009 kgkg^{-1} ，高液態水含量集中分布於強上升運動區上方，並向上突破邊界層頂 (圖 4-19b)；而在高液態水區外圍有很清楚的蒸發區，與附近層狀雲之間有明顯的分界；強上升氣流分別在 2000 m 至 4000 m 之間外流，再於主要上升區兩側約 30 km 至 100 km 處下沉，並在下邊界層形成深厚的內流，構成一完整之雙胞胎型垂直次環流。在 25 m 高度上，冷、暖海面之間的氣壓梯度增強 (在圖 4-17a 所顯示的範圍內約為 5.5 hPa)，沿最高等海溫線 (294 K 及 295 K) 附近出現局部的低壓帶，氣流不僅自冷海面向低壓帶內流，甚至位於暖海面的氣流也開始向低壓帶內流 (圖 4-17c)。本實驗結果在第 5 小時前後的變化最明顯，最大變化在於最高等海溫線附近低層局部氣壓場分布型態的改變、氣流合流與上升速度的增強、液態水凝結量的增多，及局部邊界層厚度的增高。為了解邊界層在模擬第 5 小時前後差異的成因，有必要再進一步比較總液態水與降雨量的變化情況。

選取東西向第 500 km 、南北向第 640 km 處 (參考圖 4-10 的 X)，也就是合流帶所經過的地方，作為分析的基準點；而東西向第 650 km 、南北向第 490 km 處 (參考圖 4-10 的 W) 及東西向第 350 km 、南北向第 790 km 處 (參考圖 4-10 的 C)，分別位於暖海面及冷海面上，線段 \overline{CXW} 垂直於等海溫線， \overline{CX} 及 \overline{XW} 分別位於冷及暖海面上且長度 (距離) 相等，因此分析 X、W 及 C 各位置 100 m 高度上的總氣壓比值 (圖 4-20，定義為各時間的氣壓值和初始氣壓的比)，就可以表現出 X、W 及 C 各點之間氣壓梯度的變化趨勢。模擬的前 5 個小時，X、W 及 C 的氣壓均逐漸下降，W 與 X 的氣壓下降幾乎同步，且比 C 快，即 \overline{XW} 上幾乎不存在氣壓梯度，但 \overline{CX} 上的氣壓梯度會隨時間逐漸增強。模擬第 6 小時，X 的氣壓下降幅度開始單獨增大，不但和 W 的氣壓值開始出現差距，與 C 的差距也擴大，這使得不但 \overline{CX} 上的氣壓梯度更形增強， \overline{XW} 上也出現氣壓梯度，而這樣的趨勢在模擬第 7 小時及以後都更為明顯。W、X 及 C 的總液態水量時間序列顯示 (圖 4-21 中的斷線)，在

模擬過程中都是以穩定緩慢的速度增加，但 X 及 W 的總液態水量始終比 C 高了一個數量級，積分至第 9 小時，X、W 及 C 的總液態水量分別為 3.8 mm、1.5 mm 及 0.09 mm。累積雨量時間序列顯示（圖 4-21 中的實線），整段模擬期間，在 C 處都沒有降雨，而 X 及 W 則分別自模擬第 5 及第 8 小時起開始出現降雨，尤其注意 X 處的降雨量，從模擬的第 6 小時起迅速累積，至第 9 小時達到 107.1 mm，而 W 僅有 0.37 mm。

模擬至第 1 小時無總液態水也無降雨，此時無潛熱釋放，因此海溫分布對大氣的加熱具有決定性的影響；當海氣溫差越大，可感熱通量越高，海洋對大氣的加熱就越強，X 位於海溫 294 K 等值線略偏東側的位置上，與 W 之間的海溫差距並不大，可感熱差異只有 12 Wm^{-2} 以內，但 C 與 X 間的海溫差異明顯，可感熱差異可達 115 Wm^{-2} （圖 4-13b），於是氣壓梯度只存在於 \overline{CX} 上，而在 \overline{XW} 上非常不明顯。模擬的第 2 至第 4 小時，X 及 W 上只出現少量的凝結（比較圖 4-21a 及 b 中的斷線），故潛熱釋放不但微弱且差異不明顯，在 \overline{XW} 上並未因此出現氣壓梯度；又 C 上的總液態水更少，所以造成 \overline{CX} 上氣壓梯度的原因，是以可感熱差異為主因，在可感熱差異持續的情況下，使得模擬第 1 小時至第 4 小時之間，在 \overline{CX} 上的氣壓梯度，穩定地隨時間成倍數成長。以上現象可以說明在模擬前期，為何氣流在海溫梯度所在位置會有偏向，但在暖海面上幾乎保持初始風向，以及合流帶形成的原因。

模擬至第 5 小時，雖然總液態水量仍然不多，但 X 的總液態水量較第 4 小時增加為 4 倍（由 0.75 mm 增加至 2.9 mm），且出現少量降雨（1.2 mm），相對於 W 在這一個小時內並未降雨且總液態水量增加較少（由 0.4 mm 增加至 0.6 mm），意即在 X 和 W 之間的潛熱釋放已出現輕微差異，不過此時合流上升運動（類似圖 4-18a）所伴隨的凝結潛熱，還只影響到邊界層的上半部（圖 4-14c）， \overline{XW} 之間只有微弱的氣壓梯度（參考圖 4-20）。換言之，造成模擬第 5 小時邊界層內加熱的主因仍然是可感熱通量，明顯的氣壓梯度仍然只存在具可感熱通量差異的 \overline{CX} 上。

模擬至第 6 小時，X 處的累積雨量迅速增加，總液態水與累積雨量之和為 17.2 mm，但在 W 仍只有 0.8 mm 的總液態水量，所以在 X 處因凝結所造成的潛熱釋放高於 W 處；這使得在 X、W 兩處，從模擬開始至第 5 小時之間，幾乎是同步下降的氣壓，終於出現顯著的差異，也就是從第 6 小時起，X 的氣壓開始以較快的速度下降，即在 \overline{XW} 上也出現氣壓梯度，這意謂著原本在高海溫區一直保持初始方向的氣流，也逐漸在氣壓梯度力作用下偏向並且進入合流區，可預期在第 6 小時以後，合流以及上升速度都將會加強。模擬到第 7 小時，在合流（圖 4-17c）與上升速度（圖 4-19a）均加強的情況下，X 處的總液態水與累積雨量之和為 46.4 mm，W 上仍僅有 1.0 mm 的少量總液態水，故造成第 600 km 至第 700 km 之間，貫穿整個邊界層內的明顯局部不均勻加熱現象（圖 4-14d），使得 X 的氣壓值成為 \overline{CXW} 上最低處，即 \overline{XW} 與 \overline{CX} 上都有氣壓梯度。換言之，從模擬的第 6 小時起，影響低層大氣氣壓變化的主要原因，已從海溫梯度引起的可感熱差異，變成由局部的潛熱釋放主導。

藉由在東西向第 500 km、南北向第 450 km 至第 850 km 之間，100 m 高度上的可感熱通量、擾動氣壓、水平風速及總液態水與降雨量之和的哈莫圖（Hovmöller diagram）（圖 4-22），可為本個案所討論之現象作一總結。在圖 4-22 中，第 850 km 至第 640 km 之間，海溫由 290 K 升至 294.5 K，是海溫梯度所在位置，第 640 km 正好是海溫梯度靠高海溫側的邊緣，而在第 640 km 至第 400 km 之間，海溫約只有 0.6 K 的增溫，海溫梯度微弱。由於初始氣溫為水平均勻，因此海溫梯度所在位置，也就是初始海氣溫差梯度的位置，亦即可感熱通量梯度存在於第 640 km 以北（圖 4-22 右半側），第 640 km 以南則存在較高但相對均勻之最高可感熱通量（圖 4-22 左半側）。從模擬的第 1 小時起到第 5 小時，雖然因為邊界層內緩慢的增溫（參考圖 4-15），使得大部分區域的可感熱通量均隨時間遞減，此由圖 4-22 右半側之紅色色階帶狀區域，隨時間逐漸向圖中間靠近可知，但可感熱不斷上傳的結果，大氣增溫使各處的氣壓均持續下降（圖 4-22 紫色雙點斷線代表總氣壓值，隨時間逐漸下

降)，尤其在不均勻的可感熱加熱下，越靠近圖 4-22 右側（冷海面）為相對越強之高壓，而圖 4-22 左半側，雖為相對較深的低壓但較不具梯度，致海溫梯度所在之處的氣壓梯度越來越強（圖 4-22 右半側紫色雙點斷線隨時間傾斜程度加大），因此最明顯的氣壓梯度就出現在海溫梯度的位置上；自模擬第 3 小時以後，氣壓梯度的增大導致氣流向高海溫處合流（圖 4-17a）（圖 4-22 第 640 km 附近的水平風速小於 7 ms^{-1} ，較其他位置都弱），並激發微弱的上升運動（圖 4-19a）及少量凝結，圖 4-22 也顯示在 640 km 處，總液態水量與累積雨量之和（黑色點線），超過 0.5 mm 的出現時間均較其他區域提早。

由於各氣象場在第 5 小時之前變化緩慢，因此在模擬初期，可感熱對邊界層的發展較為重要，潛熱釋放還沒有顯著的作用；這種緩慢變化的化，從第 5 小時起開始改變。由圖 4-22 可見，總液態水量與降雨量之和超過 2 mm 的區域，只集中在合流帶（640 km 附近），隨著合流帶上方總液態水量及降雨量增加，凝結的潛熱釋放加速局部氣壓下降（圖 4-22 第 640 km 附近的氣壓值最低）及氣壓梯度突然增強（圖 4-22 右半側紫色雙點斷線在第 5 小時以後隨時間傾斜的程度加大）的結果，使得局部風速、合流及上升速度都被加強；一旦進入這樣的循環，原來邊界層發展的啟動機制—海氣溫差，就不再那麼重要了，甚至在第 6 小時以後，因為總液態水量與降雨量快速增加，局部潛熱釋放增強的效果，導致在海溫均勻的高海溫區都出現氣壓梯度，這由圖 4-22 在第 7 小時以後，640 km 左側的紫色雙點斷線，亦出現傾斜且隨時間傾斜程度加大的現象可以看出。同時局部強風出現（高於 13 ms^{-1} 的水平風速），強垂直上升速度（圖 4-18b）及高凝結量（圖 4-19b，及圖 4-22 接近 640 km 處，大於 10 mm 的總液態水量與降雨量和）的出現，可視為垂直次環流已發展完成，同時原本在前期逐漸隨時間減弱的可感熱通量也跟著增大。換言之，當凝結量增加到一定的程度時，潛熱釋放加入了氣壓下降、風速及熱通量增強之間的相互影響循環中，使海溫梯度上方的邊界層次環流發展進入快速成長期。

因此，可感熱通量梯度緩慢地改變初始均溫的邊界層，產生次環流發展所需

要的合流，當合流引起上升運動，凝結釋放足夠的潛熱後才進一步促成了次環流的成長。這次環流具有直接（在較低海溫區下沉）與間接（在高海溫區下沉）兩種環流同時存在的特徵，符合 Warner et al.(1990)的研究結果。東西方向第 500 km，南北方向 400 km 至第 850 km 剖面上之散度時間變化（圖 4-23），顯示伴隨次環流發展的低層輻合（負的輻散），隨時間逐漸增強，尤其是在模擬的第 6 小時後增強最明顯。此輻合帶的位置，在第 9 小時以前並沒有隨時間移動，但自第 10 小時起，低層合流的位置似有向南移動之趨勢，這從圖 4-22（風速最弱處）及圖 4-23（輻合最強處）都可以觀察到；系統移動的原因可能與冷海面上仍持續具有較強的氣壓梯度有關，但由於實驗的背景環境與真實大氣差異性大，暫無討論之必要。

美國東岸冬季海岸槽（coastal trough）個案的模擬研究（Warner et al. 1990）顯示，灣流高海溫及海溫梯度的存在，對海洋大氣邊界層發展影響重大；而本實驗除了所設定的海氣溫差及海溫梯度較強，以致所發展出的邊界層及次環流較深厚之外，其他特性均與 Warner et al.（1990）結果相似。因此，黑潮高海溫及海溫梯度的存在，除了在冷、暖海面上方會逐漸發展出強度、厚度不一致的邊界層結構之外，也有機會發展出類似的垂直次環流。由於實驗設計簡化了許多真實大氣中應有的環境，下一章將以較接近真實環境的實驗結果，來探討黑潮區域海洋大氣邊界層的發展過程。

表 4-1 理想模擬之積分策略及初始環境設定。

海溫	290 K 均溫
台灣地形解析度	5 km (最大高度約 2700 m)
科式力	無
摩擦力	無
地面氣壓	1020 hPa
大氣穩定度 (N^2) 結構	surface \longrightarrow 3000 m \longrightarrow top $5 \times 10^{-5} s^{-2}$ $2 \times 10^{-4} s^{-2}$
相對溼度 (RH) 結構	surface \rightarrow 1400 m \rightarrow 3000 m \rightarrow 5000 m \rightarrow top 70% 98% 98% 18% 18%
液態水結構	surface \longrightarrow 1600 m \longrightarrow 2800 m \longrightarrow top $0 kg kg^{-1}$ $0.0003 kg kg^{-1}$ $0 kg kg^{-1}$
$dx = dy$	2500 m
dz	300 m
$u = v$	$-7.071 ms^{-1}$

表 4-2 不具斜壓性海洋大氣邊界層發展模擬之積分策略及初始環境設定。

海溫	286 K~295 K
台灣地形解析度	無地形
科式力	無
摩擦力	有
地面氣壓	1020 hPa
大氣穩定度 (N^2) 結構	surface \longrightarrow top $1.5 \times 10^{-4} s^{-2}$
相對溼度 (RH) 結構	surface \rightarrow 2000 m \rightarrow 6000 m \rightarrow top 80% 80% 40% 40%
液態水結構	無
$dx = dy$	10000 m
dz	100 m
$u = v$	$-7.071 ms^{-1}$

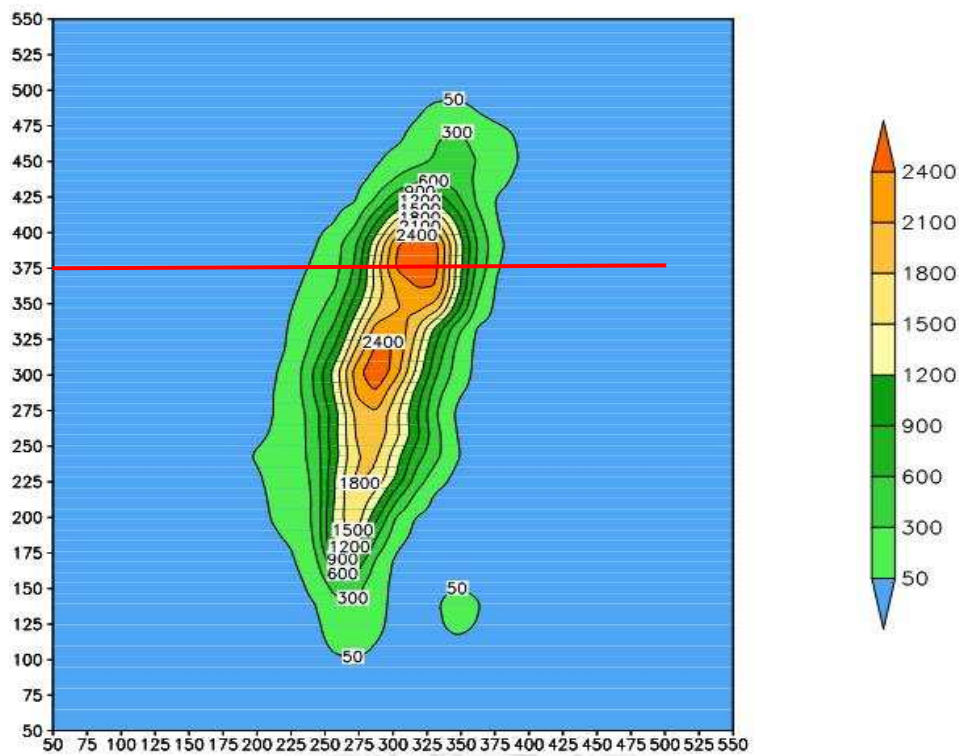


圖 4-1 模擬所使用的台灣地形。地形高度在 300 m 以上等高線間距為 300 m；東西及南北方向均顯示第 50 km 至第 550 km 之範圍。紅色線段為圖 4-9 剖面所在位置。

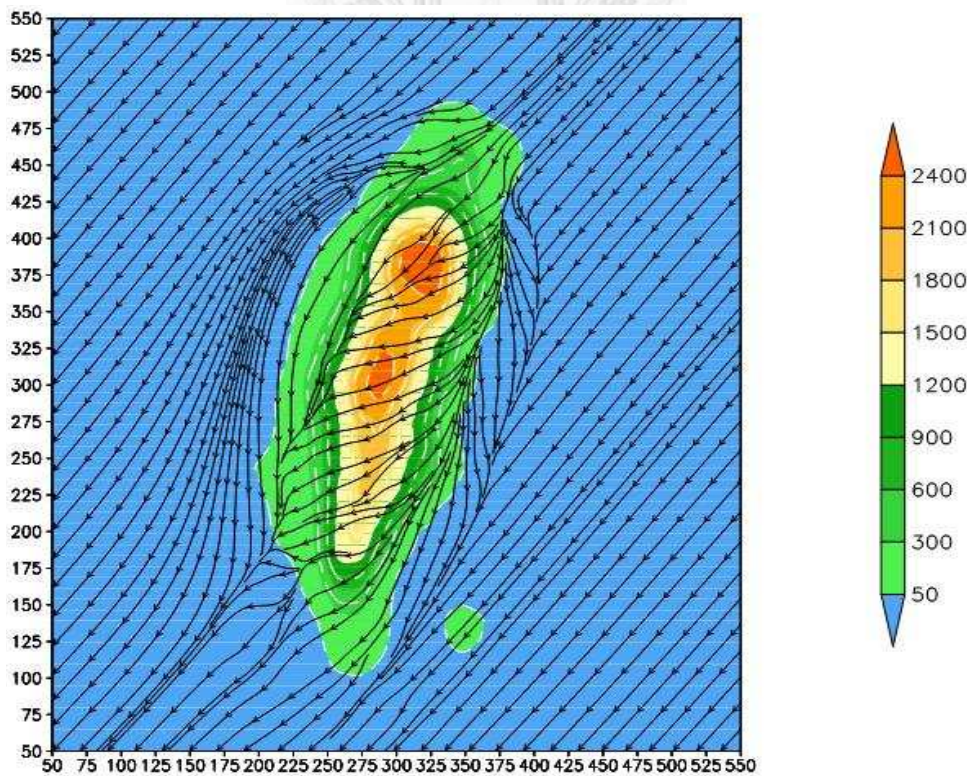


圖 4-2 模擬至第 3 小時之地表氣流線。虛線為地形等高線，表示方式同圖 4-1。

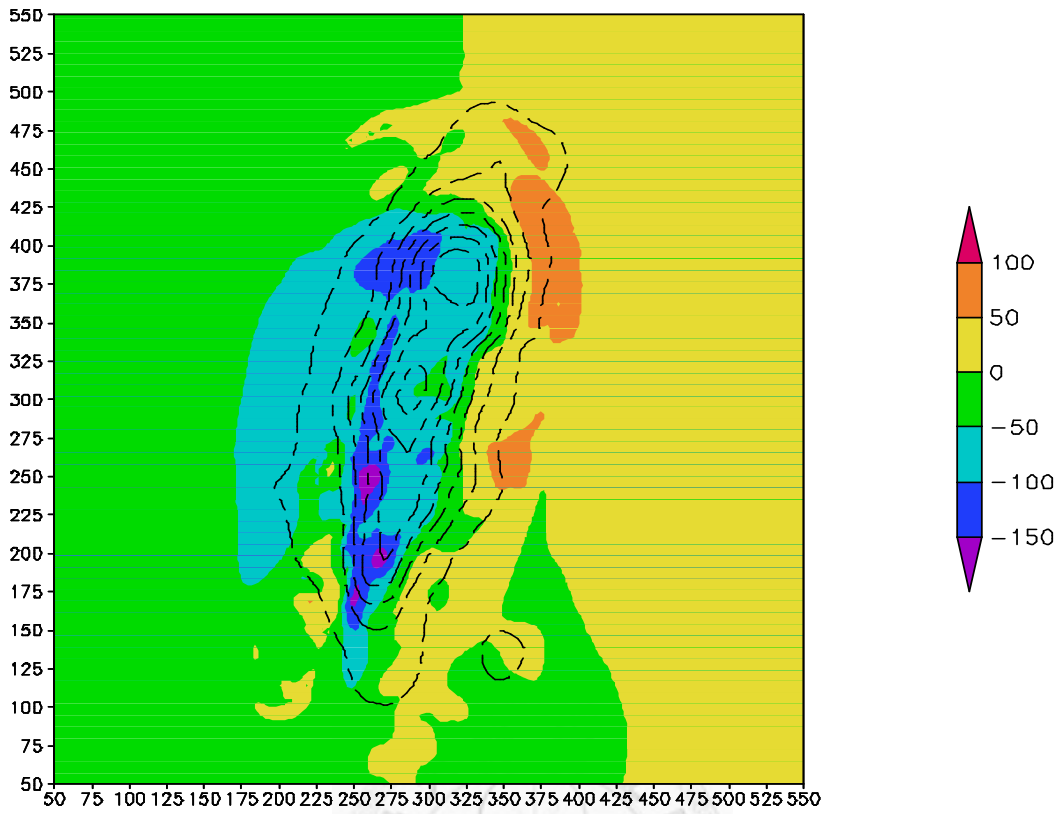


圖 4-3 同圖 4-2，但為地表擾動氣壓（色階，單位為 Pa ）。

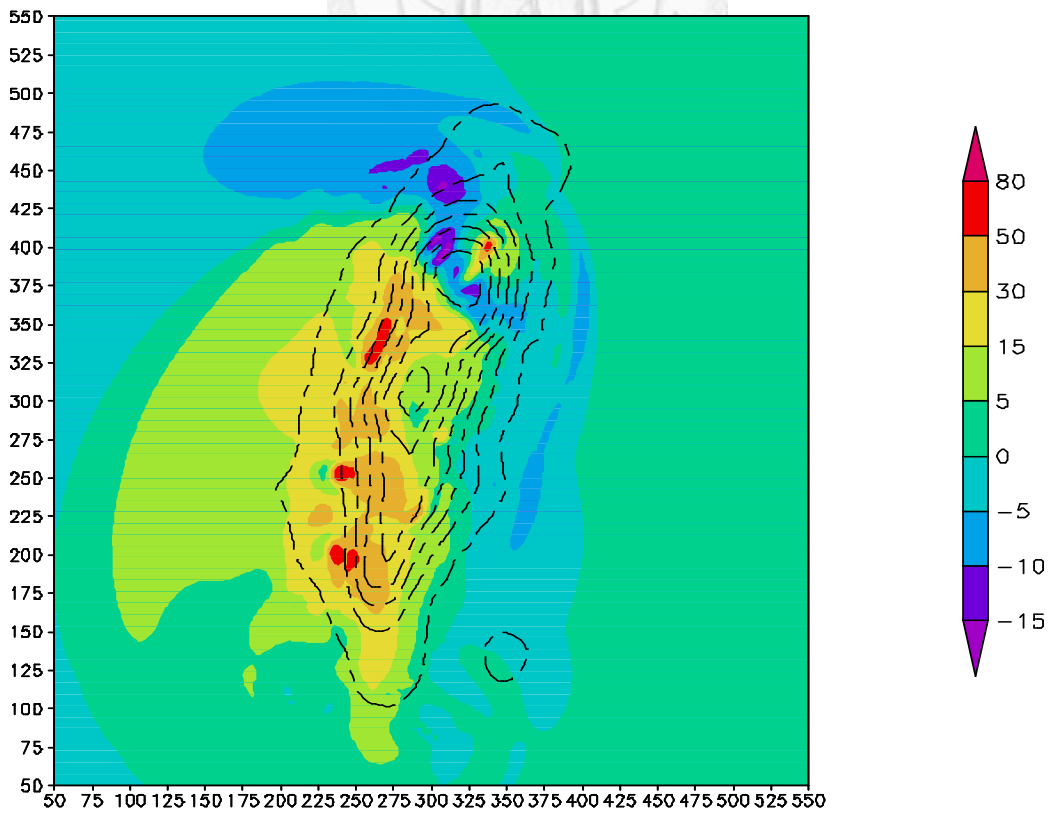


圖 4-4 同圖 4-2，但為 4500 m 高度上之擾動氣壓（色階，單位為 Pa ）。

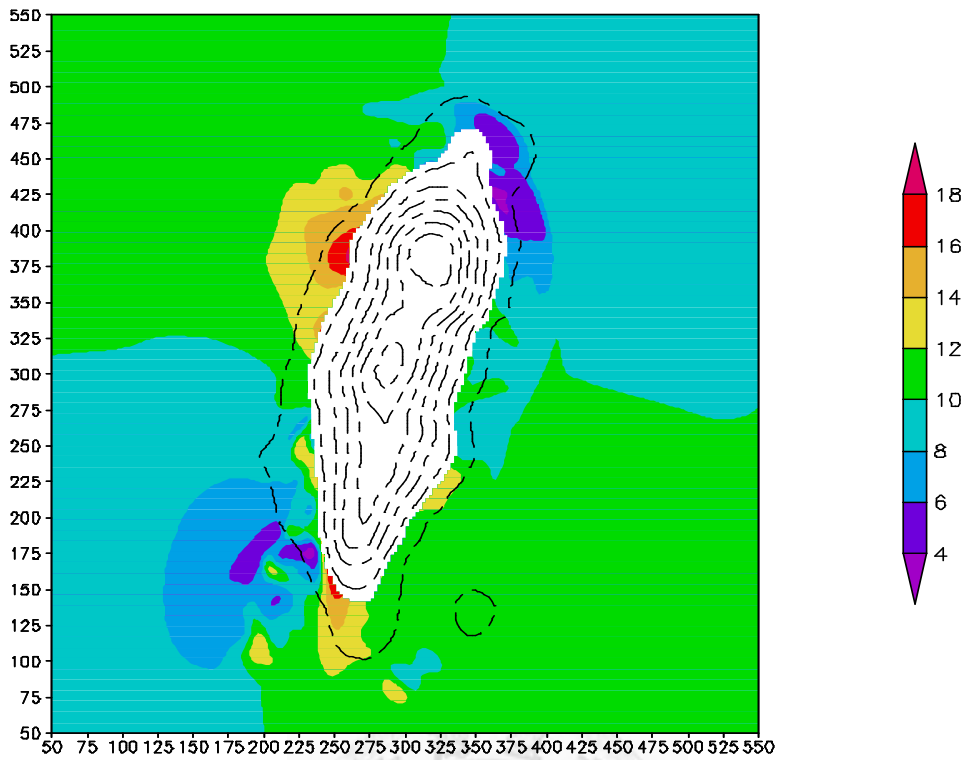


圖 4-5 同圖 4-2，但為 100 m 高度上之風速（色階，單位為 ms^{-1} ）。

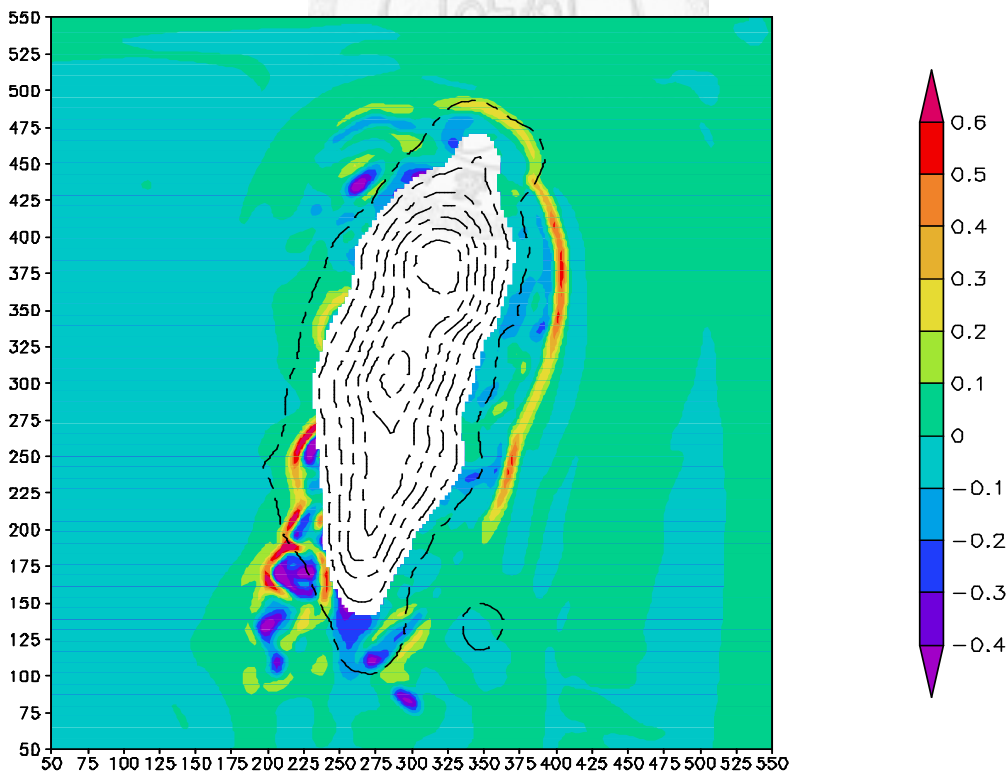


圖 4-6 同圖 4-2，但為 25 m 高度上之垂直運動（色階，單位為 ms^{-1} ）。

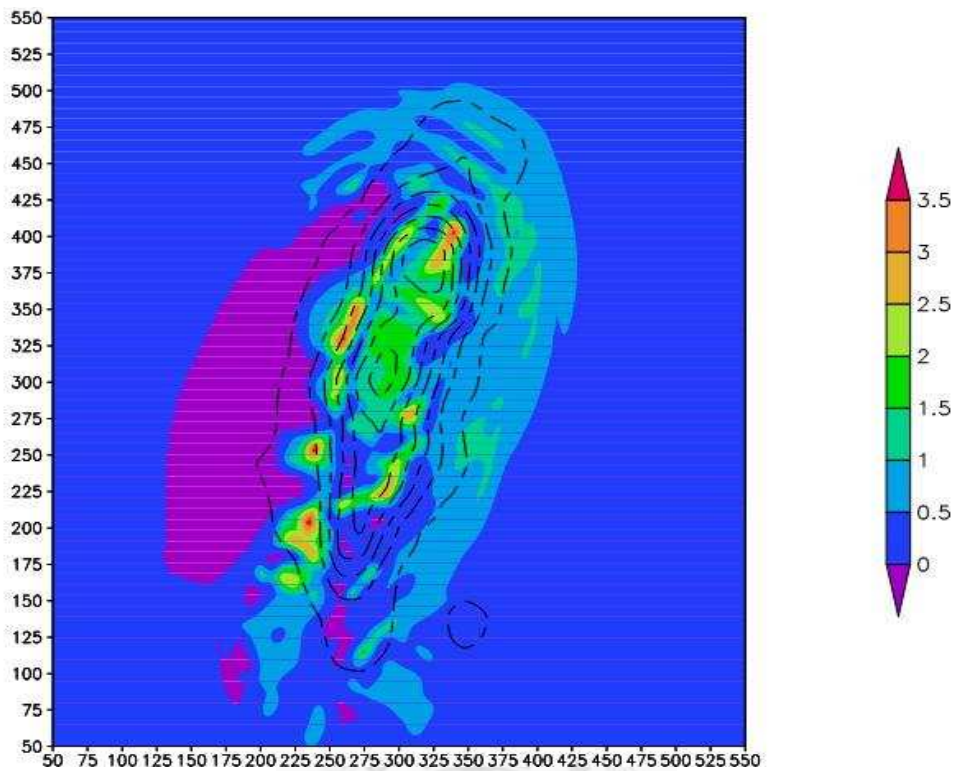


圖 4-7 同圖 4-2，但為總液態水量（單位 $kgkg^{-1}$ ）。

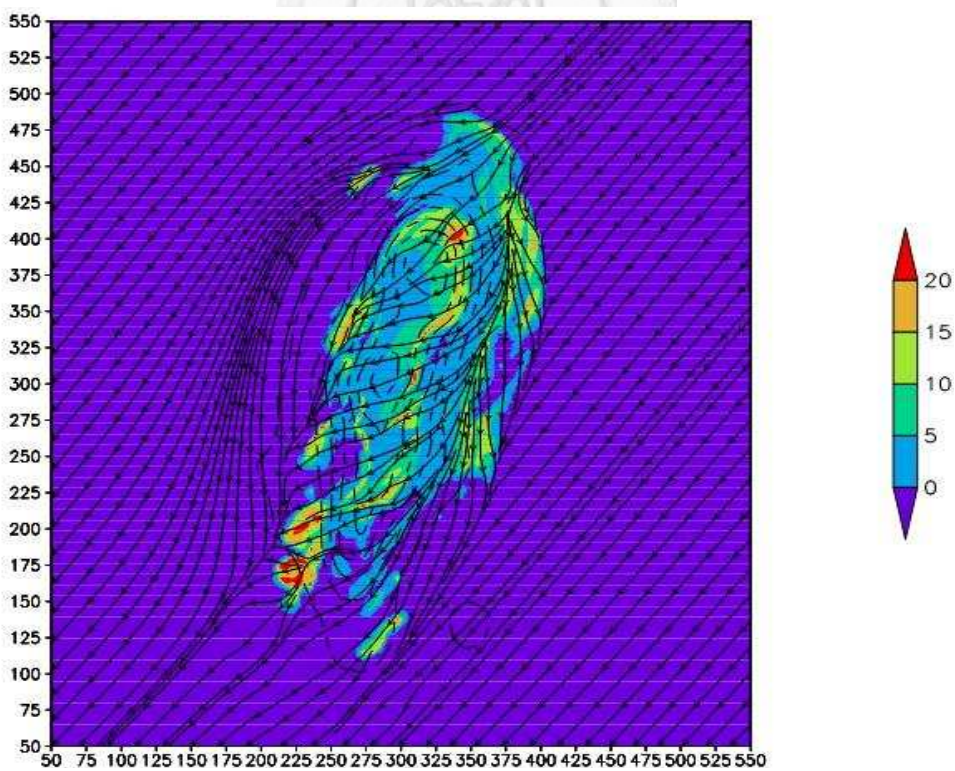


圖 4-8 同圖 4-2，但為地面累積雨量（色階，單位 mm ）與氣流場。

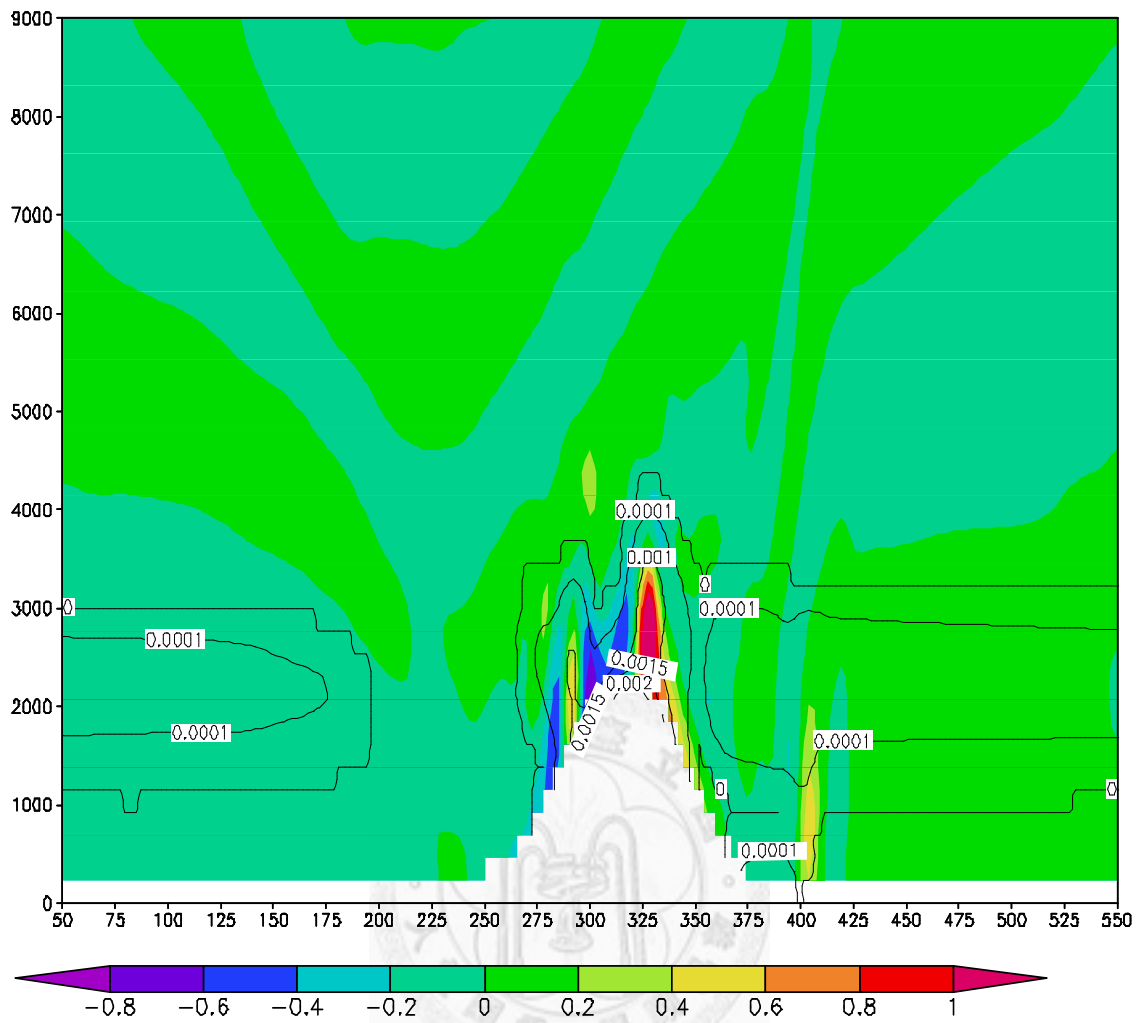


圖 4-9 模擬至第 3 小時，南北向第 375 km、東西向第 50 km 至第 500 km 之間的垂直速度（色階，單位 ms^{-1} ）及液態水量（等值線，單位 $kgkg^{-1}$ ）剖面（垂直顯示至 9000 m）。

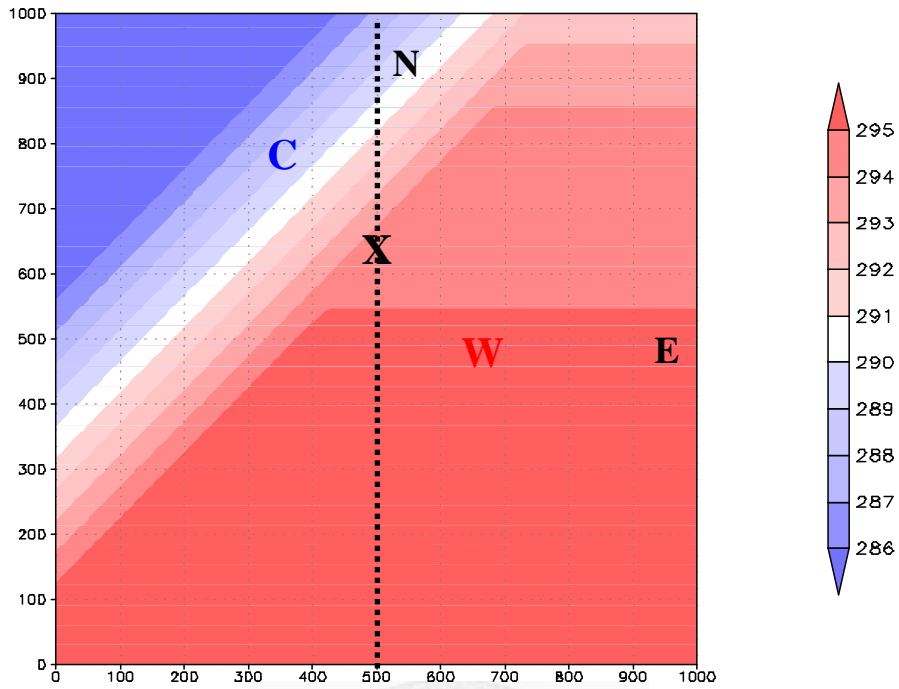


圖 4-10 模擬海洋大氣邊界層發展所使用的海溫分布 (色階, 間距為 1 K); 橫及縱座標為 x、y 方向之距離 (單位 km); 圖中點線及 C、X 與 W, 分別為後續分析邊界層特性時所選取的南北向剖面或定點。

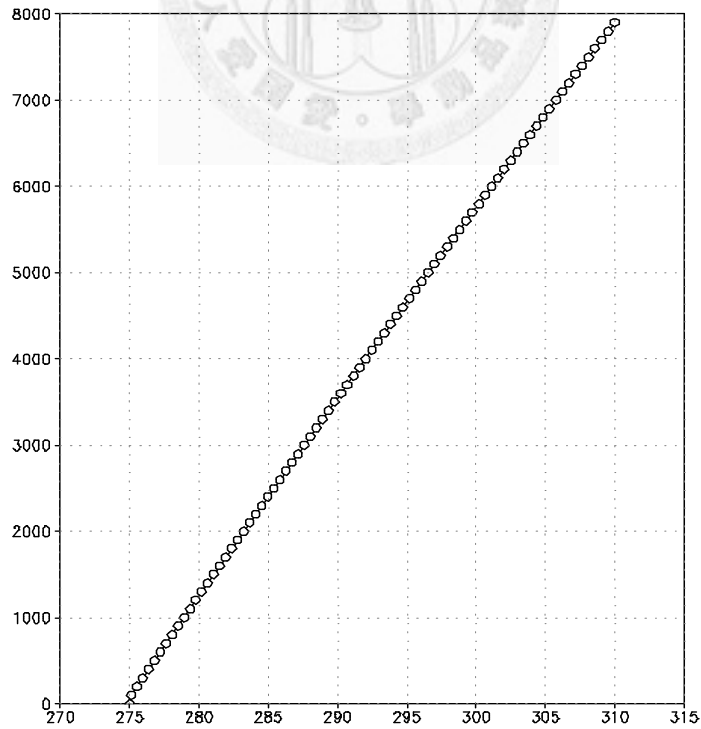


圖 4-11 模擬海洋大氣邊界層發展所使用的初始大氣位溫 (橫坐標, 單位 K) 結構 (縱座標為高度, 單位 m)。

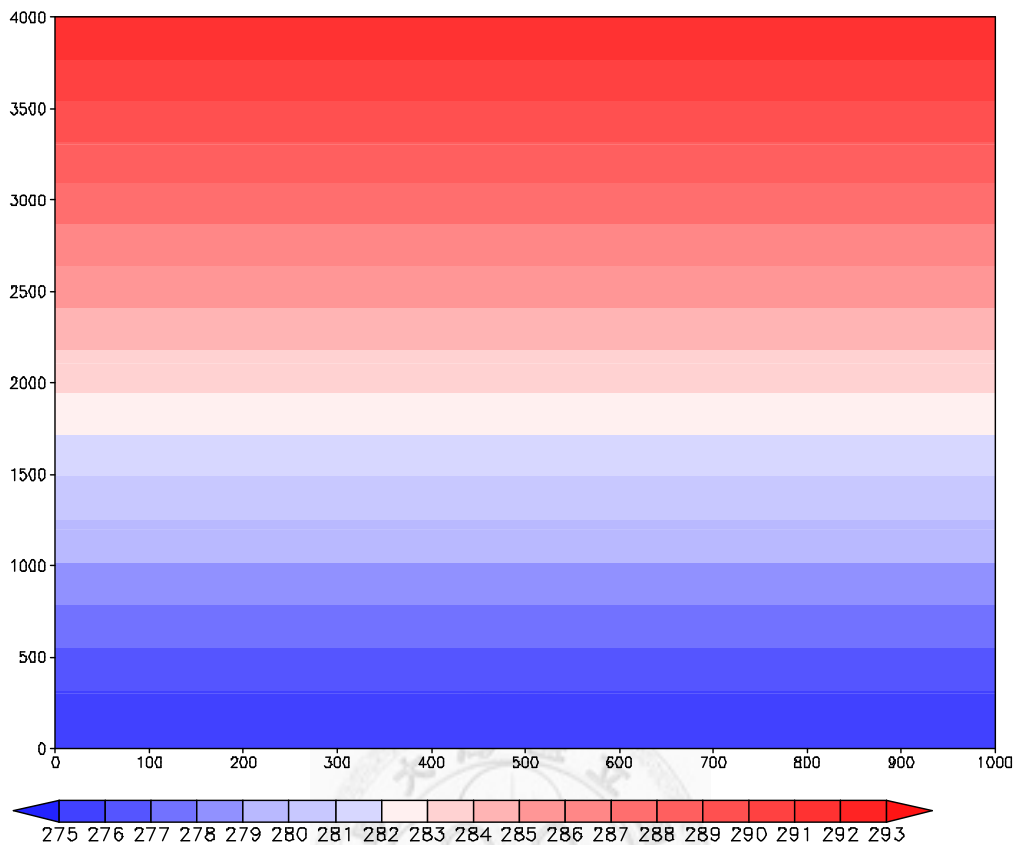


圖 4-122 模擬海洋大氣邊界層發展之初始大氣南（位於圖左）北向位溫（色階，單位 K ）剖面（即圖 4-10 之點線）；縱座標為垂直方向至第 4000 m ，橫坐標為 0 至 1000 km 。

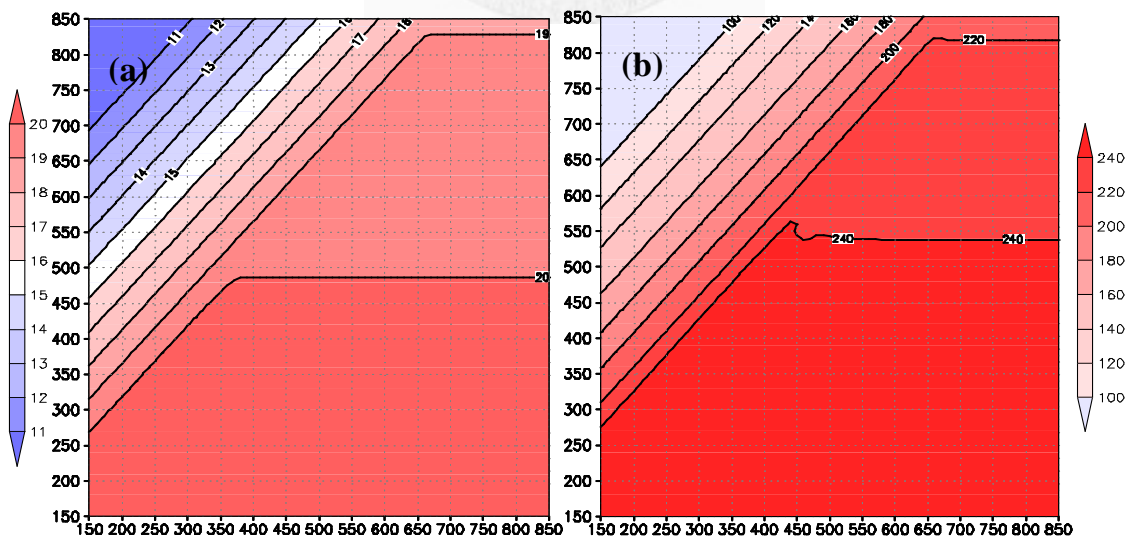


圖 4-13 模擬海洋大氣邊界層發展之(a)初始海氣溫差（單位 K ，間距如圖示）及 (b)模擬 1 小時之 25 m 高度上之可感熱通量（單位為 Wm^{-2} ，間距如圖示），兩圖東西及南北方向均顯示 150 至 850 km 。

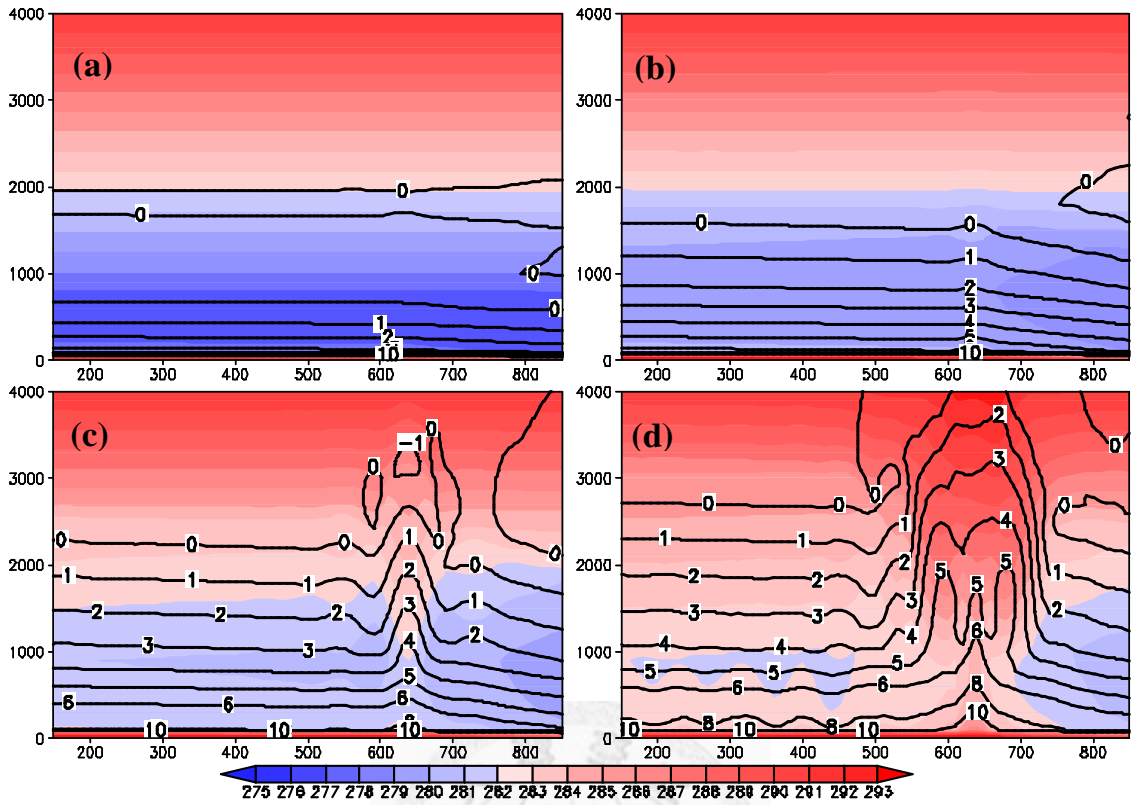


圖 4-14 模擬至第(a)1、(b)3、(c)5 及(d)7 小時之虛位溫(色階, 單位 K), 各圖之黑色實線為減去初始值之擾動虛位溫(單位 K), 由於等值線過於密集, 只顯示至 $10 K$; 縱軸為高度(單位 m)。

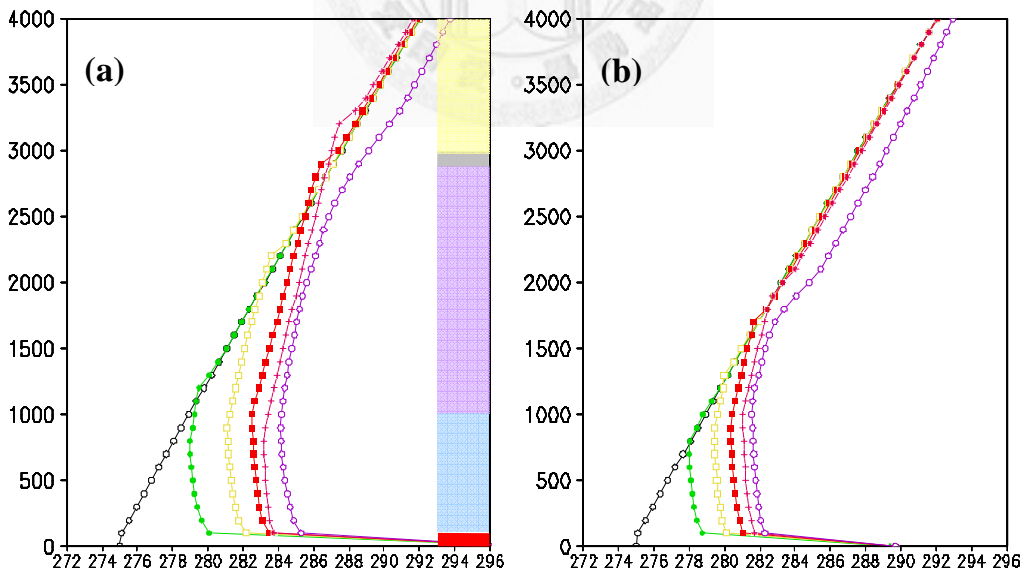


圖 4-15 (a)暖、(b)冷海面上之虛位溫(橫軸, 單位 K)剖面(縱軸, 單位 m)。黑色線為初始場, 餘由綠色線向右至紫色線依次為模擬第 2、4、6、8 及 10 小時; 圖(a)右側紅、淺藍、紫、灰及黃色分別對照至第 6 小時之地表超絕熱層、次雲層、凝結層、逆溫層及未受影響的穩定大氣; (a)為東西向第 $650 km$ 、南北向第 $480 km$ 處, 即圖 4-10 中 W 所標示之處, (b)為東西向第 $350 km$ 、南北向第 $790 km$ 處, 即圖 4-10 中 C 所標示之處。

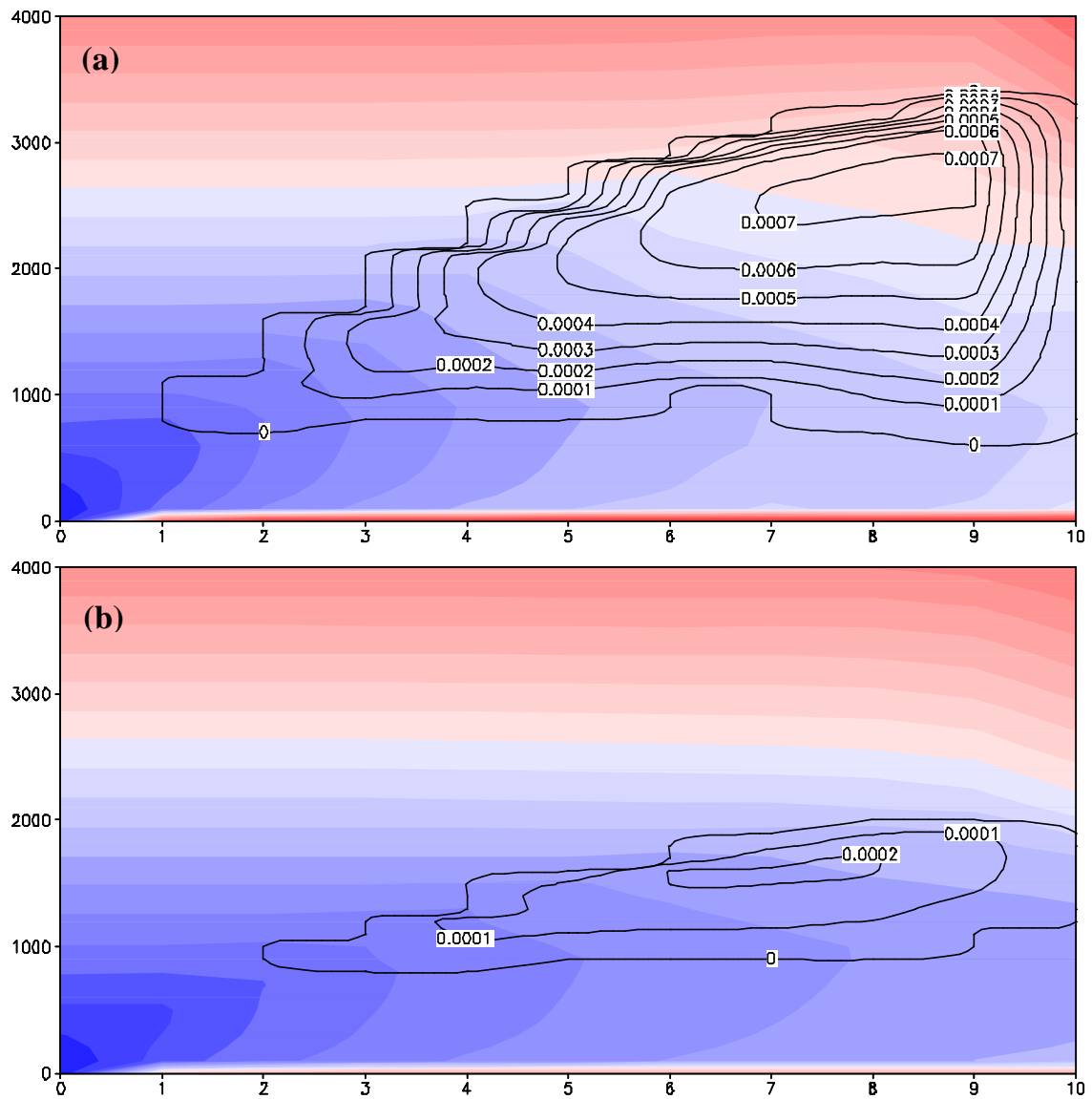


圖 4-16 (a)暖、(b)冷海面上液態水量 (等值線, 單位 kgkg^{-1}) 及虛位溫 (色階, 單位 kgkg^{-1}) 剖面之時間序列。圖中橫軸為模擬時間 (小時), 縱軸為高度 (單位 m)。

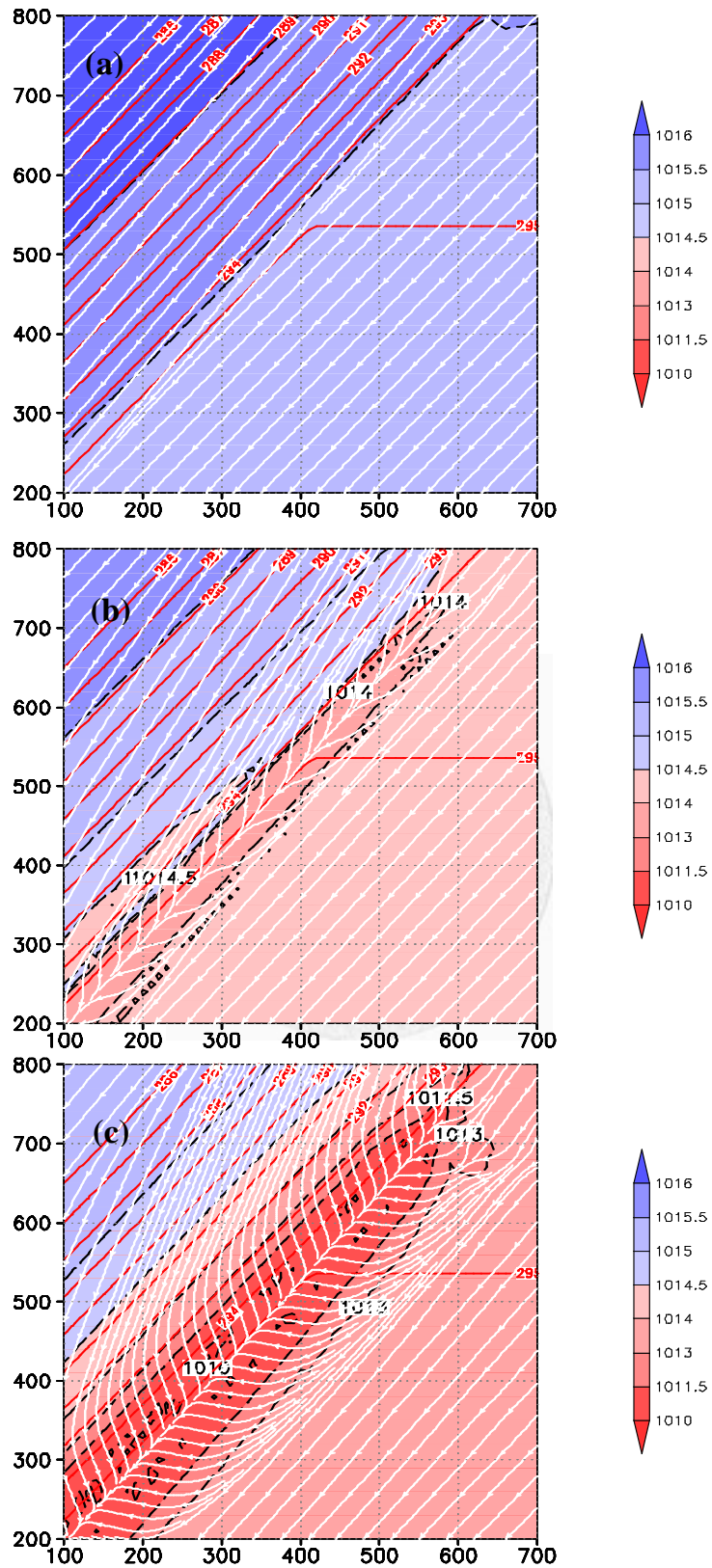


圖 4-17 模擬至(a)第 3、(b)第 5 及(c)第 7 小時，25 m 高度上之總氣壓(色階，單位 hPa，各色階以黑色粗斷線作區隔)、氣流線(白色)、海溫(紅色細實線，單位 K)；橫軸及縱軸距離各為 100 km 至 700 km 及 200 km 至 800 km。

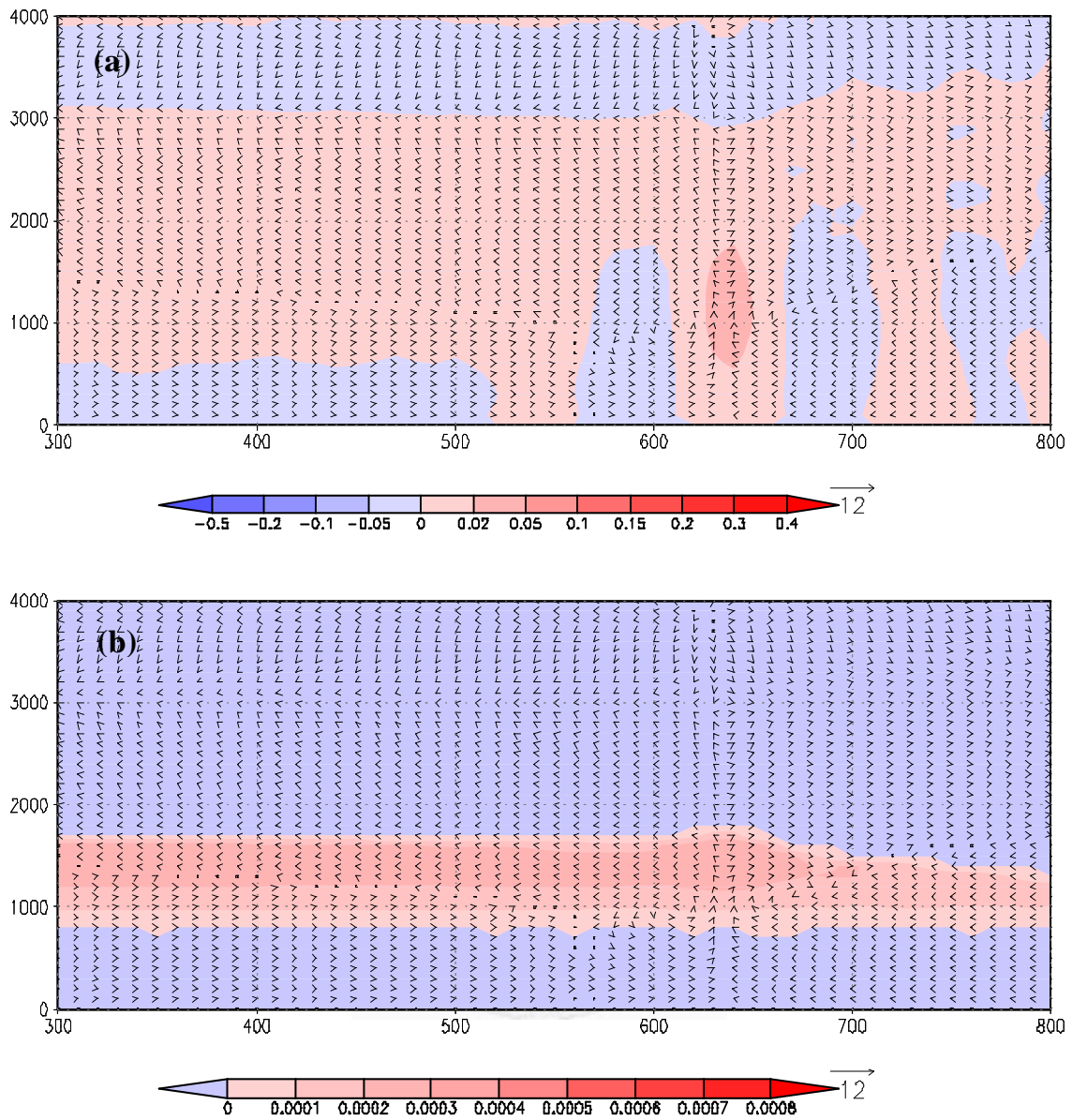


圖 4-18 模擬至第 3 小時，位於圖 4-10 黑色點線所標示剖面(縱軸，單位 m)上之(a) 垂直運動(色階，單位 ms^{-1})及(b)液態水(色階，單位 $kgkg^{-1}$)；水平範圍為第 300 km 至第 800 km ；圖中之箭頭為南北向擾動風速及垂直風速之合成矢量，大小如圖示。

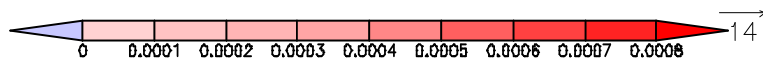
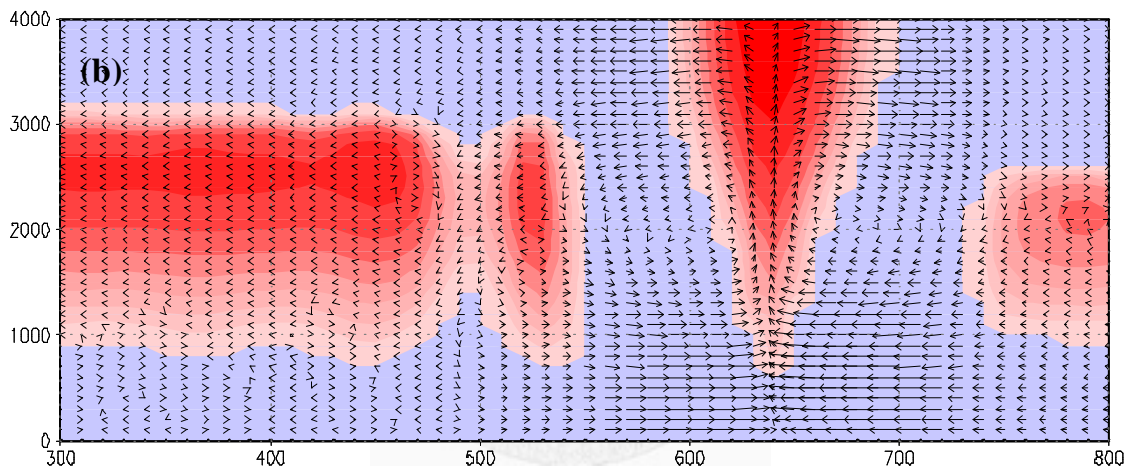
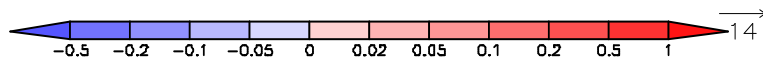
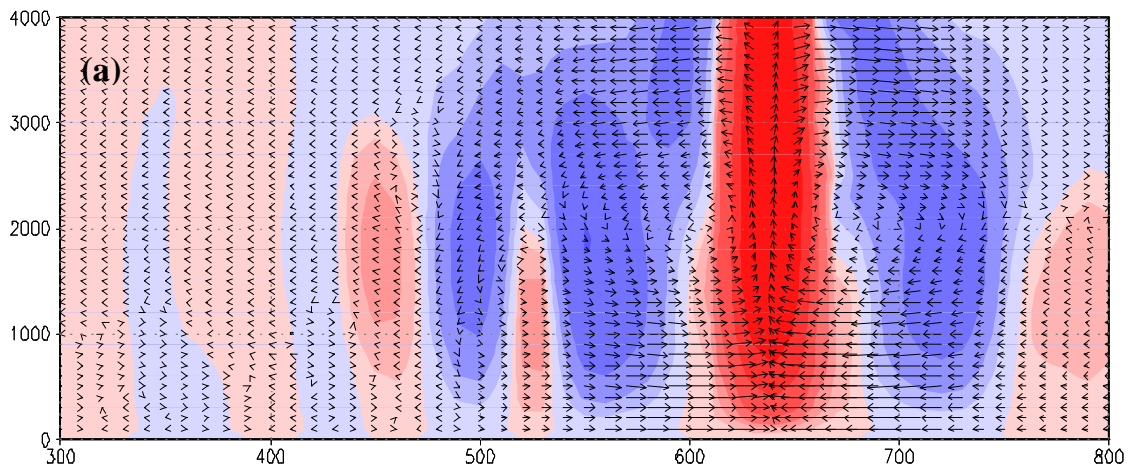


圖 4-19 同圖 4-18，但為模擬至第 7 小時。

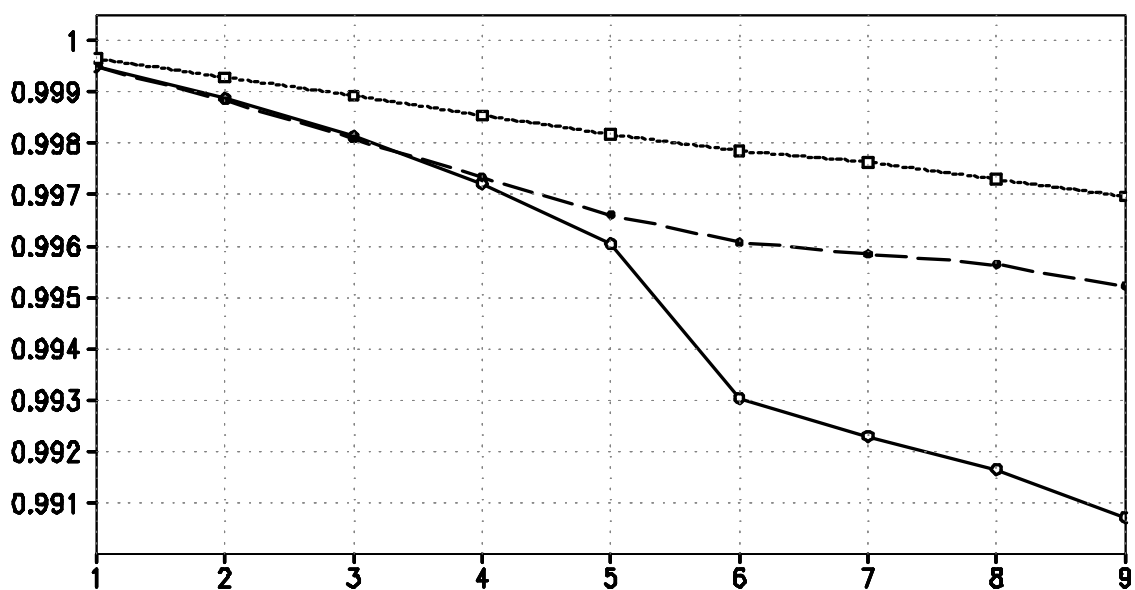


圖 4-20 模擬 100 m 高度之 X(合流處, 實線)、W(暖海面, 長斷線)及 C(冷海面, 短斷線)之總氣壓比值(縱軸)隨時間之變化(橫軸, 單位小時); X, C 和 W 位置示於圖 4-10。

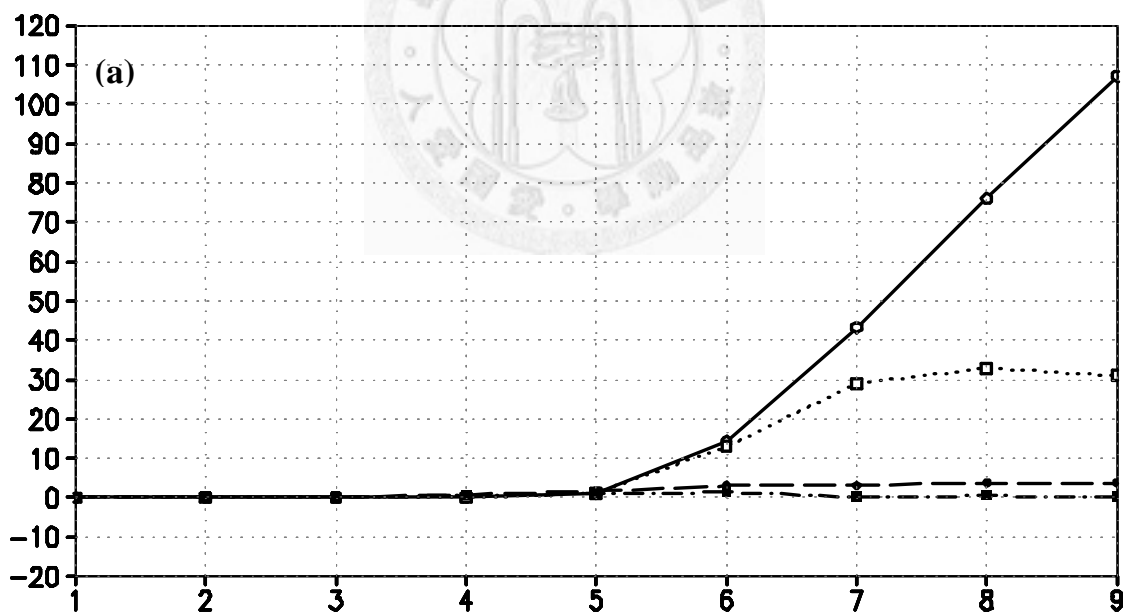
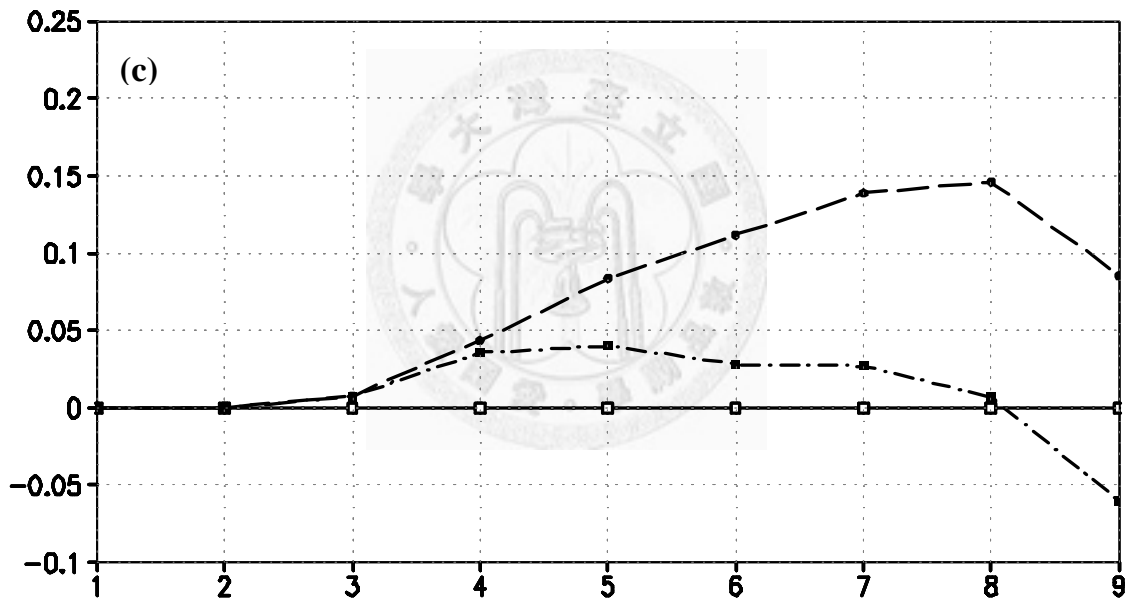
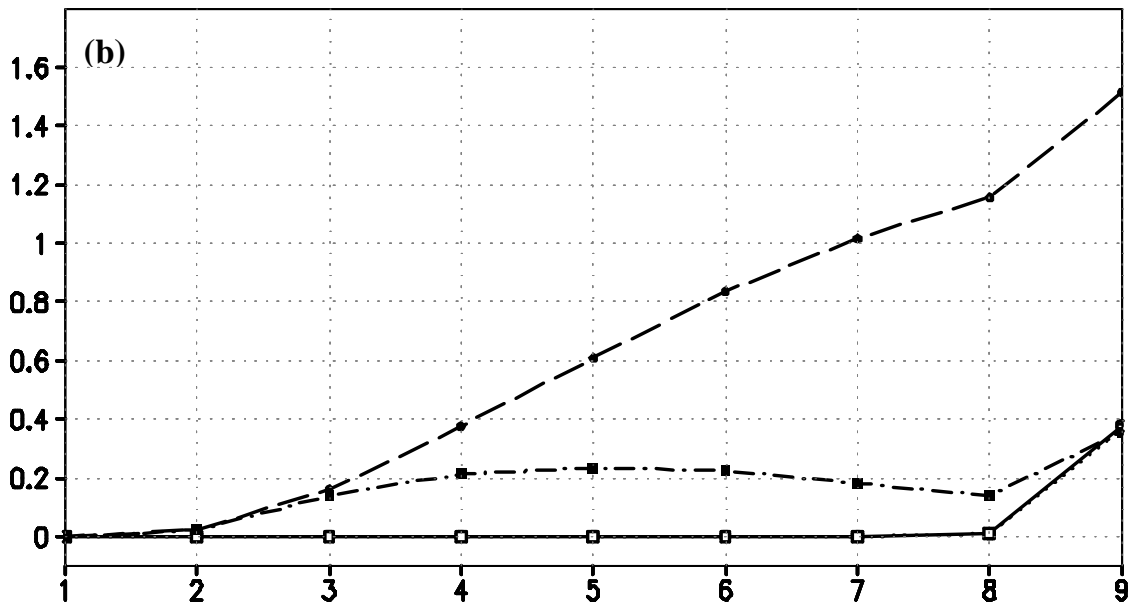


圖 4-21 模擬累積雨量(實線)、時雨量(點線)、總液態水量(斷線)及總液態水增加量(點斷線)隨時間之變化:(a)X(合流處), (b)為 W(暖海面)及(c)為 C(冷海面)之結果; 縱軸單位均為 mm; 第 9 小時 X 處的總液態水及累積雨量各為 3.8 mm 及 107.1 mm, 第 9 小時 W 處的總液態水及累積雨量各為 1.5 mm 及 0.38 mm, 第 9 小時 C 處的總液態水及累積雨量各為 0.09 mm 及 0 mm。X, C 和 W 位置示於圖 4-10。



續圖 4-21。

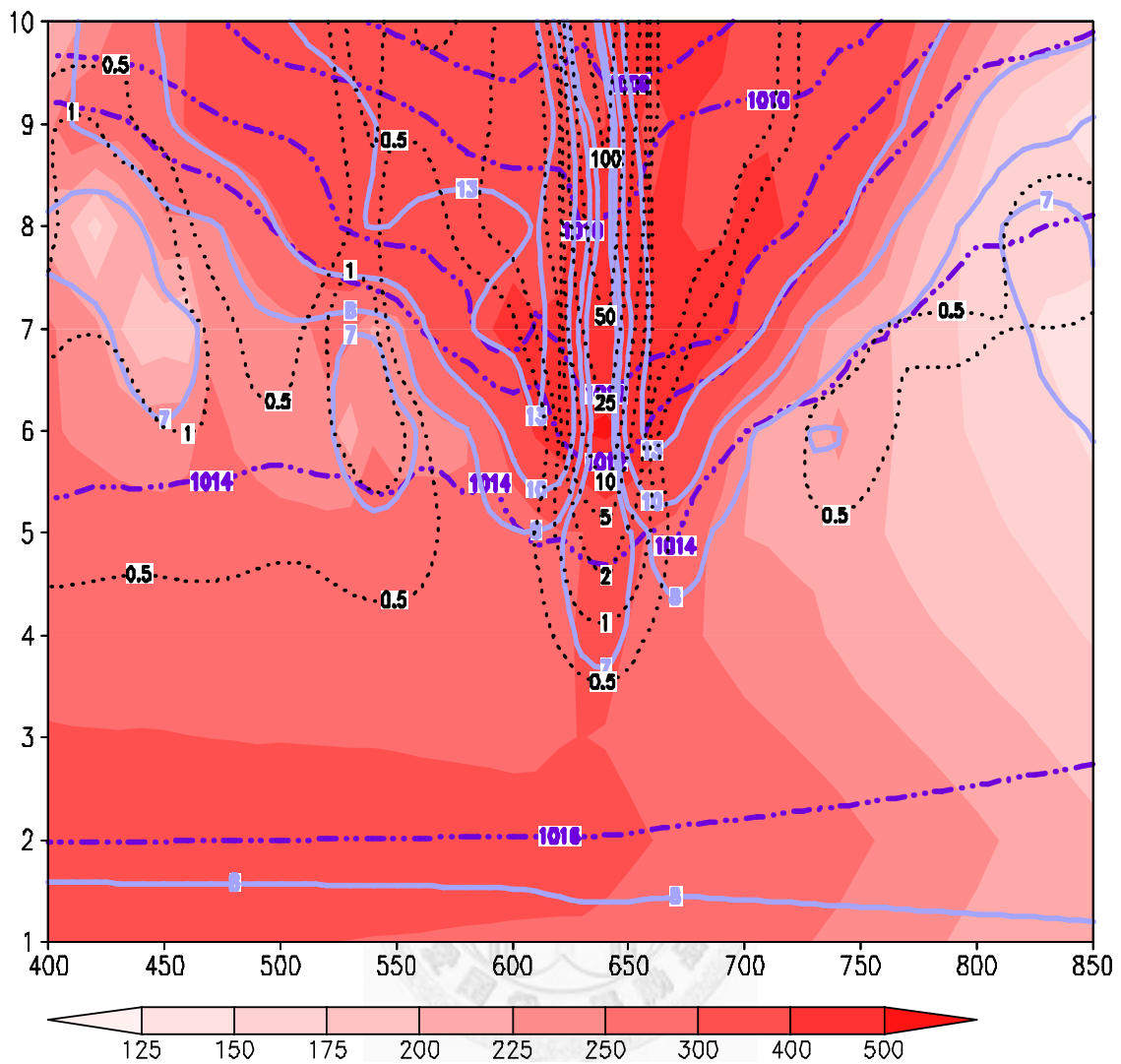


圖 4-22 模擬第 1 小時至第 10 小時(縱坐標),東西向第 500 km、南北向第 400 km 至第 850 km 間(橫坐標,圖左為南),於 100 m 高度上之可感熱通量(色階,單位 Wm^{-2})、總氣壓(紫色雙點斷線,單位 hPa)、水平風速(淺藍色實線,等值線分別為 7、8、10、13 及 $17 ms^{-1}$),以及總液態水與降雨量之和(黑色點線,等值線分別為 0.5、1、2、5、10、25、50 及 100 mm)之哈莫圖(Hovmöller diagram)。

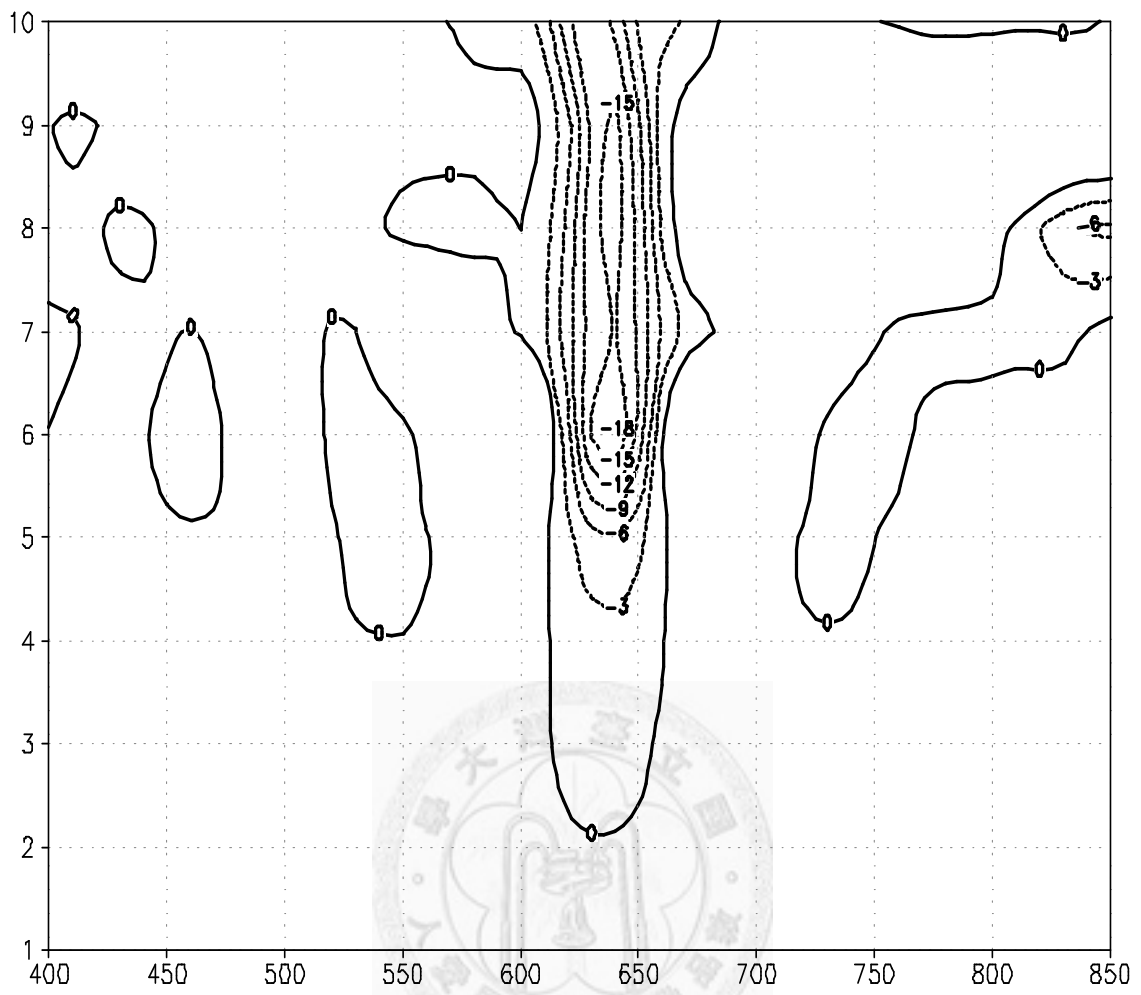


圖 4-23 同圖 4-22，但為散度（等值線，間距 1，單位 $10^{-5} s^{-1}$ ）。

第五章 斜壓大氣下冬季台灣近海的海洋邊界層發展

前一章實驗目的，是為了強調海溫分布在次環流發展過程中的重要性，故環境的設定十分單純，既不考慮大氣的斜壓性，亦不考慮台灣地形；但是具水平向的溫度梯度，往往是冬季冷鋒過後冷空氣非常明顯的特徵，本章將強調於此一重要特性下，即具備斜壓性之大氣，在黑潮區域所形成的特殊海氣環境，對台灣附近海洋大氣邊界層發展的影響。

5.1 黑潮區域的海氣特性與邊界層特徵

除了初始海溫、大氣穩定度及濕度結構，仍延續 4-2 之設計之外，為了呈現海氣溫差的分布特徵，在考慮科式力下（科式參數設定為 $25^{\circ}N$ 之值），初始大氣與 4-2 無斜壓環境存在相當大的差別，本實驗之初始大氣環境具有西北側氣溫低、東南側氣溫高之斜壓性，故不論是在積分域正中間的南北向垂直剖面上（圖 5-1），或是在距地表 25 m 的高度上¹，虛位溫均呈現水平向不均勻的分布狀態（圖 5-2 之等值線），因此在相同高度上，初始氣壓在北及西側較高（圖未附）。除了地表因設定具摩擦效應，使地表風速為 0 之外，高度 1700 m 以下具東風分量，風速由 -13 ms^{-1} 改變至 0，1800 m 以上具西風分量，風速由 0 改變至模擬層頂的 58 ms^{-1} ，北風分量僅出現在地面層至高度 4500 m 之間，風速由 -6 ms^{-1} 遞增至 0，故地面層為東北東風，風向並不平行於等海溫線，而是平行於等氣溫線與等壓線，風速為 14.35 ms^{-1} ，即在垂直方向上具有風向及風速之風切（圖 5-3）。側邊界仍設為開放性邊界，詳細的積分策略及物理條件設定列於表 5-1。雖然隨著模擬的進行，靠近上游邊界附近雜訊逐漸變的明顯（例如降雨量的出現並隨時間累積），不過本文主要討論的對象，在於台灣東北方海域至東海一帶特殊的海氣環境，以及其對邊界層發展的影響，分析重點區域剛好避開上游邊界附近。

¹ 後續文中的「距地表 25 公尺高度」，均指地面層（surface layer）。

這樣的初始環境下，在地面層，東北東-西南西走向的等氣溫線，與等海溫線之間出現夾角（圖 5-2），海面與地面層之間的海氣溫差²多在 11 K 以上（圖 5-4 斷線所示），但因氣溫在水平方向上並非均勻分布，使得在台灣東北方海域至東海一帶，也就是在模擬範圍的第一象限內，出現特別大的海氣溫差，其值介於 16 K 至 18 K 以上，且越向氣流的上游，海氣間溫差越大；使得該區域在模擬的第 1 小時，於地面層出現 230 Wm^{-2} 以上、最大達 270 Wm^{-2} 的可感熱通量（圖 5-4 之色階），尤其注意此時之可感熱通量分布，出現圖 1-13 紅色陰影區所強調的特性，即較高之可感熱通量，出現在自台灣東北方海域向東海延伸出去的三角區域內；此特性與實驗 4-2 有利邊界層次環流發展之可感熱通量環境不同，在實驗 4-2 中，可感熱通量依海溫高低分布決定（圖 4-13）。以下先針對幾個最具有代表性位置上的邊界層結構，進行時間序列或剖面上的分析，以了解在斜壓大氣環境下，暖、冷海面上邊界層熱力結構的發展情況。

在東西向第 320 km、南北向第 750 km 處（即圖 5-4 中的 C 點），海溫偏低（288.5 K）且氣溫亦低，初始之海氣溫差為 13.4 K；該處模擬至第 1 小時，地面層的可感熱通量為 155 Wm^{-2} （圖 5-4）；隨著可感熱的上傳，底層大氣的亂流動能增加最快（圖 5-5a），表示亂流混合從接觸溫暖海水的最低層空氣開始向上發展；一般而言，亂流動能的主要來源為風切產生項及浮力項，在有雲層的位置上，液態水凝結的潛熱釋放，使浮力項作用增強、亂流動能增大，而在沒有雲層的地方，風切產生項則為亂流動能的主要來源，所以胞狀對流區與非對流區，亂流動能的分布特性差異顯著（侯，2006）。但以本研究的水平網格格距（10 km）而言，由於底層大氣增溫最快，最大亂流動能總是出現於近海面處，除非是邊界層頂出現層雲，否則亂流動能均向上遞減；亂流混合的結果，是使低層大氣逐漸增溫，模擬至第 10 小時，100 m 高度的虛位溫較初始值增加 6 K（圖 5-6a），氣溫的升高代表海氣間溫差下降；亂流混合的結果也使均勻混合層逐漸增厚，以在垂直方向上，虛位溫的變

² 後續文中的「海氣溫差」，均指海溫與 25 公尺高度的氣溫之間的溫差。

率改變最明顯的高度定義為邊界層頂，可觀察到在模擬的第 4 小時之前，氣溫增溫較快，邊界層內氣溫因亂流混合，垂直方向上幾乎不具梯度，成為均勻的混合層，模擬至第 6 小時，邊界層厚度約發展至 1400 m，到了第 10 小時則為 1700 m 左右（圖 5-6a）。在冷海面（C 點）的液態水，於模擬的第 4 小時開始出現於邊界層頂，之後液態水量增加緩慢，直到模擬的第 8 小時，最大液態水量也僅有 $0.45 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$ （圖 5-7a），此微量液態水凝結的潛熱釋放作用，形成邊界層上半部高度增加而輕微增溫的凝結層（圖 5-6a）；隨著亂流混合的發展，地面層的風速逐漸減弱（圖 5-8a）；更由於海氣溫差與風速都下降了，故可感熱通量的強度也隨時間減弱（圖 5-9a）。

在東西向第 600 km、南北向第 300 km 處（圖 5-4 中的 W 點），雖然位於模擬範圍內海溫最高的區域（295.5 K），但該處的氣溫也偏高，初始海氣溫差與 C 處相同，也為 13.4 K。該處模擬至第 1 小時，地面層之可感熱通量為 187 W m^{-2} （圖 5-4）；如同 W 處，可感熱上傳使底層大氣的亂流動能隨時間增加（圖 5-5b），亂流混合也使得低層大氣逐漸增溫；模擬至第 10 小時，100 m 高度上的虛位溫，較初始值增加 6.6 K，混合層亦逐漸增厚，邊界層厚度約發展至 1900 m 左右（圖 5-6b）。自模擬第 5 小時起，邊界層頂開始出現液態水含量，至第 9 小時增加到 $1.1 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$ （圖 5-7b）。同樣地，亂流動能均自底層向上遞減，同時在邊界層頂出現層雲的地方，亂流動能增加。在亂流混合使地面層的風速逐漸減弱（圖 5-8b），以及底層大氣緩慢增溫致海氣間溫差降低的情況下，可感熱通量也是隨時間減弱（圖 5-9a）。

仔細觀察前述 C 與 W 兩處的亂流動能、邊界層增溫、邊界層厚度和雲層等現象的發展過程，顯示在冷海面與暖海面的邊界層發展情況，之間的差別其實並不大。更具體地比較，在圖 5-6a、b 中，模擬至第 10 小時（紫色線），在 C 與 W 兩處之間，邊界層厚度的差值為 200 m，C 與 W 兩處的距離為 530 km，由冷海面至暖海面，邊界層厚度的改變率為 $(200\text{m})(530\text{km})^{-1}$ ，但此值尚不及在 LSDCE 期間，

橫跨灣流區域上方的 $(650m)(650km)^{-1}$ (Sethuraman et al. 1986) 之一半，與 AMTEX 期間個案所建議的最大改變率 $(1865m)(650km)^{-1}$ (Agge and Lomax 1978) 差異更大。這也足以顯示，本實驗在冷海面與暖海面上的邊界層發展情況，並沒有很明顯的差異性。

此外，比較 4-2 無斜壓大氣實驗與本實驗有斜壓大氣，於相同位置的虛位溫垂直剖面 (圖 5-10)，也可以看出斜壓大氣環境下的海氣溫差分布，所造成邊界層結構之特殊性；在 C 點 (冷海面上)，兩個實驗的初始海氣溫差，只有 0.04 K 的差別，模擬至第 6 小時的邊界層厚度，在本實驗與 4-2 實驗之間的差距並不大，分別為 1400 m 及 1700 m，兩個實驗在對流邊界層內的虛位溫差別，也不到 0.5 K (圖 5-10 藍色線)。然而在 W 點 (暖海面上)，地面層的初始海氣溫差存在 7 K 的差距 (4-2 實驗較高)，因此模擬至第 1 小時，地面層可感熱通量在兩個實驗之間的差異達 $64 Wm^{-2}$ ，而模擬至第 6 小時，邊界層發展的差距更為明顯，本實驗及 4-2 實驗的邊界層厚度分別為 1400 m 及 2900 m (圖 5-10 紅色線)，最大液態水量分別為 $0.3 \times 10^{-4} kgkg^{-1}$ 及 $6.5 \times 10^{-4} kgkg^{-1}$ 。也就是說，在具有斜壓性的環境下，邊界層的發展是決定於海氣溫差的分布狀態，而不見得會與海溫的高低有絕對關係；即便是在非常溫暖的海水上方，只要初始的海氣溫差並不夠大，邊界層也不見得就會發展得很深厚；換言之，海氣溫差的分布狀態才是直接影響邊界層成長的重要因素。因此可以預期，本實驗最大海氣溫差所在的三角區域，必定會是對流邊界層發展最旺盛之處。

另外，在本研究最有興趣的三角區域內，選取東西向第 600 km、南北向第 750 km 處 (圖 5-4 中的 X)，其海溫 (294.4 K) 雖然並非最高，但偏低的氣溫卻使得該處具有相當大的海氣溫差 (18.4 K)。模擬第 1 小時，地面層的可感熱通量為 $268 Wm^{-2}$ ；從模擬開始至第 10 小時，混合層逐漸增厚，在模擬的第 6 小時，邊界層頂的高度即已發展至 2100 m 左右，尤其是從第 8 小時起，旺盛的對流邊界層頂甚

至超過 3500 m (圖 5-11a); 液態水量隨邊界層增厚穩定增加, 但自第 6 小時起迅速增加, 在模擬的第 7 小時和第 8 小時之間達到最大 ($7 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$) (5-11b); 由於凝結的液態水量 (此時在 X 點的凝結量還包括降雨, 後續將會討論) 遠大於 C 點及 W 點 (圖 5-7a 及圖 5-7b), 較大的潛熱釋放作用, 使 1000 m 以上至邊界層頂之間的氣溫, 呈現隨高度增加而升高的現象 (圖 5-11a), 相形之下, 在 C 點及 W 點淺薄的雲層內, 氣溫隨高度增加較微弱 (圖 5-6a 及圖 5-6b); 可感熱通量受邊界層增溫影響, 初期隨時間稍微減弱, 但在第 5 小時後增大, 第 8 小時達到最大 (537 W m^{-2}), 為第 1 小時的 2 倍 (圖 5-11c)。

如前所述, 海氣溫差的分布型態, 是決定邊界層發展的關鍵因素, 4-2 實驗中的氣溫, 在水平方向上是均勻的, 海氣溫差的大小直接與海溫的高低相關, 所以邊界層的發展由海溫分布決定, 因此暖海面邊界層發展較冷海面深厚、增溫也快; 但在本實驗的大氣具有斜壓性, 致高海溫對應到高氣溫、低海溫亦對應到低氣溫 (圖 5-2), 這使得暖海面的海氣溫差不但並非最大, 反而與冷海面接近 (圖 5-4), 於是最高海溫區的邊界層發展, 和低海溫區比較相差不多。基於低氣溫下的飽和水氣壓較低, 因此冷海面上液態水形成較早, 但凝結量較暖海面上要少, 這結果也反應在 C 和 W 兩處邊界層發展的些微差異上 (圖 5-5 至圖 5-7)。可是在台灣東北方海域向東海延伸的三角區域內, 透過等海溫線和等氣溫線的適當搭配, 使得該區域的海氣溫差, 較黑潮區域內其他地方都大, 因此, 可感熱通量依然可以達到較大的值, 使得對流邊界層的發展最為活躍。就模擬結果而言, 第 8 小時以後特別深厚的邊界層, 是垂直次環流發展的結果, 在下一節當中將會另加討論。觀察次環流即將發展前 (模擬的第 6 小時), C 點及 X 點左側 30 km 處的邊界層頂, 分別為 1400 m (圖 5-6a) 與 2100 m (圖未附), 即在冷海面與黑潮暖海溫軸心之間, 邊界層厚度的改變率為 $(700\text{m})(250\text{km})^{-1}$, 此與 Agge and Lomax (1978) 所建議的 $(1865\text{m})(650\text{km})^{-1}$ 就十分接近了。

本實驗的主要目的在於表達黑潮的海溫分布與具斜壓性的冷空氣之間，因為海溫與氣溫之間的適當配置，可以形成特殊的海氣溫差分布，這種分布對於海洋對大氣的可感熱通量傳送影響至為重大；尤其在 \overline{CX} 及 \overline{CW} 兩個距離的邊界層厚度增加率分析，除了顯示模擬可複製類似圖 2-10 所呈現的厚度脊特性，說明了在圖 2-10 中的厚度脊，是因為此特殊的海氣溫差分布所致之外，亦印證了 Schubert et al. (1979) 所強調的，在可感熱加熱明顯不連續處，邊界層的結構變的十分不均勻，而此不均勻的熱力結構，將導致邊界層內次環流的發展。



5.2 斜壓大氣下黑潮區域邊界層次環流的發展

根據 4-2 的結果，海氣溫差所決定的可感熱通量的分布態，主導初期邊界層發展過程和近地面氣壓分布，氣壓分布（或氣壓梯度）引發的局部氣流場偏向，再與未受影響之氣流合流，在潛熱釋放還沒有明顯的作用時，就成為初期邊界層垂直次環流發展的關鍵因素。而本實驗在三角區域內較大的可感熱通量，勢必導致該區域的邊界層熱力結構不均勻，引此引起局部擾動低壓出現，進而影響環境的氣壓系統。

自模擬一開始，海氣間溫差所造成的可感熱通量，使底層大氣受熱增溫、亂流開始發展（如圖 5-5a、b），亂流雖使得海氣溫差減小，但來自於海洋的混合加熱，很快就反應在氣壓的降低上；同時冷空氣亦持續自上游邊界進入模擬範圍內，維持住氣壓值。模擬的第 5 個小時，雖然因海洋加熱所產生的擾動低壓，引起的微弱合流已略可辨認，但因初始氣壓場已具有明顯的氣壓梯度，擾動氣壓對總氣壓分布的影響，並不像在 4-2 實驗結果中那樣地清楚易辨，而且伴隨微弱合流的總液態水與降雨都還沒有出現，只有在台灣東北部迎風面上，有輕微的降雨發生，最大累積雨量僅 0.4 mm（圖未附）。直到模擬的第 6 小時，在 100 m 高度上，擾動氣壓分布大致與地面層可感熱通量的分布趨勢相同，例如 -150 Pa 之等擾動氣壓線，也圍起一塊三角形的擾動低壓區域，且越向氣流的上游，擾動氣壓值越大，才足以使三角區域內形成可分辨的低壓帶（圖 5-12a，可觀察 1007.5 hPa 與 1007.75 hPa 等壓線的彎曲情況）；不過需注意初始背景氣壓之分布呈現西北高一東南低狀態，即環境原本就有指向西北方的氣壓梯度，擾動低壓場的出現，使得靠高壓側的氣壓梯度被加強，而靠低壓側則出現與背景氣壓場反方向、但分布區域很窄的氣壓梯度，即低壓帶兩側均具氣壓梯度，引起氣流自此低壓帶的兩側向內合流。由於合流區西北側的氣壓梯度力較東南側明顯，故合流區西北側的內流範圍較東南側寬廣許多。合流區上方僅有層雲形成但未降雨，所以總液態水與累積雨量和

之值並不大，海面上最大值出現在近陸地處，約為 1 mm 左右；在離陸地更遠處，多在 0.3 mm 至 0.6 mm 之間（圖 5-12b）。

在模擬過程中，冷空氣持續自上游邊界進入模擬範圍內；總氣壓值雖然緩慢上升，例如在圖 5-13a 中，等壓線較 1 小時以前（圖 5-12a）向東南方移動，不過來自海洋的可感熱通量加熱，仍使整體的擾動氣壓是負值，但強度已比 1 小時前為弱。但是模擬的第 6 小時至第 7 小時之間，合流造成的總液態水與降雨量（圖 5-13b，在離陸地稍遠的海面上，二者之和最大值超過 2 mm ）所伴隨之潛熱釋放開始作用，這額外的加熱，使得在 1 小時前，仍與可感熱通量分布趨勢相同的擾動氣壓分布，逐漸失去其原有的特性。即潛熱釋放導致合流區形成特別明顯的擾動低壓，其強度甚至和高可感熱通量所在三角區域之值相當。擾動氣壓反應在總氣壓分布上，使得 1007.5 hPa 與 1008.5 hPa 之間的等壓線均呈現明顯彎曲現象（圖 5-13b），尤其擾動低壓兩側增強的總氣壓梯度，使合流比 1 小時前明顯。注意此時伴隨合流區上的最大總液態水與累積雨量，是出現在合流帶接近陸地之處，最大值超過 6 mm 。模擬的第 7 小時至第 8 小時之間，在綜觀尺度系統持續影響及海洋加熱的共同作用下，大部分模擬區域內的總氣壓值仍持續緩慢上升（圖 5-14a）。但因液態水凝結及累積降雨在合流區顯著增加（圖 5-14b，最大超過 15 mm ），凝結所伴隨的潛熱釋放在合流區的影響程度，遠超過前述綜觀系統與海洋加熱兩項因素共同作用的結果，這從在位於合流區的擾動低壓強度（ -200 Pa 至 -300 Pa ），大於最大可感熱通量區的擾動低壓強度（ -100 Pa ）可以觀察出來。擾動氣壓反應在總氣壓分布上（例如觀察 1007 hPa 等壓線），便出現一完整的局部低壓帶；尤其低壓帶東南側與環境氣壓場反向的總氣壓梯度，較 1 小時之前更為加強（可比較圖 5-14a 與圖 5-13a），致使由低壓帶東南側內流的氣流更為增強。由於此時凝結的潛熱釋放對擾動低壓帶建立的貢獻，已超過環境熱通量的影響程度，所以可認定模擬至 8 小時，為垂直次環流建立完成的時間，而模擬的第 6 小時，則為合流區開始發展為次環流的起始時間點。

由以上的分析顯示，合流區垂直次環流的發展過程，與 4-2 實驗的結果有類似之處，即當總液態水與降雨累積到夠大、也就是凝結所伴隨的潛熱釋放效果夠明顯時，合流區才會發展成次環流。在模擬的第 6 小時，合流出現在初始最大可感熱通量位置，也是擾動低壓最強的地方。更具體的說，合流是出現在接近三角區域尖端的位置上，以位於東西向第 600 km、南北向第 450 km 至第 850 km 之間的剖面（即圖 5-4 中的 A-X-A'）而言，就是在第 750 km（即圖 5-4 中的 X）附近。模擬的第 5 小時，造成合流的擾動風速以及合流所激發的上升速度都還很微弱（圖 5-15a），少量的液態水以層雲型態，廣泛地出現在邊界層頂；只有在合流區上方，雲層及垂直速度比其他區域稍強一些（圖 5-15b）。直到模擬的第 8 小時，低層合流的擾動風速，以及合流所激發的上升速度均增強（圖 5-16a），同時液態水量增大並且出現較多的降雨，垂直次環流便完整地發展成雙胞形式（圖 5-16b）。

另外由模擬至第 6 小時，在南北向第 750 km、東西向第 320 km 至 600 km 之間（即圖 5-4 中的 C-X），虛位溫和液態水量的垂直剖面分布，可觀察到冷海面上的雲頂高度約為 1500 m（圖 5-17a），在初始海氣溫差（圖 5-17b）越高的海面上，邊界層發展越旺盛、雲頂越高（圖 5-17a），在垂直次環流即將發展的位置附近（圖 5-17a 東西向第 600 km），雲頂高度達到 2600 m；此剖面位置約略與圖 1-13 之紅色線段相仿，與圖 1-13 的實際個案中，發展於海溫梯度上方的帶狀雲系相較，雖然本實驗的初始大氣和海溫作用，與真實個案之間有些落差，但是兩者的海、氣溫分布特性，以及自海面上傳之可感熱對大氣調節的作用是一致的。換言之，一旦能取得穩定可靠之反演技術（Li et al. 2005）或密集之觀測資料，在類似實際個案的深厚邊界層雲系下方，觀察到接近圖 5-17 之熱力結構，應屬合理之預期。因此，由本實驗之結果與前言所引述個案之相互對照，應可說明即使缺少綜觀尺度槽脊系統所提供的偶合機制，但在黑潮海溫梯度及斜壓大氣溫度梯度的適當配置之下，透過特殊的可感熱通量分布形態，依然可引起邊界層成長，以及垂直次環流的發展；只不過在本實驗的模擬結果中，並沒有看到如真實個案中氣旋式環流的

發展。

在次環流建立的同時，降雨伴隨出現；GALE IOP 2 期間的地面雷達就曾經觀測到，伴隨中尺度海岸過程的回波可以沿著灣流西側，自北美東岸向西南發展至佛羅里達州東側海域 (Doyle and Warner 1993b)。由於這種過程在冬季經常出現於黑潮經過的區域，雖然模擬結果顯示，降雨只是伴隨三角區域內所發展的次環流出現，但冬季氣溫的分布及黑潮的位置是具有變動性的，每次冷空氣爆發引發的次環流位置也會有所變動。以前言所引用的個案而言，天氣系統從高壓出海至迴流期間，等海溫線與等氣溫線之間最容易出現圖 1-17 的特性，長期而言，就很可能是在台灣東北部海域至東海一帶，氣候上會出現高平均雨量的原因之一；而剛好位於此過程下游的台灣，常見於氣候特徵的天氣特徵，自然也應當與此活躍邊界層的發展過程相關。在 4-2 無斜壓性大氣且無地形的實驗結果中，次環流是依附著海溫梯度存在，而伴隨次環流所發展的雲帶，也就沿著等海溫線向西南側延伸。本章斜壓大氣下的實驗結果，除了進一步說明邊界層次環流是在特殊的海氣溫差環境下發展之外，更重要的是，台灣地形的存在，其作用相當於是在連續性的海溫分布上，阻擋發展中的邊界層及伴隨其次環流所發展的雲系繼續向西南延伸；既然黑潮區域的海洋邊界層發展是冬季常態，那麼台灣地區或附近海域氣候上所見到的天氣特徵，應與邊界層受到地形阻擋的過程或結果存在著某些相關。

仿照 4-2 的作法，觀察在東西向第 500 km、南北向第 400 km 至第 800 km 之間 (參考圖 5-4 的 $B-B'$)，在第 100 m 高度的可感熱通量、水平風速以及總液態水量與累積雨量之和的哈莫圖 (圖 5-18，左側為南)；此南北向線段剛好穿過模擬第 1 小時的最大可感熱通量區 (比對圖 5-4，約為 550 km 至 700 km 之間)，也就是穿過在圖 1-17 中，最被在意的三角區域尖端。在模擬的前幾個小時，合流的加強過程，與圖 4-22 中所顯示的特性十分類似。在第 5 小時之前的可感熱通量，隨著邊界層發展、混合，因氣溫的增高、海氣溫差減小而逐漸減弱，風速亦逐漸減小，但三角區域內的可感熱通量仍是同時間最強的，如前所述，此處微弱的合流在模

擬第 5 小時已可辨認(圖未附);由第 5 小時至第 7 小時之間,合流區風速降至 6ms^{-1} 以下,其他位置的風速也因邊界層混合而繼續下降,而最大可感熱通量更集中分布於狹窄的合流區域內,且隨時間增強。自第 5 小時起在微弱的合流作用下開始有較多的總液態水凝結,在第 6 小時至第 7 小時之間,因為降雨使得總液態水量與累積雨量之和增大;第 8 小時至第 15 小時,總液態水量與降雨量迅速累積,且次環流北側的風速也迅速增強(第 670 km 處風速增強至 16ms^{-1} 以上),表示次環流建立完成並進入快速成長期,其過程類似 4-2 實驗結果。不過在本實驗的結果裡,存在一些值得提出的特性,以下分別敘述。

模擬第 7 小時以後,次環流開始呈現移動的特徵,此特徵在圖 5-18 中表現得很清楚。若以風速最弱的位置來定義次環流,則次環流從第 7 小時位於第 650 km,向南移動,至第 10 小時已移動至第 610 km 處;事實上,直到圖 5-18 所顯示的第 15 小時為止,次環流都持續向南移動。又南北向第 580 km、東西向第 300 km 至第 700 km 之間(參考圖 5-4 的 $D-D'$),正好通過模式所解析的台灣地形最北端,也穿過模擬第 1 小時的最大可感熱通量區;區間的哈莫圖(圖 5-19,左側為西)顯示模擬的第 5 小時,次環流所伴隨的總液態水及降雨開始出現,不過僅限於台灣東北部陸地及近海(即東西方向第 400 km 至第 450 km 之間)。在第 7 小時之前,次環流的位置沒有變動,但當次環流進入快速成長期以後,逐漸向東移動,即自第 7 小時位於第 440 km 處,到了第 10 小時移動至第 470 km 處。換言之,初期在三角區域內,發展中的合流區並不太移動,所以在圖 5-18 及圖 5-19 中,前 7 個小時發展中的次環流位置不隨時間改變,可是次環流一旦建立完成且進入快速成長期以後,便會穩定地向東南方移動。

其次,在次環流發展完整之後,在系統西及北側會出現分布範圍相當寬闊的強合流風速,例如在圖 5-18 和圖 5-19 中,可發現水平風速從第 7 小時的 8ms^{-1} 增加到第 9 小時的 16ms^{-1} 以上,且普遍分布於次環流之北側及西側;但在系統東側及南側的合流風速不及 6ms^{-1} ,不但明顯偏弱,且隨時間片段地分布於狹窄帶狀區

域內，例如在圖 5-18 和圖 5-19 中，小於 6 ms^{-1} 的風速緊鄰於次環流南及東側。這現象與 4-2 實驗伴隨於次環流兩側的合流風速（圖 4-22），不論範圍、強弱幾乎對稱的情況十分不同。另需注意在系統移動過程中，風場出現時強、時弱的不連續結構，這有可能類似於在北美東岸個案研究中所曾被建議過的，在中尺度海岸過程中由局部對流所引起的風場擾動，可以是中尺度海岸過程中發展出渦旋或旋生的原因之一（Doyle and Warner 1993b）。

本實驗考慮了科式力的作用，當風速 14 ms^{-1} 的氣流，自模擬邊界進入，穿越圖 5-4 所顯示的最大可感熱通量分布之三角區域，直到抵達台灣地區附近為止，中間約經過 600 km （或歷時約 12 個小時），在 25°N 環境下，計算出 Ro 值約為 0.4 左右，此值與 Xie and Lin（1996）模擬研究中所使用的 0.38 相當接近。在類似這樣的環境下，氣流的行為將受到準地轉的規範；換言之，綜觀尺度系統從模擬一開始，就一直受到海面上加熱所造成的擾動氣壓場調整；因此前述兩項模擬結果所呈現的特性，應與科式力的作用有密切關係，但本研究暫時不針對前述特性的成因進行進一步的探討。

5.3 台灣地形的作用與敏感度測試

由 4-2 實驗結果顯示，沒有斜壓性及台灣地形時，次環流與其所伴隨的降雨(圖 5-20 中的色階)，會沿著最高等海溫線附近的合流帶上發生，並且向西南方延伸，一直到海溫梯度消失之處為止。次環流上各處的累積雨量強度都差不多，累積至第 9 小時局部的最大值約 150 mm。但在 5-1 實驗的降雨分布(圖 5-20 中的黑色等值線)和 4-2 實驗結果有很大差異，有兩個原因造成此差異：其一是大氣的斜壓性，由於次環流在建立以後向東南方移動，故伴隨次環流的高累積雨量，會從最初的合流區，隨著次環流向東南方移動並擴及較寬廣的海域；其二是台灣地形的存在，使原本應該直接向西南方延伸的最大累積降雨分布，中斷在地形的迎風面及接近陸地的海面上，並且轉向南方沿著中央山脈東側發展及分布；累積至模擬第 15 小時的最大雨量達 110 mm。這樣的現象可以說明，由於邊界層及次環流沿著適當的海、氣溫分布所建立的最大可感熱通量區域逐漸發展、增強，並向東南方移動，包括台灣東北部與黑潮流經區域，都可能成為高累積雨量的分布區域，這可以是台灣東北部迎風面與附近海域，在氣候上有強雨量分布的成因。

此外，為進一步了解可感熱通量以及潛熱釋放，在次環流發生及發展過程中的相對重要性，本研究另外進行兩組敏感度測試實驗；實驗觀察的重點放在三角形的尖端區域上。敏感度測試以 5-1 實驗為控制組，另外加上兩組實驗，分別觀察模擬的第 5 小時與第 8 小時(即系統分別處於合流階段及次環流已建立之時)，在 100 m 高度上的氣流場、輻散場及總液態水量與累積雨量的分布狀況作為對照。控制組的結果已詳細討論過，不再贅述，僅附圖(圖 5-21a、b)以供比較。

首先，第一組測試是強迫液態水不能形成，也就是將潛熱釋放的作用移除，即大氣始終保持在過飽和狀態下，所以沒有雲及降雨形成；但模擬過程中仍保有可感熱通量及潛熱通量的正常傳遞。在此情況下，特殊的可感熱通量分布型態仍然足以促使合流區的形成，直到模擬的第 5 小時，輻合及氣流合流的位置、強度

(圖 5-21c)，幾乎都與控制組發展的過程相當；但到了模擬的第 8 小時，相對於控制組伴隨次環流明顯的低層合流與輻合(圖 5-21b)，在無潛熱釋放實驗中，因缺少潛熱釋放的幫助，低層輻合及氣流合流的位置、強度(圖 5-21d)與第 5 小時相較，改變很小，與控制組(圖 5-21b)相較，更是減弱許多，合流的位置也落後在控制組的次環流後方(西北側)。

其次，第二組測試是將亂流熱力擴散係數設為 0，即移除可感熱通量及潛熱通量的作用，但仍保持動量通量的傳送。在此情況下，有利於低層大氣邊界層發展出局部熱力結構差異性的機制完全消失，氣流的合流及伴隨的輻合，不論是在模擬的第 5 小時或第 8 小時，始終都沒有出現(圖 5-21e、f 中，沒有合流區與輻合帶)；最大總液態水與累積雨量的分布位置，也只出現在地形舉升機制作用下的山區，這與控制組出現在合流區和地形迎風面的特性完全不同。

另外觀察在圖 5-4 三角區域中 X 處(位於次環流內，但未被包含在圖 5-21 所顯示的範圍內)的輻合量隨時間變化(圖 5-22)，控制組在第 5 小時($-1 \times 10^{-5} s^{-1}$)以後迅速加強，至第 6 小時因凝結的潛熱釋放開始作用而增加($-3 \times 10^{-5} s^{-1}$)，到了第 8 小時($-9 \times 10^{-5} s^{-1}$)，輻合還在持續增強。在無潛熱釋放實驗中(圖 5-22 中的斷線)，前 4 小時的輻合強度與控制組發展過程幾乎完全一致，輻合量只有緩慢的增強而已，但在第 5 小時以後，就沒有再繼續增強，最強的輻合也只發展到 $-0.7 \times 10^{-5} s^{-1}$ 而已。而在無熱通量實驗結果裡(圖 5-22 中的點線)，輻合都未曾出現過。

又位於圖 5-4 的 C-X 的東西向剖面，若缺少因底層可感熱通量所驅動的亂流混合，則初始環境所設定的微弱水平向氣溫梯度，以及垂直方向的強溫度梯度，均在模擬過程中被保留下來。模擬至第 8 小時，無熱通量實驗在該剖面上之虛位溫分布(圖 5-23a)與初始場(圖未附)相差無幾，即使海氣溫差自西向東增高(圖 5-17b)也不會影響底層大氣的溫度。而無潛熱通量實驗的結果(圖 5-23b)，可感

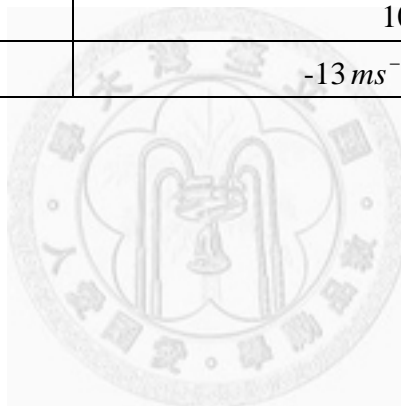
熱通量對底層大氣的加熱依舊，亂流混合使得模擬第 8 小時邊界層內的虛位溫，在垂直方向上被均勻混合，邊界層的厚度雖然自西向東有增高的趨勢，但從位於圖最西側的 1500 m，到最東邊的 1800 m，之間的變化率 $(300m)(280km)^{-1}$ 並不明顯，在缺乏潛熱釋放的情況下，剖面東側沒有次環流發展。

這兩組敏感度測試實驗與 5-1 實驗結果的對照顯示，三角區域內垂直次環流的初期發展，主要由熱通量主導，局部較高的可感熱通量，造成對底層大氣加熱的差異，成為次環流前身，即合流之形成的最初條件；而潛熱釋放則在合流發展後，形成次環流的過程中提供重要的幫助。這樣的建議與模擬測試北美東岸中尺度海岸過程的結果類似 (Warner et al. 1990, Doyle and Warner 1993b)，也和許多不同尺度但皆為在海氣交互作用背景下，天氣系統發生及發展過程的討論結果一致 (例如許與黃，1991；Tsuboki and Asai 2004；Yanase et al. 2004)。



表 5-1 具斜壓性冷空氣海洋大氣邊界層發展模擬之積分策略及初始環境設定。

海溫	286 K~295 K
台灣地形解析度	最大高度約 2400 m
科式力	有 (25°N)
摩擦力	有
地面氣壓	1020 hPa
大氣穩定度 (N^2) 結構	surface —→ top $1.5 \times 10^{-4} s^{-2}$
相對溼度 (RH) 結構	sfc → 2000 m → 6000 m → top 80% 80% 40% 40%
液態水結構	無
$dx = dy$	10000 m
dz	100 m
u 、 v	$-13 ms^{-1}$ 、 $-6 ms^{-1}$



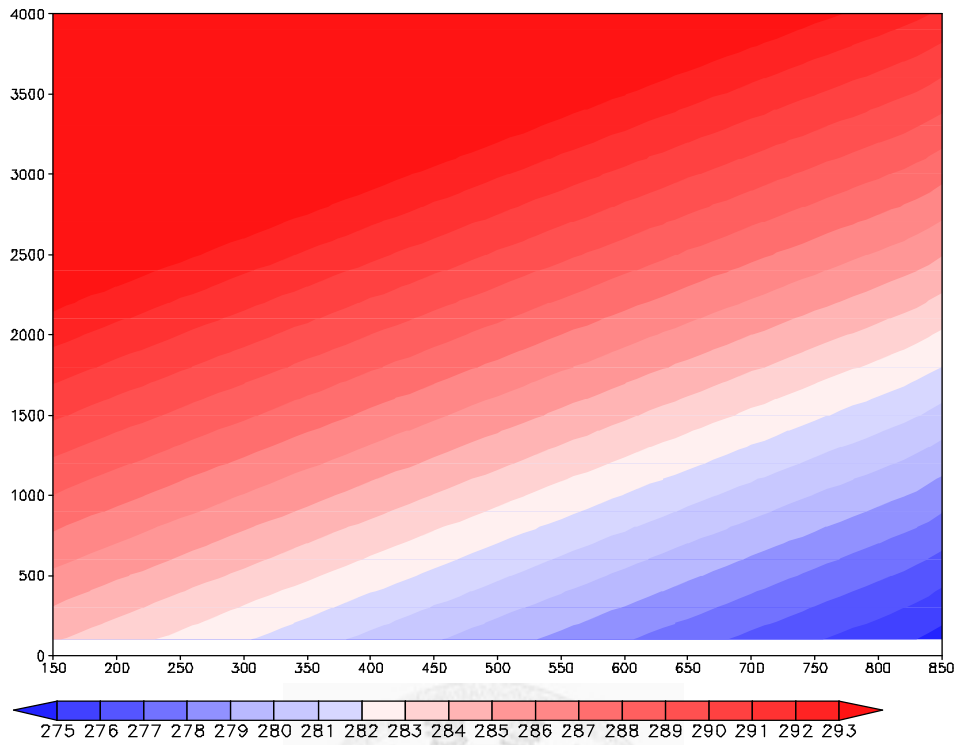


圖 5-1 位於東西向第 500 km、南（圖左）北向（橫軸）第 150 km 至 850 km 間之初始大氣虛位溫剖面（色階，單位 K），縱座標顯示至 4000 m。

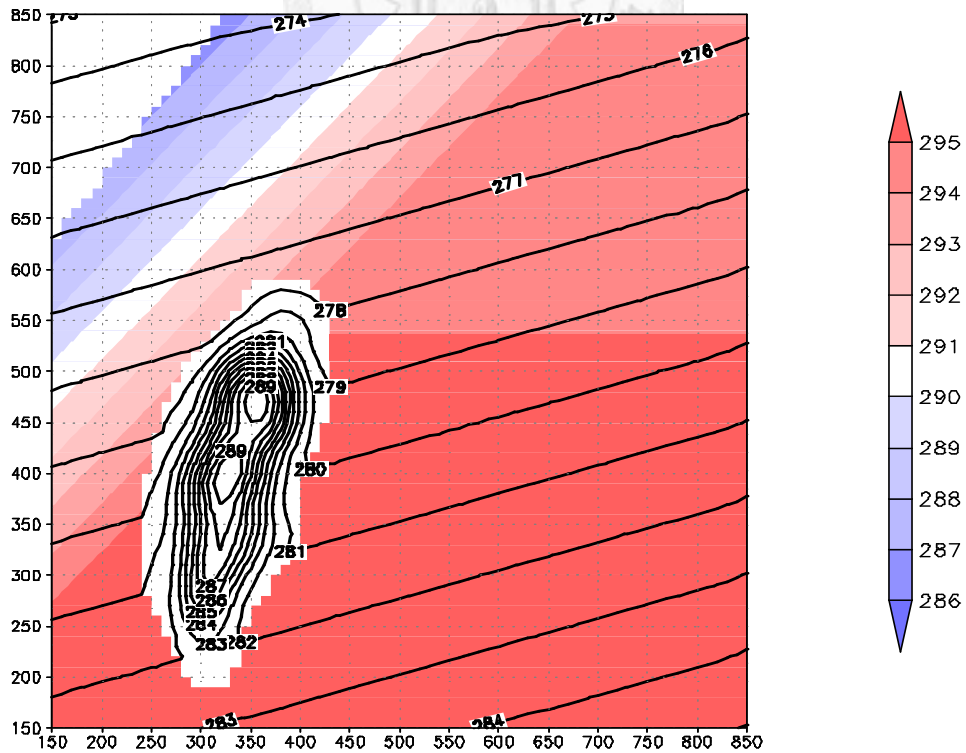


圖 5-2 模擬之初始海溫（色階，單位 K）與地面層之虛位溫（單位 K）；無海溫區域為陸地；東西及南北向均為 150 km 至 850 km。

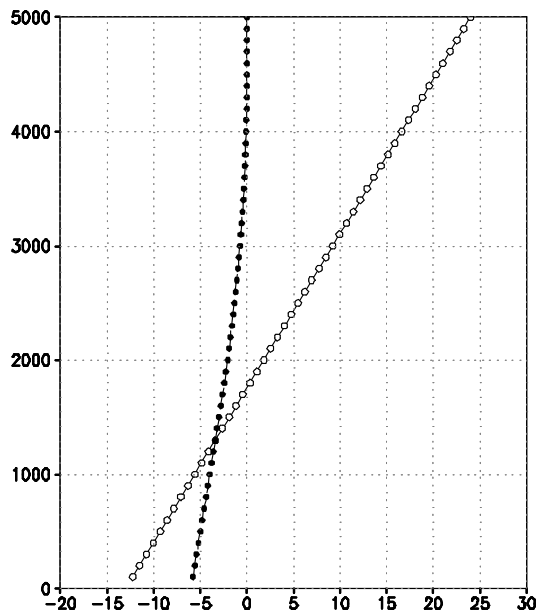


圖 5-3 位於東西向第 500 km、南北向第 500 km 處之 u (空心點線) 及 v 分量 (實點線) (橫坐標, 單位為 ms^{-1}) 垂直剖面 (縱座標, 單位 m)。

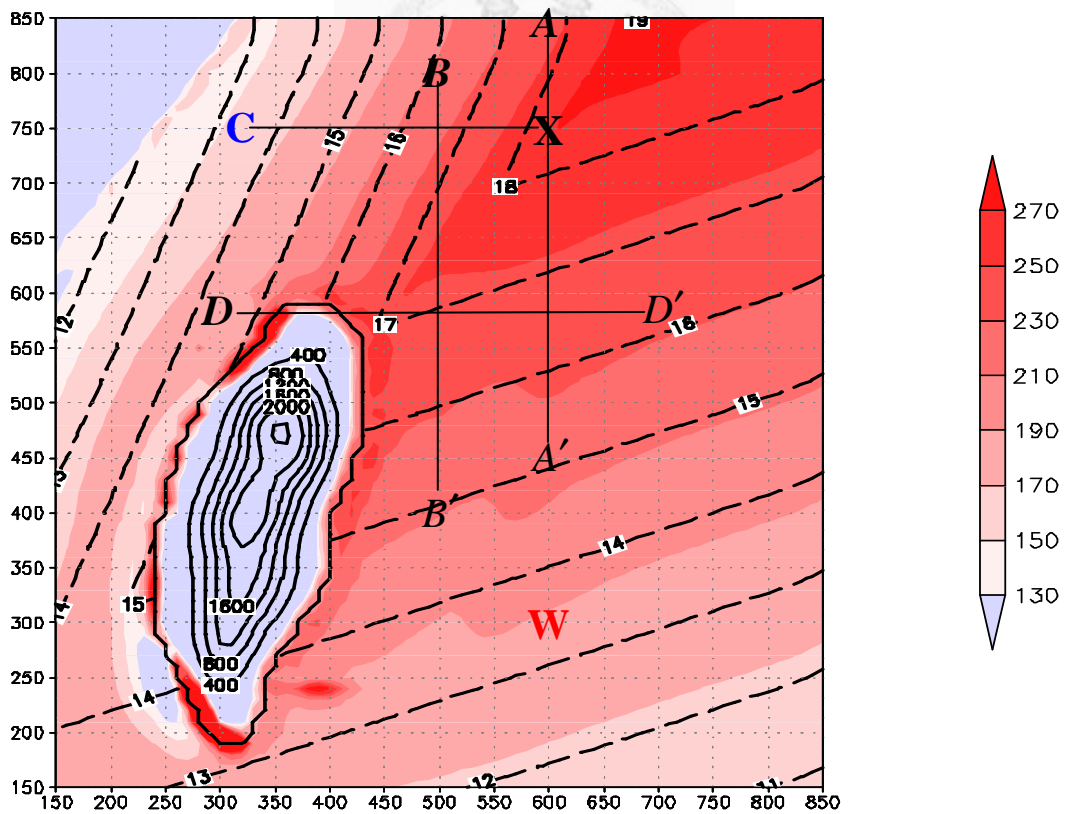


圖 5-4 同圖 5-2, 但為初始海氣溫差 (斷線, 單位 K) 及模擬第 1 小時可感熱通量 (色階, 單位 Wm^{-2})。C 和 W 分別代表後續討論所選取冷海面和暖海面的點, X 代表高可感熱通量的點, A-X-A' 表示圖 5-15、圖 5-16 的垂直剖面位置, C-X' 表示圖 5-17 的垂直剖面位置, B-B' 表示圖 5-18 的垂直剖面位置, D-D' 表示圖 5-19 的垂直剖面位置。

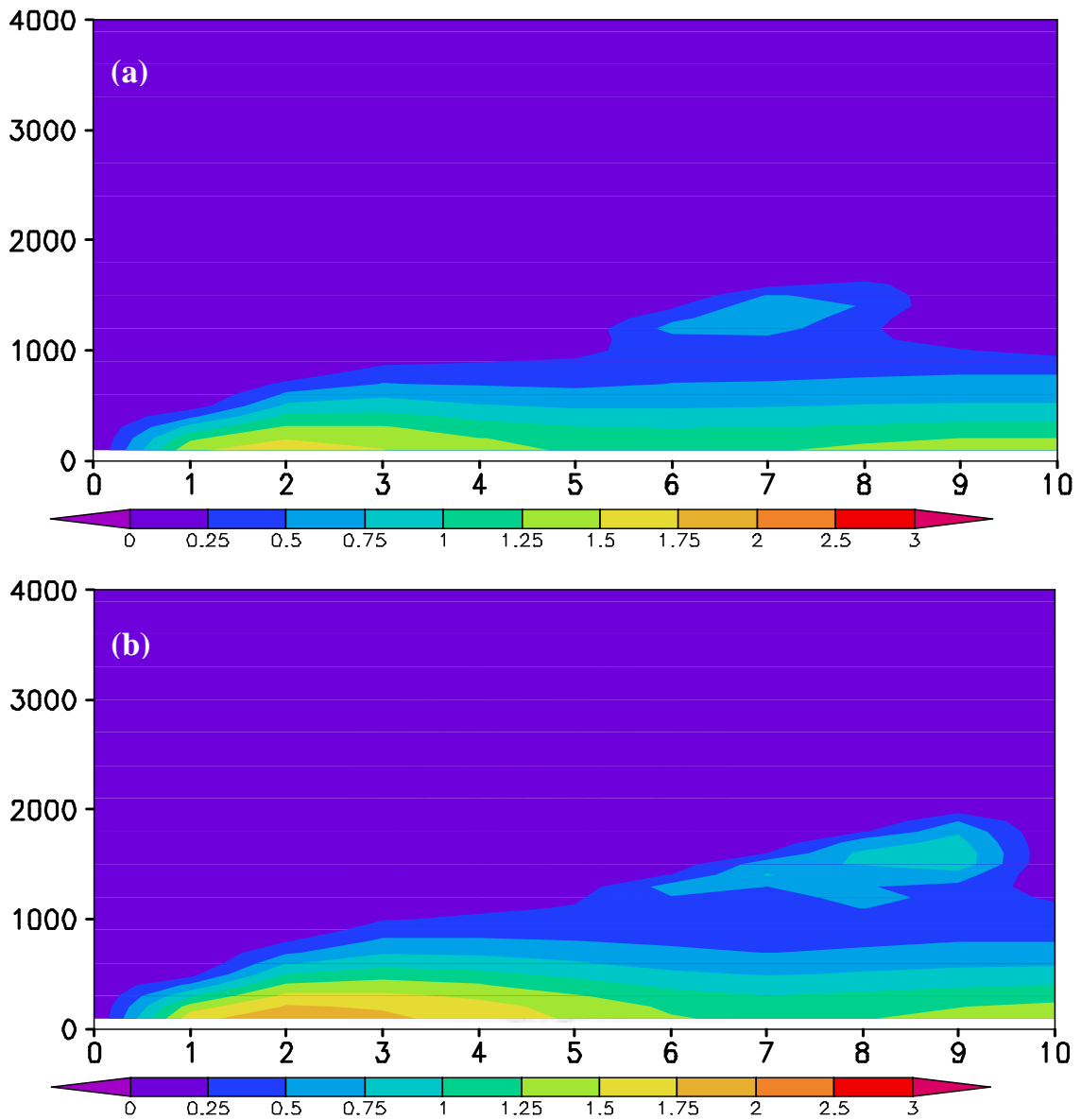


圖 5-5 (a)冷 (參考圖 5-4, C 點)、(b)暖海面 (參考圖 5-4, W 點) 上亂流動能(色階, 單位 $m^2 s^{-2}$) 隨時間之變化(橫軸, 初始場至第 10 小時); 縱軸為高度, 單位 m 。

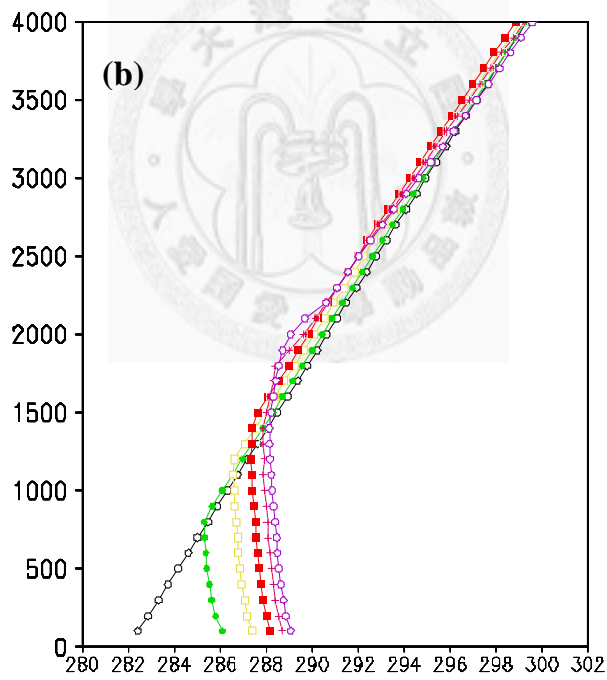
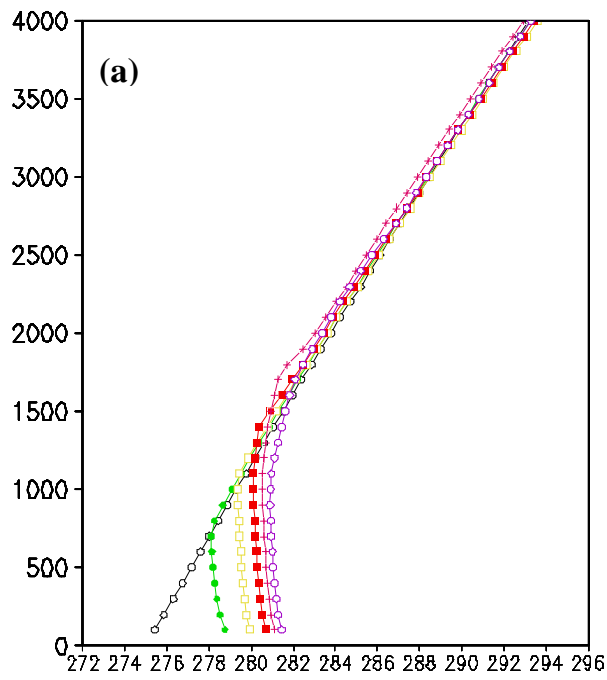


圖 5-6 (a)冷 (參考圖 5-4, C 點)、(b)暖海面 (參考圖 5-4, W 點) 上之虛位溫 (縱軸, 單位 K) 垂直剖面 (縱軸, 單位 m) 的時間變化; 黑色線為初始場, 餘由綠色線向右至紫色線依次為模擬第 2、4、6、8 及 10 小時。

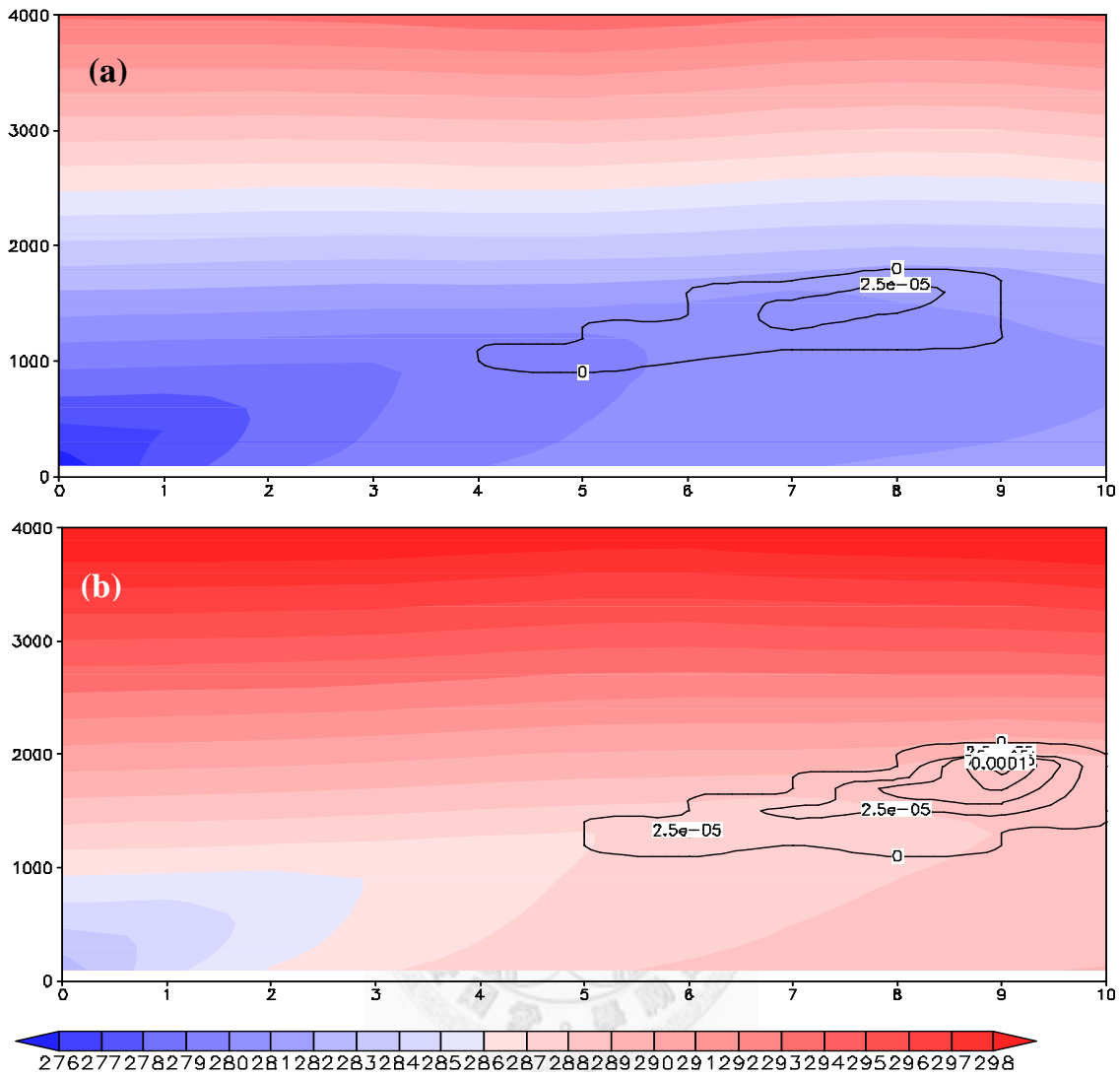


圖 5-7 同圖 5-5，但為虛位溫(色階，單位 K)及液態水量(等值線，單位 $kgkg^{-1}$)。

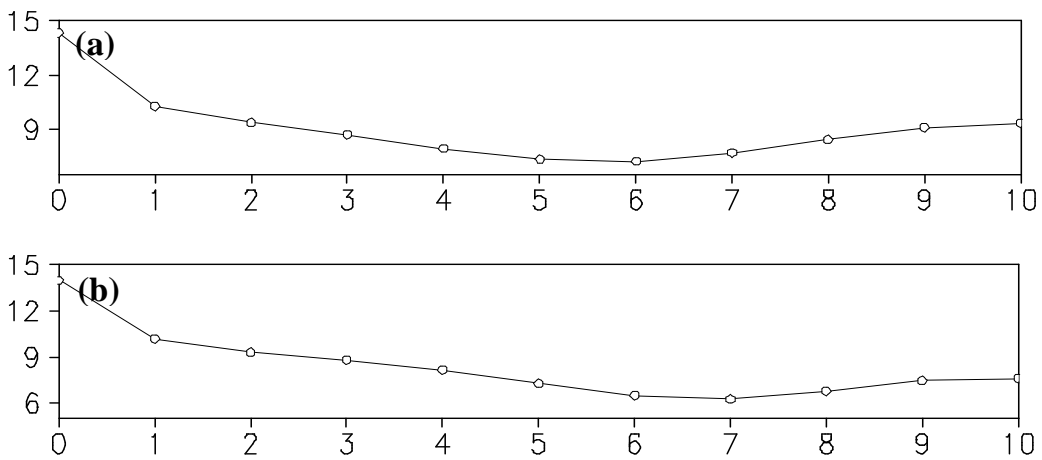


圖 5-8 (a)冷(參考圖 5-4, C 點)、(b)暖海面(參考圖 5-4, W 點)上的地面層風速(縱軸，單位 ms^{-1})隨時間(橫軸，初始場至第 10 小時)之變化。

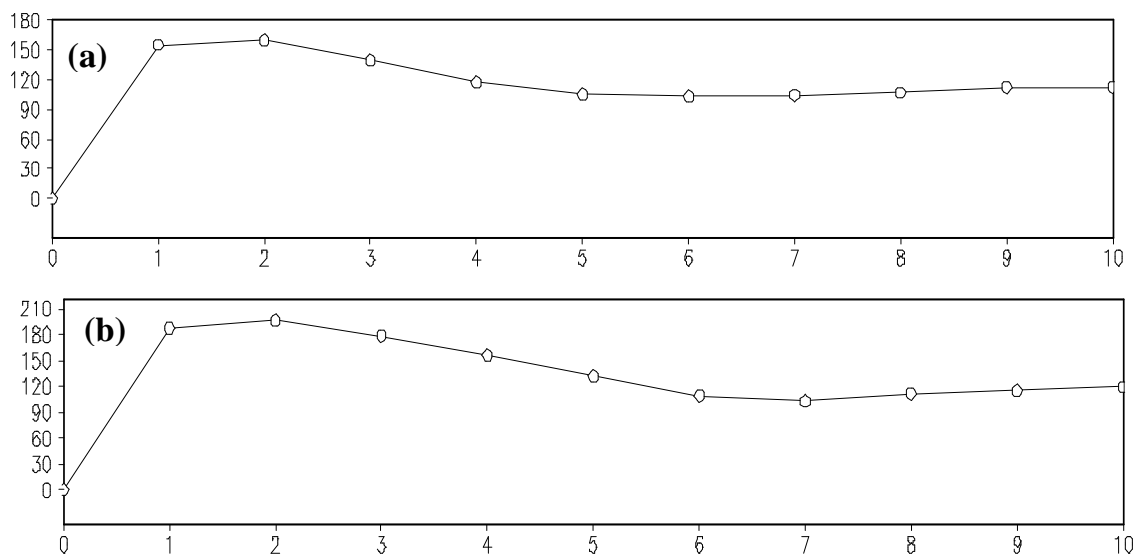


圖 5-9 同圖 5-8，但為可感熱通量(單位 Wm^{-2})。

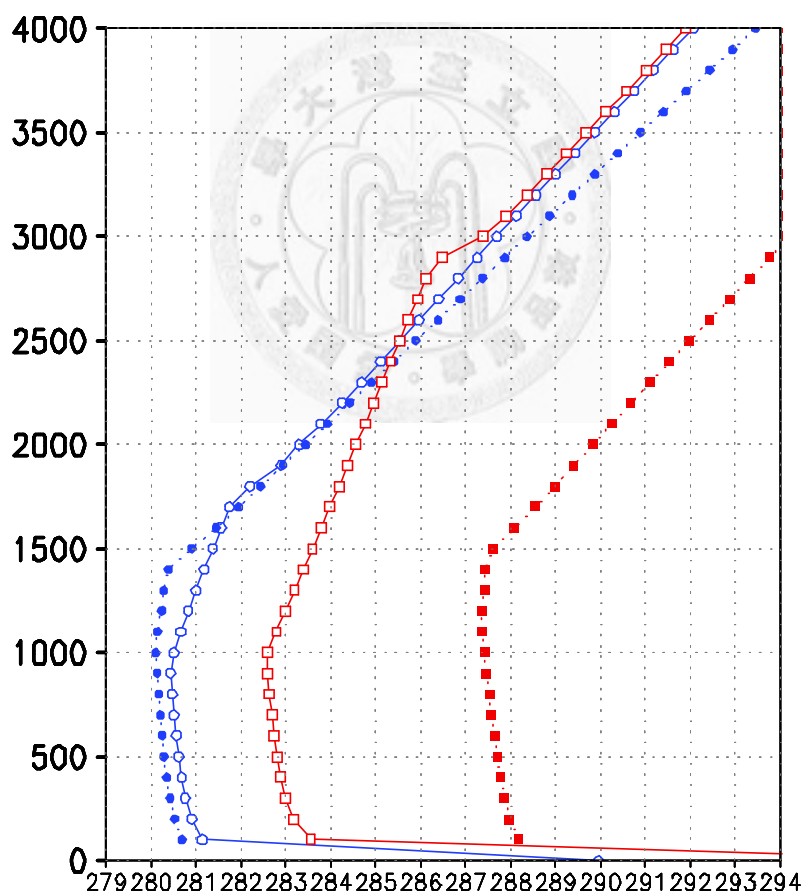


圖 5-10 4-2 實驗(無斜壓性)與本實驗(具斜壓性)模擬至第 6 小時之虛位溫(橫軸, 單位 K) 垂直剖面(縱軸, 單位 m); 自左而右: 藍色實心圓點(本實驗, 冷海面), 藍色空心圓點(4-2 實驗, 冷海面), 紅色空心正方點(4-2 實驗, 暖海面), 紅色實心正方點(本實驗, 暖海面)。

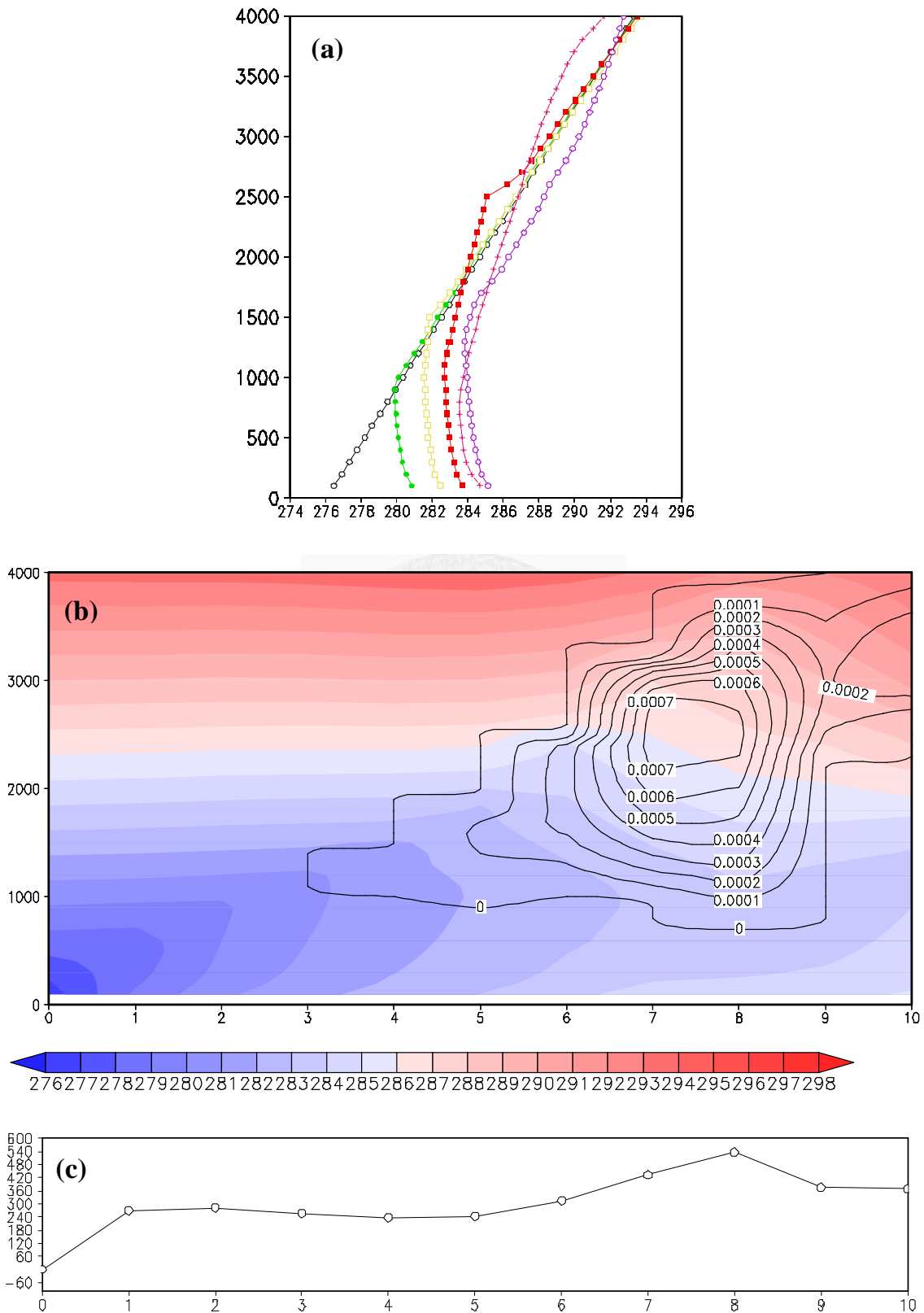
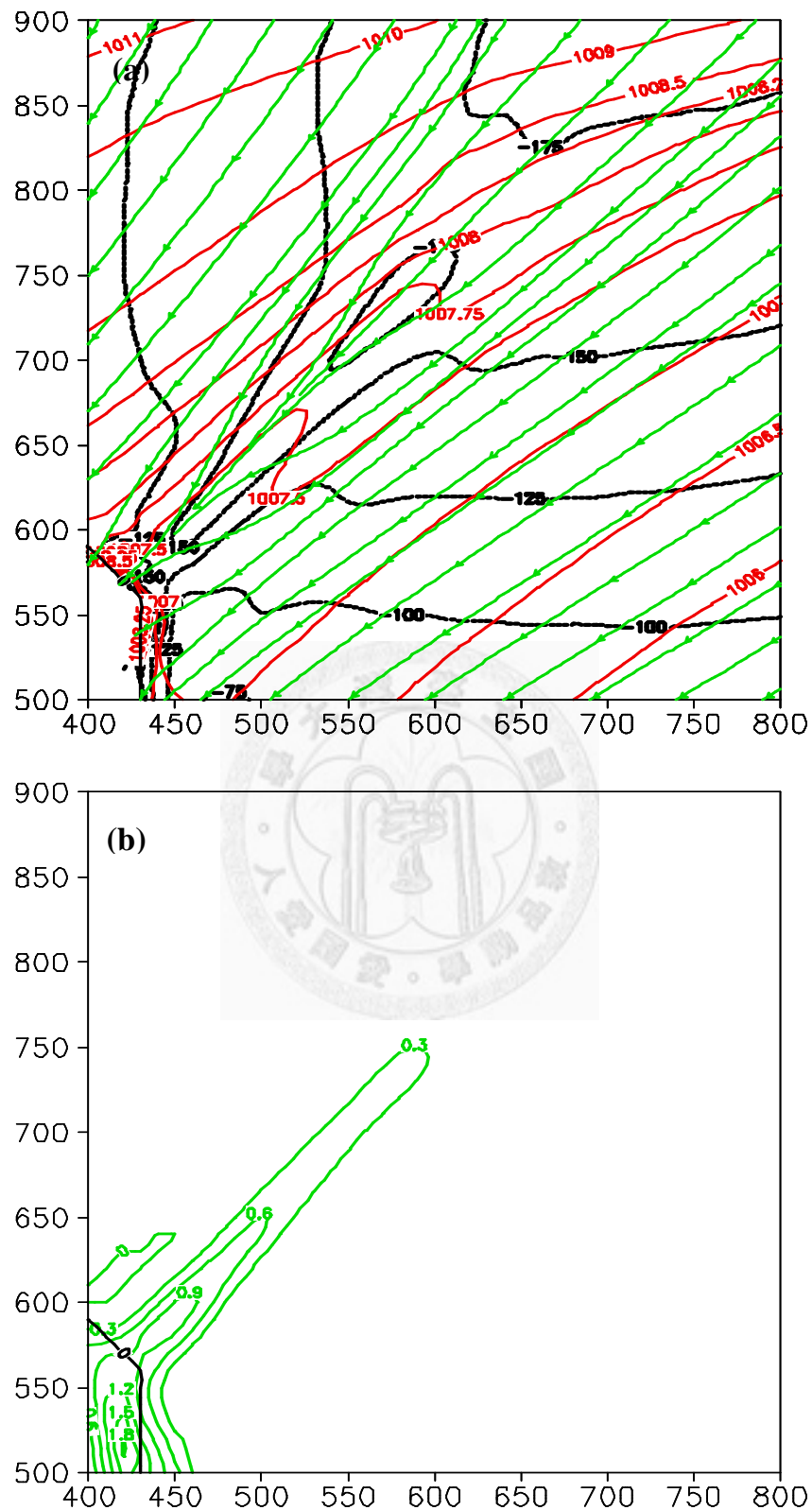


圖 5-11 三角區域內 X 點 (參考圖 5-4) 之(a)虛位溫垂直剖面(說明同圖 5-6)、(b) 虛位溫(色階, 單位 K)及液態水量(等值線, 單位 $kg\ kg^{-1}$) 隨時間(橫軸, 初始場至第 10 小時)之變化及(c)地面層可感熱通量(單位 $W\ m^{-2}$) 隨時間(橫軸, 初始場至第 10 小時)之變化。



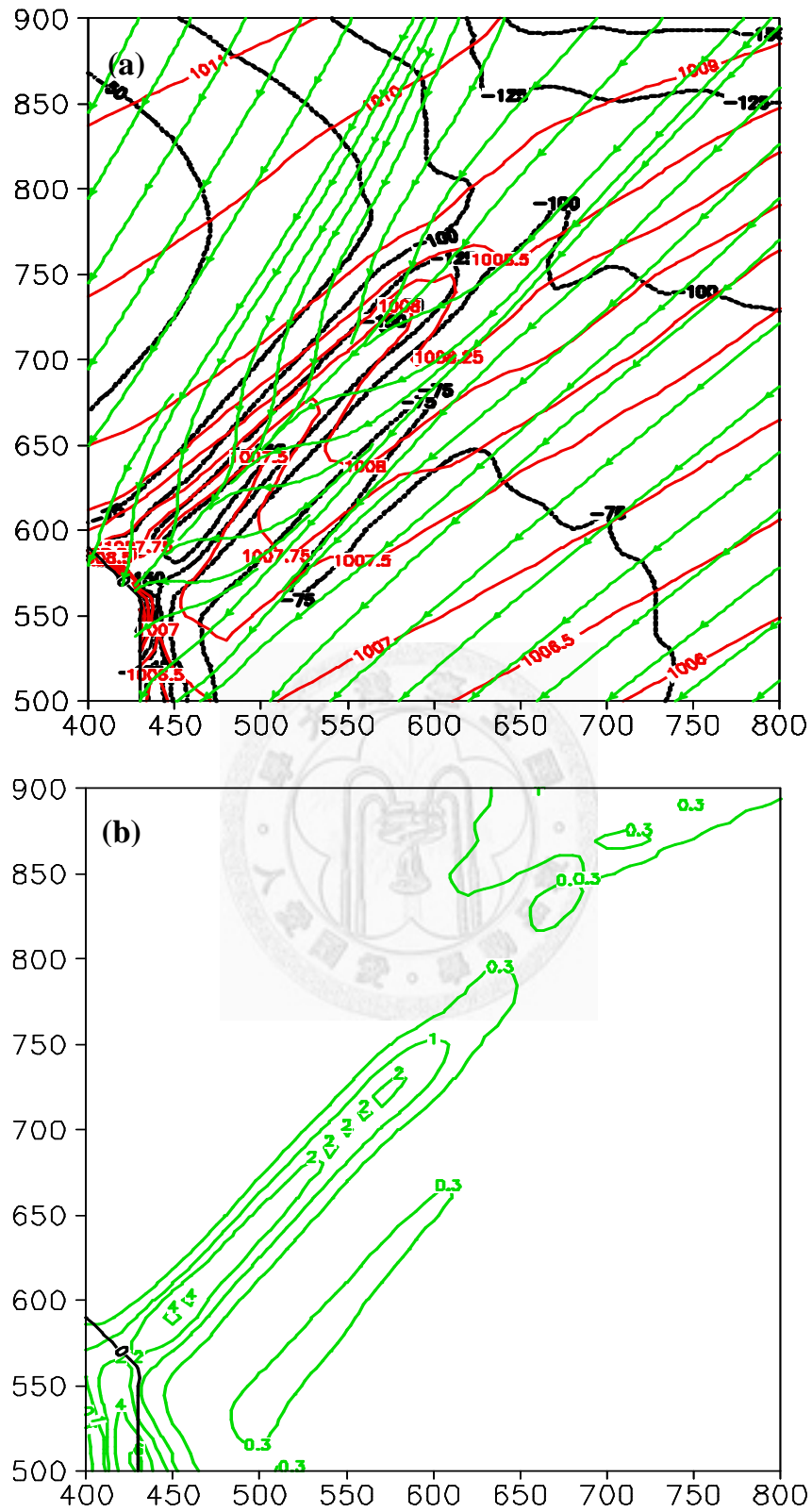


圖 5-13 同圖 5-12，但為模擬的第 7 小時。

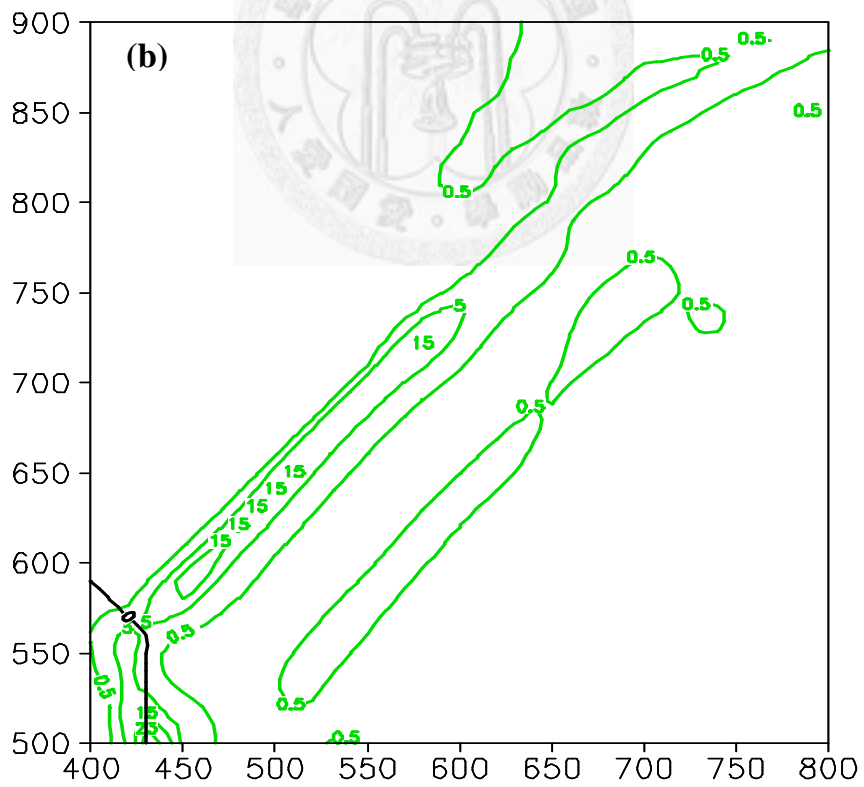
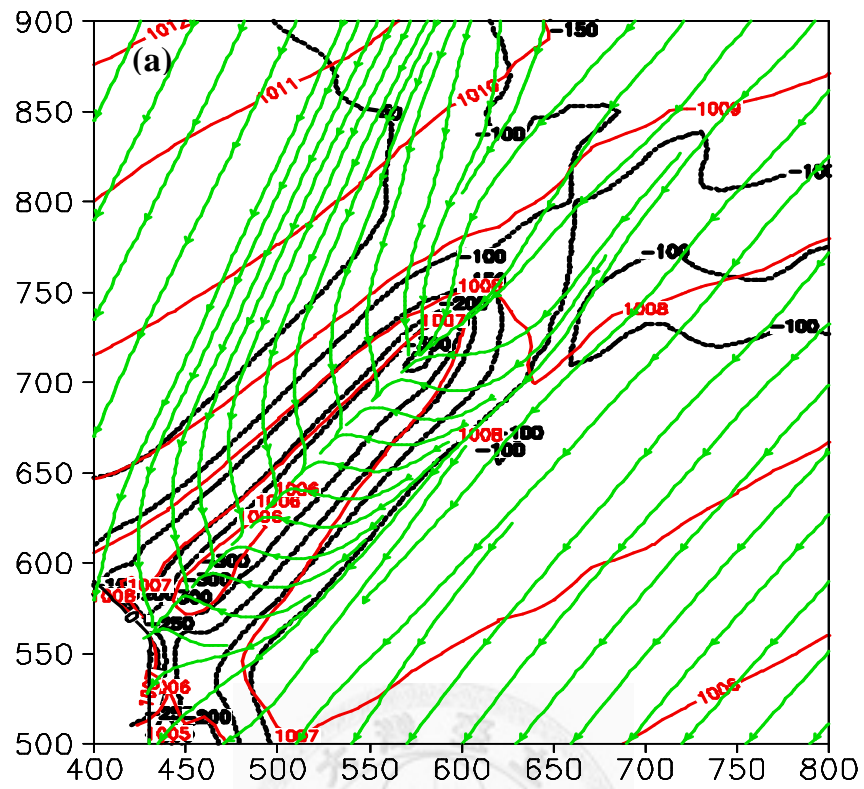


圖 5-14 同圖 5-12，但為模擬的第 8 小時。

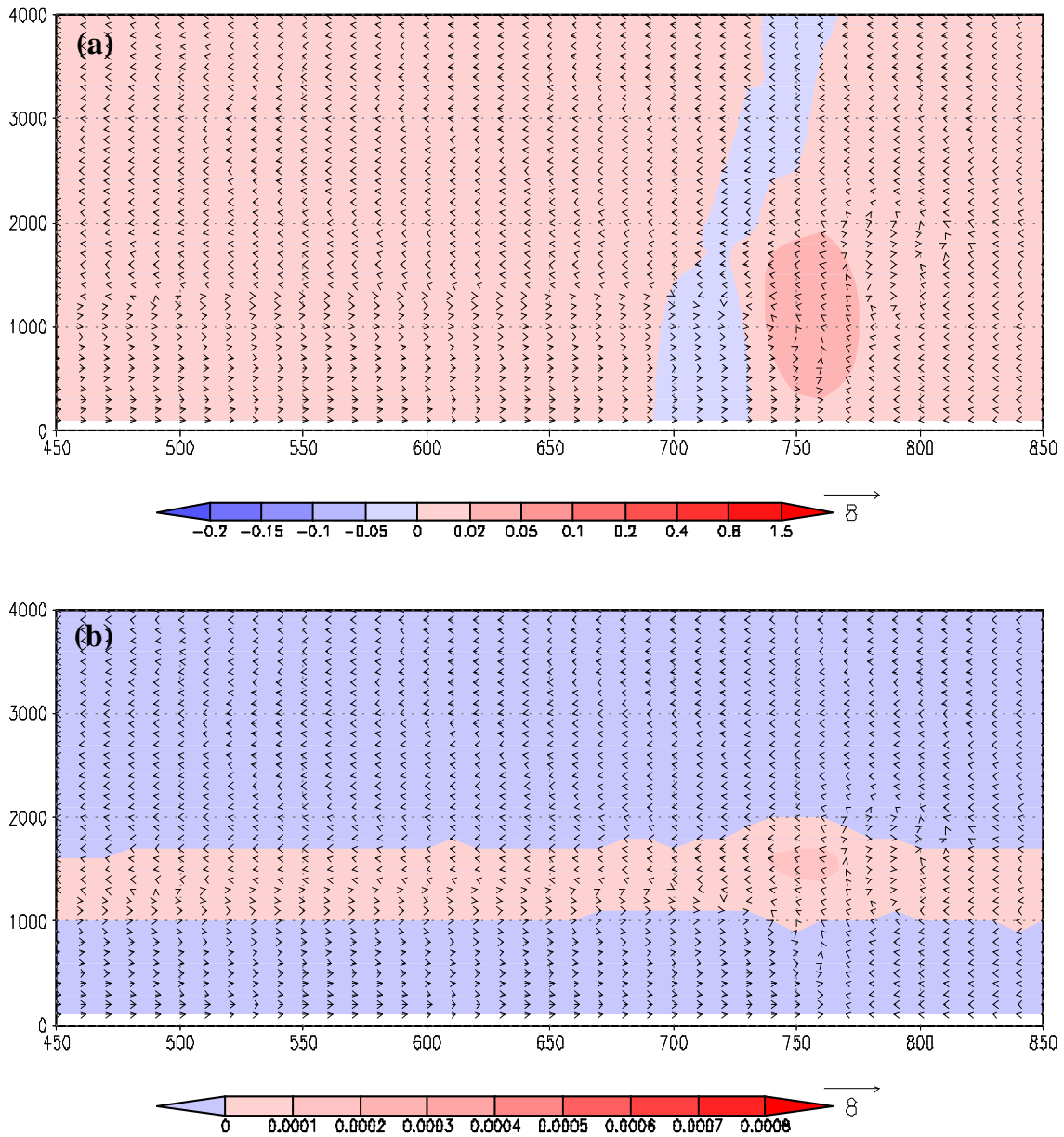


圖 5-15 位於東西向第 600 km、南(圖左)北向第 450 km 至第 850 km 之間(橫軸，參考圖 5-4 的 $D-D'$ ，單位 km)，模擬至第 5 小時之(a)垂直速度(色階，單位 ms^{-1})與南北向擾動風速與垂直風速之合成風矢量(單位 ms^{-1})及(b)液態水量(色階，單位 $kg kg^{-1}$)與風矢量之剖面(縱軸，單位 m)。此剖面上第 750 km 之位置為圖 5-4 標記 X 之處。

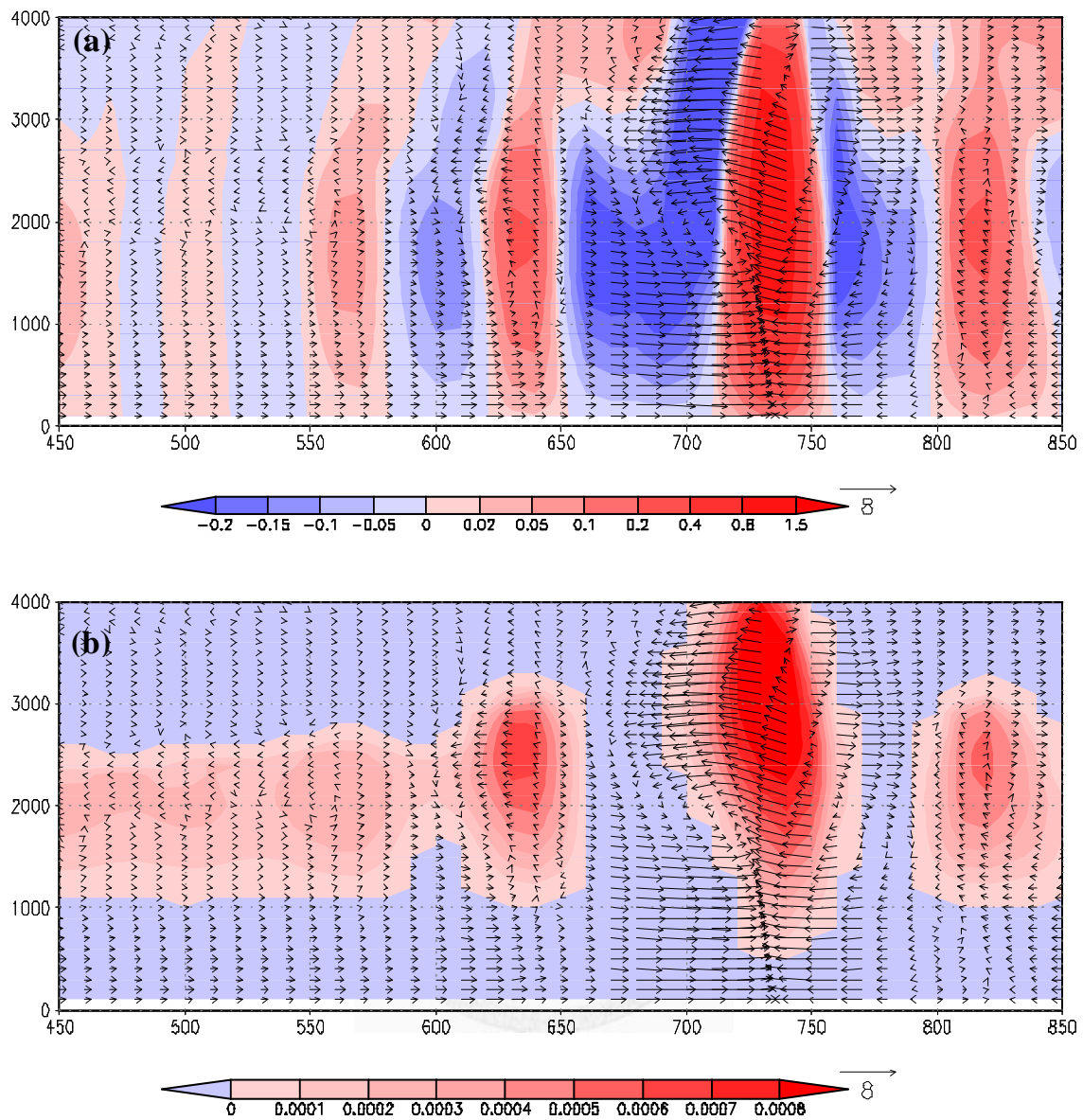


圖 5-16 同圖 5-15，但為模擬第 8 小時之結果。

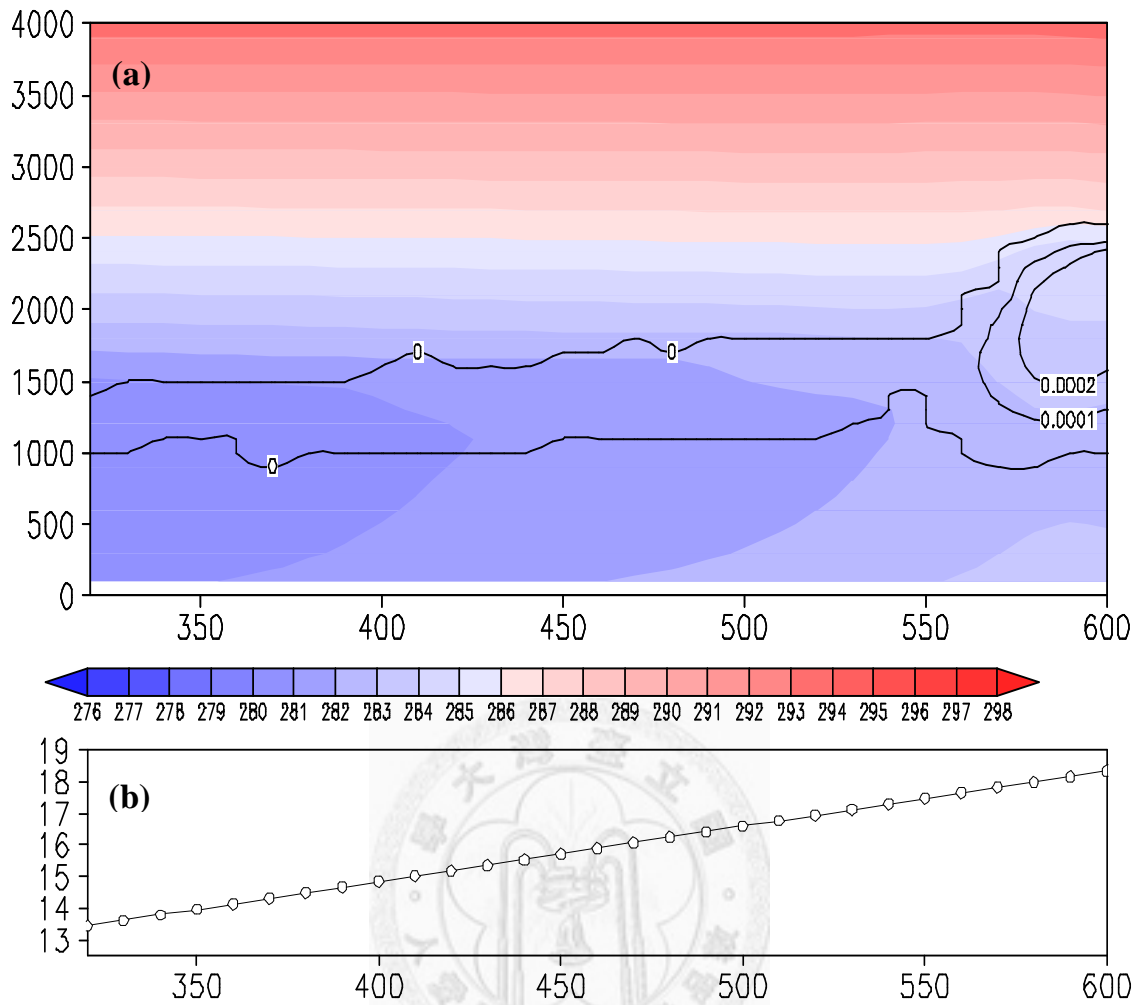


圖 5-17 模擬至第 6 小時，南北向第 750 km、東西(圖左)方向上第 320 km 至 600 km 之間(橫軸，參考圖 5-4 的 C-X，單位 km)的(a)虛位溫(色階，單位 K)與液態水量(等值線，單位 kg kg^{-1})剖面及(b)相對應之初始海氣溫差(單位 K)。

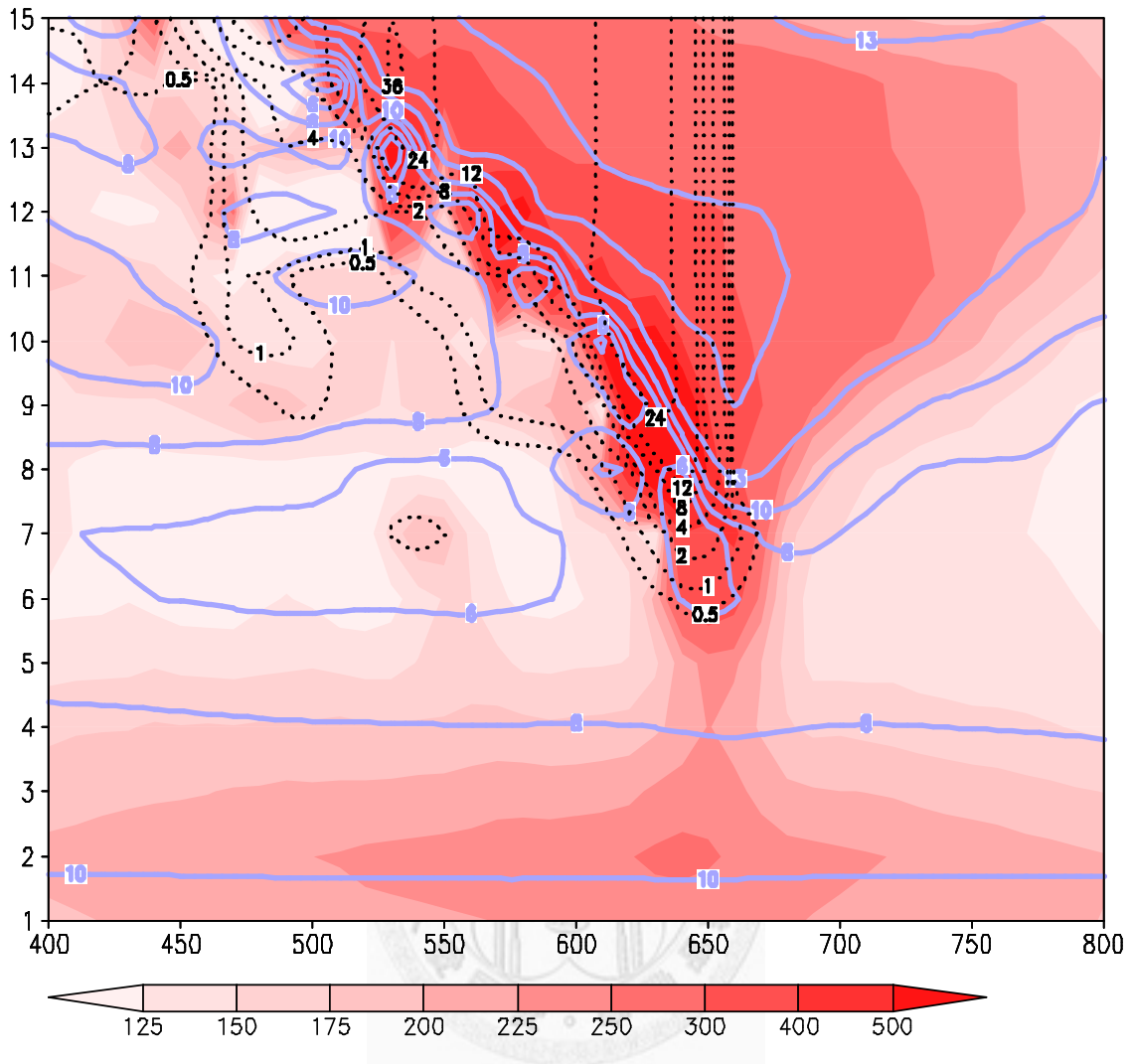


圖 5-18 東西向第 500 km、南(圖左)北向第 400 km 至第 800 km 之間 (橫軸, 參考圖 5-4 的 $B-B'$, 單位 km), 於 100 m 高度模擬第 1 小時至第 15 小時 (縱坐標, 單位小時) 之可感熱通量 (色階)、水平風速 (淺藍色實線, 單位 ms^{-1} , 等值線自大至小, 分別為 16、13、10、8、6 及 5), 以及總液態水與累積雨量之和 (黑色點線, 單位 mm, 等值線自大至小分別為 36、24、12、8、4、2、1 及 0.5) 的哈莫圖。

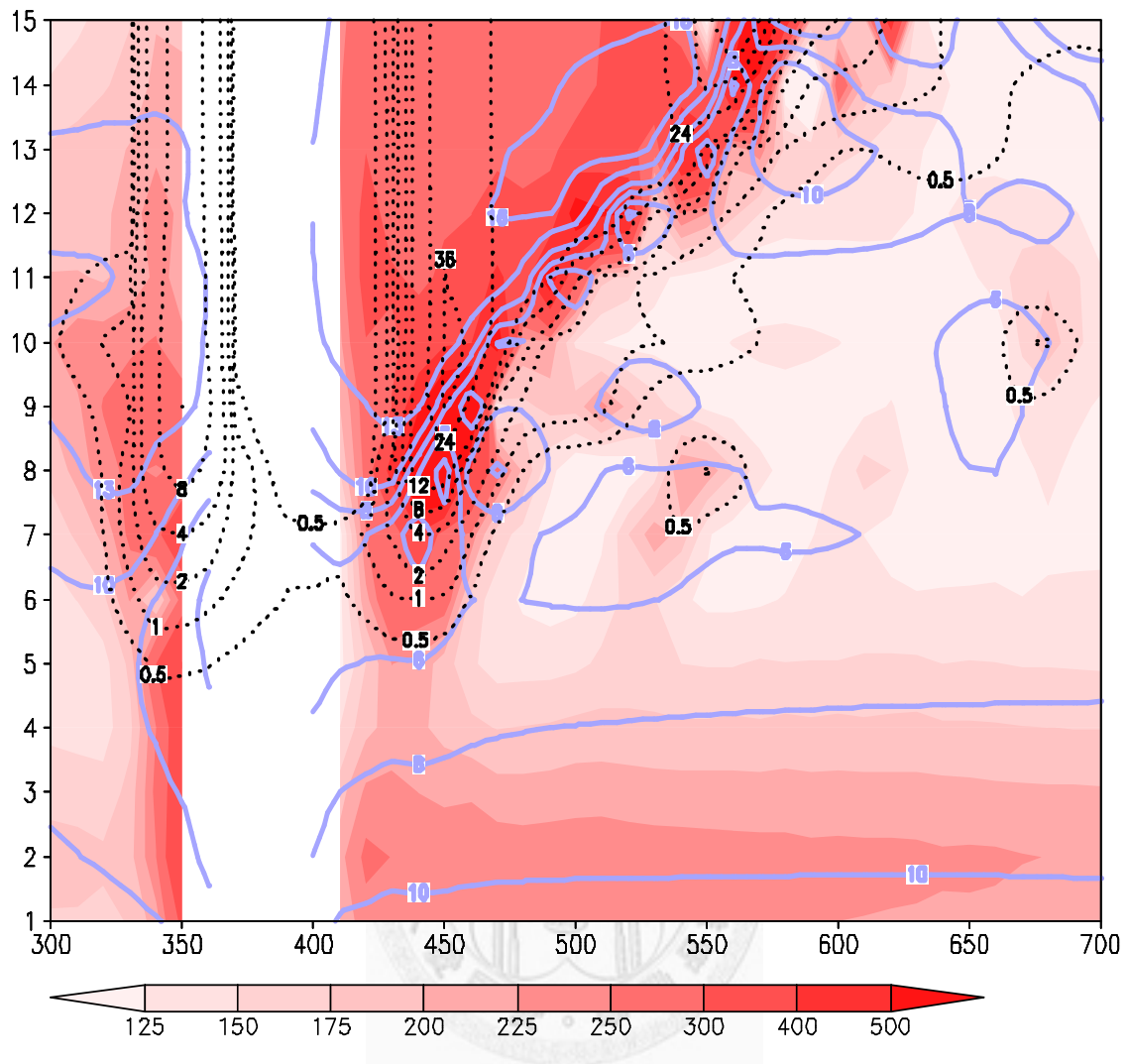


圖 5-19 同圖 5-18，但為南北向第 580 km、東西(圖左)方向第 300 km 至第 700 km 之間(橫軸，參考圖 5-4 的 $D-D'$ ，單位 km)；其中無色階部分為台灣北部陸面。

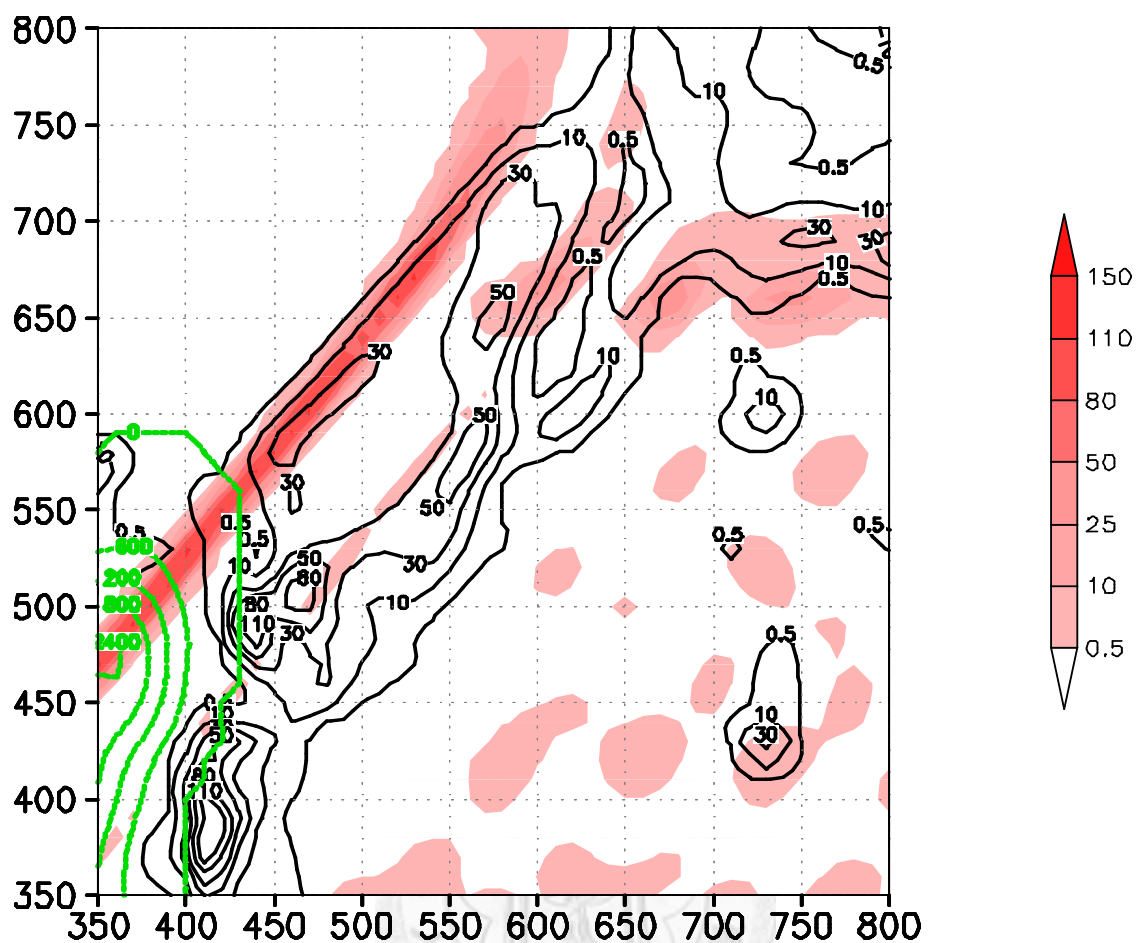


圖 5-20 4-2 實驗至第 9 小時 (色階) 與 5-1 實驗模擬至第 15 小時 (黑色等值線) 之累積雨量。綠色等值線為地形高度；東西及南北方向均為第 350 km 至第 800 km。

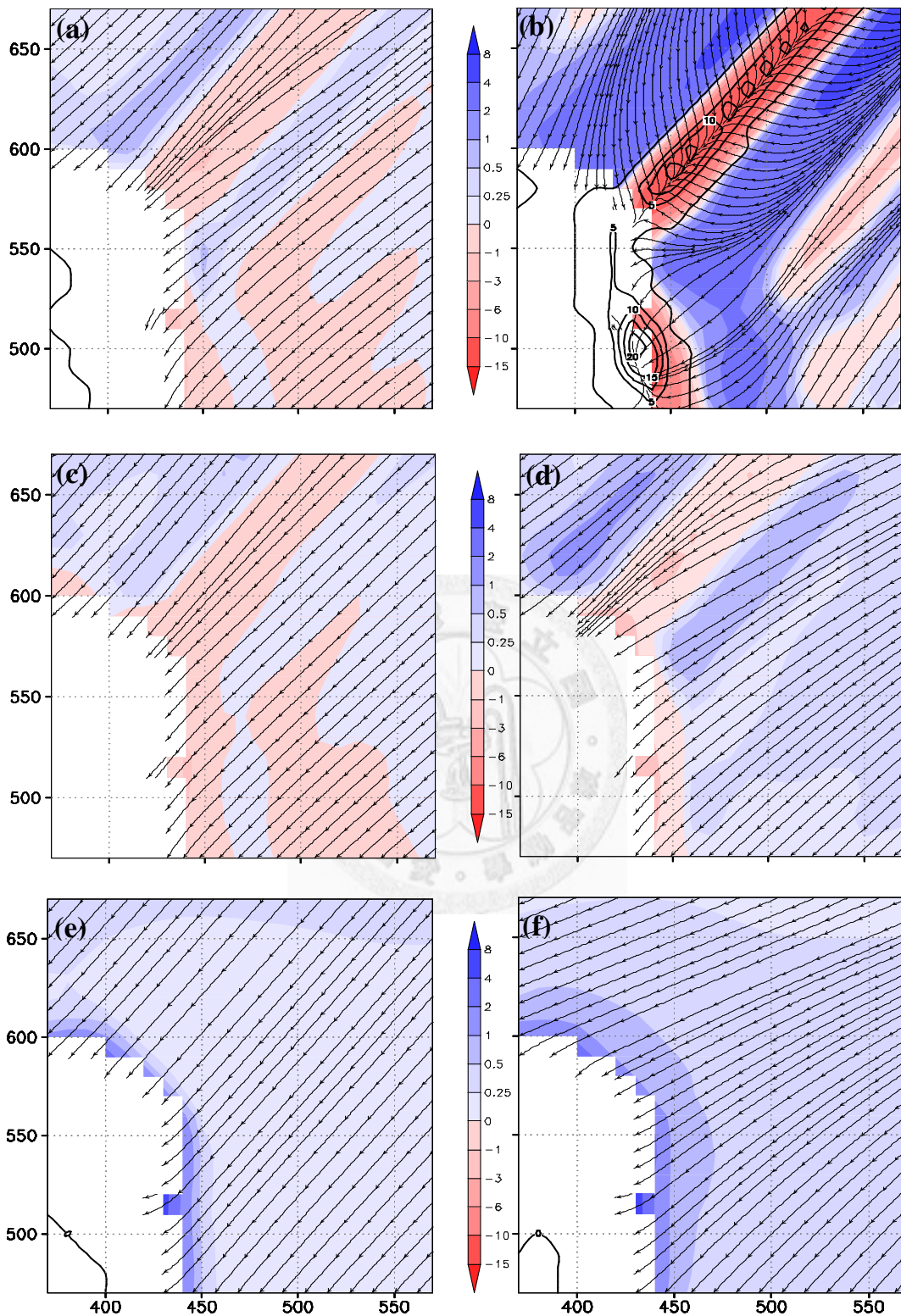


圖 5-21 敏感度測試模擬第 5 小時(左列, 圖 a、c、e)及第 8 小時(右列, 圖 b、d、f), 100 m 高度之氣流場、輻散場(色階, 放大 10^5 倍, 單位 s^{-1})及總液態水與累積雨量和(等值線, 單位 mm)之結果; 圖(a)與(b)為控制組、圖(c)與(d)為無潛熱釋放實驗, 以及圖(e)與(f)為無熱通量實驗。各圖左下角無色階部分為台灣東北部陸面, 東西/南北向均為 370/470 至 570/670 km。

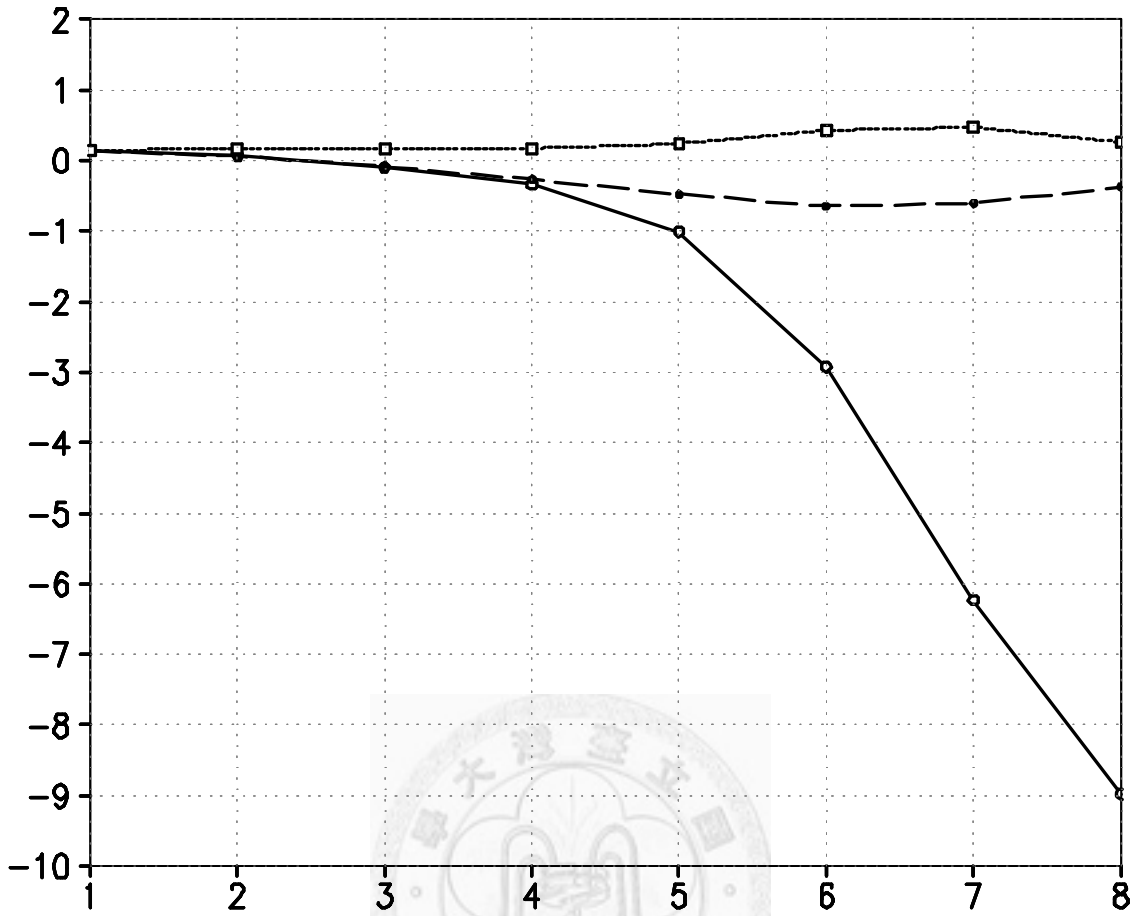


圖 5-22 具斜壓性實驗(控制組, 實線)、無潛熱釋放實驗(斷線), 以及無可感熱和潛熱通量實驗(點線), 在南北向第 650 km、東西向第 500 km 處 (參考圖 5-4 中的 X) 的輻散 (縱軸, 負值為輻合, 已放大 10^5 倍, 單位 s^{-1}) 隨時間 (橫軸, 單位小時) 的變化。

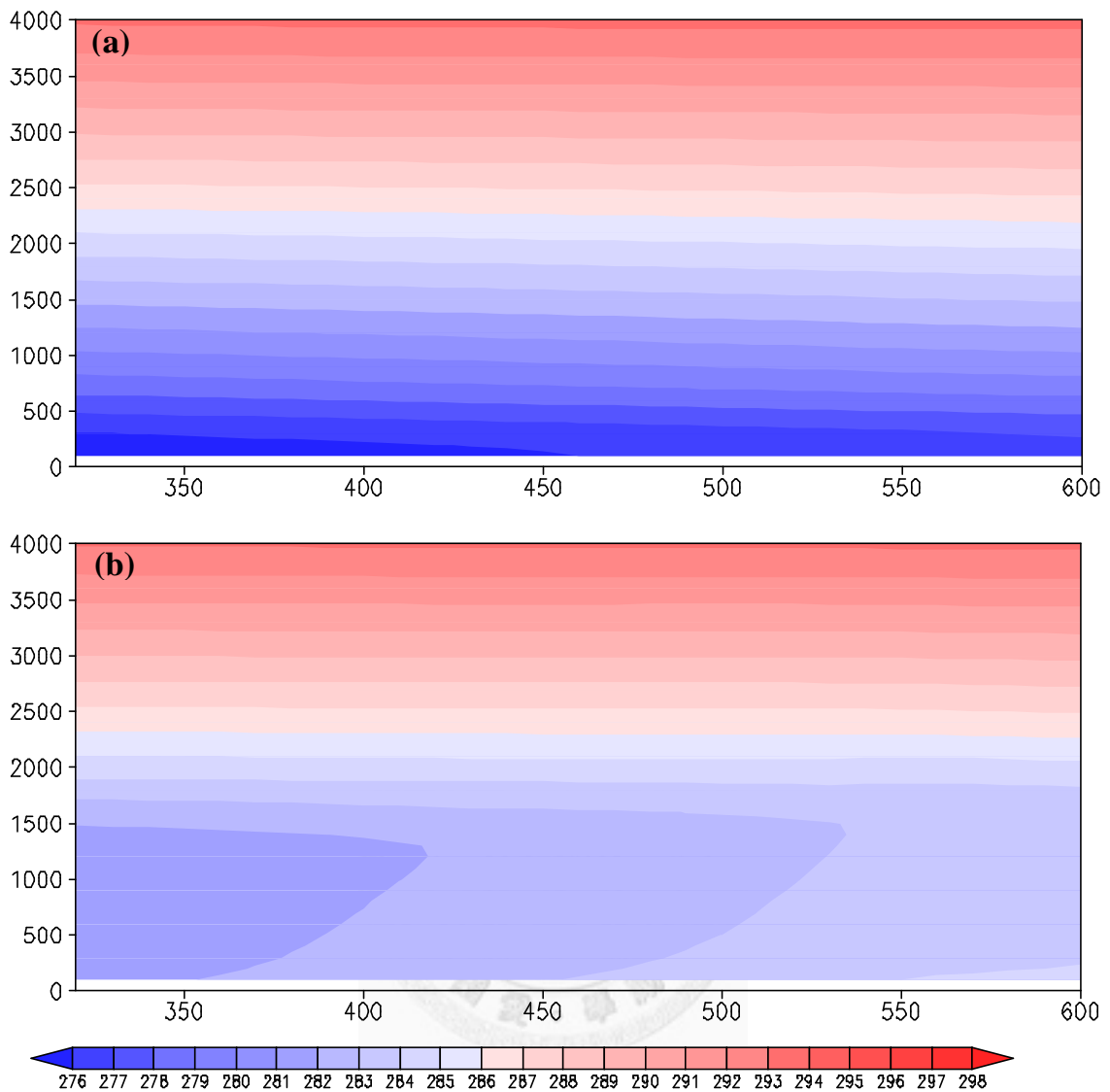


圖 5-23 在南北向第 750 km、東西(圖左)向第 320 km 至 600 km 之間 (參考圖 5-4 的 C-X)，模擬至第 8 小時之虛位溫(色階，單位 K)垂直剖面；(a)為無熱通量實驗，(b)為無潛熱釋放實驗。

第六章 結論

冬季冷高壓東移出海後，冷、乾而穩定的氣流自高緯度地區向低緯度地區爆發，一旦冷空氣接觸到暖洋面，暖洋面對冷空氣的調節，胞狀雲陸續形成；另一方面，氣候分析顯示，不論在北美東岸灣流或是在東亞東岸的黑潮流經區域，高降雨量或是高旋生頻率區域的分布，都和暖洋流的位置重疊。顯然經由暖洋流所調節出的海洋大氣邊界層環境，與天氣系統形成或發展之間的關係，是十分值得探討的議題。

AMTEX 期間中尺度海洋性氣旋的個案分析與模擬，或是西北太平洋區旋生的氣候分析，都認為海氣交互作用所建立的低層不穩定環境，是該區域氣旋發展的重要因素；而中緯度綜觀尺度槽、脊線所提供的偶合機制，通常只在系統的快速加深階段有作用。在北美東岸灣流區域的相關研究結果中，也有類似的建議；此外，由於灣流區域的密集觀測資料豐富，對照模擬結果，還建議灣流所伴隨的海溫梯度，對冷、乾空氣所調節出的海洋邊界層局部熱力結構差異，十分有利於中尺度海岸過程的發展。

本文以 2008 年 12 月 11 日至 13 日期間，高壓出海後的東北季風型態下，當綜觀尺度槽、脊線所提供的動力機制還不明顯時，黑潮所伴隨的海溫梯度，在海溫梯度上方激發出帶狀雲系與旋生的個案為例，強調海溫梯度所調節出的邊界層局部熱力結構差異，也是東海海域天氣系統發展的有利環境。本文企圖透過模擬結果，說明類似中尺度海岸過程的天氣系統，也有可能在黑潮海域發生，並成為台灣東北部陸地及附近海域雨量偏多的原因之一。

在無斜壓大氣且無地形、但仿黑潮海溫分布環境下所進行的實驗結果中，由於初始氣溫在水平方向上設為均勻，海溫分布即為初始海氣溫差分布，以及海面可感熱通量之分布狀態，故海溫梯度和可感熱通量梯度出現之處一致；這也代表在海溫梯度的位置，海洋對大氣的加熱不均勻。因此，初始水平均溫的低層大氣，

便於海溫梯度處出現局部氣壓差，而在黑潮暖軸心洋面，出現相對均勻的低壓。這樣氣壓的配置結果十分重要，在海溫梯度處，出現由高海溫指向低海溫的氣壓梯度；以最高海溫等值線為界，在靠海溫梯度這一側，低層大氣被調整出具有指向高海溫方向的氣壓梯度力，使得原本平行於等海溫線的初始氣流，獲得向高海溫偏向的加速；然而在最高等海溫線的另一側，大氣只被調節成均勻的低壓，不具氣壓梯度力，因此原本的氣流方向並沒有太大改變。模擬一段時間以後，偏向氣流與未受影響氣流，就沿著最高等海溫線附近合流；當合流上升運動所伴隨的潛熱釋放作用增強，合流進一步發展成垂直次環流。

上述無斜壓大氣實驗，說明了黑潮海溫梯度所造成的海氣溫差分布，可調節出底層大氣的局部熱力梯度，而且在此環境中，最終得以發展出深厚的次環流。然而實際上在冬季寒潮爆發之後，大氣往往具有很強的水平方向溫度梯度（斜壓性）；因此本研究的第二個實驗，是在前述的海溫假設下，將大氣設定成接近真實冬季的熱力結構，即具有西北側氣溫低、東南側氣溫高，或西北側氣壓高、東南側氣壓低的性質，並且加入台灣地形後進行模擬。在此狀態下，因低海溫處對應的是低氣溫，高海溫處對應的是高氣溫，海氣溫差分布與海溫分布並不一致；真正具有最大海氣溫差的位置，是在台灣東北海域至東海一帶的三角區域內。該區域海溫不見得最高，但等海溫線適當地搭配等氣溫線，致形成相對最大海氣溫差的區域。這樣接近實況的特殊海氣條件，也是出現最大可感熱通量的區域，對於洋面邊界層的發展具有重要意義。由於低海溫處與位於較低緯度的高海溫處海氣溫差差異不大，可感熱通量大小差別也不大，故邊界層發展的過程及結果相近，然而在較高緯度但非最高海溫的暖洋流軸心上，邊界層發展較為深厚，於是形成 AMTEX 期間所分析到的厚度脊特徵；厚度脊沿著黑潮建立，但向西北、東南兩側，以及向黑潮上游所在的西南方遞漸其厚度。模擬結果顯示，前述位置的邊界層厚度，與 AMTEX 期間在寒潮爆發氣流上、下游處分析所得的厚度變化率相似。

在三角區域的西南尖端，大氣被調節出最強的擾動低壓，在具有指向西北側

氣壓梯度的背景大氣下，靠高壓側的氣壓梯度被加強，而靠低壓側與背景氣壓場反向的氣壓梯度較弱而且分布範圍較窄，所以氣流內流多半來自於高壓側。然而隨著底層大氣的持續調節，擾動低壓對背景氣壓場的影響越來越明顯；尤其是合流上升運動所伴隨的凝結潛熱釋放作用加入後，三角區域尖端便形成一完整的低壓帶，此時低壓帶兩側的合流均增強，可視為垂直次環流已建立完成。

比對在次環流即將發展之前，模擬結果雲層與實際個案雲帶的高度與分布位置特性，可說明一旦黑潮海溫及氣溫出現適當的配置，即使缺少綜觀尺度槽、脊系統所提供的偶合機制，依然能夠激發出有利於中尺度天氣系統發展的邊界層環境。而比較兩實驗結果，顯示原本應伴隨次環流向下游延伸的累積雨量，在台灣地形阻擋下轉向南分布於中央山脈東側，同時因次環流向東南移動而分布於較寬廣的洋面上，此結果可視為冬季台灣東北部陸地及附近海域出現較高平均雨量的原因之一。

而敏感度實驗分析結果顯示，在三角區域內缺少海氣可感熱通量時，最初的合流無從形成，由可感熱通量差異所引起的合流，在沒有潛熱釋放作用時，不會發展成次環流。這些結果印證了在三角區域的可感熱特殊配置，是建立邊界層內熱力結構差異性，以及造成合流的根本原因，而潛熱釋放則是深厚中尺度次環流系統進一步發展的關鍵因素。

參考文獻

- 李清勝、羅英哲與張龍耀，2007: 琳恩颱風（1987）與東北季風交互作用產生強降水之研究。 *大氣科學*，**35**，13-32。
- 吳清吉、于宜強、許武榮、徐光榮與商文義，2003: 冬季台灣附近氣流場與大氣傳送個案之數值研究。 *大氣科學*，**31**，29-53。
- 侯昭平，2006: 不均勻地表情況下淺對流的大渦流模擬研究。國立臺灣大學大氣科學研究所博士論文。頁 1-158。
- 許武榮與黃麗玫，1991: 台灣低壓的數值模擬。 *大氣科學*，**19**，131-147。
- 陳盈曄，2000: 宜蘭地區秋冬季降雨特性之研究。國立中央大學大氣物理研究所碩士論文。頁 1-108。
- 黃文亭與陳泰然，2002: 台灣北部冬季劇烈天氣事件的診斷分析研究。 *大氣科學*，**30**，217-239。
- 賴曉薇與周仲島，2004: 台灣北部冬季豪雨個案研究—東風擾動的結構、演變與降雨的關係。 *大氣科學*，**32**，23-37。
- 戴志輝，1998: 水氣對山岳波的影響。國立臺灣大學大氣科學研究所碩士論文。頁 1-92。
- 謝銘恩，2006: 單調半拉格朗日平流格式在三維非靜力模式及在颱風線模擬上的應用。國立臺灣大學大氣科學研究所博士論文。頁 1-146。
- Agee, E. M., and R. P. Howley, 1977: latent and sensible heat flux calculations at the air-sea interface during AMTEX 74. *J. Appl. Meteor.*, **16**,443-447.
- Agee, E. M., and F. E. Lomax, 1978: structure of the mixed layer and inversion layer

- associated with patterns of mesoscale cellular convection during AMTEX 75. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2281-2301.
- Alpers, W., J. P. Chen, I. I. Lin, and C. C. Lien, 2007 : Atmospheric Fronts along the East Coast of Taiwan Studied by ERS synthetic aperture radar images. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 922-937.
- Atlas, D., B. Walter, S. H. Chou, and P. J. Sheu, 1986: The structure of the unstable marine boundary layer viewed by lidar and aircraft observations. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1301-1318.
- Bauer, M. H., G. J. Mayr, I. Vergeiner, and H. Pichler, 2000: Strongly nonlinear flow over and around a three-dimensional mountain as a function of the horizontal aspect ratio. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3971-3991.
- Benoit, R., 1977: On the integral of the the surface layer profile-gradient functions. *J. Appl. Meteor.*, **16**, 859-860.
- Betts, A. K. and R. Boers, 1990: Cloudiness transition in a marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1480-1497.
- Chen, C. S., and C. Y. Lin, 1997: A numerical study of airflow over Taiwan island. *Atmospheric Environment*, **31**, 3, 463-473.
- Chen, C. S., and Y. L. Chen, 2003: The rainfall characteristics of Taiwan. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 1323-1341.
- Chen, C. S., Y. L. Chen, C. L. Liu, P. L. Lin, and W. C. Chen, 2007: Statistics of heavy rainfall Occurrences in Taiwan. *Wea. Forecasting*, **22**, 981-1002.
- Chen, S. J., Y. H. Kuo, P. Z. Zhang, and Q. F. Bai, 1991: Synoptic climatology of cyclogenesis over East Asia, 1958-1987. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1407-1418.

- Chen, T. C., C. B. Chang, and D. J. Perkey, 1983: Numerical study of an AMTEX'75 oceanic cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1818-1829.
- Chen, T. C., C. B. Chang, and D. J. Perkey, 1985: Synoptic study of a medium-scale oceanic cyclone during AMTEX'75. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 349-361.
- Desjardins, S., R. Benoit, , and V. Swail, 1998: The influence of mesoscale features of the sea surface temperature distribution on marine boundary layer winds off the Scotian Shelf during the superstorm of March 1993. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 2793-2808.
- Doyle, J. D., and T. T. Warner, 1990: Mesoscale coastal processes during GALE IOP 2. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 283-308.
- Doyle, J. D., and T. T. Warner, 1993a: The impact of the sea surface temperature resolution on mesoscale coastal process during GALE IOP 2. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 313-334.
- Doyle, J. D., and T. T. Warner, 1993b: Nonhydrostatic simulations of coastal mesobeta-scale vortices and frontogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3371-3392.
- Fujitani, T., 1981: Direct measurement of turbulent fluxes over the sea during AMTEX. *Meteorology and Geophysics*. **32**, 119-134.
- Giordani, H., and G. Caniaux, 2001: Sensitivity of cyclogenesis to sea surface temperature in the Northwestern Atlantic. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1273-1295.
- Hanson, H. P., and B. Long, 1985: Climatology of cyclogenesis over the East China Sea. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 697-707.
- Hirose, N., H. C. Lee, and H. H. Yoon, 1999: Surface heat flux in the East China Sea and Yellow Sea. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 401-417.

- Hirsch, M. E., A. T. Degaetano, and S. J. Colucci, 2001: An East Coast winter storm climatology. *J. Climate*, **14**, 882-899.
- Holt, T. R., and S. Raman, 1992: Three-dimensional mean and turbulence structure of a coastal front influenced by the Gulf Stream. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 17-39.
- Hsie, E. Y., R. D. Farley, and H. D. Orville, 1980: Numerical simulation of ice phase convective cloud seeding. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 950-977.
- Hsu, W. R., and J. H. Tai, 1999: Method of solving moist thermodynamic equations in NTU-Purdue non-hydrostatic model and tests on 2D moist mountain waves. *T. A. O.*, **10**, 305-320.
- Hsu, W. R., and W. Y. Sun, 1991: Numerical study of mesoscale cellular convection. *Boundary-Layer Meteorol.*, **57**, 167-186.
- Hsu, W. R., and W. Y. Sun, 2001: A time-split, forward-backward numerical model for solving a system of nonhydrostatic and compressible equations. *Tellus*, **53A**, 279-299.
- Jacobs, N. A., G. M. Lackmann, and S. Raman, 2005: The combined effects of Gulf Stream-induced baroclinicity and upper-level vorticity on U.S. East Coast Extratropical Cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2494-2501.
- Keeter, K. K., S. Businger, L. G. Lee, and J. S. Waldstreicher, 1995: Winter weather forecasting through the Eastern United States. Part III: The effects of topography and the variability of winter weather in the Carolinas and Virginia. *Wea. Forecasting*, **10**, 42-60.
- Lepenta, W. M. and N. L. Seaman, 1990: A numerical investigation of east coast cyclogenesis during cold-air damming event of 27-28 February 1982. Part I: Dynamic and thermodynamic structure. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2668-2695.

- Li, J., H. L. Huang, C. Y. Liu, P. Yang, T. J. Schmit, H. Wei, E. Weisz, L. Guan, and W. P. Menzel, 2005: Retrieval of cloud microphysical properties from MODIS and AIRS. *J. Appl. Meteor.*, **44**, 1526-1543.
- Lin, J. C. H., J. H. Tai, C. H. Feng, and D. E. Lin, 2010: Towards improving visibility forecasts in Taiwan: A statistical approach. *T. A. O.*, **21**, 359-374.
- Lin, Y. L., N. H. Lin, and R. P. Weglarz, 1992: Numerical modeling studies of lee mesolows, mesovortices and mesocyclones with application to the formation of Taiwan mesolows. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **49**, 43-67.
- Lin, Y. L., R. D. Farley, and H. D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065-1092.
- Mahrt, L., D. Vickers, and E. Moore, 2004: Flow adjustments across sea-surface temperature change. *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 553-564.
- Mansfield, D. A., 1974: Polar lows: The development of baroclinic disturbance in cold air outbreaks, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 541-554.
- Ólafsson, H., and P. Bougeault, 1996: Nonlinear flow past an elliptic mountain ridge. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2465-2489.
- Ólafsson, H., and P. Bougeault, 1997: The effect of rotation and surface friction on orographic drag. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 193-210.
- Parsons, K. E., and P. J. Smith, 2004: An investigation of extratropical cyclone development using a scale-separation technique. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 956-974.
- Peng, M. S., S. W. Li, S. W. Chang, and R. T. Williams, 1995: Flow over mountains: Coriolis force, transient troughs and three dimensionally. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 593-613.

- Queney, P., 1948: The problem of airflow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **29**, 16-26.
- Rasmussen, R. M., P. K. Smolarkiewicz, and J. Warner, 1989: On the Dynamics of Hawaiian Cloud Bands: Comparison of Model Results with Observations and Island Climatology. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1589–1608.
- Rasmussen, R. M., and P. K. Smolarkiewicz, 1993: On the Dynamics of Hawaiian Cloud Bands. Part III: Local Aspects. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1560–1572.
- Renfrew, I. A., and G. W. K. Moore, 1999: An extreme cold-air outbreak over the Labrador sea: Roll vortices and air-sea interaction. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2379-2394.
- Riordan, A. J., S. Raman, J. M. Davis, and S. Viessman, 1985: Measurements in the marine boundary layer near a coastal front. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 681-684.
- Riordan, A. J., and Y. L. Lin, 1992: Mesoscale signatures along the Carolina coast. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2786-2797.
- Riordan, A. J., 1990: Examination of the mesoscale features of the GALE coastal front of 24-25 January 1986. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 258-282.
- Rouault, M. M. E. Thorp, and J. R. E. Lutjeharms, 2000: The atmospheric boundary layer about the Agulhas Current during alongcurrent winds. *J. Phys. Oceanogr.* **30**, 40-50.
- Rutledge, S. A., and P. V. Hobb, 1983: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. VIII: A model for the “seeder-feeder” process in warm-frontal rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1185-1206.

- Rutledge, S. A., and P. V. Hobb, 1984: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. XII: A diagnostic modeling study of precipitation and development in narrow cold-frontal rainbands
- Saito, N. 1977: On the structure of medium-scale depressions over the East China Sea during AMTEX'75. *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 286-300.
- Sanders, F., and E. G. Hoffman, 2002: A climatology of surface baroclinic zones. *Wea. Forecasting*, **17**, 774-782.
- Sethuraman, S., A. J. Riordan, T. Holt, M. Stunder, and J. Hinman, 1986: Observation of the marine boundary layer thermal structure over the Gulf Stream during a cold air outbreak. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 14-21.
- Schubert, W. H., J. S. Wakefield, E. J. Steiner, and S. K. Cox, 1979: Marine stratocumulus convection, Part II: Horizontally inhomogeneous solutions. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1308-1324.
- Scorer, R. S., 1949: Theory of waves in the lee of mountains. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **75**, 41-56.
- Sheu, P. J., and E. M. Agee, 1977: Kinematic analysis and air-sea heat flux associated with mesoscale cellular convection during AMTEX '75. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 793-901.
- Sinclair, M. R., 1997: Objective identification of cyclones and their circulation intensity, and climatology. *Wea. Forecasting*, **12**, 595-612.
- Skyllingstad, E. D., D. Vickers, L. Mahrt, and R. Samelson, 2007: Effects of mesoscale sea-surface temperature fronts on the marine atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **123**, 219-237.
- Smith, R. B., 1989: Hydrostatic airflow over mountains. *Advances in Geophysics*, Vol.

31, Academic Press, 1-41.

Smolarkiewicz, P. K., and R. Rotunno, 1989: Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part I : Baroclinically generated lee vortices. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1154-1164.

Smolarkiewicz, P. K., and R. Rotunno, 1990: Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part II : Upwind flow reversal zone. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1498-1511.

Tsuboki, K., and T. Asai, 2004: The multi-scale structure and development mechanism of mesoscale cyclones over the Sea of Japan in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **82**, 597-621.

Warner, T. T., M. N. Lakhtakia, J. D. Doyle, and R. A. Pearson, 1990: Marine atmospheric boundary layer circulations forced by Gulf Stream sea temperature gradients. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 309-323.

Yanase, W., G. Fu, H. Niino, and T. Kato, 2004: A polar low over the Japan Sea on 21 January 1997. Part II: A numerical study. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1552-1574.

Yoshida, A., and Y. Asuma, 2004: Structure and environment of explosively developing extratropical cyclones in the northwestern Pacific region. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1121-1142.

Yu, C. C., 1980: Some climatological aspects of Taiwan Low. *Paper Meteor. Res.*, **3**, 78-90.

Xie, L., and Y. L. Lin, 1996: A numerical study of stratified airflow over mesoscale heat sources with application to Carolina coastal frontogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2807-2827.