

國立臺灣大學理學院大氣科學系

碩士論文

Department of Atmospheric Sciences

College of Science

National Taiwan University

Master Thesis

利用海洋環流模式探討黑潮親潮延伸流域之能量轉換過程
Investigating Energy Conversion in Kuroshio-Oyashio Extension
by Ocean General Circulation Model

簡睦樺

Chien Mu-Hua

指導教授：隋中興博士

Advisor: Chung-Hsiung Sui, Ph.D.

中華民國 101 年 6 月

June, 2012

摘要

由於在黑潮和親潮延伸流域 (Kuroshio-Oyashio Extension) 其複雜的鋒面結構內蘊含許多可用的潛在位能，這些潛在位能可以藉由不穩定的機制來進行能量轉換 [Qiu and Chen, 2005]。而這些能量會改變黑潮區域的動量和熱量的傳送而進一步影響大氣。觀測的資料中顯示此區域的海表面高度和海平面溫度的距平值震盪的週期從季內震盪到年代際震盪。為了更進一步了解不穩定性和黑潮的關係，我們利用日前研發之台灣多重尺度全球海洋環流模式模擬並驗證此區的黑潮變化，並討論在準平衡狀態下的模擬結果，此模式採用高效能平行化方法，可以完整模擬中尺度海洋的現象，對黑潮親潮的交互作用有優異的表現。我們同時利用培養法 (Breeding method) 來探討黑潮親潮流域不穩定度的發展性。我們在模式中加入適當之培養向量 (Bred vector)，並藉由反覆重置培養向量疊加在控制背景場中，透過非線性模式及不同尺度誤差發展特性，自然地將模式內之快速發展模保留下來，並濾除不相關的噪音。結果發現黑潮區域中的培養向量結構大約領先背景場的向量結構約三十天，也發現這些產生斜壓與正壓不穩定性之培養向量的主要結構來自於日本外海的黑潮和親潮之間交互作用。

Abstract

The Kuroshio-Oyashio Extension (KOE) involves significant barotropic and baroclinic energy conversion due to complex frontal instability [Qiu and Chen, 2005]. The energy conversion changes the sea surface momentum and heat flux, and further affects the local air-sea interaction. The observed sea surface height and sea surface temperature anomalies exhibit considerable variances from interannual to decadal time scales in the KOE region [Kwon et al., 2010]. To investigate the link between energy conversion and Kuroshio Extension, we simulated the KOE variability using an eddy-permitting global ocean circulation model, based on the recently-developed Taiwan Multi-scale Community Ocean Model (TIMCOM). The model fully resolved the mesoscale features in the global framework, including the quasi-steady solution and the Kuroshio-Oyashio interaction [Tseng and Chien, 2011]. We further applied the breeding method to investigate the KOE flow instability. The approach added the rescaled bred vector into the control experiment to explore the development of fast growing mode in the KOE region. The results of several bred vector experiments indicate that the bred vector field leads the background kinetic energy by approximately 30 days, and the principle component of bred vector relies on the interaction of Kuroshio and Oyashio.

Contents

口試委員會審定書	i
摘要	i
Abstract	iii
1 Introduction	1
2 method	13
2.1 模式介紹	13
2.1.1 數學方法及物理參數化介紹	13
2.1.2 初始和邊界條件介紹	14
2.1.3 平行化設定	15
2.2 培養法	15
2.2.1 培養法實驗流程	16
2.2.2 培養法的診斷方程	17
2.3 實驗進行方式	18
3 模式準平衡態結果	23
3.1 準平衡態診斷	23
3.2 全球尺度環流結構	23
3.2.1 緯向翻轉流函數	24
3.2.2 全球海表面溫度	24
3.2.3 全球海表面高度	25
3.3 全球主要洋流特徵	25
3.3.1 太平洋赤道洋流	25
3.3.2 墨西哥灣流	26
3.3.3 黑潮	26
4 探討黑潮親潮延伸流域動力不穩定性	39
4.1 渦流場形成的原因	39
4.2 模式中利用距平值所計算的渦流	40
4.2.1 模式中平均場動能和渦流動能	40

4.2.2	模式中所估計的能量轉換	40
4.3	利用培養法實驗的結果	41
4.3.1	初始培養向量和能量方程式	41
4.3.2	培養動能成長	42
4.3.3	背景動能場及水平能量轉換	43
4.3.4	垂直培養密度和垂直能量轉換	44
4.3.5	結果比較	45
4.4	比較	45
4.4.1	控制場和擾動場	45
4.4.2	渦流的發展	46
4.4.3	硬體資源	46
5	結論	73
	參考文獻	75

List of Figures

1.1	黑潮地理位置	5
1.2	黑潮區域的海氣交互作用示意圖 [Kwon et al., 2010]	6
1.3	黑潮年平均海表面高路徑示意圖 [Qiu and Chen, 2005]	7
1.4	黑潮月平均海表面高路徑示意圖 [Qiu and Chen, 2005]	8
1.5	Maltrud and McClean [2005] 研究中海表面溫度在全球主要西方邊界流之表現	9
1.6	Masumoto et al. [2004] 研究中黑潮區域的模擬	10
1.7	培養實驗是在控制組實驗當中加入初始擾動並加以積分，並保留培養向量的成長特性來尋找模式中物理系統的不確定性 [Hoffman et al., 2009]	10
1.8	Yang et al. [2009] 的研究當中，利用培養法的實驗探討聖嬰現象和赤道不穩定波的現象，可以看到圖中培養溫度大多出現在海表面溫度南北方向梯度較強的區域當中。	11
2.1	背景為模式使用內插 ETOPO1 至模式計算網格當中；黑線為平行化計算時，每個計算核心所負責計算區域；白線區域為培養法實驗時，加入培養向量的區域。	19
2.2	為模式積分一年所需要的計算時間以及花在平行化副程式所消耗的時間，右邊為 1/4 的模擬，左邊為 1/16 的模擬；為計算時間隨計算核心優化程度的示意圖，綠色實線代表理想優化效率，紅色實線則是相對於國家高速網路計算中心御風者主機架構之理想優化效率。	20
2.3	模式中加入培養向量的區域 $135 - 180^{\circ}E, 30 - 40^{\circ}N$ 此示意圖中的量值為標準大小的 KE_0 和 PE_0 。	21
2.4	培養法流程示意圖。	22
3.1	用體積計算的加權平均時間序列，動能的時間序列大約在 $35 - 41cm^2/s^2$ 震盪；位溫從一開始大約是 $3.9^{\circ}C$ 到 30 年時大約是 $3.88^{\circ}C$ ；鹽度的變化則在 $34.702 - 34.704ppm$ 之間震盪。	28
3.2	圖 3.2(a) 為 11-40 全球的 MOC，其中等位線間距為 $2.5Sv$ ；圖 3.2(b) 為大西洋的 MOC，等位線間距為 $1Sv$ 。	29
3.3	海表面高和海表面高距平	30
3.4	海表面高距平	31

3.5	模式模擬的赤道附近東西方向流速，赤道的圖是沿赤道方向的剖面，其餘則是垂直赤道剖面由西太平洋 ($143^{\circ}E, 165^{\circ}E$)，中太平洋 ($155^{\circ}W$) 和東太平洋 ($110^{\circ}W$)，圖中等位線間距為 5cm/s 。圖 3.6 為 Masumoto et al. [2004] 中模擬的結果。	32
3.6	Masumoto et al. [2004] 模擬的結果，圖中等位線間距為 10cm/s ，並特別標註 $+/- 5\text{cm/s}$ 的線。其餘同圖 3.5。	33
3.7	圖 3.7(a) 為模式所模擬墨西哥灣流區域內第 11 – 40 年的平均海表面高。圖 3.7(b) 為模式所模擬墨西哥灣流第 11 – 40 年的海表面高距平標準差。圖 3.7(c) 為 Thompson and Demirov [2006] 研究中，由衛星觀測資料所計算墨西哥灣流區域的海表面距平標準差。	34
3.8	圖 3.7(a) 為模式所模擬黑潮區域內第 11 – 40 年的平均海表面高。圖 3.7(b) 為模式所模擬黑潮第 11 – 40 年的海表面高距平標準差。圖 3.7(c) 為 Thompson and Demirov [2006] 研究中，由衛星觀測資料所計算黑潮區域的海表面距平標準差。	35
3.9	模式模擬黑潮路徑示意圖，其中黑線代表年平均海表面高 95 公分等高線的位置；藍線為 300 公尺深年平均 $10^{\circ}C$ 等溫線；紅線為 300 公尺深年平均 $14^{\circ}C$ 等溫線。	36
3.10	黑潮區域不同年份間的海表面高距平標準差	37
3.11	黑潮區域不同年份間的海表面年平均速率	38
4.1	模式計算第 20 年的平均速率和渦流速率，顏色部分為模式所計算月平均速率，等位線為相對於月平均流場之渦流平均速率，間距為 30cm/s 。	48
4.2	模式第 20 年前六個月的月平均能量轉換功率，左圖為表層正壓能量轉換功率，右圖為模式中第 15 層 (約 150m) 之斜壓能量轉換功率	49
4.3	模式第 20 年後六個月的月平均能量轉換功率，其餘同 4.2	50
4.4	圖 a 為模式中進行培養實驗時，控制組實驗在實驗區域的動能總和。第二張圖實驗為加入 KE_0 的動能培養向量，並配合不同的位能培養向量，進行 10 天為基底的培養實驗。第三張圖除加入 $2KE_0$ 之動能培養向量外，其餘同第二張圖。第四張圖除進行 30 天為基底的培養實驗外，其餘同第三張圖。	51
4.5	左圖為相較於初始動能場的成長效率，右圖為將此一成長效率和背景動能場做延遲相關的結果。	52
4.6	培養動能和培養密度的綜合主成分分析 (Combined empirical orthogonal function)，使用資料的培養週期是 10 天， $KE_0 = 6.7 \times 10^5 (\text{cm}^2/\text{s}^2)$ ， $PE_0 = 6.6 \times 10^{-4} (\text{g}/\text{cm}^3)^2$ 。	53
4.7	同圖 4.6，僅 $KE_0 = 1.7 \times 10^5$ 。	54
4.8	同圖 4.6，僅 $KE_0 = 2.7 \times 10^6$ 。	55

4.9	以 10 天為周期的培養法實驗，顏色為在重置前的控制組背景速率，等位線為培養實驗的培養速率 (間距為 10cm/s)，時間為第 10 天到第 120 天。	56
4.10	時間為第 130 天到第 240 天，其餘同圖 4.9。	57
4.11	時間為第 250 天到第 360 天，其餘同圖 4.9。	58
4.12	第 90 天表層	59
4.13	時間為第 250 天到第 360 天，其餘同圖 4.9。	60
4.14	以 10 天為周期的培養法實驗，左圖為在重置前表層的正壓能量轉換功率，右圖為在重置前第 15 層 (約 150m 深) 的斜壓轉換能量功率。時間為第 10 天到第 60 天。	61
4.15	時間為第 70 天到第 120 天。其餘同圖 4.14。	62
4.16	時間為第 130 天到第 180 天。其餘同圖 4.14。	63
4.17	時間為第 190 天到第 240 天。其餘同圖 4.14。	64
4.18	時間為第 250 天到第 300 天。其餘同圖 4.14。	65
4.19	時間為第 310 天到第 360 天。其餘同圖 4.14。	66
4.20	以 10 天為周期的培養法實驗，左圖為在 35°N 的垂直培養密度，右圖為在重置前 35°N 的斜壓轉換能量功率。時間為第 10 天到第 60 天。	67
4.21	時間為第 70 天到第 120 天。其餘同圖 4.20。	68
4.22	時間為第 130 天到第 180 天。其餘同圖 4.20。	69
4.23	時間為第 190 天到第 240 天。其餘同圖 4.20。	70
4.24	時間為第 250 天到第 300 天。其餘同圖 4.20。	71
4.25	時間為第 310 天到第 360 天。其餘同圖 4.20。	72

List of Tables

2.1	培養實驗組，包括不同的培養週期、初始 KE_0 和 PE_0	18
4.1	模式所計算的渦流和培養法實驗的比較	47

Chapter 1

Introduction

黑潮是北太平洋的西方邊界流，從赤道太平洋地區將溫暖的海水沿著台灣東部將其帶到日本外海中緯度地區，與從北方來的親潮交會，並向東延伸，我們稱此區域為黑潮親潮延伸流域 (Kuroshio-Oyashio Extension, KOE)，其確切地理位置為 $25 - 45^{\circ}N$ ，如圖 1.1。由於黑潮所攜帶的暖水和親潮所帶來的冷水使得這個區域有極強的混合作用並且產生許多渦流 (eddies)。不同渦流所產生的可感熱通量會對中緯度斜壓區的溫帶氣旋產生不同影響，進而改變氣旋的強度，經過長時間的累積後，也可能對氣候造成影響 [Kwon et al., 2010]。然而不同的氣候環境也會改變黑潮的流向還有位置，這樣複雜的海氣交互作用包含了不同的時間尺度，從日變化、季變化到年際變化甚至是年代際變化 [Wallace and Hobbs, 2006, Nakamura and Shimpo, 2004]。

Kelly et al. [2010] 的研究利用衛星資料、黑潮系統研究計畫 (Kuroshio Extension System; KESS, <http://uskess.org>)、氣候變異及預報計畫 (Climate Variability and Predictability, CLIVAR) 和 Mode Water 的動力實驗 (CLIVAR MOde Water Dynamic Experiment, CLIMODE) 資料來討論墨西哥灣流和黑潮的海氣交互作用，比較後發現墨西哥灣流和黑潮會透過動力和熱力方面對中尺度的天氣系統造成影響，這些影響累積後也會對氣候系統產生影響。Kwon et al. [2010] 將過去的研究整理並指出此區域大氣的變化來自幾個海表面溫度的震盪 (圖 1.2)，其中以海洋表面南北方向溫度梯度最大的區域對大氣的影響最大，此鋒面區域會受到以下幾點影響：一、表面高度距平影響大氣可感熱通量所產生的大氣震盪 [Cayan, 1992] 和海洋表面受到風場所產生的艾克曼傳送 (Ekman transport) 改變海表面鋒面位置，會進一步改變表面熱通量進而影響大氣 [Xue et al., 1995]。二、藉由各種不同過程所產生的

渦流所產生的影響，因為每個渦流都會讓鋒面位置改變 [Qiu, 2000]。三、表面風切距平 ($\nabla \times \tau$) 所產生的西行的海盆尺度的西行羅士培波有關 [Frankignoul et al., 1997]。

由於黑潮和親潮兩個水團的性質差異甚大，南北方向溫度梯度大，鋒面的位置很容易改變。這些改變的可能會受到海洋渦流之間的交互作用，因為渦流可能離開鋒面而減少黑潮的動能，或者是流入鋒面而加強黑潮的動能。此區域渦流產生的原因和海洋的正壓不穩定及斜壓不穩定有很大的關係 [Qiu and Chen, 2005]。正壓不穩定主要是受到南北方向的流速差異，並將能量從平均場萃取至渦流場的過程，在這個區域當中，如果南北方向的流速差異越大，不穩定的現象就會以正壓不穩定為主；斜壓不穩定則是在熱力風平衡下的可用位能和渦流動能之間的轉換 [Cushman-Roisin et al., 2011]。過去的研究指出，因為黑潮親潮延伸流域當中的不穩定波和中緯度海洋中典型羅士培波波長相近，所以這些動的影響就會較其他波長的波動要顯著 [Orlanski, 1968]。這些不穩定過程所產生的渦流會進一步的影響黑潮動量的傳送和熱量的傳送 [Qiu, 2000]。Qiu and Chen [2005] 介紹海洋斜壓不穩定在黑潮親潮延伸區域能夠使海洋內產生能量轉換，其時間尺度在周變化到月變化 (圖 1.3、1.4)。Thompson and Demirov [2006] 利用衛星觀測的資料來觀察西方邊界流的渦流活動，並利用統計方法定性和定量評估西方邊界流的變化，Ducet and Le Traon [2001] 也從五年的 TOPEX/Poseidon and ERS-1/2 分析西方邊界流的海洋表面渦流動能來探討季變化到兩年時間尺度的變化，發現東西方向速度變異比南北方向速度變異大百分之三十，且有助於黑潮向東的速度，另一方面也表示此區域中的渦流和平均流的交互作用非常密切。

過去二十年，海洋環流模式不管從數值方法、物理參數化、表面過程和地形處理各方面都有顯著的進步，讓我們所使用的數值模式可以更貼近真實海洋。此外，近年來超級電腦蓬勃發展，也讓我們可以提高模式的解析度，從渦保解析度 (eddy permitting) 換成渦解解析度 (eddy-resolving)。Los Alamos 國家實驗室利用 $1/10^\circ$ 的 Parallel Ocean Program (POP) 來模擬全球海洋環流，並估計全球主要洋流的質量和能量傳送 [Maltrud and McClean, 2005]，除了北大西洋一部分的洋流之外，其模擬結果與觀測皆大致吻合 (圖 1.5)。另外日本的 Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology (JAMTEC)，在超級電腦地球模擬器 (Earth Simulator) 所執行的海洋環流模式 OFES (Ocean General Circulation Model for the Earth Simulator)

是由美國 Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/National Oceanic and Atmospheric Administration(GFDL/NOAA) 所發展的 Modular Ocean Model MOM3，他們也使用 $1/10^\circ$ 來模擬全球洋流。結果在空間分布和傳送量都與衛星的觀測有一致的結果，尤其是可以將黑潮區域複雜的渦流結果模擬得相當清楚 [Masumoto et al., 2004](圖 1.6)。另一方面，Nonaka et al. [2006] 指出 OFES 的模式可以將黑潮區域的年代際震盪的現象清楚地模擬出來，這也代表要研究氣候變遷這種多重尺度的問題，模式必須要能同時解析極短時間和長時間尺度的問題。

Kwon and Deser [2007] 的研究指出黑潮區域的變化在中緯度地區的低頻震盪扮演很重要的角色 [Pierce et al., 2001, Wu and Liu, 2005]。而為了模擬不同尺空間尺度和時間尺度的大氣海洋交互作用，使用高解析度全球環流耦合模式是當今認為最適當的方法，而海洋在這模式中也扮演相當重要的角色，因為海洋能夠提供大氣對流發展的能量，也是能夠吸收大氣多餘熱量的儲存庫，而這樣複雜的過程勢必也需要相對多的資源來完成複雜的計算 [Masumoto et al., 2004, Dietrich et al., 2008]。Tseng and Chien [2011] 利用平行網格切割法完成並優化海洋環流模式 Parallel Domain-decomposed Taiwan Multi-scale Ocean Community Model(PD-TIMCOM)，在這個研究中我們使用一個優化的平行化演算法來解決模式中一個較難處理且複雜度較高的壓力方程。Tseng and Chien [2011] 的研究中將 [Madala, 1978] 的計算方法在不增加時間複雜度的前提下，將此方法推廣成平行化的演算法，使得這個模式能夠提供精準且有效率的模擬。

培養法 (Breeding method) 是 Toth and Kalnay [1993], Toth et al. [1997] 提出可用利用不同尺度的非線性動力具有不同尺度之誤差增加及飽和速度，來抽取出動力不穩定系統下的快速發展模 (fast growing mode)。這種方法被廣泛的使用在大氣和海洋等非線性的動態系統當中 [Hoffman et al., 2009, Yang et al., 2008]。培養法的概念是將微小的擾動加在原本所執行的系統當中，藉由反覆重置 (rescale) 培養向量，並疊加在控制背景場中，透過非線性模式及不同尺度誤差發展特性，自然地將快速發展模保留下來，並濾除不相關的噪音 (圖 1.7)。同時也透過挑選符合動力意義的培養週期及向量大小來找出系統動力不穩定性的快速發展模。過去的研究指出透過挑選不同培養週期長度，可篩選出相對於不同尺度不穩定度的擾動，進而探討擾動成長和不穩定之間的差異 [Cai et al., 2003, Pena and Kalnay, 2004, Yang et al., 2006a, 2008](圖 1.8)。因此，利用培養法來尋找系統中的快速發展模可以了解其中

不穩定的成長機制和特性。

在我們的研究當中，平行化台灣多重尺度海洋環流模式一直在台大大氣科學氣曾于恒老師的團隊下改進並驗證。這個模式具有許多優點，諸如解析度高、執行效率佳和保留較多物理現象等，同時我們對這個模式的各種設定和物理過程的掌握度高，在國家高速網路計算中心的協助和支援下，我們可以在該中心的超級電腦—御風者執行此模式，快速地得到高解析度的結果。此外，培養法雖然可以在物理系統中，重建並展現其中的不穩定現象，但是這樣的方法必須要在和物理系統一致性高的模式才得以展現，又因為我對此模式的計算過程相當熟悉，所以在本篇研究當中可以直接將培養法加入模式當中，並加以實驗討論。

我們在這篇文章首先會介紹在此篇論文中所使用的模式細節，包括網格設定、解析度、數值方法、參數化方法、初始條件、邊界條件和平行化設計。接下來會介紹在模式當中如何設計培養法的實驗，以及初始培養向量的設置方式。結果的部分，會先討論未進行培養法的數值實驗結果，來驗證使用的模式有足夠的能力進行下一步的實驗。最後會討論我們模式中，能量轉換的過程和結果對海洋所產生的影響。

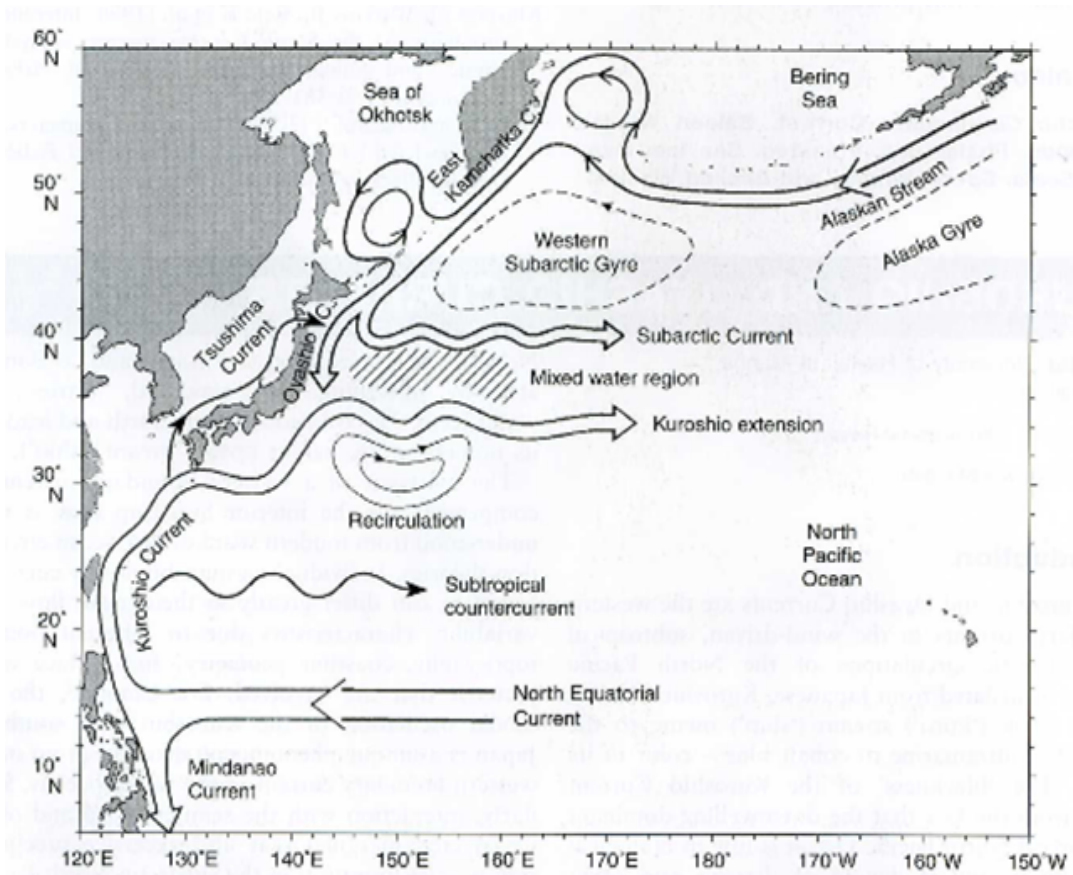


圖 1.1: 黑潮地理位置

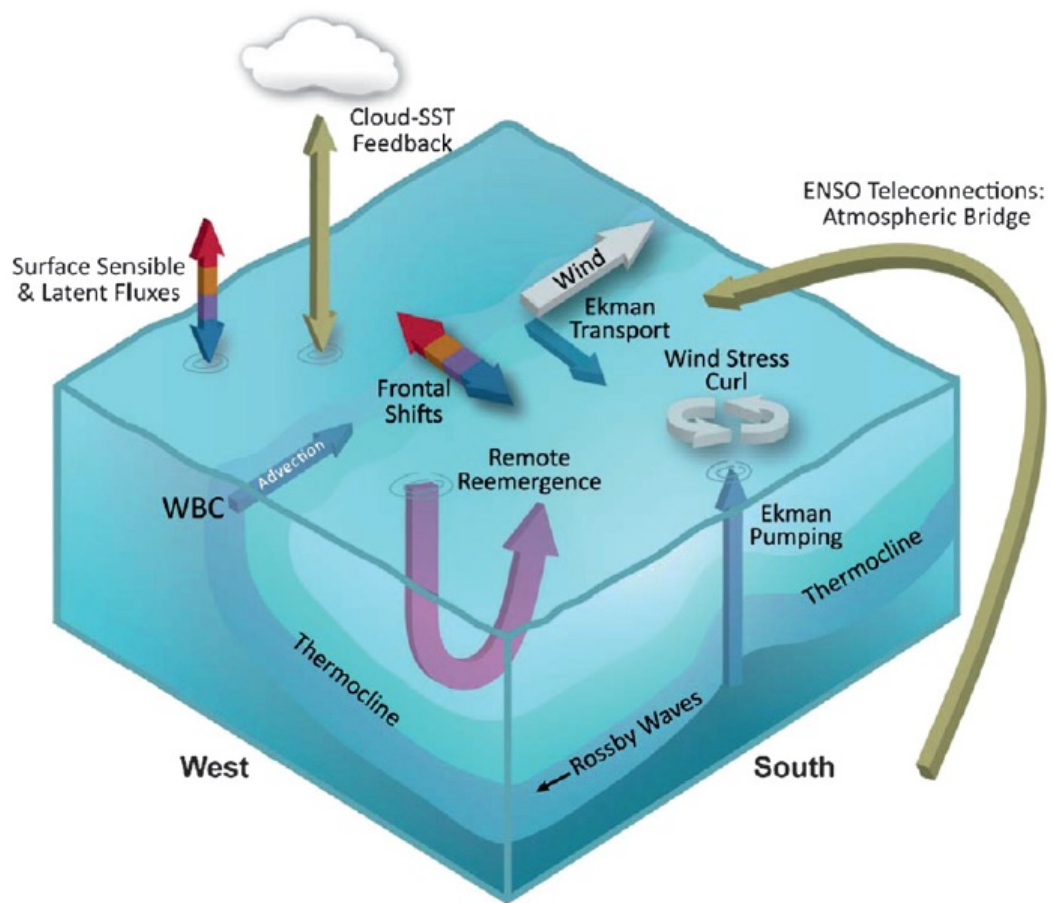


圖 1.2: 黑潮區域的海氣交互作用示意圖 [Kwon et al., 2010]

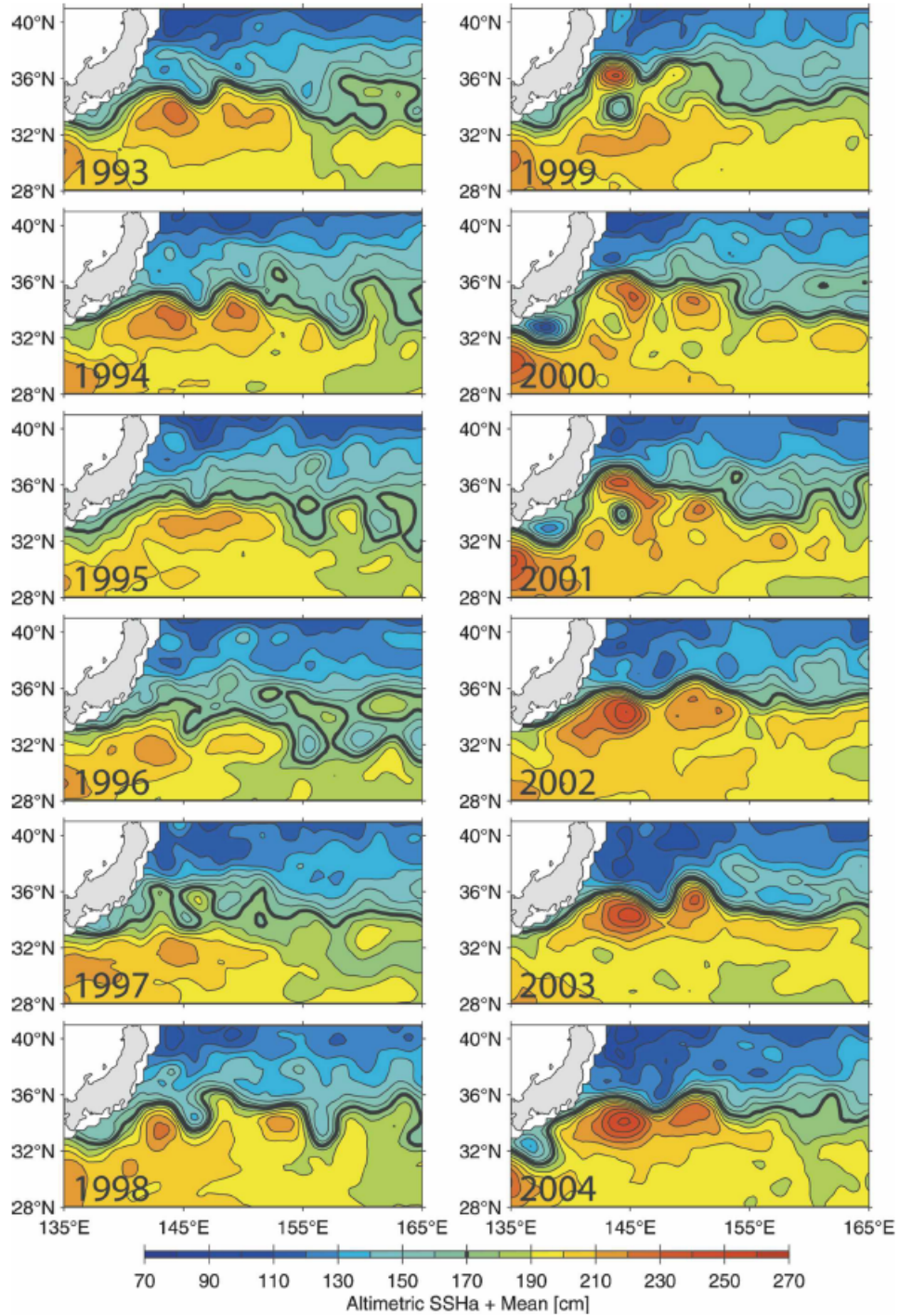


圖 1.3: 黑潮年平均海表面高路徑示意圖 [Qiu and Chen, 2005]

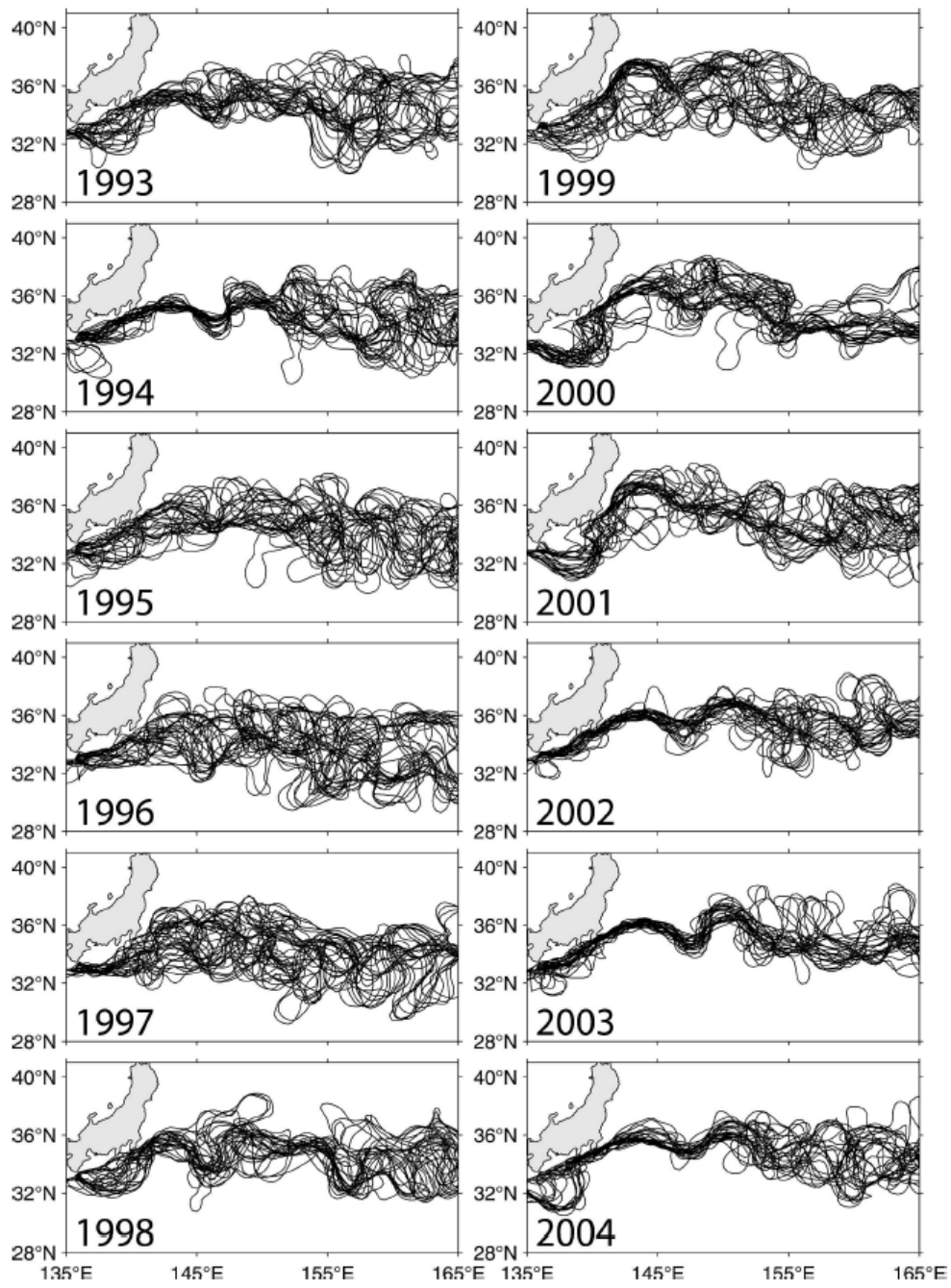


圖 1.4: 黑潮月平均海表面高路徑示意圖 [Qiu and Chen, 2005]

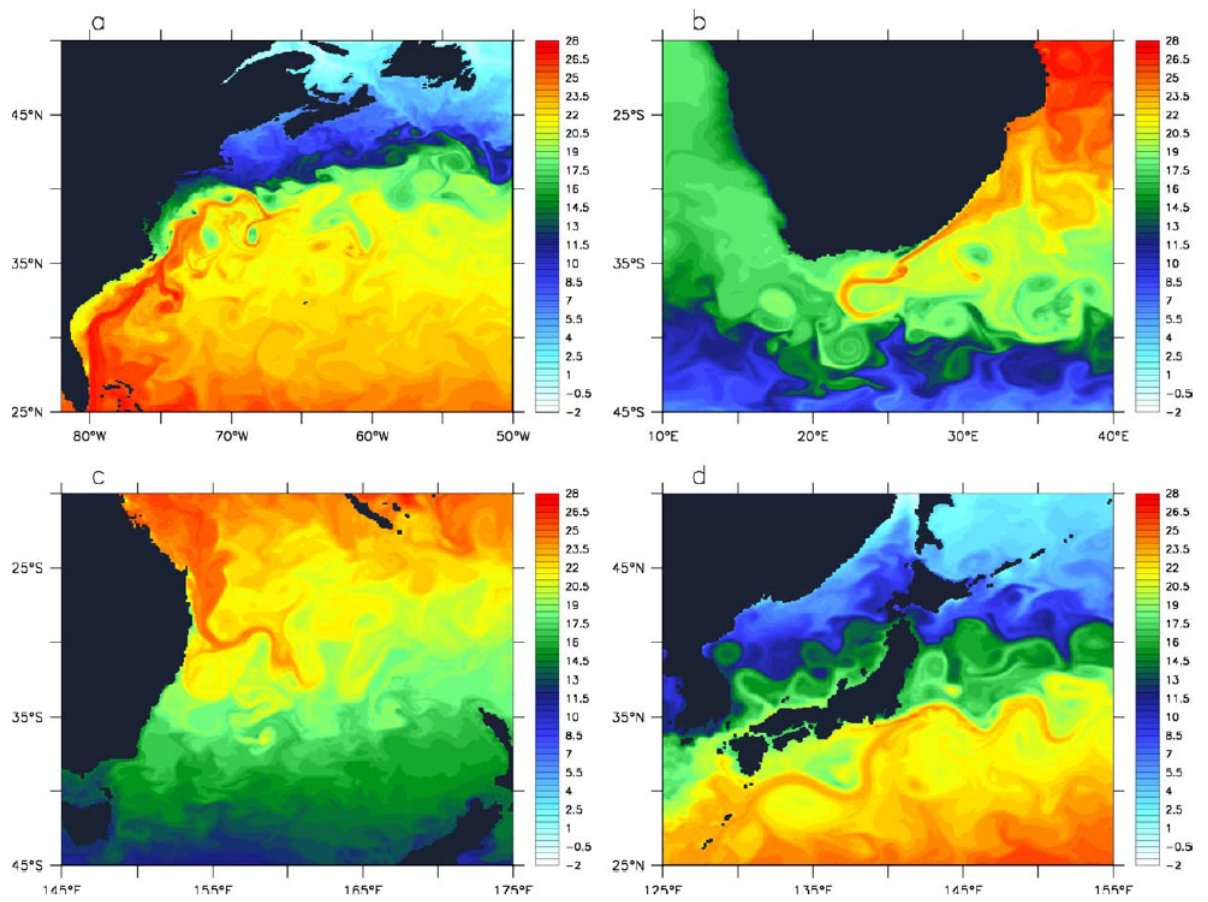


圖 1.5: Maltrud and McClean [2005] 研究中海表面溫度在全球主要西方邊界流之表現

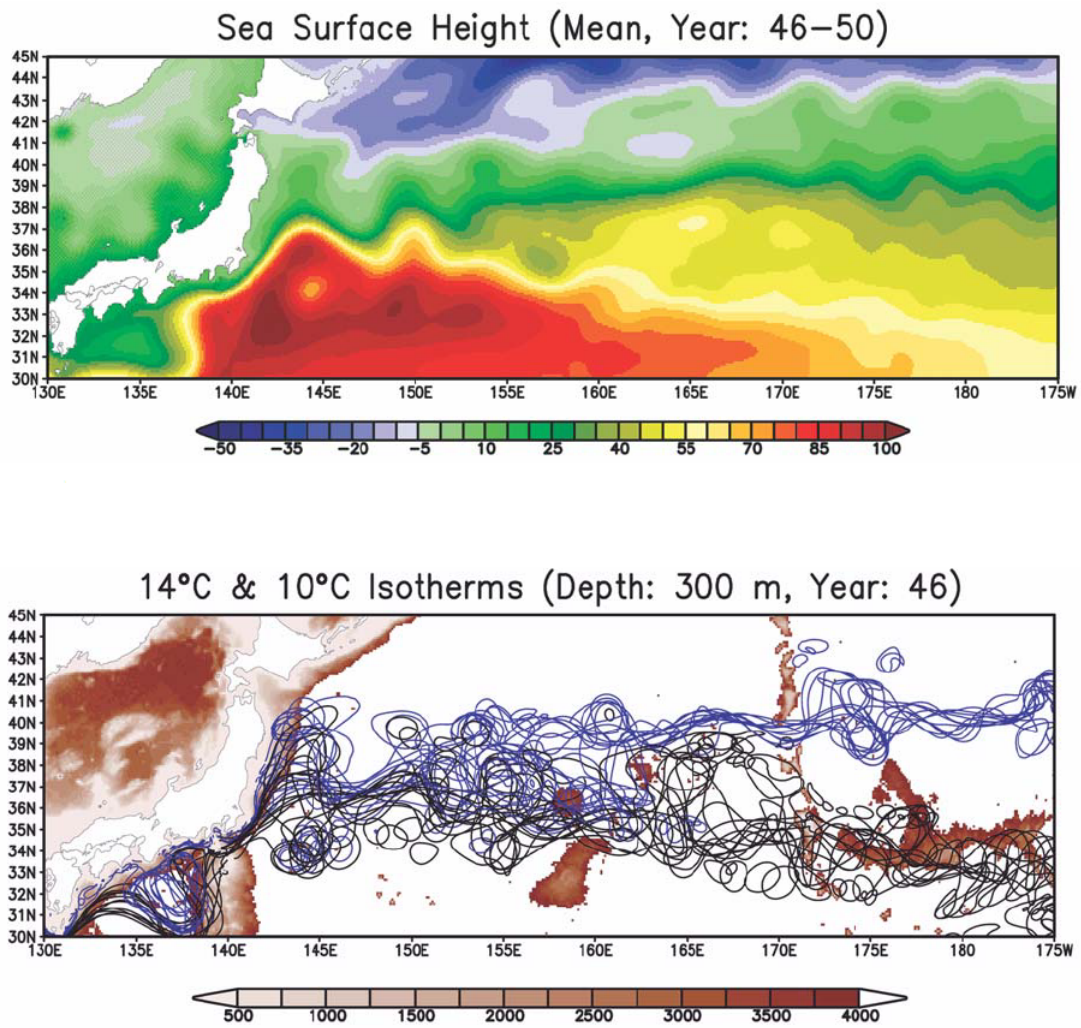


圖 1.6: Masumoto et al. [2004] 研究中黑潮區域的模擬

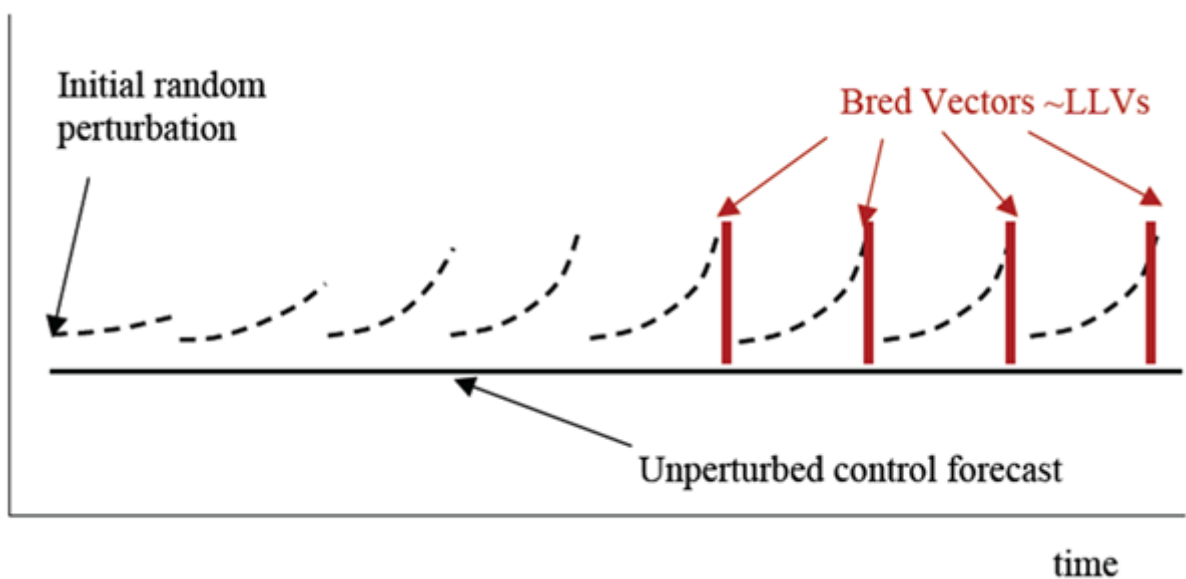


圖 1.7: 培養實驗是在控制組實驗當中加入初始擾動並加以積分，並保留培養向量的成長特性來尋找模式中物理系統的不確定性 [Hoffman et al., 2009]

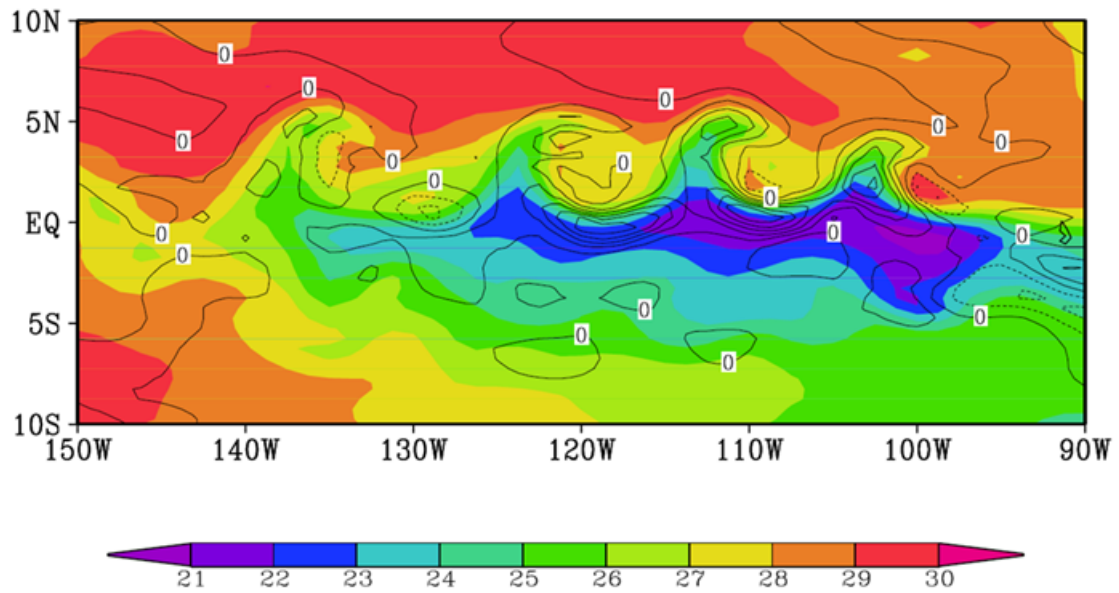


圖 1.8: Yang et al. [2009] 的研究當中，利用培養法的實驗探討聖嬰現象和赤道不穩定波的現象，可以看到圖中培養溫度大多出現在海表面溫度南北方向梯度較強的區域當中。

Chapter 2

method

2.1 模式介紹

本篇研究中使用的平行化台灣多重尺度海洋環流模式 (Parallel Domain-decomposed Taiwan multi-scale Community ocean model, PD-TIMCOM)，是建立在 DieCAST(Dietrich Center for Ari Sea Technology) 海洋環流模式 [Dietrich and Ko, 1994, Dietrich et al., 1997, Dietrich and Lin, 2002, Tseng et al., 2005]。平行化台灣多重尺度海洋環流模式改進 DieCAST 在壓力方程的演算法、時間積分的數值方法和物理參數化，使其更貼近真實海洋，並加入平行化的處理方式，將計算資源分散到不同計算核心上，來提升我們模擬的解析度，且在計算上更有效率 [Tseng and Chien, 2011]。

2.1.1 數學方法及物理參數化介紹

模式中使用的控制方程是三維不可壓縮並滿足靜力平衡的流體方程式。水平的計算網格是在球面座標上的投影，經度方向的網格解析度是 $1/4$ 度，每一個的網格大小在東西方向和南北方向大小相等，所以緯度方向的網格點隨緯度增加。計算區域從南緯 70 度到北緯 70 度，經度方向上共 1440 個網格點，緯度方向共 792 個網格點。在垂直座標上為卡式座標 (Cartesian coordinate)，其網格分布位置成指數分布，距表面的網格密度較高，共 50 層，第一層厚度約 6 公尺，第 50 層厚度約 450 公尺，深度最深為 5000 公尺。

模式中使用非線性的狀態方程，利用溫度、鹽度和壓力深度來計算密度 [Tseng et al., 2005, Wright, 1997]。用密度推得壓力，並以此壓力計算壓力梯度力，且利用平流項、科氏力來計算速度來代入連續方程 (Continuity equation) 中

來修正壓力，此壓力方程為橢圓形的偏微分方程，必須考慮到全域的壓力誤差和邊界條件代入連續方程中來反推出速度。在模式中可以選擇兩種數值方法來解這個橢圓方程，其一是誤差向量修正法 (Stabilized Error vector propagation, SEVP)，此算法是一種快速的直接解法 (direct method)，其優點是不需要經過疊代過程就可以求解，但求解的過程中需要較多矩陣的運算 [Madala, 1978, Tseng and Chien, 2011]；另一個方法則是穩定雙共軛梯度法 (Bi-Conjugate-gradient stabilized method, BiCGSTAB) [Vandervorst, 1992]，並配合 Strongly implicit procedure (SIP) 的預先條件 (Pre-conditioning) [Ferziger and Peri, 2002]，這個方法的優點是收斂的速度決定於系統的特徵值，因此當我們處理的表面邊界條件有改變的時候，使用此方法會比較有效率。

模式中使用物理推導出來的垂直和水平渦流參數化，包括渦流所產生的黏滯力和耗散力。對垂直的參數化來說，我們使用 Pacanowski and Philander [1981] 的參數化方式，因為目前較流行的 Mellor-Yamada 在 SOMS (Sandia Ocean Modeling System) 裡面的垂直參數化計算過程較為複雜，時間尺度較短，所以我們僅使用 Pacanowski and Philander [1981] 的參數化。水平參數化則是使用 Smagorinsky [1983] 的公式，而在模式中可以自己選擇是否要啟動渦流參數化過程。

2.1.2 初始和邊界條件介紹

我們模式中所使用的地形邊界條件是美國海洋大氣中心 (National oceanic and atmospheric administration, NOAA) 水平解析度為 1/60 度的 ETOPO1 (<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html>) [Amante and Eakins, 2009]。地形邊界由 ETOPO1 內插後並無做任何平滑或特別的處理。

本論文因為要研究接近氣候平衡態的海洋環流結構以及接近平衡時的不穩定過程，所以表層的邊界條件盡量不希望受到低頻震盪或長期變化趨勢的氣候風場影響而超過本篇研究所討論的時間尺度，故使用長期氣候風場 Hellerman and Rosenstein [1983]，並藉由月份線性內插到每一個時間網格當中。模式也可以使用其它的氣候風場資料諸如 Scatterometer Climatology of Ocean Winds (SCOW, <http://cioss.coas.oregonstate.edu/scow/>) [Risien and Chelton, 2008]、ECMWF 或是 Navy's Operational Global Atmospheric Prediction System Model (NOGAPS) 等等。

模式使用 World Ocean Atlas 2009(WOA09') 的月平均溫度場 [Locarnini et al., 2010] 和鹽度場 [Antonov et al., 2010] 當作初始條件，並且可以選擇使用冷起始 (cold start) 或暖起始 (warm start) 來執行實驗，在本篇的研究當中，我們使用預跑 25 年的流場當作初始條件進行暖起始。此外，模式中南北邊界的邊界條件也是使用 WOA 的資料並且使用約九十天的鬆弛時間 (relaxation time) 以非耗散的方法來修正模擬的溫度和鹽度場以避免氣候漂移的效應 Dietrich et al. [2004]，這種方法能夠讓我們的溫度和鹽度有足夠的時間變化，又不至於讓模擬的結果離開氣候場太遠。

2.1.3 平行化設定

模式使用 Message Passing Interface(MPI) 進行平行化計算。將計算網格在水平網格上沿經度線和緯度線分割，使資料分散至各個計算核心來運算，網格切割和資料分散如圖 2.1。為了減少記憶體的使用量和提升運算的速度，我們完全避免單一計算核心處理全區域的資料，讓每個計算核心只負責自己計算區域的資料，整體來說每個計算核心大約處理 1000 個網格點為最大計算效率。全球 1/4 度的模擬使用 384 個計算核心，在東西方向使用 32 個，南北方向使用 12 個。模式的輸出使用平行化的 NetCDF 格式 [Tseng and Ding, 2008]，來減少模式在輸入和輸出時前後處理所需要的時間。

模式平行化的效率可以從圖 2.2 看到計算時間隨計算核心增加時逐漸減少，但是由於在指數座標當中，所以當計算時間越接近橫軸時，計算時間減少的越少，因此大約在 100 個計算核心以內，平行化的效率符合預期，但隨著核心數目增加，計算時間仍可以減少，在一段時間內，計算時間除以計算核心的最佳計算核心大約是 200 個，若不計算核心數，大約 400 個計算核心可以在最短時間內完成最多運算。

2.2 培養法

Toth et al. [1997] 的研究提出培養法來探討大氣模式中不穩定系統的發展，Yang et al. [2008] 也將培養法應用在大氣海洋耦合模式當中來探討赤道不穩定波 (Tropical instability wave) 的發展。我們利用 Hoffman et al. [2009] 研究中的方法對平行化台灣多重尺度海洋環流模式進行培養法的實驗，首先在模式中的各項控制

變數 (control variable) 加入小擾動，並經過一段時間積分後觀察這些擾動成長。從觀測中我們知道在黑潮和親潮流域有顯著的海表面高距平 [Thompson and Demirov, 2006]，因此在這個區域加入擾動並加以積分，詳細位置是北緯 30 – 40 度，東經 135 – 180 度，加入擾動的垂直層共 30 層，深度大約是 0 – 600 公尺，並將擾動加入速度場 (u,v)、溫度場 (T) 和鹽度場 (S) 等控制變數當中，同時先計算動能和位能一年內的變異量並將其變異量的 1/10 當作擾動加入模式當中 (圖 2.3)。

2.2.1 培養法實驗流程

圖 2.4 為培養法實驗進行的流程，首先定義控制組實驗變數為 u_c 、 v_c 、 t_c 和 s_c ，培養向量為 u_b 、 v_b 、 t_b 和 s_b ，實驗組變數為 u_e 、 v_e 、 t_e 和 s_e ，控制組變數和實驗組變數關係如下：

$$u_e = u_c + u_b \quad (2.1)$$

$$v_e = v_c + v_b$$

$$t_e = t_c + t_b$$

$$s_e = s_c + s_b$$

其中初始培養動能為 KE_0 (如圖 2.3(a))，初始培養位能為 PE_0 。其中 KE_0 的計算方式如下：

$$KE_0 = u_{b0}^2 + v_{b0}^2 \quad (2.2)$$

PE_0 的大小則是利用 Wright [1997] 的狀態方程將溫度和鹽度換成密度效應的絕對值 (如圖 2.3(b))，因為密度效應的絕對值為培養位能的開根號 (式 2.6)。如圖 2.4 的流程進行一段時間的積分。培養向量會在這段期間內，會受到物理系統的影響逐漸成長或減弱，當達到設定的培養週期時，此時控制組實驗變數為 u'_c 、 v'_c 、 t'_c 和 s'_c ，並讀進控制組實驗的變數資料 u'_c 、 v'_c 、 t'_c 和 s'_c ，並計算控制組變數和實驗組變數之間的差異 (u'_b 、 v'_b 、 t'_b 和 s'_b)。並計算加入培養向量區域的總培養動

能 KE'_b ，並利用下式：

$$c = \sqrt{KE_0/KE'_b} \quad (2.3)$$

$$u_e = u_c + cu_b \quad (2.4)$$

$$v_e = v_c + cv_b$$

$$t_e = t_c + ct_b$$

$$s_e = s_c + cs_b$$

使 KE'_b 之大小回到 KE_0 ，並繼續進行培養實驗。

2.2.2 培養法的診斷方程

從控制方程的觀來看，培養向量的效應即是從物理系統中平均場藉由不穩定機制來進行能量轉換，例如能量從平均場藉由不穩定的作用釋放到渦流場中，或是渦流場的動能回饋到平均場中，這些能量轉換的過程可以從培養的控制方程中來討論 [Hoffman et al., 2009]。首先定義培養動能為 $KE_b := \rho_0 \vec{V}_b \cdot \vec{V}_b / 2$ 其中 \vec{V}_b 為培養速度，培養速度是由擾動實驗減掉控制實驗所得出來的速度。將它帶入控制方程中，其中控制實驗的速度為 \vec{V}_c ，加以整理的結果如下：

$$\begin{aligned} \frac{\partial KE_b}{\partial t} = & - \left[\nabla \cdot (\vec{V}_c KE_b) + \frac{\partial}{\partial z} (w_c KE_b) \right] - \left[\nabla \cdot (\vec{V}_b p_b) + \frac{\partial}{\partial z} (w_b p_b) \right] \quad (2.5) \\ & - w_b g \rho_b - \rho_0 \cdot \left[\vec{V}_b \cdot (\vec{V}_b \cdot \nabla) \vec{V}_c + \vec{V}_b \cdot (w_b \frac{\partial \vec{V}_c}{\partial z}) \right] + \rho_0 \vec{V}_b \cdot \vec{F}_b \end{aligned}$$

其中 w_b 和 w_c 分別代表 Z 座標上的培養和控制速度， p_b 為培養壓力， ρ_b 為培養密度，上式第一樣代表動能的平流和輻合輻散，此項在全域積分時會消失；第二項是培養壓力對動能所做的功。第三項是密度的垂直傳送所產生的能量轉換，此一項的物理意義就是藉由密度的擾動場的垂直傳送所產生的動能，當將正的培養密度向上傳送時，海洋水團的密度比周圍高，因此穩定度降低，流體的位能就會增加，反之將負的培養密度向上傳送，則會增加流體的穩定度，此時可用位能就減少，這樣的效應就是斜壓能量轉換；第四項是控制場和培養場的交互作用，也就是將控制場的能量轉換到培養場或是將培養場的能量轉換到控制場，也就是正壓能量轉換。在此我們不討論摩擦力和垂直的動量傳送因為量質太小。

我們仿造上式定義培養位能 $PE_b := \rho_b^2 g^2 / 2\rho_0 N^2$ ，而其相對應的方程式如下：

$$\begin{aligned} \frac{\partial PE_b}{\partial t} = & - \left[\nabla \cdot (\vec{V}_c PE_b) + \frac{\partial}{\partial z} (w_c PE_b) \right] + w_b g \rho_b \\ & - \frac{\rho_b g^2}{\rho_0 N^2} \cdot \left[\nabla \cdot (\vec{V}_b \cdot \rho_c) + \frac{\partial w_b \rho_c}{\partial z} \right] + w_c \frac{\partial PE_b}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6)$$

第一項是位能的水平和垂直平流和輻合輻散，同樣的在全域積分的時候會消失；第二項是和動能方程式等量異號的斜壓能量轉換，代表能量從位能轉移到動能；第三項因為和培養位能成正比，所以我們在此忽略不計；最後一項因為我們不討論垂直的通量，所以也可以忽略不計。

2.3 實驗進行方式

模式所使用的初始條件是 World Ocean Atlas 2009(WOA09') 的月平均溫度場 [Locarnini et al., 2010] 和鹽度場 [Antonov et al., 2010]，並配合一組預跑 25 年的海洋流場當作初始條件來調整溫度和鹽度場，並使用 384 個計算核心進行五年的預跑，並繼續進行 40 年的積分。本篇研究中所使用的表層風場邊界條件為 Hellerman and Rosenstein [1983] 的風場。本篇研究之後所分析的資料為執行 40 年的結果，培養法的實驗則是以第 30 年的模擬當作背景場來進行。培養法實驗的週期和培養向量的設置如表 2.1。

實驗名稱	Period(DAY)	$u_b, v_b(cm/s)$	$T_b(^{\circ}C)$	$S_b(ppm)$	$KE_0(cm^2/s^2)$	$PE_0(g/cm^3)$
EXP0521	5	2	0.2	0.1	6.7×10^5	6.6×10^{-4}
EXP1012	10	1	0.2	0.1	1.7×10^5	6.6×10^{-4}
EXP1022	10	2	0.2	0.1	6.7×10^5	6.6×10^{-4}
EXP1042	10	4	0.2	0.1	2.7×10^6	6.6×10^{-4}
EXP1512	15	2	0.2	0.1	6.7×10^6	6.6×10^{-4}
EXP3022	30	2	0.2	0.1	6.7×10^6	6.6×10^{-4}

表 2.1: 培養實驗組，包括不同的培養週期、初始 KE_0 和 PE_0

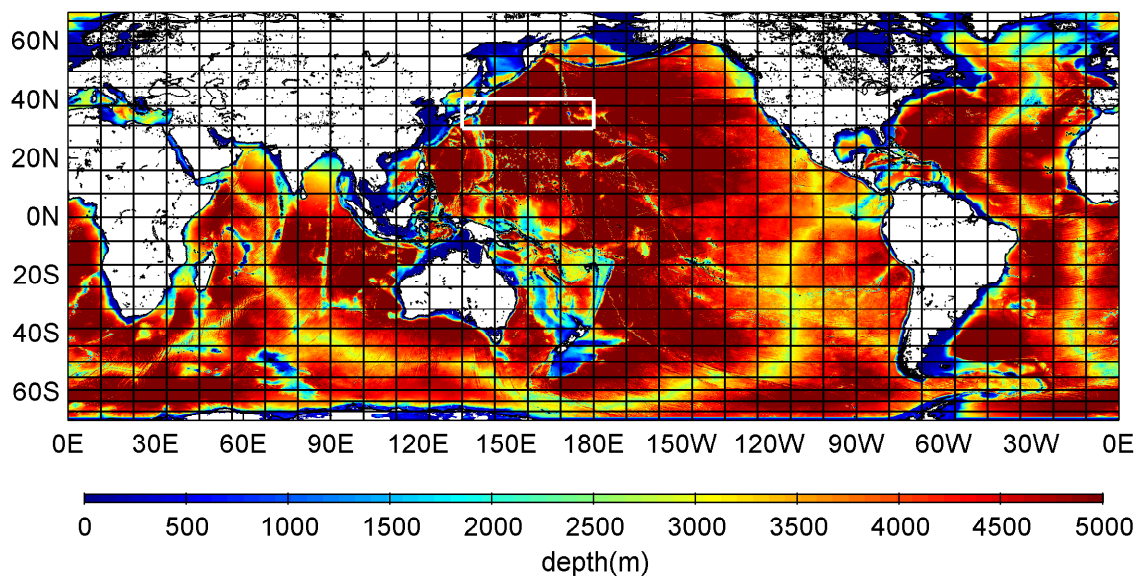
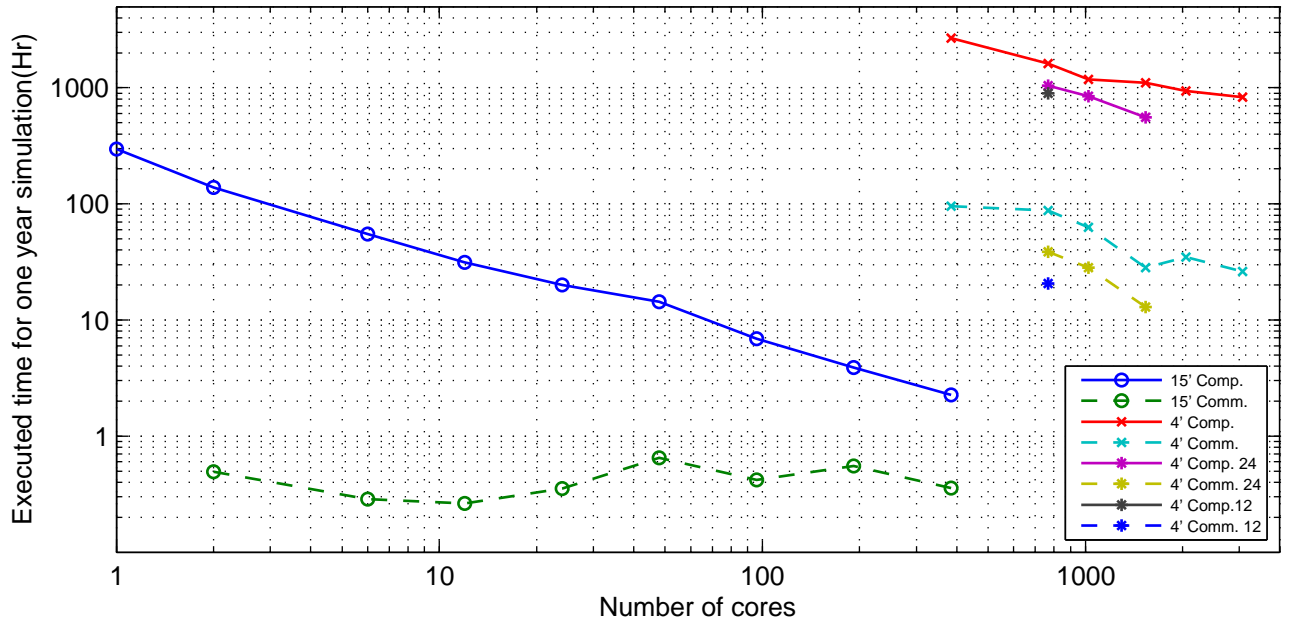
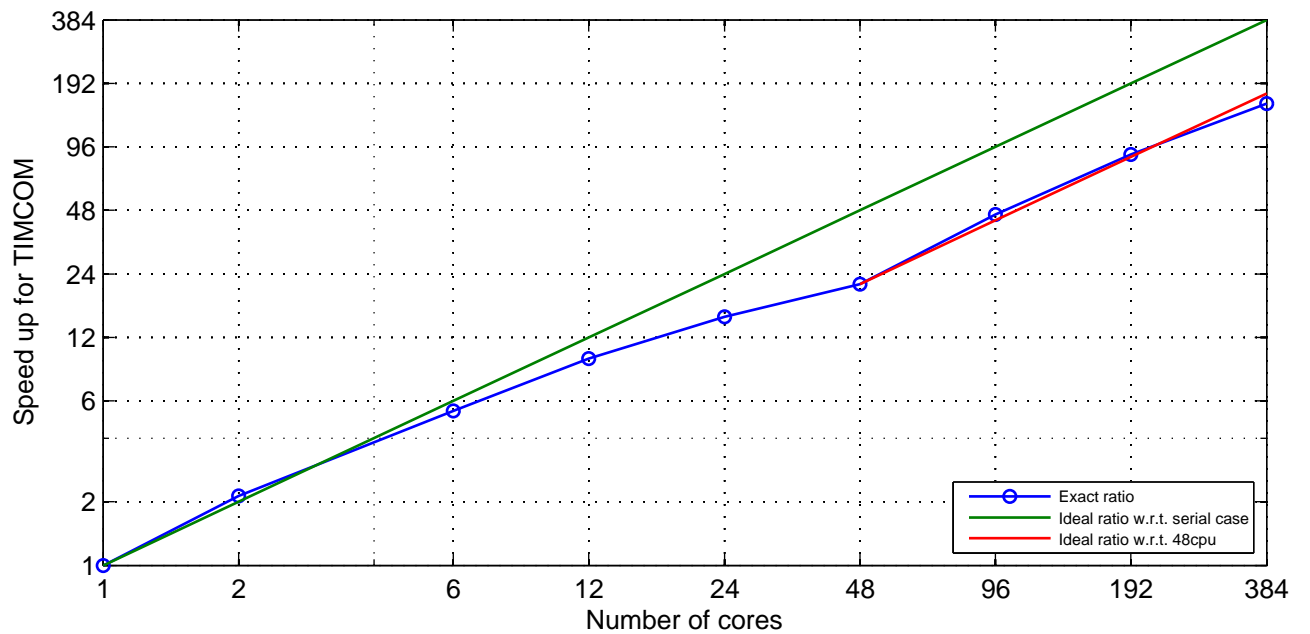


圖 2.1: 背景為模式使用內插 ETOPO1 至模式計算網格當中；黑線為平行化計算時，每個計算核心所負責計算區域；白線區域為培養法實驗時，加入培養向量的區域。

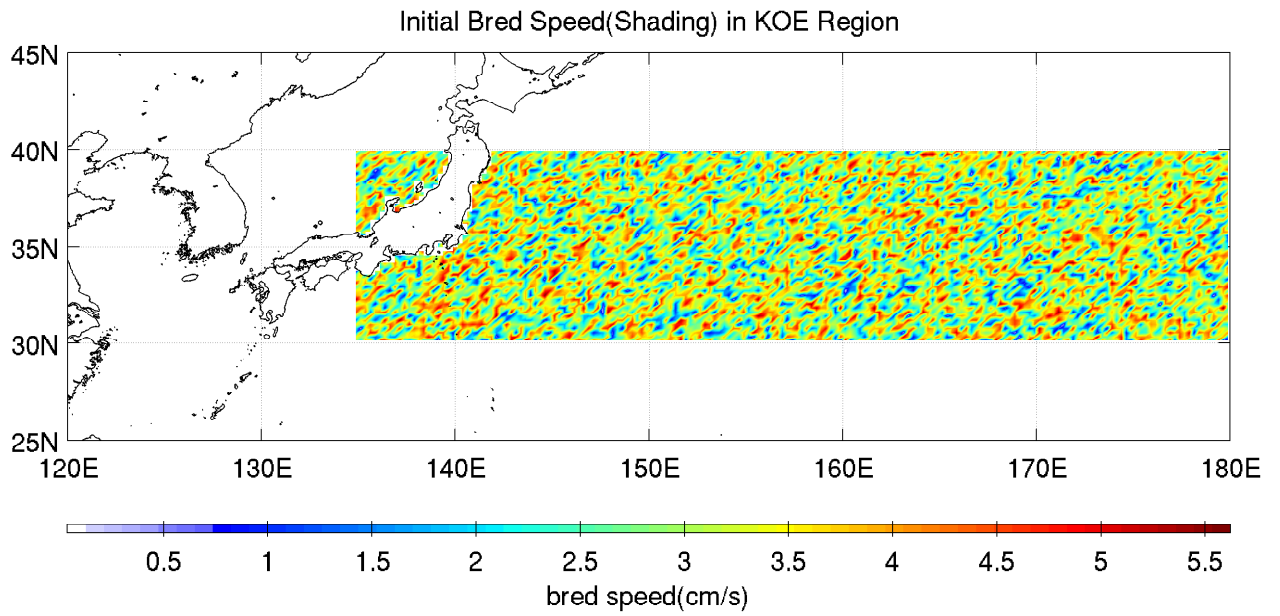


(a) 模式執行時間和平行化資料交換時間

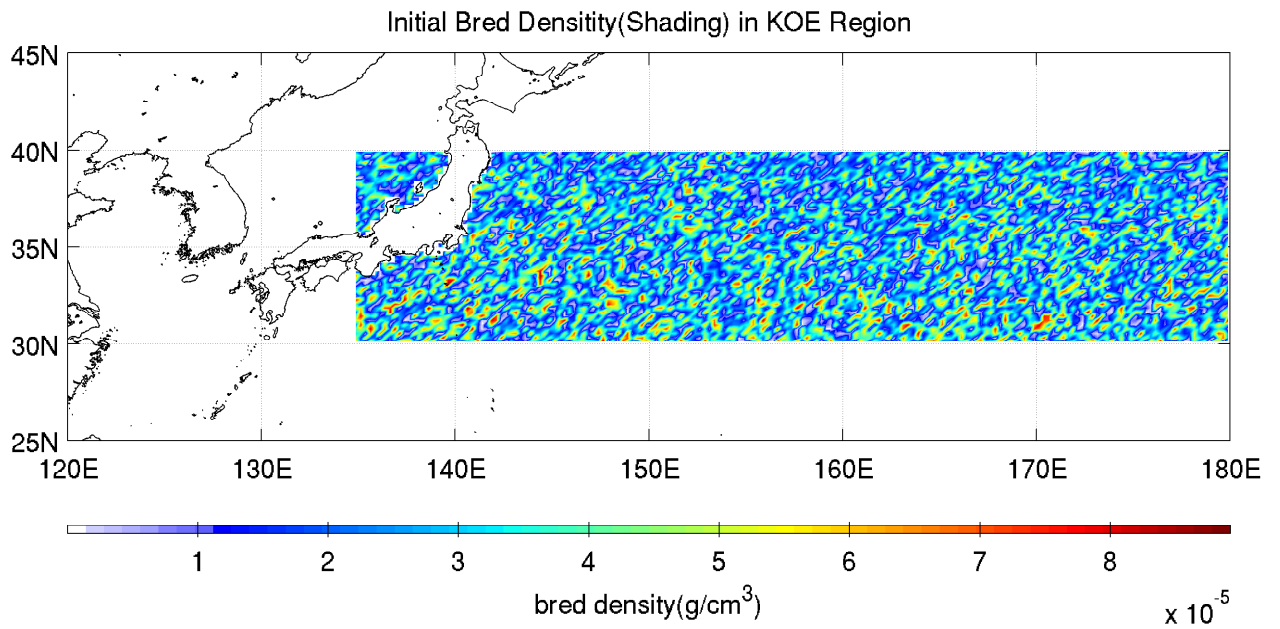


(b) 模式平行化優化效率

圖 2.2: 為模式積分一年所需要的計算時間以及花在平行化副程式所消耗的時間，右邊為 1/4 的模擬，左邊為 1/16 的模擬；為計算時間隨計算核心優化程度的示意圖，綠色實線代表理想優化效率，紅色實線則是相對於國家高速網路計算中心御風者主機架構之理想優化效率。



(a) 模式中加入的培養速率



(b) 模式中加入的培養密度

圖 2.3: 模式中加入培養向量的區域 $135 - 180^{\circ}E, 30 - 40^{\circ}N$ 此示意圖中的量值為標準大小的 KE_0 和 PE_0 。

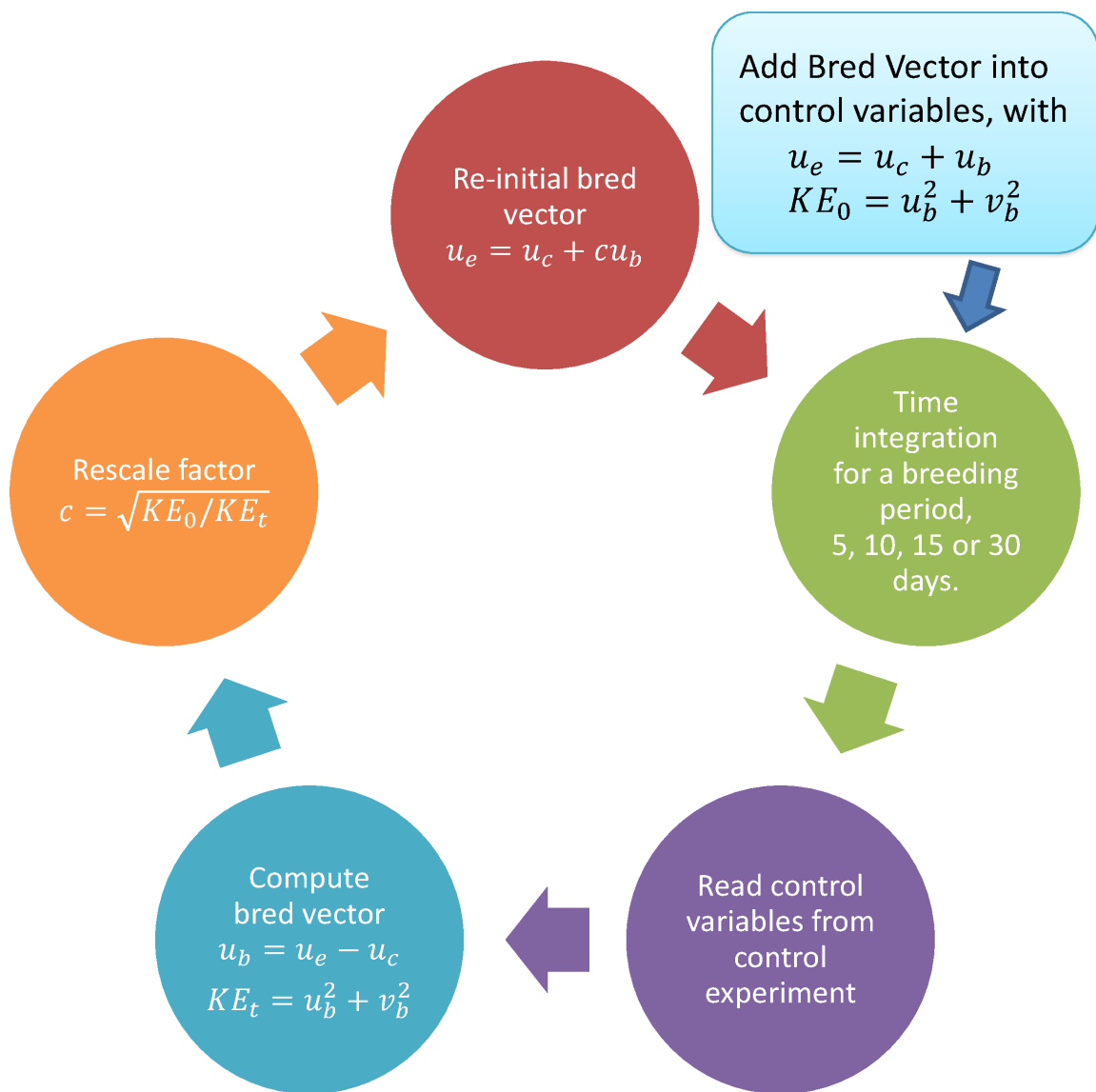


圖 2.4: 培養法流程示意圖。

Chapter 3

模式準平衡態結果

這一章要介紹模式的模擬結果，分析的準平衡態下的全球尺度和區域尺度環流。分析從年平均動能、位溫和鹽度的時間序列，到海表面溫度、海表面高度、海表面高度距平和速度場的結構來了解全球環流的特徵，且希望可以藉由和觀測的結果比較來驗證模式所模擬的結果和觀測一致。

3.1 準平衡態診斷

首先利用每個網格點的體積做加權平均來對模式中動能、溫度和鹽度的時間序列來診斷模式是否達到一個準平衡態。在動能場方面，由於初始條件是暖起始，所以模式初始動能並不為零。而從圖 3.1 中可以看出來一開始的時候動能大約是 $40 - 43 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ，經過大約五年的積分，平均動能在 $43 - 46 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ，大約 10 年後，動能就在 $41 - 45 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ 間震盪，整體來說沒有太大的遞增或遞減趨勢。

體積平均溫度從一開始的 3.9°C 經過一段時間速度場的調整後，達到約 3.88°C ，雖然整體的趨勢以 $0.002^\circ\text{C}/\text{年}$ 速度減少。和 Maltrud and McClean [2005] 的結果比較，溫度變化的幅度和他們模擬 50 年的結果相近。鹽度的時間序列則一直維持很小的範圍內震盪。

從以上準平衡態診斷的結果可以了解到，在本研究執行的實驗當中，動能、溫度和鹽度都沒有偏離長時間的氣候平均太多，並維持在一定的範圍內震盪。

3.2 全球尺度環流結構

當確認模式達到準平衡態之後，接著要驗證模式模擬的全球尺度海洋環流，確認結果和觀測的結果一致。在這一段落之中，首先會驗證全球和大西洋的溫鹽環

流結構，之後會進一步驗證模擬的海表面溫度、海表面高度和速度場等模擬的結果和觀測的結果是否一致。

3.2.1 緯向翻轉流函數

緯向翻轉流函數 (meridional overturning circulation, 簡稱為 MOC) 為模式中南北方向傳送量的積分 (圖 3.2)，南北方向的質量傳送會緩慢地調整地球能量平衡，因此和長時間深層的洋流有極大的關係，也會直接影響到長期氣候狀態。換言之，因為 MOC 受到整體海洋的影響，所以 MOC 可以直接用來診斷模式中的全球海洋環流。

模擬的全球 MOC 中 (圖 3.2(a))，顯示全球 1500 公尺以上有一個向南的傳輸量，僅有在南半球表面靠近赤道的地方有一個向北的傳送量，這個結果和赤道的洋流有關係；在 2000 公尺深的地方，則是有較小向南的傳送量，全球的結果和 Colling and Team. [2001] 介紹的溫鹽環流的結構是接近的，並和 Masumoto et al. [2004] 的結果是一致的。大西洋是溫鹽環流最顯著的區域 (圖 3.2(b))，模式的結果和 Maltrud and McClean [2005] 的結果同樣呈現在 3000 公尺以上有很大的向南傳送量，而在 3000 公尺以下則是有向北的現象，在赤道附近因太平洋強烈湧升流，南北半球淺層海水皆往赤道方向，在 Maltrud and McClean [2005] 和 Masumoto et al. [2004] 的海洋模式當中，大西洋的 MOC 的結果呈現垂直分層明顯，上層洋流與下層洋流的方向相反，分別為 North Atlantic Deep Water Cell 與 Antarctic Bottom Water Cell，南方在 $50^{\circ}S$ 出現強烈的南向洋流，為大西洋南方之 Deacon Cell，由於海水鹽度不同而回流南極，模式的結果與現今所認知的大西洋洋流結構相符合。

3.2.2 全球海表面溫度

圖 3.3(a) 為模擬全球海表面溫度能表現全球洋流的特徵，赤道區域整體來說海表面的溫度受到表面風場的影響，在大洋的西方比東方有比較多的熱量累積；在西北太平洋可以看到黑潮所攜帶的熱量沿著台灣外海向北傳送；大西洋的墨西哥灣流沿著美國東岸的傳送；南半球的部分可以看到南極繞極環流。整理來說海表面溫度表現的特徵和觀測的結果相當接近。

3.2.3 全球海表面高度

從海表面高度(圖 3.3(b)) 可以觀察到像海表面溫度全球各主要洋流的特徵，大洋西方因為西方邊界流的緣故，有明顯的質量累積，且黑潮和墨西哥灣流的延伸區域，模擬的結果和 Masumoto et al. [2004] 的結果相比，發現我們的海表面顯現和他們模擬在黑潮的相似度較高，但在其他西方邊界流諸如墨西哥灣流等區域仍有一些差異。

模擬的海表面高的距平值(圖 3.4)，代表不同的海表面距平所能提供的能量或動量通量不同。在此定義的長期平均是 11 – 40 的平均海標面高，圖 3.4(a)是年平均的距平值，圖 3.4(b)則是五日的距平值，從圖中可以看出模式中不僅短時間的距平，也有周期在一年以上的距平，其中五日的距平圖的距平值比一年的距平值大上許多。

海表面高度距平值的標準差(圖 3.3(c)) 可以檢驗海洋表面的變化是否劇烈，和 Thompson and Demirov [2006] 的研究中，利用衛星資料觀察海表面高度距平標準差，在西方邊界流區域有較大的值，從阿古拉斯暖流、東澳暖流、巴西暖流、墨西哥灣流和黑潮區域都有明顯的海表面高變異，這個結果和海表面高距平所呈現的結果一致。模擬的海表面高距平標準差在以上區域也有高變異的特徵，定性上發現各個區域的特徵類似，但仍有細微的差異。黑潮區域的海表面高變化範圍大約是 $33 - 37^{\circ}N, 135 - 150^{\circ}E$ ，而模擬的結果也顯示海表面距平在此區域內變化較明顯。

3.3 全球主要洋流特徵

過去的研究如 Smith et al. [2000], Masumoto et al. [2004], Maltrud and McClean [2005] 利用不同的海洋模式模擬大西洋或全球的海洋環流，因為這些環流對全球海洋環流的結構影響甚大，所以在本篇研究中希望能夠利用準平衡態的結果來模檢全球主要環流間不同洋流之間的特徵。

3.3.1 太平洋赤道洋流

圖 3.5 為模擬結果在赤道地區不同經度混合層南北方向的垂直剖面。我們利用這個結果來了解赤道區域經向洋流的結構，從圖中可以看到赤道潛流 (Equatorial

Undercurrent, EUC)、北赤道洋流 (North Equatorial Current, NEC)、北赤道逆洋流 (North Equatorial Countercurrent(NECC)、次表層逆流 (Subsurface Countercurrents, SCCs) 和南赤道流 (South Equatorial Current, SEC)。由於這些主要洋流分別有不同的特徵，其強弱和位置的變異會對全球洋流和氣候造成不同影響。

赤道潛流的位置大約在 $150^{\circ}E$ ，速度最大的經度是 $160^{\circ}W$ 深度 100m，和 $155^{\circ}E$ 深度 160m 的位置。這結果和 Johnson et al. [2000] 觀測的結果是一致的，而和 Masumoto et al. [2004] 模擬的結果有相同的赤道潛流的結構。另一個和新幾內亞潛流有關的赤道潛流速度的極大值發生在 $140^{\circ}E$ 深度 200m，向西的速度大約是 50cm/s ，這支洋流又和新幾內亞潛流有關。

在這個區域模擬的結果顯示模式有能力模擬出太平洋中赤道區域的赤道潛流，也可以模擬出赤道附近的逆流，且模擬的結果和 Johnson and Moore [1997] 所提出的結果一致，也和 Masumoto et al. [2004] 年的高解析模擬也將赤道區域的結果相當接近。

3.3.2 墨西哥灣流

在我們的模式中，大致掌握到灣流的結構 (圖 3.7)。在墨西哥灣中，可以從全球的海表面高圖中，可以看到灣流有向內延伸的現象。相較於其他模式的結果，我們的結果在 $40^{\circ}N$ 開始向東延伸，這部分的結果可以從圖 3.7 中的直線看出模擬的墨西哥灣流的路徑在利用紅外線衛星觀測的墨西哥灣流路徑範圍內。

模式中海表面高距平標準差的結果顯示 (圖 3.7(b))，在灣流的渦流也有很明顯的活動。比較 Thompson and Demirov [2006] 的觀測結果 (圖 3.7(c))，發現模擬的灣流海表面高距平的標準差相較於觀測結果分布範圍較廣，代表模式中的灣流南北方向的變異較大；而 Masumoto et al. [2004] 的結果比較發現我們的結果在北美外海有一個區域的海表面高距平標準差較低的區域，這個區域在 Masumoto et al. [2004] 的模擬結果中並沒有看到。可能是我們使用的風場，在該區域的變異比較小，會產生一個半永久性的渦流駐留在北美外海，使得該區域的變異量較小。

3.3.3 黑潮

圖 3.8 為模式中 11 – 40 年黑潮延伸流域的平均海表面高，模擬的海表面高 (圖 3.8(a)) 沿著台灣外海到日本南部，最後約在 $35^{\circ}N$ 的位置開始向東延伸，也和

Masumoto et al. [2004] 的模擬結果一致。而此區域中，也可以很明顯看到海洋鋒面的結構，和黑潮分歧的現象，這個結果顯示模式中地形的效應正確地對黑潮產生影響。而另一明顯的副極區的鋒面位置大約發生在 $38 - 39^{\circ}N$ ，因此黑潮和親潮混合作用最強的區域就在這兩個緯度之間。

圖 3.8(b) 為黑潮延伸流域衛星觀測資料和模式所模擬資料的海表面高距平標準差的結果，圖中正值較大的區域代表海表面高起伏較劇烈，從圖中可以發現，黑潮所流經的位置變異較小，但起伏較大。此結果的原因可能來自使用氣候場的風場而非實際風場，實際風場驅動的效應包含各種時間尺度的震盪，而氣候風場僅包含一年之內的震盪，而海洋最直接的受到表面風場的驅動，因此模式的結果和實際風場所驅動的結果有很大差異。

圖 3.4 中五天海表面高距平之結果，我們可以看出和上段所提到內容一致，我們可以很清楚的看到中尺渦流在黑潮延伸區域的活動，其中非常重要的渦流向日本本島靠近的渦流。從觀測資料中，可以發現到這些氣旋式和反旋式的度渦流被認為對黑潮變異和黑潮路徑影響甚大，而在我們模擬結果當中，也可以看到這個現象 [Mitsudera et al., 2001]。而從圖 3.10 中可看到每年的海表面高距平標準差有年際之間的變化，每年的變化量的最大值的量值和區域仍有不同。

圖 3.9 為整理模擬結果之黑潮路徑，其紅線和藍線為 11 - 40 年時在 300m 深處之 $14^{\circ}C$ 和 $10^{\circ}C$ 之等溫線，黑線則是表面 90 公分的位置。在 Masumoto et al. [2004] 的研究當中提到， $10^{\circ}C$ 的等溫線指向東北方在 $40^{\circ}N$ 並經過 Nintoku 海底山脈；而 $14^{\circ}C$ 的等溫線向東延伸經過 Hess Rise，從兩條線的距離遠近可以了解到不同年份之間，海洋存在著不同穩定度 [Niiler et al., 2003, Levine and White, 1983]。而此部分的結果也可以從海表面高所顯示的路徑圖當中可以看到，不同年份之間， $14^{\circ}C$ 和 $17^{\circ}C$ 的等溫線距離代表該年分中海洋的穩定度，我們可以發現在大部分年分，在 $135^{\circ}E - 150^{\circ}E$ 的位置兩條線距離相當接近，而在 52 年以後，兩線在 $150^{\circ}E$ 以東的地區距離仍相當的近。儘管模式中僅使用的氣候風場，仍可模擬出一年週期的上海表面高度變異。在接下來的章節，將進一步討論藉由海洋內部正壓和斜壓能量轉換過程所影響的這些變化。從圖 3.9 和圖 3.10 可以看出在黑潮 300 公尺深處兩等溫線的位置距離的較近的區域，恰好也是海表面高距平標準差較高的區域，例如 47 年時，海表面高距平在遠離 $150^{\circ}E$ 後，海表面高距平值也隨之降低；在 61 年時，海表面高距平在離開 $150^{\circ}E$ 後，海表面高距平值較 47 年要來的

大。這個結果顯現在不同的海洋穩定度的狀況下，會改變海表面渦流活動的情形，而這些渦流的變異又是從何而來，將在下一章內容中，來尋找時間尺度更短時，這些渦流和平均流之間的交互作用。

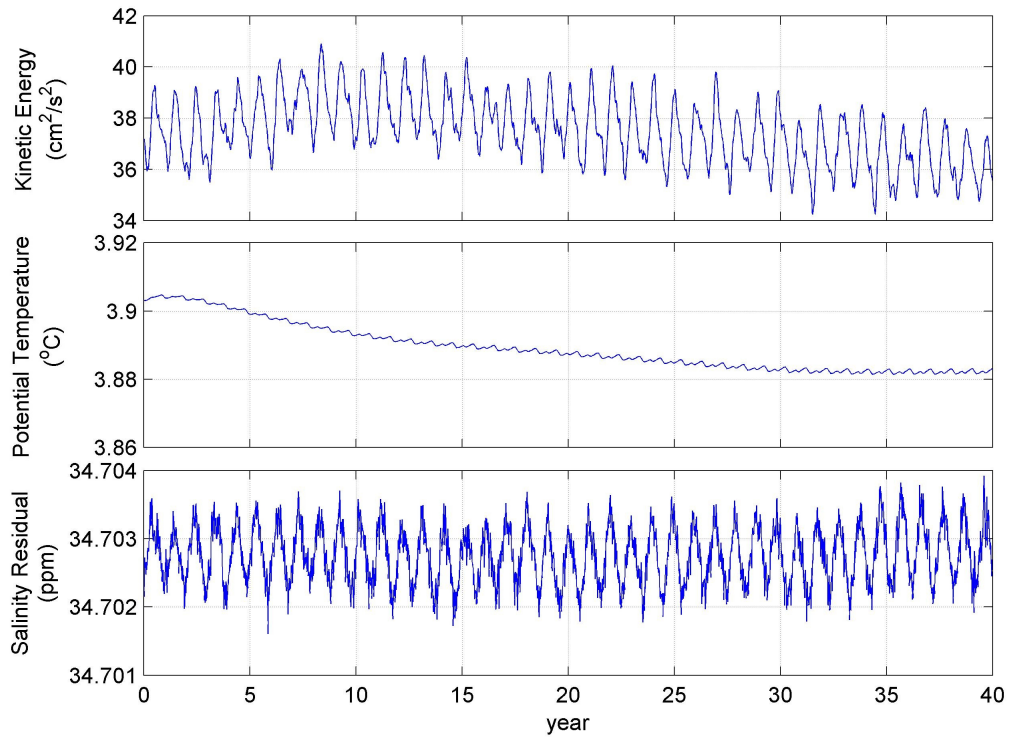


圖 3.1: 用體積計算的加權平均時間序列，動能的時間序列大約在 $35 - 41\text{cm}^2/\text{s}^2$ 震盪；位溫從一開始大約是 3.9°C 到 30 年時大約是 3.88°C ；鹽度的變化則在 $34.702 - 34.704\text{ppm}$ 之間震盪。

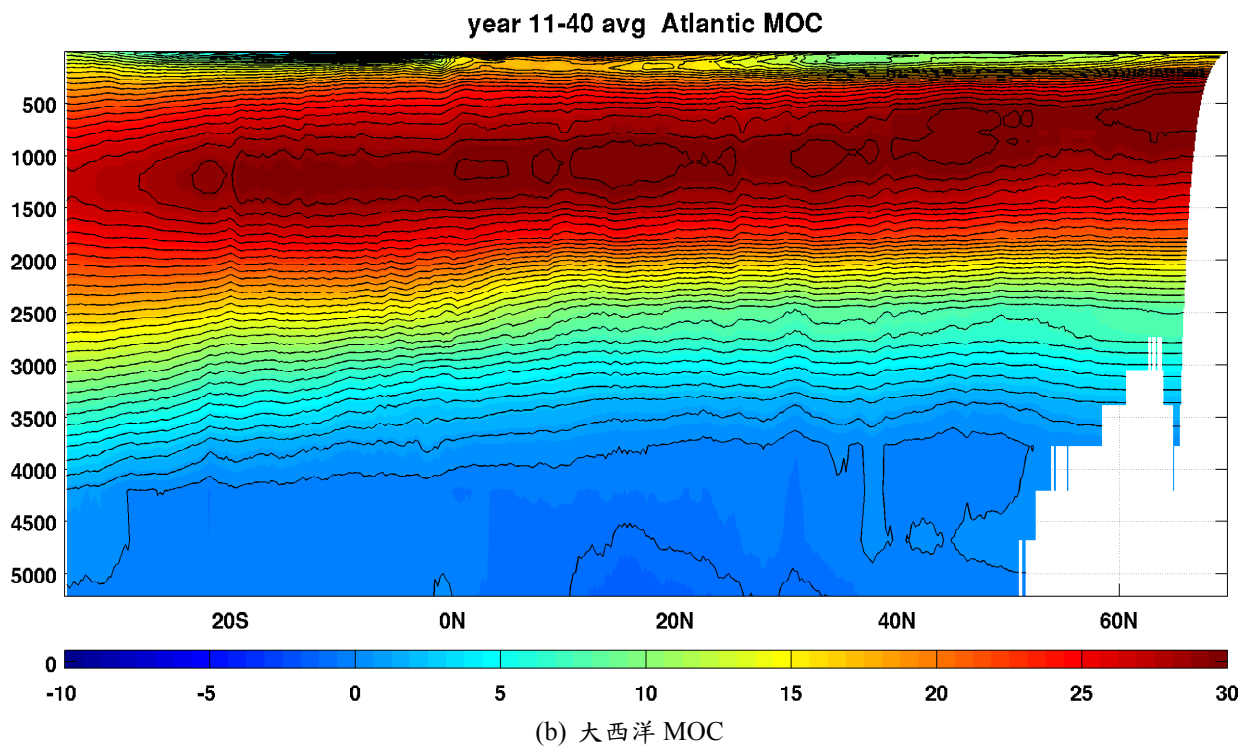
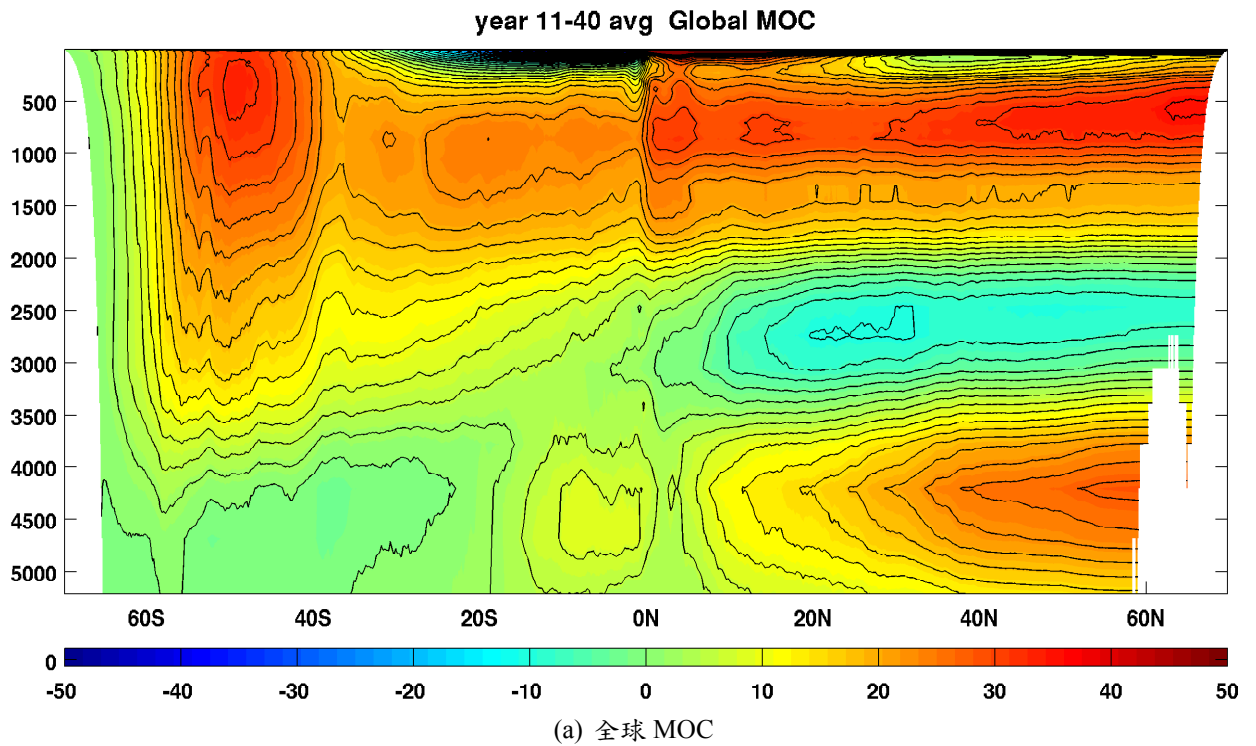
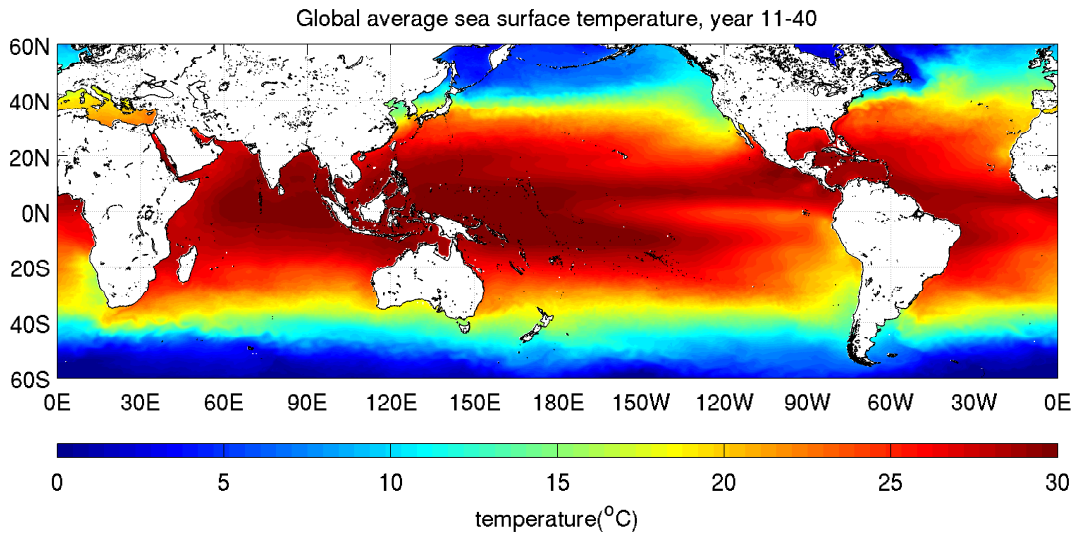
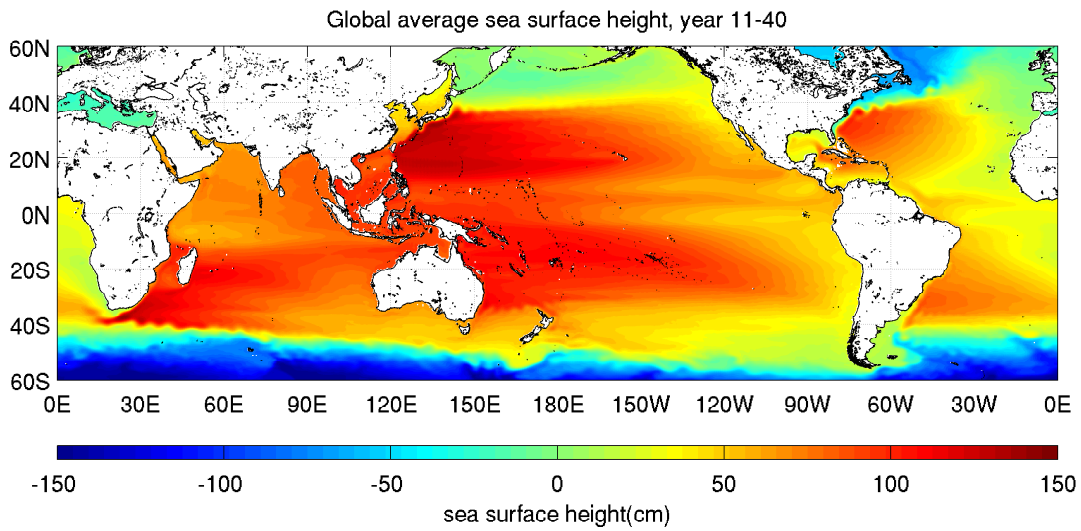


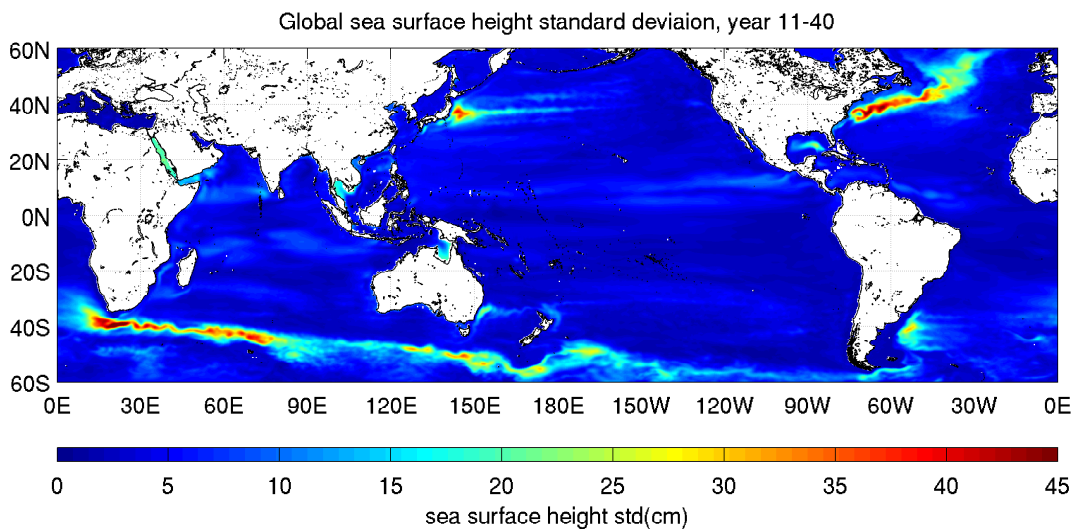
圖 3.2: 圖 3.2(a)為 11-40 全球的 MOC，其中等位線間距為 2.5Sv；圖 3.2(b)為大西洋的 MOC，等位線間距為 1Sv。



(a) 全球平均海表面溫度

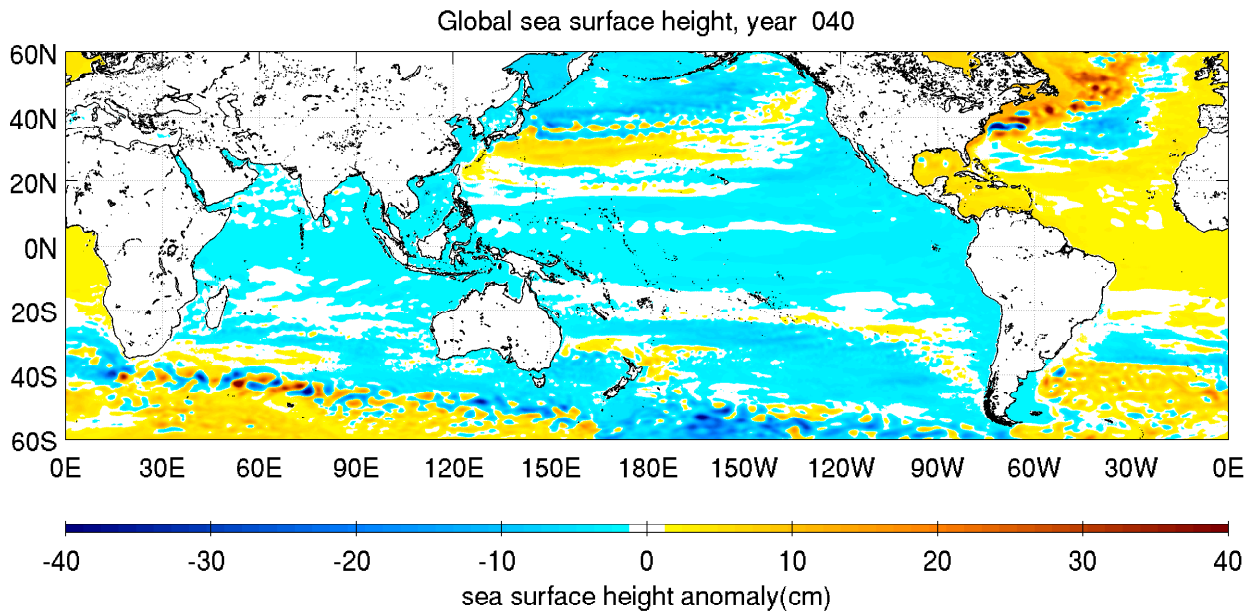


(b) 全球平均海表面高

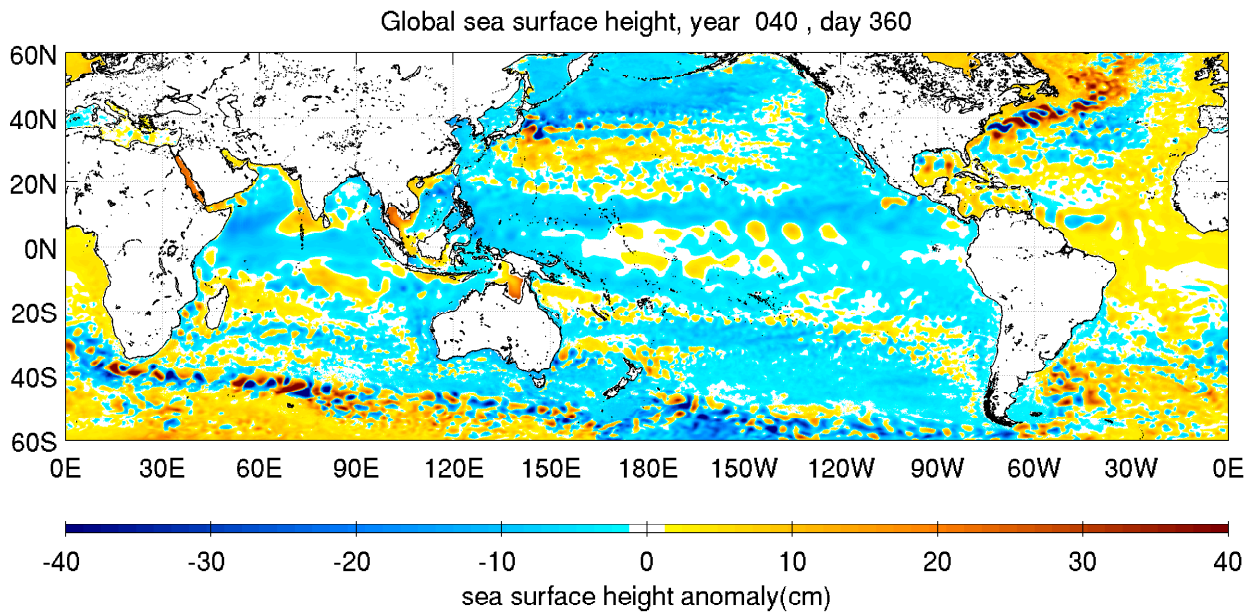


(c) 全球平均海表面高距平標準差

圖 3.3: 海表面高和海表面高距平



(a) 年平均海表面高距平



(b) 五日平均海表面高距平

圖 3.4: 海表面高距平

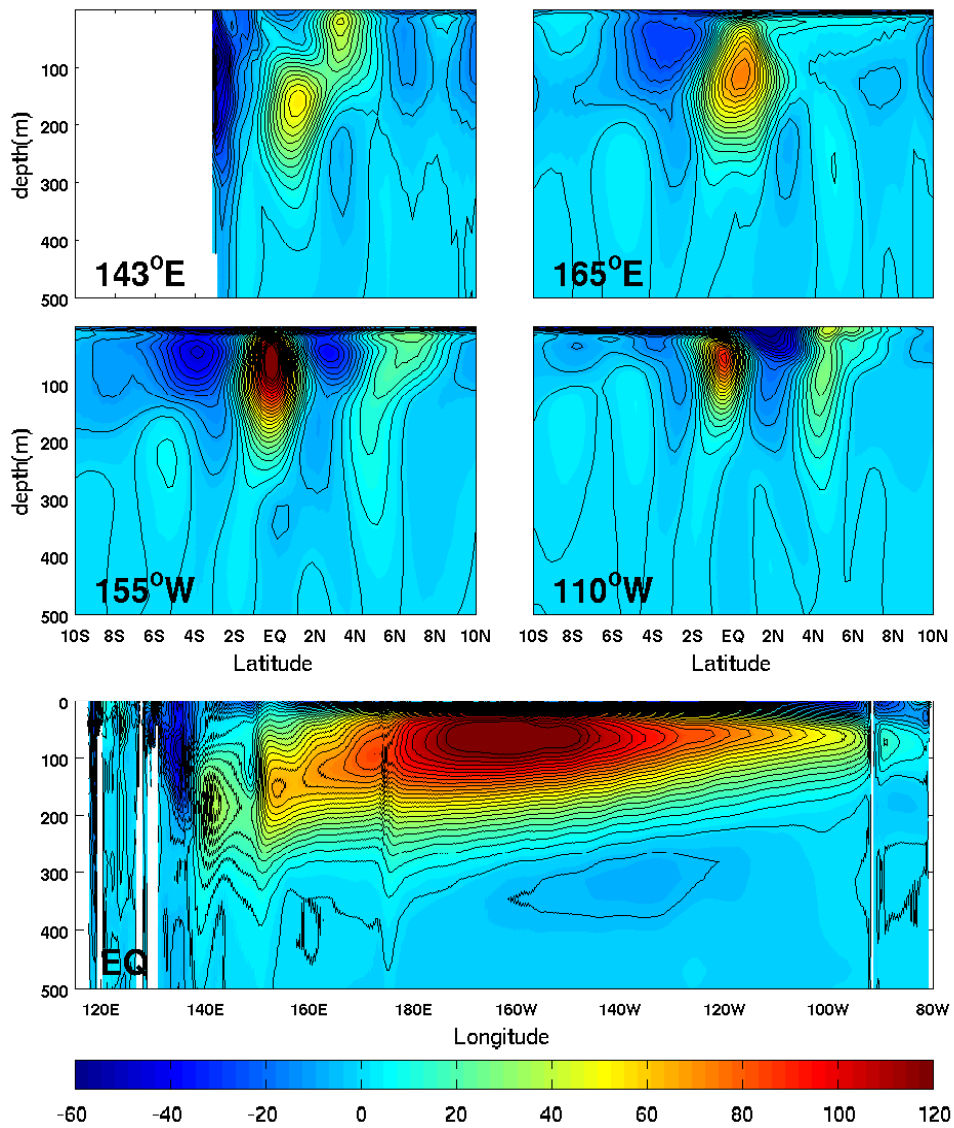


圖 3.5: 模式模擬的赤道附近東西方向流速，赤道的圖是沿赤道方向的剖面，其餘則是垂直赤道剖面由西太平洋 ($143^{\circ}E, 165^{\circ}E$)，中太平洋 ($155^{\circ}W$) 和東太平洋 ($110^{\circ}W$)，圖中等位線間距為 5cm/s 。圖 3.6 為 Masumoto et al. [2004] 中模擬的結果。

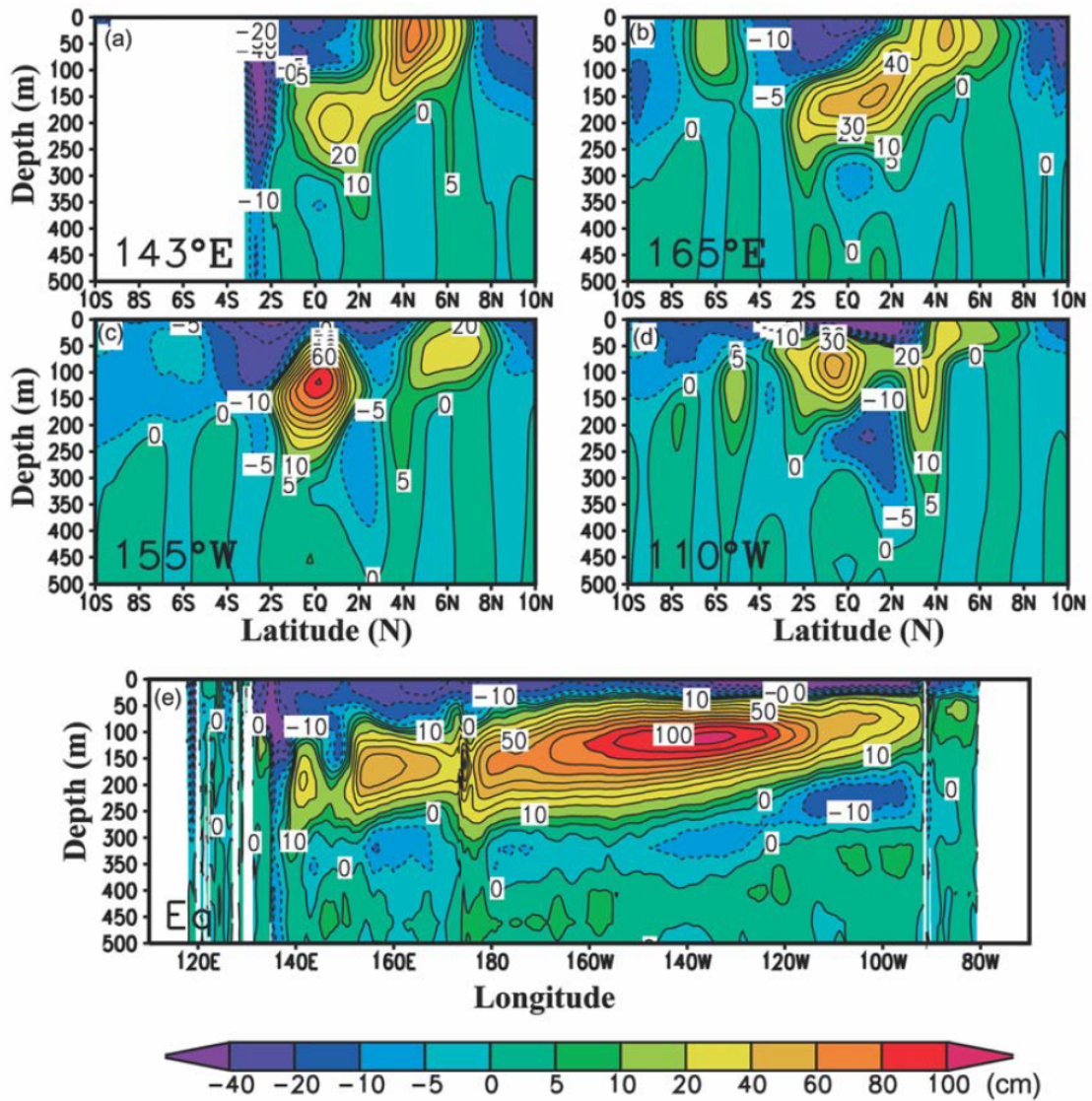
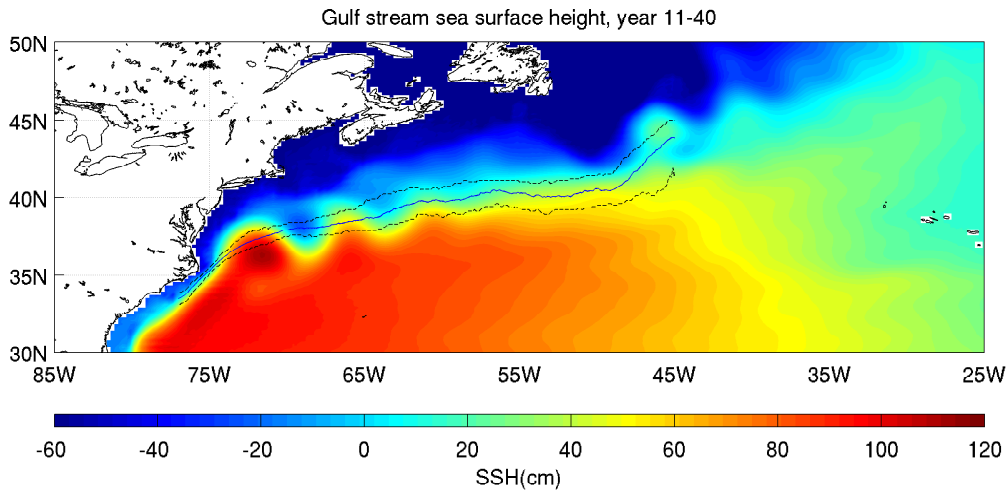
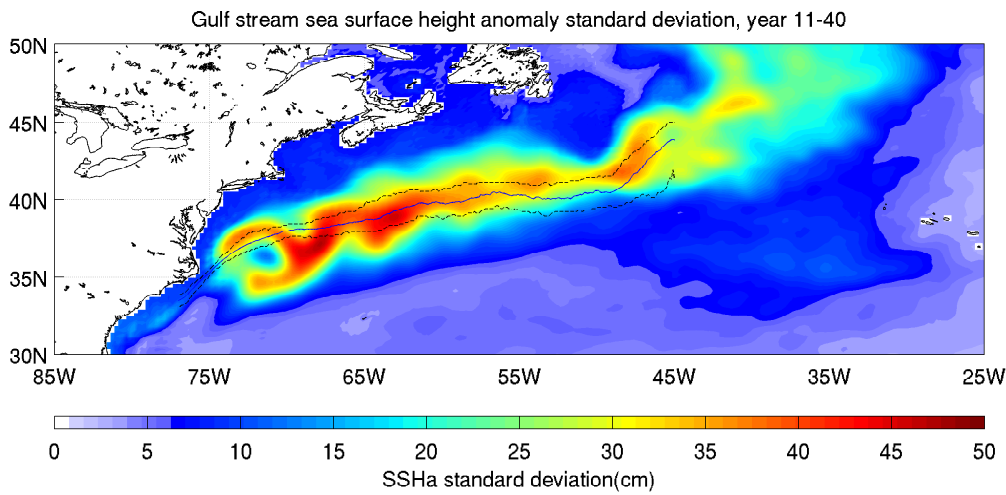


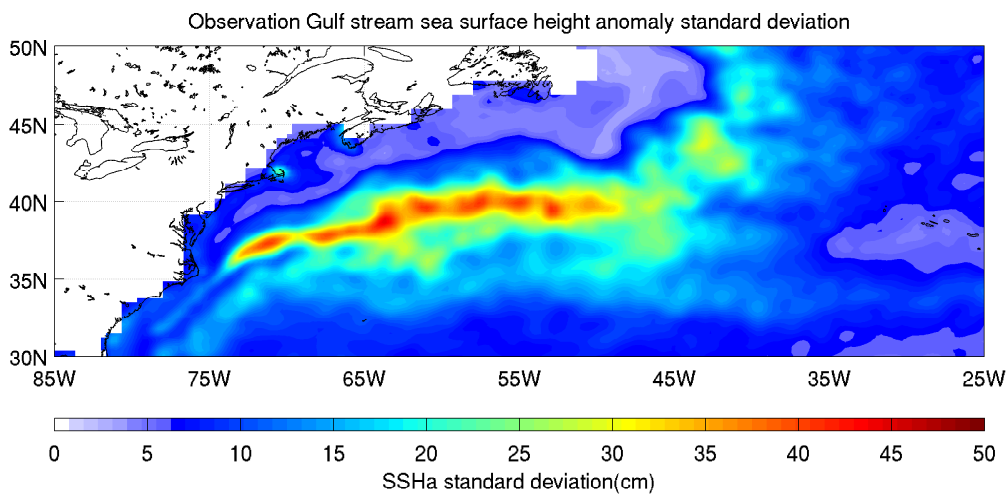
圖 3.6: Masumoto et al. [2004] 模擬的結果，圖中等位線間距為 10cm/s，並特別標註 ± 5 cm/s 的線。其餘同圖 3.5。



(a) 模擬墨西哥灣流平均海表面高

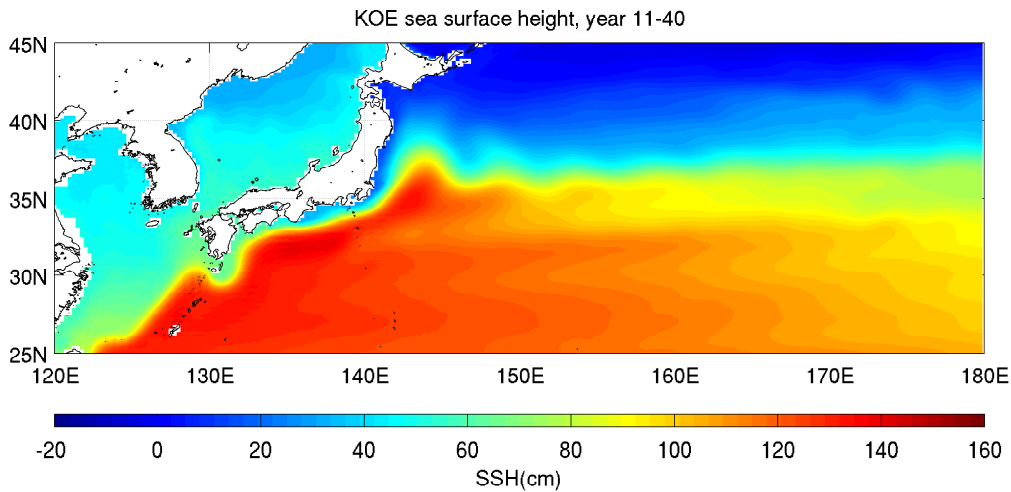


(b) 模擬墨西哥灣流海表面高距平標準差

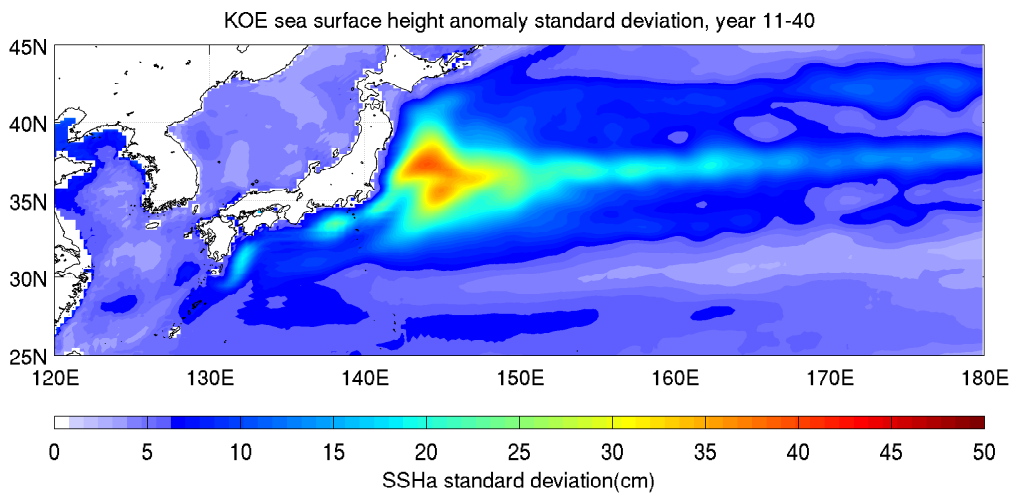


(c) 觀測墨西哥灣流海表面高距平標準差 [Thompson and Demirov, 2006]

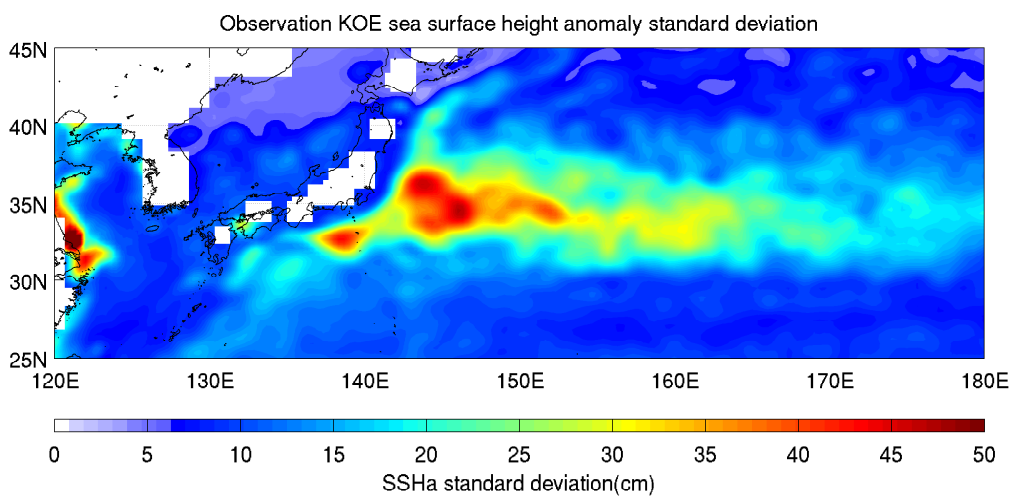
圖 3.7: 圖 3.7(a)為模式所模擬墨西哥灣流區域內第 11 – 40 年的平均海表面高。圖 3.7(b)為模式所模擬墨西哥灣流第 11 – 40 年的海表面高距平標準差。圖 3.7(c)為 Thompson and Demirov [2006] 研究中，由衛星觀測資料所計算墨西哥灣流區域的海表面距平標準差。



(a) 模擬黑潮流域平均海表面高



(b) 模擬黑潮流域海表面高距平標準差



(c) 觀測黑潮流域海表面高距平標準差 [Thompson and Demirov, 2006]

圖 3.8: 圖 3.7(a)為模式所模擬黑潮區域內第 11–40 年的平均海表面高。圖 3.7(b)為模式所模擬黑潮第 11–40 年的海表面高距平標準差。圖 3.7(c)為 Thompson and Demirov [2006] 研究中，由衛星觀測資料所計算黑潮區域的海表面距平標準差。

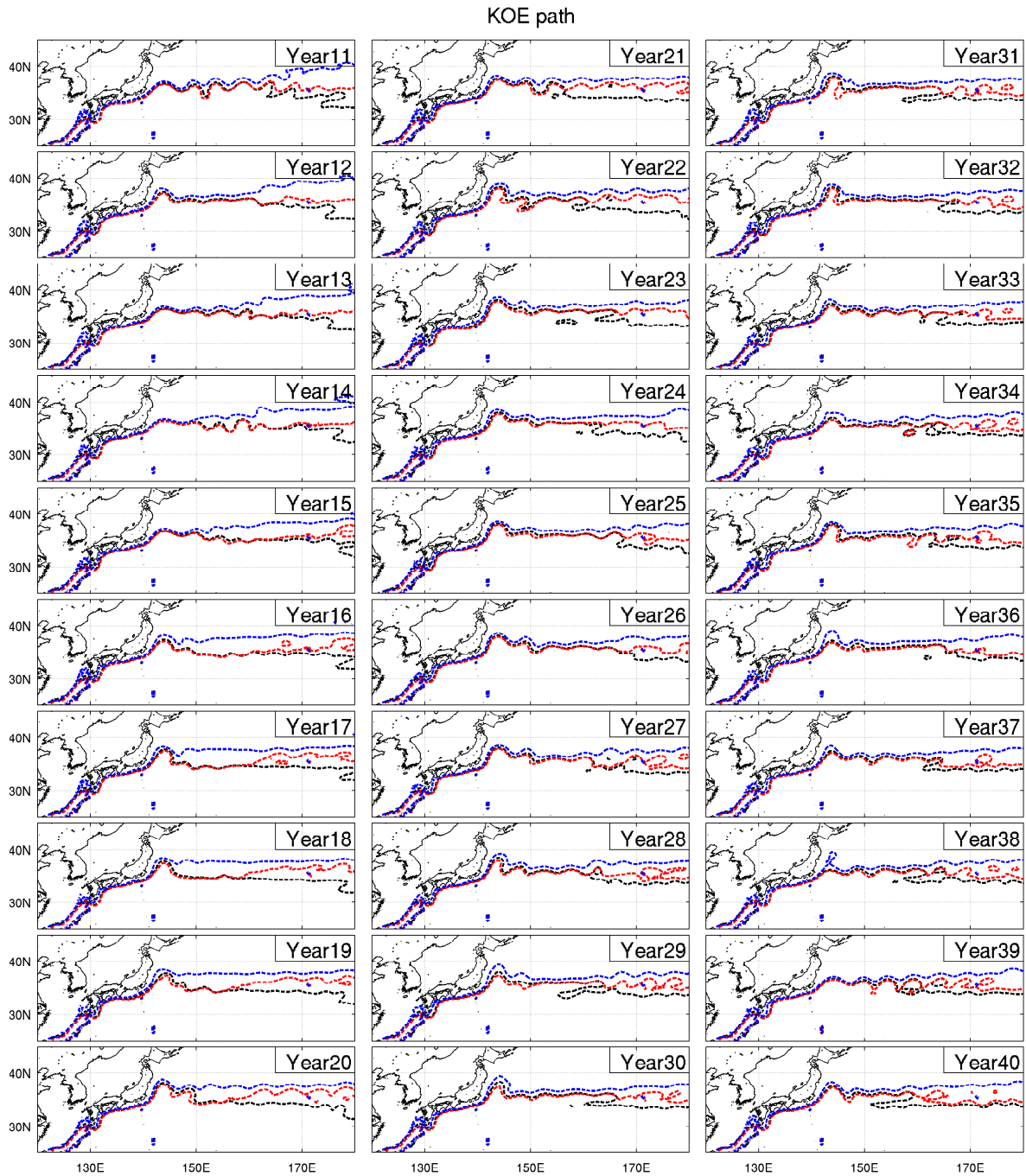


圖 3.9: 模式模擬黑潮路徑示意圖，其中黑線代表年平均海表面高 95 公分等高線的位置；藍線為 300 公尺深年平均 10°C 等溫線；紅線為 300 公尺深年平均 14°C 等溫線。

KOE sea surface height anomaly standard deviation

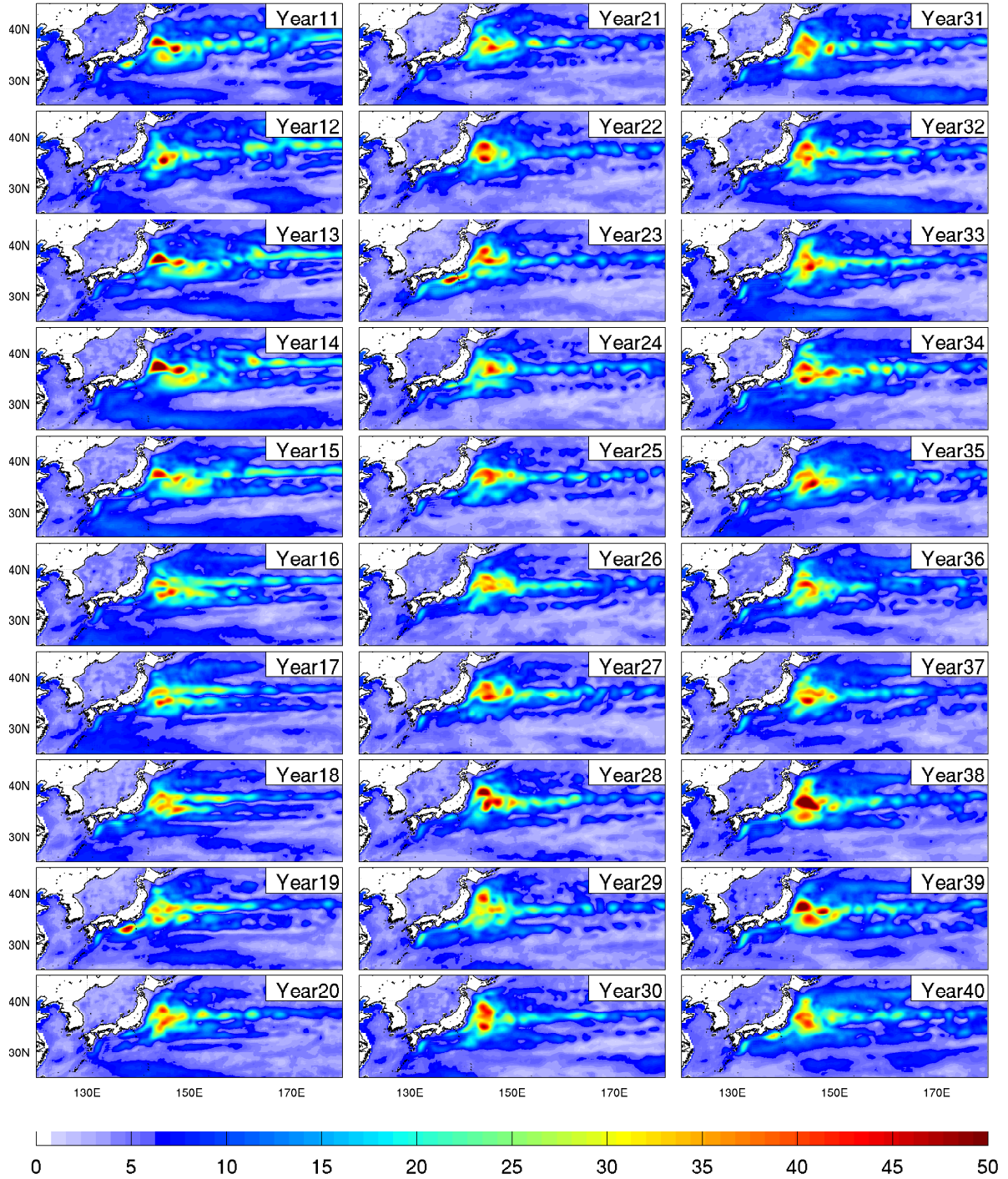


圖 3.10: 黑潮區域不同年份間的海表面高距平標準差

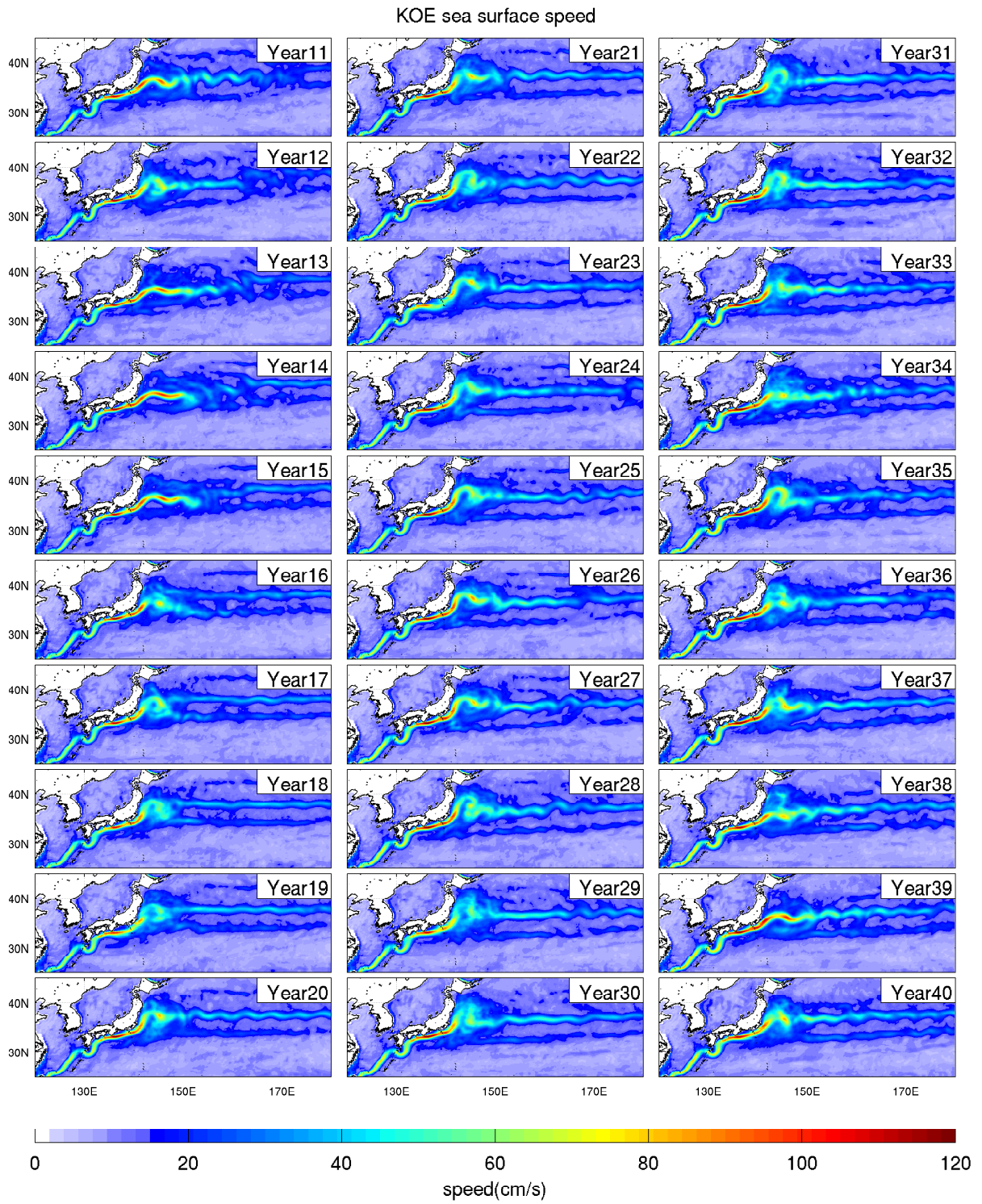


圖 3.11: 黑潮區域不同年份間的海表面年平均速率

Chapter 4

探討黑潮親潮延伸流域動力不穩定性

4.1 渦流場形成的原因

由於黑潮區域流場位於中緯度，從羅士比數 (Rossby number) 知道這個區域流體受到地球旋轉影響甚大 (Rossby number 大小約是 0.1)，而我們可以從速率場看到，流速較大的區域，必定有較大的海表面高度梯度，才可以滿足地轉平衡 (Geostrophic balance) 並維持其流速；另一方面，黑潮區域當中水平尺度和垂直尺度的比值 (aspect ratio) 很大，可以假設滿足靜力平衡，因此我們的系統可以從熱力風平衡 (Thermal wind balance) 的平衡下來進一步討論 [Cushman-Roisin et al., 2011]。而從 [Kwon et al., 2010] 的研究中提的各個影響海表面溫度的效應會對海洋表面產生不同擾動，而這些擾動可能會產生渦流，而這些渦流就會使流場產生調整的作用，讓平均場又回到平衡。

正壓流體 (Barotropic fluid) 即是在垂直方向上性質差異極小。在正壓不穩定假設地轉平衡所推導出來正壓不穩定的必要條件

$$(\bar{u} - u_0)\left(\beta - \frac{d^2\bar{u}}{d^2y}\right) > 0 \quad (4.1)$$

其中 \bar{u} 為平均東西方向流速， β 為 β -效应在中尺度的參數， u_0 為一常數 [Lindzen, 1988]。黑潮平均流速 \bar{u} ，在北半球 ($\beta > 0$)，而黑潮向東的速度最大值發生在大約 $35^\circ N$ 附近，因此上面的不等式可以在地轉平衡的假設下成立。從渦流能量方程式當中 (2.5式)，可以知道藉由正壓不穩定轉換能量的效率正比於平均場的速度梯度，所以在黑潮噴流的附近，渦流可以從平均流中擷取較多能量。

斜壓流體則是垂直的分層明顯，在黑潮親潮流域當中，黑潮和親潮的水團差異甚大，我們可以假設較重的親潮海水在交會的時候大多潛入較深層的區域，而黑

潮溫暖的海水則大多浮在表層。這樣的垂直差異，在旋轉且分層的流體當中，必須要滿足熱力風平衡。而產生斜壓不穩定的必要條件是

$$|\Delta U| > 2\beta_0 R \quad (4.2)$$

其中 $|\Delta U|$ 為兩層流體之間的流速差異， R 為羅士比變形半徑 (Rossby-Radius of deformation)，[Phillips, 1954]。其中羅士比變形半徑必須考慮海洋的穩定性，因此當海水的垂直密度差異越大的時候，斜壓不穩產生的條件也因此放寬。在能量方程當中，斜壓能量轉換的效應和擾動密度和擾動垂直速度成正比。

4.2 模式中利用距平值所計算的渦流

在 3.3.3 中，討論到黑潮路徑的變化受到渦流的影響，因此利用模式所輸出的結果來定義平均流和渦流，再從結果定性上來探討渦流的結構。因為模式使用內插氣候月平均的風場，所以在此以月為單位來討論一年內的渦流變化，並定義月平均流為控制流，五天平均的距平流為渦流，因此在本段當中提到的平均流即是月平均流，而渦流即是距平值。

4.2.1 模式中平均場動能和渦流動能

從圖 4.1 中顏色部分所代表的是海表面流速，黑色等位線所代表渦流速度，並從圖中可以發現渦流的位置大多在黑潮速率最快的區域附近，因為速率最快的區域大多在前一段時間有最大的速率變化，而這些速率變化就是渦流所貢獻的效應。換言之，如果渦流的效應能夠使平均流增加，下一個月份平均流的速度就會增加，反之如果渦流會減少平均速率，下一個月份的平均流速度就會減少。結果顯示，從第 1 月至第 12 月中，每個月的表現雖然都可以很明顯地看到黑潮流速最大的區域，和其渦流的效應，但是每個月份之間在平均流和渦流上仍有些許差異，例如第 1、11 和 12 月時背景場速度比較大的區域範圍比較大，而渦流場較盛行的則是在 6、7 和 8 月的時候。

4.2.2 模式中所估計的能量轉換

在模式當中的正壓能量轉換，可以看到能量轉換會對渦流速率產生影響，例如從圖 4.1 可以看出第 3 個月的環流結構，受到第 2 個月的正壓能量轉換的影響 (圖

4.2)，在正壓能量轉換正直的區域，渦流速率在第3個月要比第2個月要增加；而在正壓能量轉換負值的區域，渦流速率在第2個月就比第3個月減少。另外，在第11個月的正壓能量轉換也使得第12個月的渦流速率增加。而斜壓能量轉換的效應因為模式所考慮的靜力平衡和使用的密度方程，溫鹽場的距平值和垂直速度的大小相對比較小，所以從圖4.2和圖4.3中可以發現斜壓能量轉換的效應較不明顯。

4.3 利用培養法實驗的結果

從3.3.3節的結果中發現，黑潮的海表面高距平五天時有相當劇烈的震盪，故從五天當作基準來做敏感度測試，另一方面模式使用內插月平均的風場來當作表層的邊界條件，所以可以預期表層海洋反應的時間尺度大約在一個月左右，所以培養法實驗所設計的培養週期分別是5天、10天、15天和30天，希望能夠在這樣的設定下，能夠篩選出系統中的快速成長模，並討論這些快速成長模的結構和黑潮區域的關係。首先計算模式中在培養區域 (Breeding region, $135 - 180^\circ E$, $30 - 40^\circ N$) 的背景場動能，當背景動能變化較劇烈時，可以看到培養的動能隨這背景不穩定度變化有較大的增長變化，並反應在培養動能上。而我們從圖4.4當中可以驗證這個現象。

4.3.1 初始培養向量和能量方程式

從模式裡渦流的討論可以知道，正壓能量轉換的效應主要來自平均流和渦流的交互作用，培養向量的效應在必要條件會使必要條件4.1式 $\frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}$ 更容易發生，並增加物理系統的不確定性，而使能量藉由正壓能量轉換的效應進行轉換。從能量方程式(2.5式)的觀點來看，培養向量的效應2.5式中， $-\rho_0 \cdot \left[\vec{V}_b \cdot \left(\vec{V}_b \cdot \nabla \right) \vec{V}_c + \vec{V}_b \cdot \left(w_b \frac{\partial \vec{V}_c}{\partial z} \right) \right]$ 中正壓能量轉換會將培養向量的能量轉換至地轉平衡的流場當中。

而斜壓能量轉換的觀點必須從兩個角度來觀察培養向量找到系統中的不確定性。首先是速度場的效應，當培養向量的效應改變兩層流體之間的速度差，速度差會增加 $|\Delta U|$ 使得斜壓不穩定更容易產生；另一方面則是在溫度場和鹽度場所加入的擾動，會使得兩層流體間的密度差改變，影響到的是不等式(4.2式)另外一邊的 reduced gravity 的大小，圖2.3(b)顯示培養向量會使得上下層密度改變，在

reduced gravity 的反應大約是百分之七，這樣的效應同樣會使得流體藉由斜壓不穩定產生調整，使得流體回到熱力風平衡的狀態，在方程式當中的意義就是使得產生不穩定的門檻降低。當培養向量的效應會使得能量轉換較容易產生流體的不穩定性，所以其中培養動能會快速的反應將位能場轉換至動能場，這樣的過程就是實驗想要尋找的快速發展模。培養向量對斜壓能量轉換 $-\rho_b g w_b$ 的影響 (2.5式) 也可得到相同的結果，因為加入溫鹽場的培養向量會使得 ρ_b 的值產生改變，而速度場的培養向量則會藉由連續方程式從水平方向動量轉移到垂直速度。

如果培養向量的效應使得相對於控制組實驗的溫度較高密度較低的海水往上帶或是將溫度較低密度較高的海水，增加上下層流體密度，如此兩層海水之間的穩定度就會上升，使海水回到較穩定的狀態，而反之將溫度較高密度較低的水往上帶或是溫度較低密度較高的水往下帶，如此兩層海水之間的穩定度就會下降，而當穩定度下降時，代表羅士比變形半徑就會變小，而產生斜壓不穩定的垂直方向速度差異所需要跨越的門檻也隨之降低。如果培養向量的效應會使得流體傾向熱力風平衡，那培養向量就會被模式中的熱力風平衡給弭平，且這樣的發展模就不會被凸顯出來；反之如果培養向量的效應讓流體脫離熱力風平衡，則較容易產生渦流，而這渦流會調整海洋狀態，讓海洋回到另一個熱力風平衡的狀態，而海水達到新的平衡狀態所使用的能量就是我們加入培養向量時擾動之間的可用位能，這個過程會反應在能量轉換過程中最顯著的發展模中。

4.3.2 培養動能成長

圖 4.4 為培養向量實驗當中，培養區域內培養動能的時間序列，最上面的圖代表模式中背景場動能距離全年平均動能的值。第二組圖代表的是我們初始培養動能為 KE_0 配合 10 天週期的培養實驗，第三組圖的動能大小為第二組實驗當中的兩倍 ($2KE_0$)，培養週期同樣為 10 天。第三組圖培養週期為 30 天，其餘和第三組實驗一樣。在此利用系集實驗來驗證我們實驗過程，儘管加入不同的初始培養向量，但經過幾個培養週期後，不同初始場之間的差異就逐漸消失，所展現的快速成長模間的差異也逐漸消失。而不同培養周期的實驗當中，儘管最後培養動能的大小不同，整體成長的過程在不同系統之間差異也不大。

從前兩組實驗結果可以看出，經過 10 的積分後，初始大小 KE_0 的實驗中，培養動能大約成長至 $1.5 \times 10^6 (cm^2/s^2)$ 左右的大小，而 $2KE_0$ 的實驗中，培養動能

大約成長至 $6 \times 10^6 (cm^2/s^2)$ 左右。動能成長的大小和背景場的動能有很大的關係，從延遲相關性的比較中 (圖 4.5)，可以看到在背景場動能的極大值多半會在培養動能極大值的後 30 天左右。

我們定義培養動能的成長效率 r 為經過一段時間積分後，當時在培養區域內的總培養動能除以初始的培養動能，如下式

$$r = \frac{KE_t}{KE_0} \quad (4.3)$$

並將不同天實驗的結果繪製成圖 4.5。從此結果中可以看出 5 天週期的培養動能相較於初始動能場大約成長 1 – 2 倍；10 天的大約 2 – 3 倍；15 天的大約 3 – 4 倍；30 天的大約 4 – 7 倍。而從延遲相關性的研究中可以看出來，儘管培養週期天數不同，而其相關性的結果都顯示背景場動能大約延遲培養動能成長效率 30 天，或這是在 30 天附近有較大的相關性。這顯示黑潮區域的動能成長或減弱，和大約落後培養動能的成長大約從 15 – 40 天。

在此進一步對實驗的培養動能和培養密的結果進行綜合組成成分分析 (Combined Combined empirical orthogonal function)，以尋找培養向量的組成結構，和其快速發產模在水平以及垂直的結構 (圖 4.6、4.7、4.8)。結果顯示，前三個主成分分別佔約 0.35、0.12 和 0.1，而第一個主成分的結構是在日本外海約 $140^\circ E - 150^\circ E$ 的位置有一個震盪；而第二個主成分則是在日本沿岸區域和 $145^\circ E$ 有相反的震盪方向；第三個主成分則是在 $140^\circ E - 145^\circ E$ 間和 $145^\circ E - 150^\circ E$ 間有相反的震盪。三個主成分的震盪型態和垂直方向的位置是吻合的，這也顯示這個區域的水平 and 垂直結構之間的關係是非常密切的。另一方面，從圖 3.10 中第 30 年的海表面高距平標準差，發現表面培養動能的主成分和海表面高距平標準差的結構相當接近，也顯示培養法的實驗和模擬的結果吻合。

4.3.3 背景動能場及水平能量轉換

圖 4.9 到圖 4.11 為將整體培養向量大小總和重置至初始培養向量大小總和。從圖 4.9 的結果中可以看到，在背景場速度大小即將改變的區域，會有較明顯的培養速度產生，從式 2.5 中，培養速率所以產生的位置也和平流項有關，因此這些培養速度所代表在 30 天後，會變化區域的培養速率 4.5。

例如在 4.9 的第 10 天到第 80 天當中，在 $150^{\circ}E$ 和 $36^{\circ}N$ 附近有一個背景速度較大的區域，實驗剛開始的時候，這個區域的培養速度大小增大，而該區域的速度也隨之增大，而隨後在這個區域的速度開始減小時，培養向量仍維持一定大小，直到這個區域的背景場速度減弱到小於 60cm/s 之後，這個區域的培養速度才隨之消失。此外在第 70 天開始，黑潮在日本外海的噴流漸漸向北移動，之後形成個圓形的流，最後大約在第 180 天時消失 (圖 4.10)。其中培養速度對這個速度的反應也是相當顯著。最後在第 290 天開始黑潮的流向又開始轉變的時候 (圖 4.11)，我們也可以觀察到渦流在第 300 天時開始很顯著地出現在噴流上。

儘管我們考慮系統培養動能或培養速度增加時，我們可以藉由積分的手段讓 2.5 中平流項和壓力作功的效應給忽略不計，但在我們將能量轉換的項和培養速率的圖做比較時，我們可以發現表層的培養速度出現的區域，和斜壓能量轉換的效應有關，但多半和正壓能量轉換的關係較密切。在第 20 天時我們可看正壓能量轉換的值延伸到大約 $170^{\circ}E$ 的區域 (4.14)，而在圖 4.9 中第 20 天我們也可以發現培養速度的位置有延伸至 $170^{\circ}E$ 附近區域。在第 100 天中，一個環狀的背景速度場中 (圖 4.9)，除了可以看到表面正壓能量轉換的效應很強，也可以看到斜壓能量轉換的效應也比其他時間要來的明顯 (圖 4.15)。在第 280 天到 300 天時，黑潮噴流的位置也和正壓能量以及斜壓能量轉換的效應位置吻合 (圖 4.18)。從此段的討論中，我們可以發現由於正壓能量轉換的效應正比於平均場的二次微分，所以在黑潮噴流的周圍，也會有較多的能量轉換。

4.3.4 垂直培養密度和垂直能量轉換

由於斜壓能量轉換是來自不同層之間的密度交換所產生，所以從垂直剖面可以清楚的看到產生斜壓能量轉換的培養密度和其效應。從圖 4.20 中可以看到，培養密度所分布的經度範圍，和圖 4.9 中黑潮噴流的密度也有相關。而在圖 4.20 中也可以看言經度線向東，有一培養密度正負震盪的區域；而在垂直速度方面，也會因為水平面上的擾動藉由連續方程所產生不同的波長的垂直速度。如果兩者之間相位交疊情況，能夠使得海水更加穩定，就會將培養位能釋放到培養動能當中，並反應到渦培養動能當中，反之則會將動能擷取至位能中。

在實驗當中，如果擾動的正培養密度的位置是向上的垂直速度，海水的穩定度降低，那麼從位能的觀點來看，這樣擾動的位能會增加，反正是動能場作功來增

加位能。例如在第 290 和第 330 天 (圖 4.24, 圖 4.25), 靠近路的正培養密度, 而斜壓能量轉換是負值, 代表速度場將密度場調整至位能較高的地方。第 270 天 (圖 4.24) 在同樣位置, 正的培養密度配上正的斜壓能量轉換, 代表海水在這個區域趨向穩定, 且將位能釋放到動能中。

4.3.5 結果比較

比較兩組不同做法的實驗我們發現, 儘管兩組實驗和比較的結果所在的背景場相同, 但是渦流所計算出來的結果卻不盡相同, 其中模式利用距平場所定義的渦流速度值較大, 而培養法所計算的渦流速度較小。但是培養法所計出來的渦流結構較符合實際觀測的結果, 而距平場的渦流結果則較接近平均場, 誠如前面所說模式輸出的結果可能將不同時間尺度的結果混在一起或沒有排除。

從羅倫茲能量循環 (Lorenz' energy cycle) 的觀點來看平均位能和平均動能廠之間的能量轉換必須經過渦流來交換。討論中利用模式結果所計算的渦流可以反應相對於定義的平均場的渦流所產生的能量轉。且由於平均場主要來自距平場的結果, 所以可以想像月平均的改變及受到這些渦流的作用。從培養實驗中, 可以想像成在培養實驗開始時, 在系統中加入少量能量, 希望從實驗的過程中了解能量如何最有效率地在平均動能、平均位能、渦流動能和渦流位能之間轉換, 且會將物理系統帶到什麼樣的平衡當中。

4.4 比較

在討論中使用了兩種方法來檢驗黑潮區域能量轉換的關係, 在此簡單討論這兩種方法之間的差異之處。未來要討論類似問題時, 可以直接採取適合的方法來進行更深入的探討。表 4.1 整理了簡單的比較結果, 詳細的比較將在此討論。

4.4.1 控制場和擾動場

在模式距平場所得到的渦流是定義模式輸出的一段長時間平均來當作控制場, 再以這段時間內的距離控制場的距離當作擾動場。可以藉由控制模式, 針對有興趣的時間尺度來找出相對應的控制場和擾動場, 不論要討論的渦流時間尺度多常, 僅需要一組的實驗就可以完成資料的擷取。

而培養法直接執行模式兩次，利用兩次之間的結果來定義控制場和擾動場。培養法的優點是可以藉由培養向量來使用的控制場就是實際未受到擾動影響的背景場，而擾動場則是凸顯物理系統當中不穩定特性的擾動場。

4.4.2 渦流的發展

從前段知道從距平場的渦流可能因為不同平均場的定義可以直接找到不同時間尺度的渦流結構。當要尋找一年尺度內的渦流時，可以定義每個月距平場當作渦流，進一步去探討每個月內不同渦流的特性，儘管這樣的處理方式非常容易就可以找到渦流，並了解其結構，但這樣的處理因為太過簡單，而很容易將不同時間尺度震盪的影響給考慮進去。例如定義一年尺度為平均場，月距平場當作渦流，其中季節的變化在這個週期當中，扮演的角色就比控制場重要得多，所以沒有辦法直接找到渦流的發展過程。

使用培養法可以直接從不穩定的區域開始積分，這樣積分的過程會從上一個培養週期中較不穩定的快速發展模的區域開始積分，並且檢驗系統中的不確定性以及不穩定的區域是否在具有渦流發展的可能。而且如果是這個區域當中顯著的發展模，不論所以加入的初始場或是培養週期，實驗的結果大多可以掌握該區域中的發展模都。此外，培養向量所計算能量轉換的過程中，非線性的過程例如平均場和渦流法的交互作用的效果就會被放大；但線性項因為擾動本身尺度比控制場要小，在討論的時候線性項的效果就可以被忽略。整體而言，不論怎麼樣的實驗設計，培養法可以看到的顯著發展的渦流和其結構。

4.4.3 硬體資源

前面有提到，在利用模式輸出結果所計算的渦流結構時，僅需要對模式資料加以製作，在模式的運算方面不需花費額外時間，而後處理的時候需要較多在模式已輸出的資料上面做計算。在培養法當中，我們必須要花兩倍以上的時間來做額外的時間積分，且這個積分的時間必須視模式的解析度來決定，解析度越高的模式在計算資源上的耗費越大，因此處理培養實驗時需要花上更多計算時間來完成。

在儲存資源的花費上，當要面對高頻震盪時，模式輸出的頻率必須要對應的物理現象的頻率，才可以從結果中找到我們有興趣的物理現象，而在高頻問題時，輸出量多時會考驗到計算資源。在培養法方面，也是需要相對多的儲存資源，在

時間積分的過程中，必須要儲存每次控制組實驗的起始檔，來讓擾動組實驗的各項物理參數回到控制組場，當模式解析度夠高時，這些起始檔也需要可觀的儲存空間。

另一方面，當在處理培養法實驗時，處理程式也是另外一個耗時的工程，因為我們將擾動加到模式的過程中，需要再對模式進行一次驗證，許多模式的小誤差在培養法的計算中可能會比培養法中所加入的誤差來得大，而造成時間積分時，僅是將模式的誤差在做時間積分，而不是擾動對時間的積分。反之，處理模式資料時，並不容易會遇到模式小誤差對結果的影響。

	Eddies from anomaly	Eddies from Breeding
Control Field	Average of model result	Exact model variables
Perturb Field	Anomaly	Breeding vectors
Characteristic	Easy to construct	Find the instability
Diagnostic instability	Can't exact find the unstable region	catch the instability simultaneously
Computation cost	Handling the data	Run the model for several times

表 4.1: 模式所計算的渦流和培養法實驗的比較

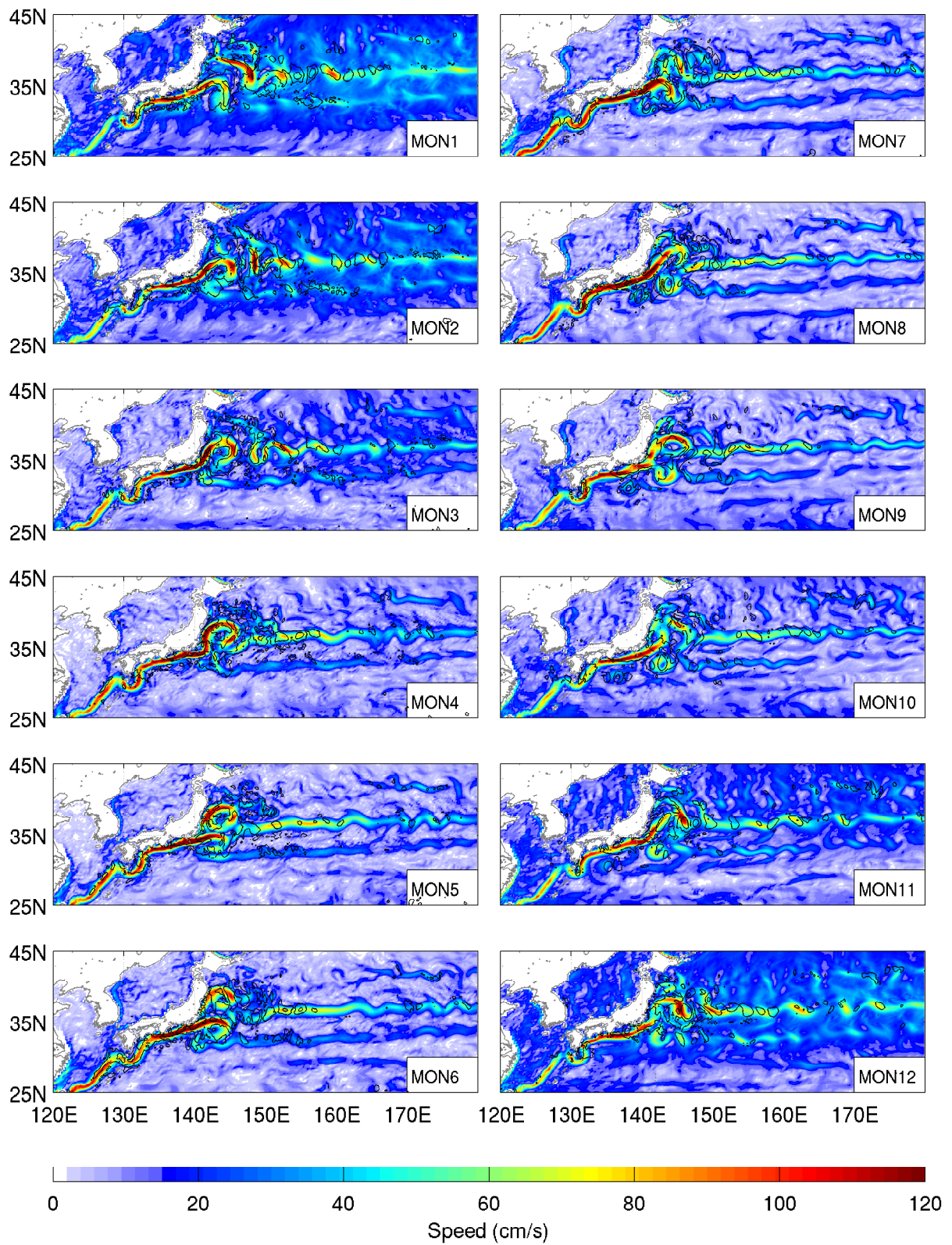


圖 4.1: 模式計算第 20 年的平均速率和渦流速率，顏色部分為模式所計算月平均速率，等位線為相對於月平均流場之渦流平均速率，間距為 30cm/s 。

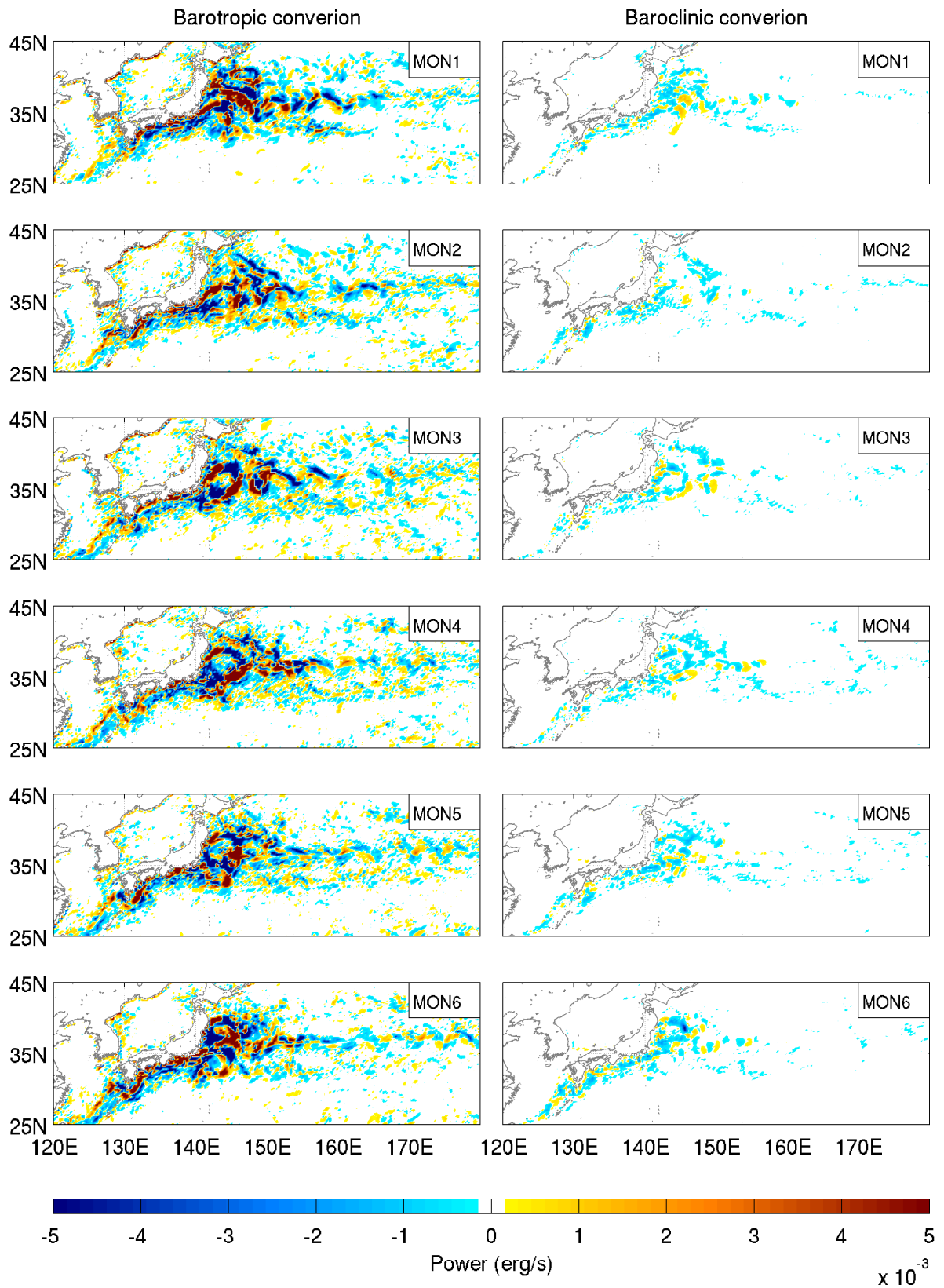


圖 4.2: 模式第 20 年前六個月的月平均能量轉換功率，左圖為表層正壓能量轉換功率，右圖為模式中第 15 層 (約 150m) 之斜壓能量轉換功率

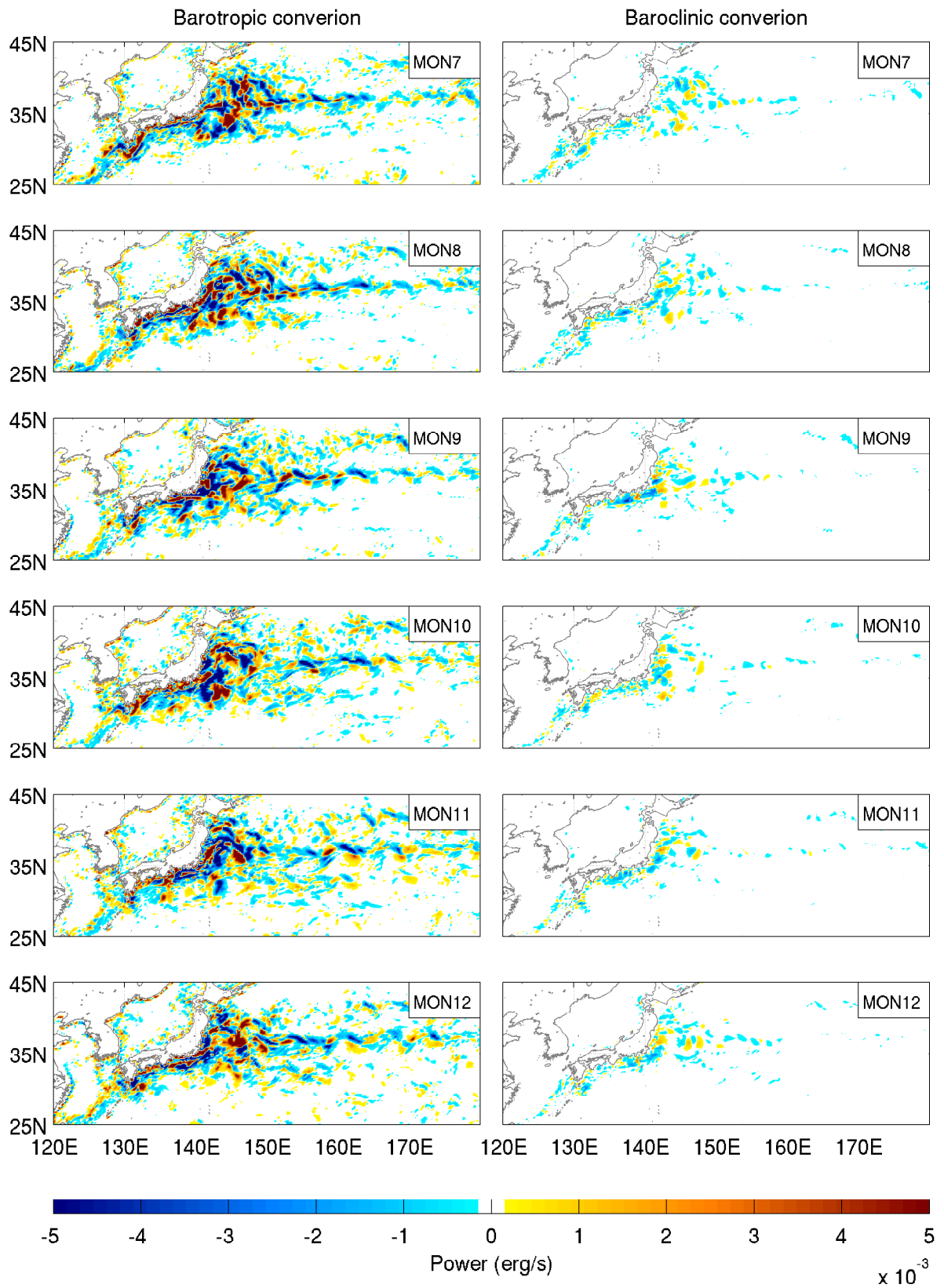


圖 4.3: 模式第 20 年後六個月的用平均能量轉換功率，其餘同 4.2

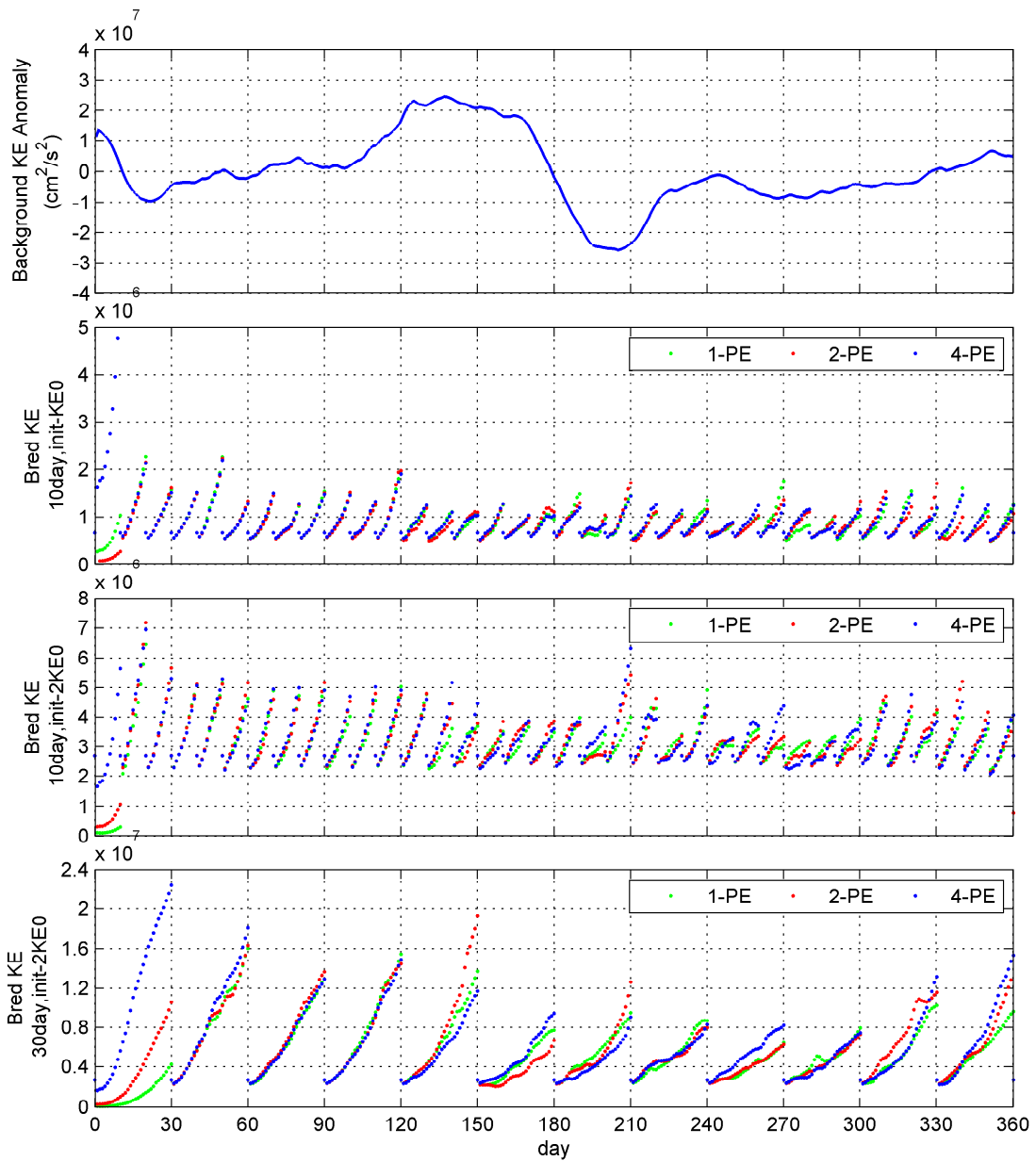


圖 4.4: 圖 a 為模式中進行培養實驗時，控制組實驗在實驗區域的動能總和。第二張圖實驗為加入 KE0 的動能培養向量，並配合不同的位能培養向量，進行 10 天為基底的培養實驗。第三張圖除加入 2KE0 之動能培養向量外，其餘同第二張圖。第四張圖除進行 30 天為基底的培養實驗外，其餘同第三張圖。

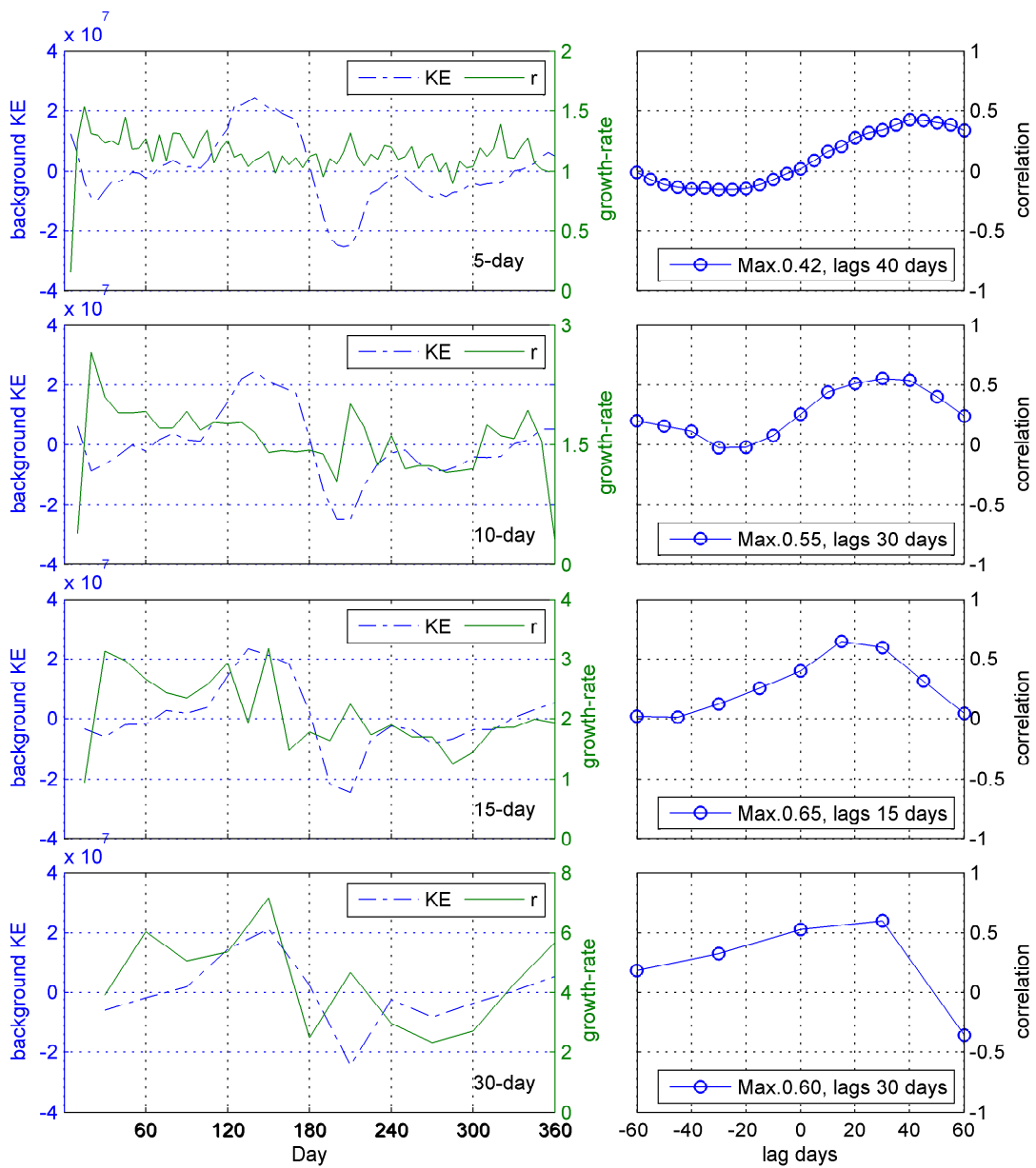


圖 4.5: 左圖為相較於初始動能場的成长效率，右圖為將此一成长效率和背景動能場做延遲相關的結果。

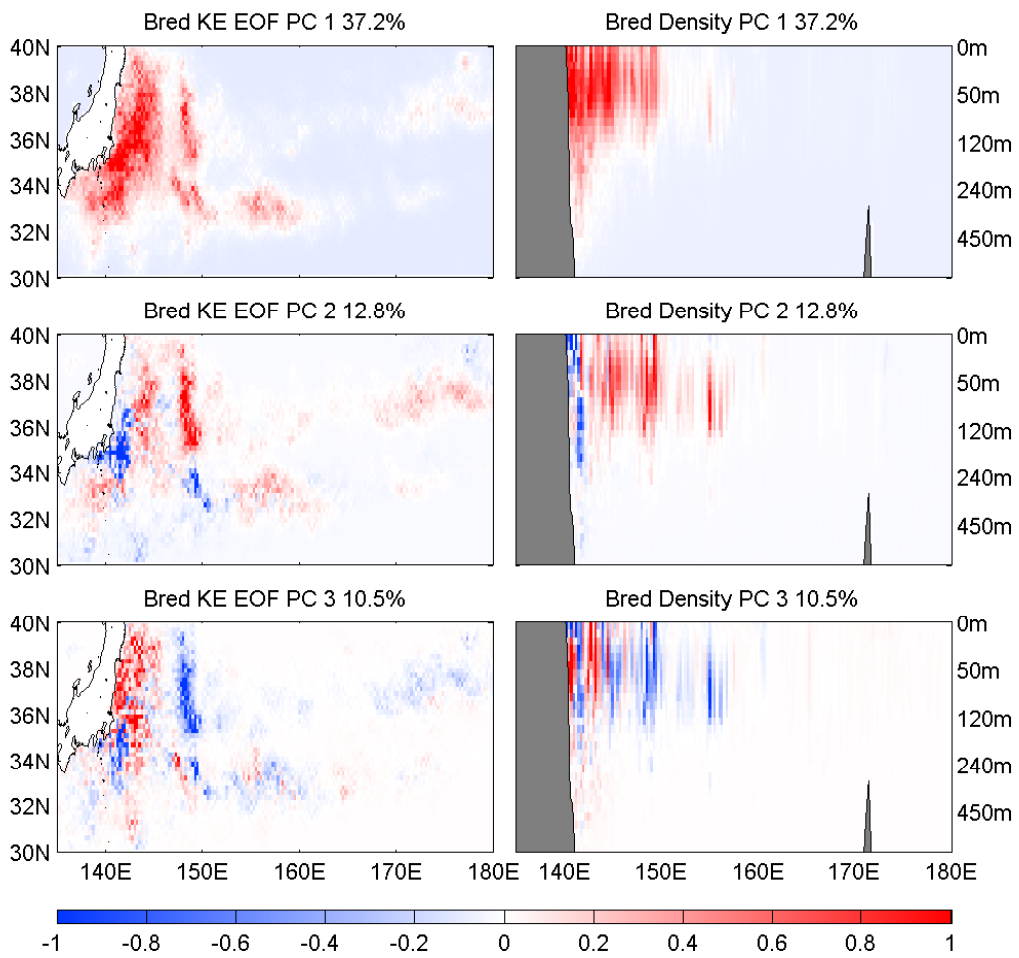


圖 4.6: 培養動能和培養密度的綜合主成分分析 (Combined empirical orthogonal function), 使用資料的培養週期是 10 天, $KE_0 = 6.7 \times 10^5 (cm^2/s^2)$, $PE_0 = 6.6 \times 10^{-4} (g/cm^3)^2$ 。

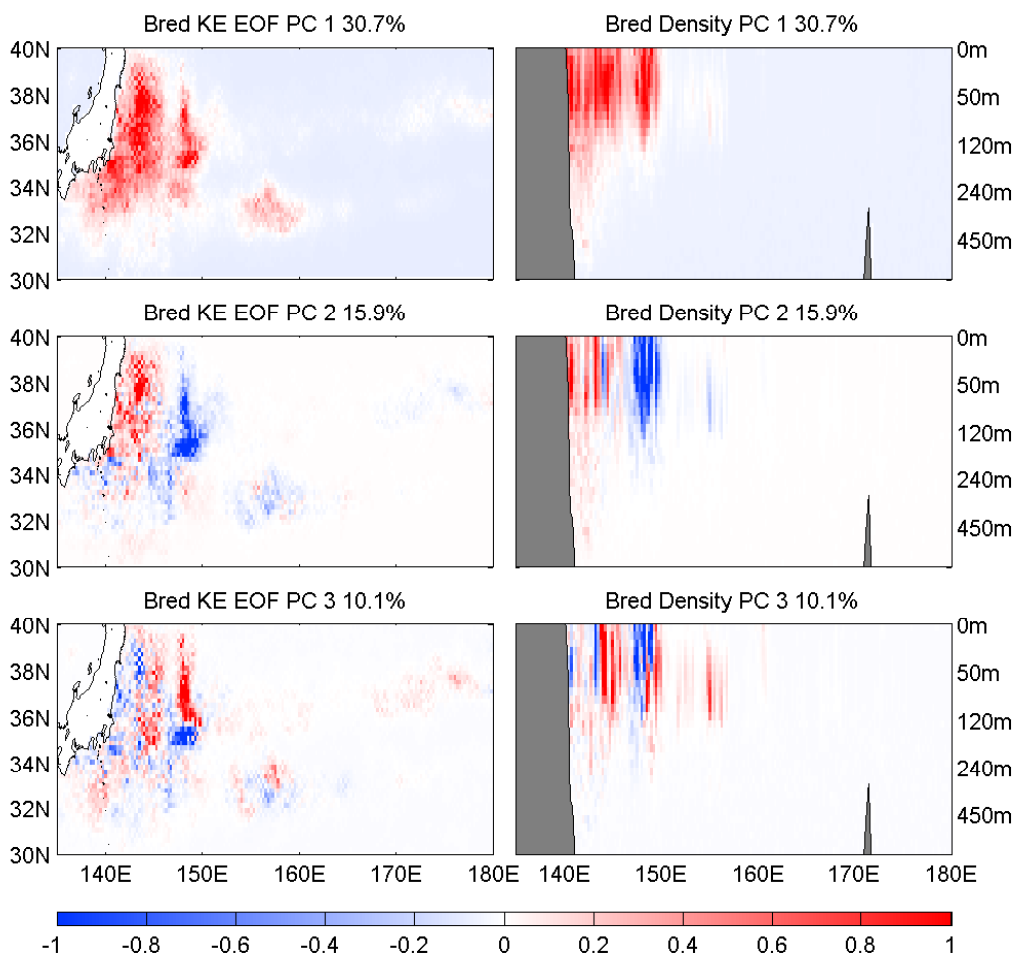


圖 4.7: 同圖 4.6, 僅 $KE_0 = 1.7 \times 10^5$ 。

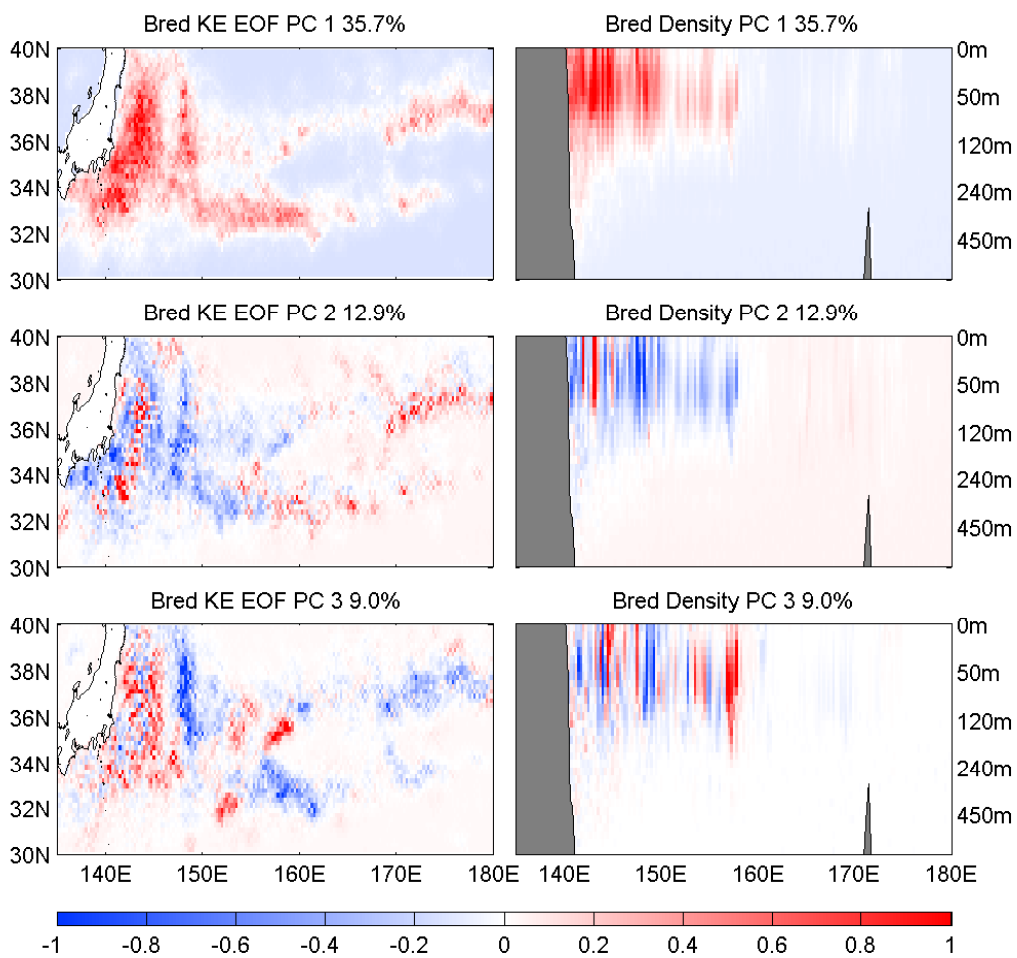


圖 4.8: 同圖 4.6, 僅 $KE_0 = 2.7 \times 10^6$ 。

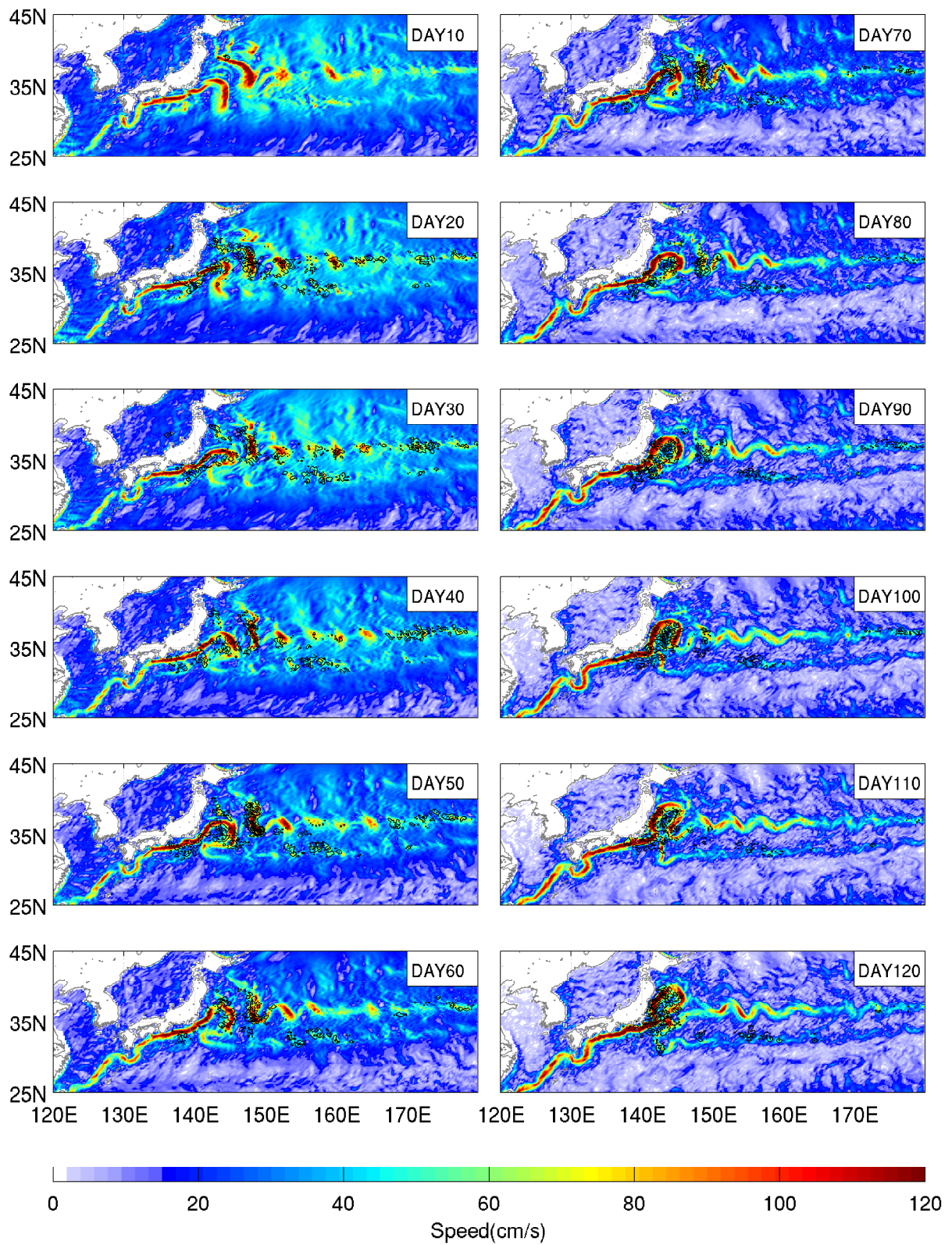


圖 4.9: 以 10 天為周期的培養法實驗，顏色為在重置前的控制組背景速率，等位線為培養實驗的培養速率 (間距為 10cm/s)，時間為第 10 天到第 120 天。

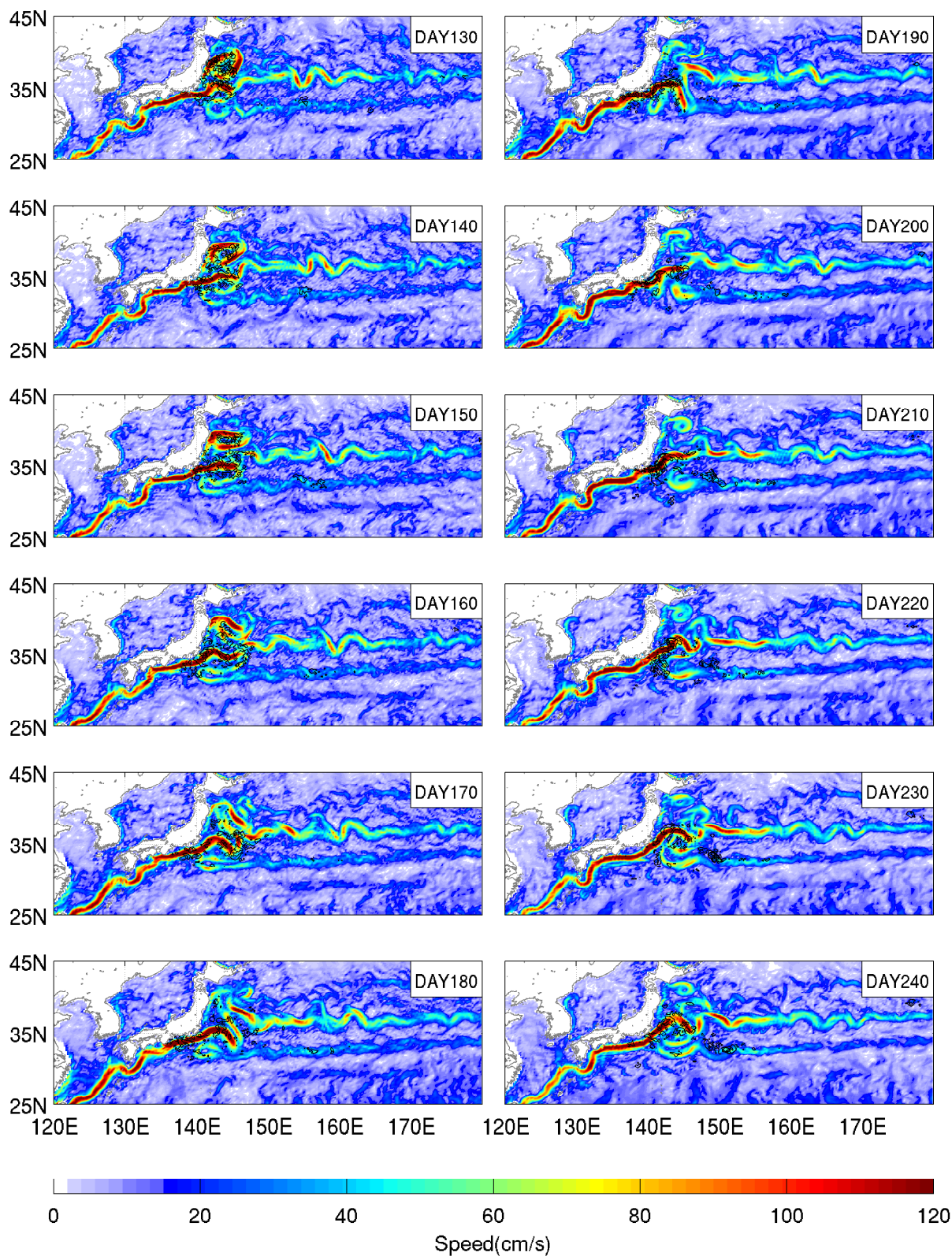


圖 4.10: 時間為第 130 天到第 240 天，其餘同圖 4.9。

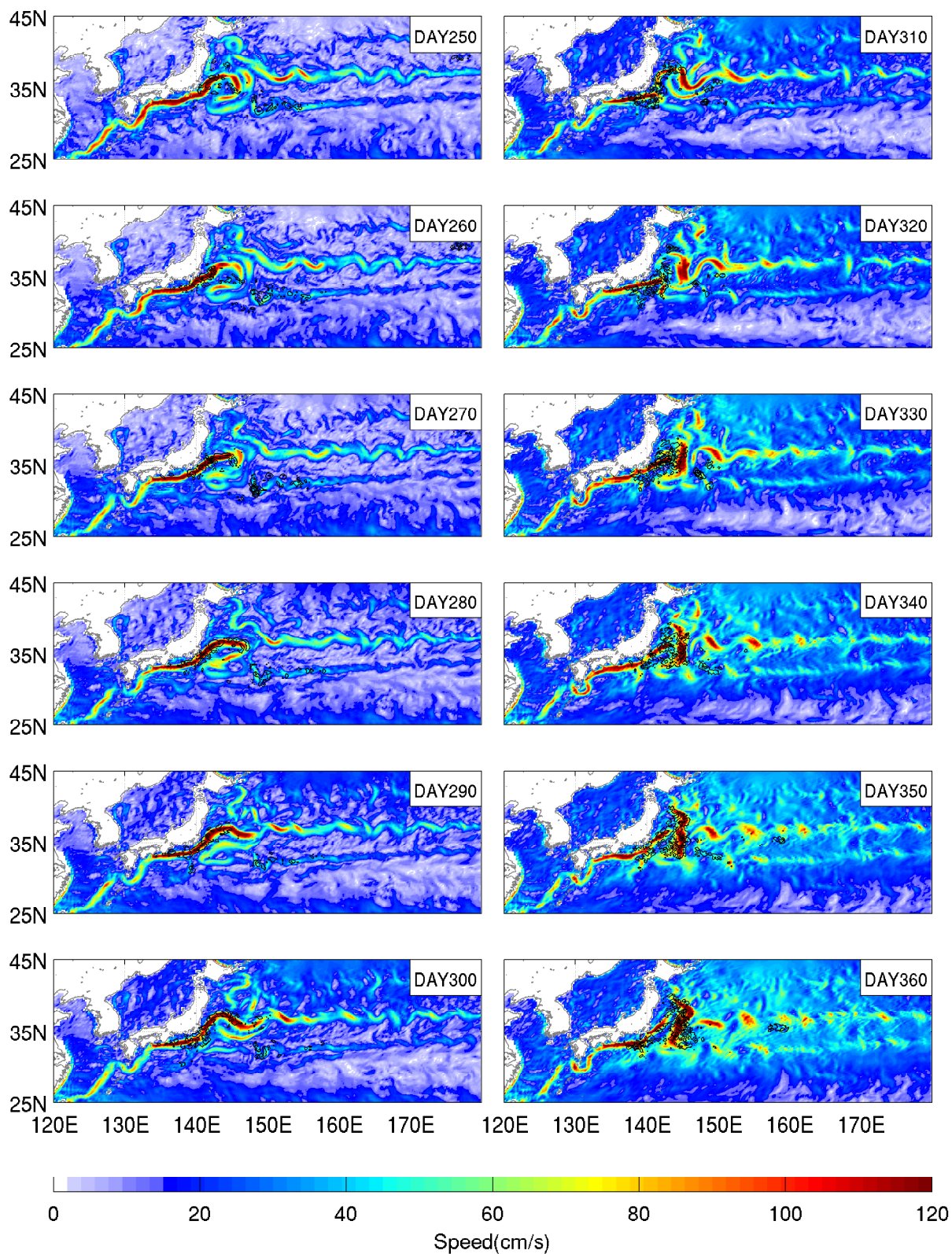
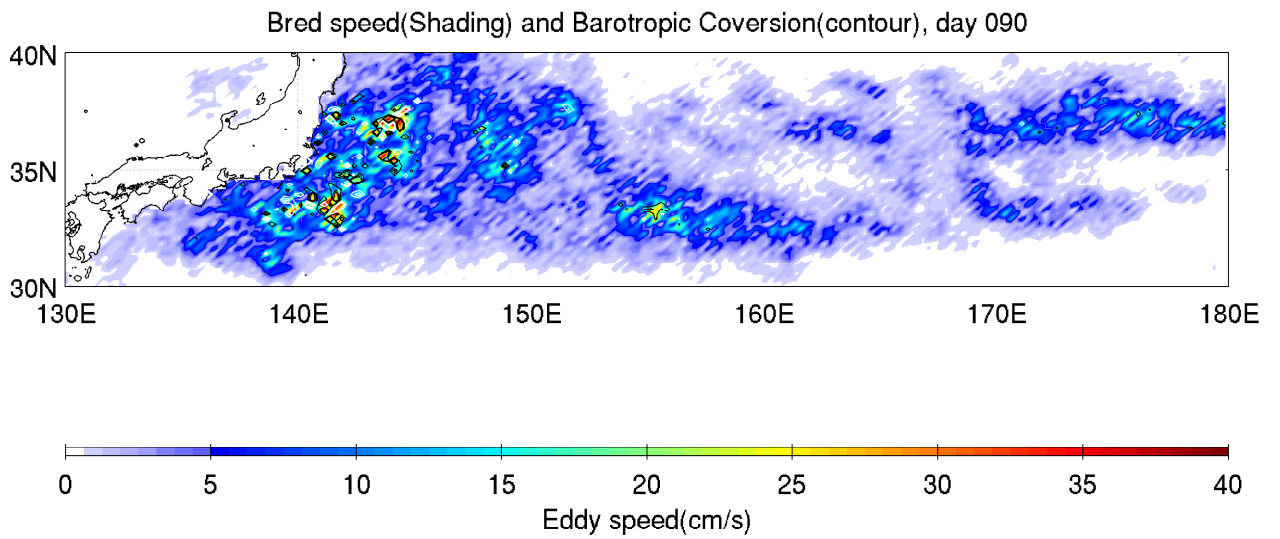
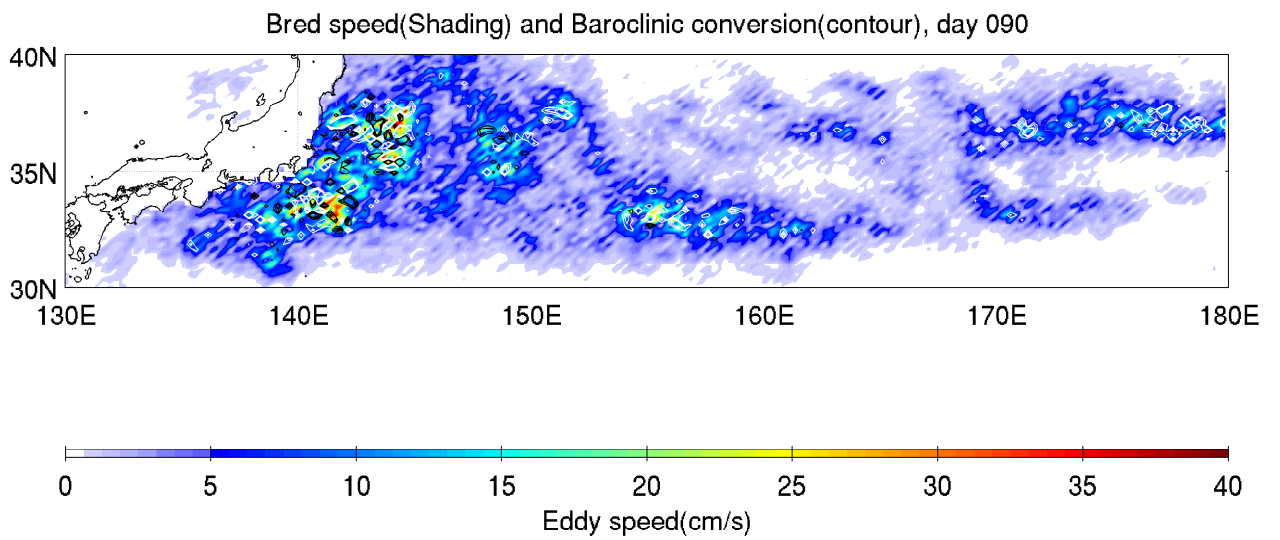


圖 4.11: 時間為第 250 天到第 360 天，其餘同圖 4.9。



(a) 表層培養速率和正壓能量轉換



(b) 表層培養速率和 150 公尺處斜壓能量轉換

圖 4.12: 第 90 天表層

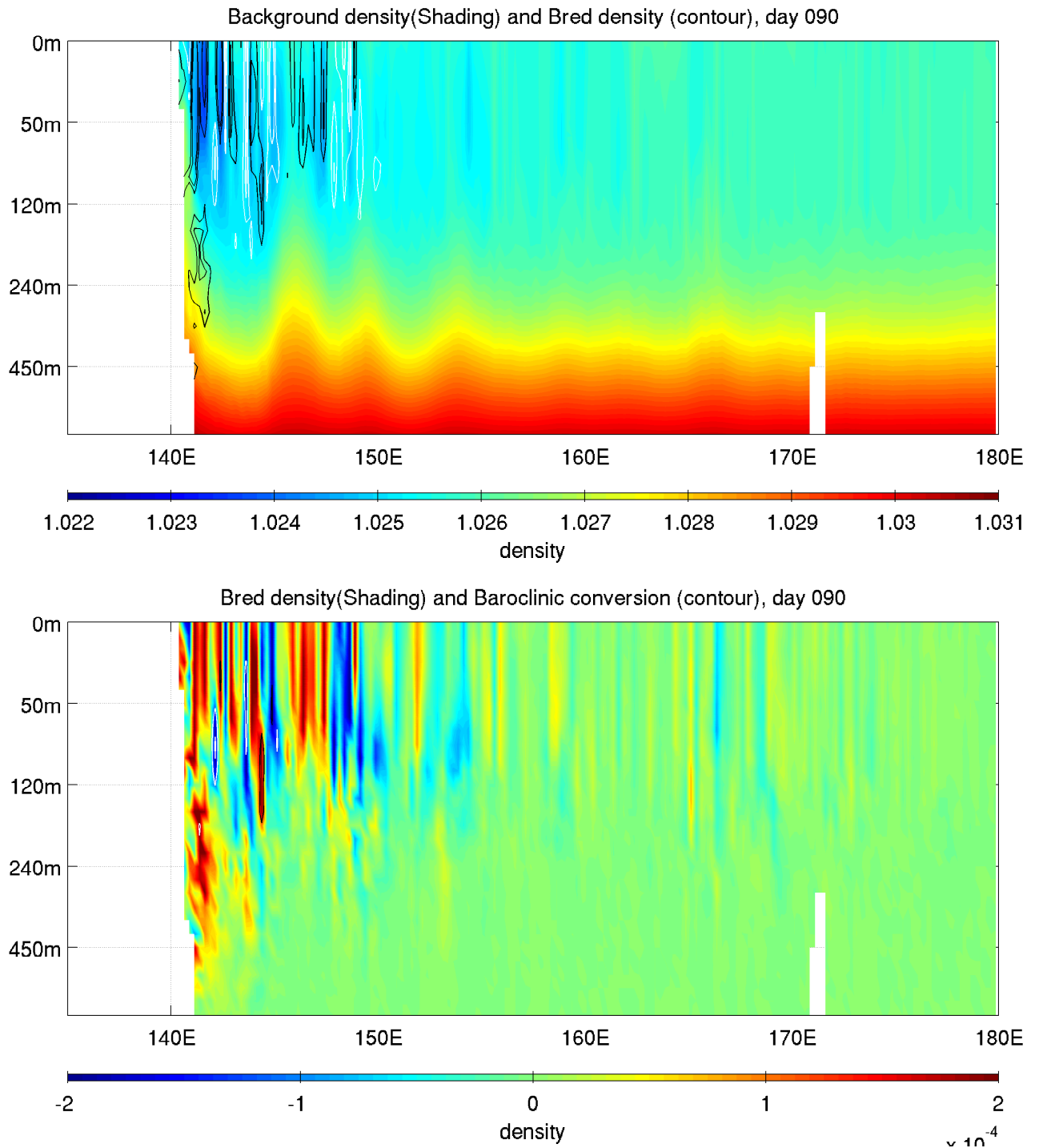


圖 4.13: 時間為第 250 天到第 360 天，其餘同圖 4.9。

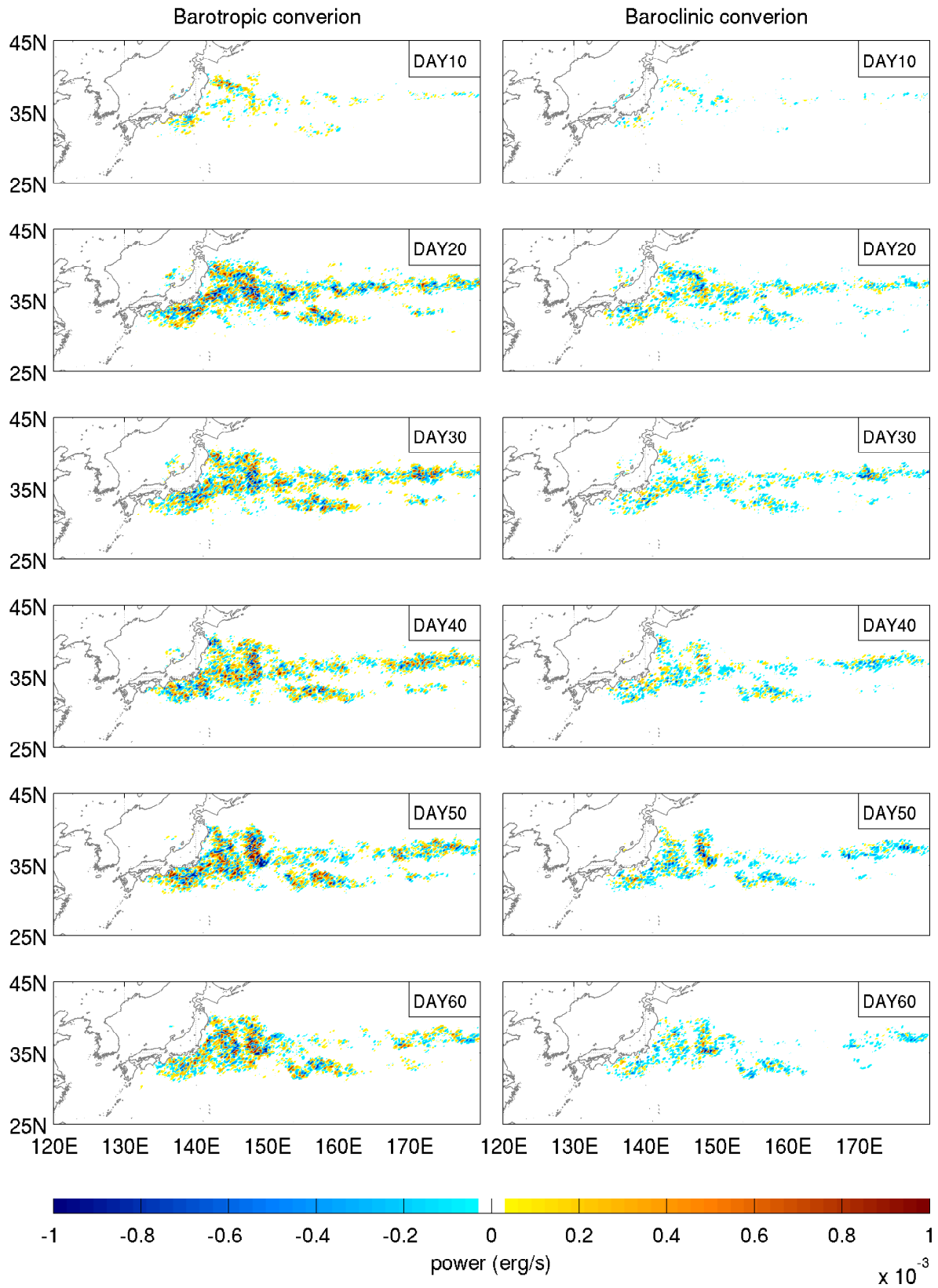


圖 4.14: 以 10 天為周期的培養法實驗，左圖為在重置前表層的正壓能量轉換功率，右圖為在重置前第 15 層 (約 150m 深) 的斜壓轉換能量功率。時間為第 10 天到第 60 天。

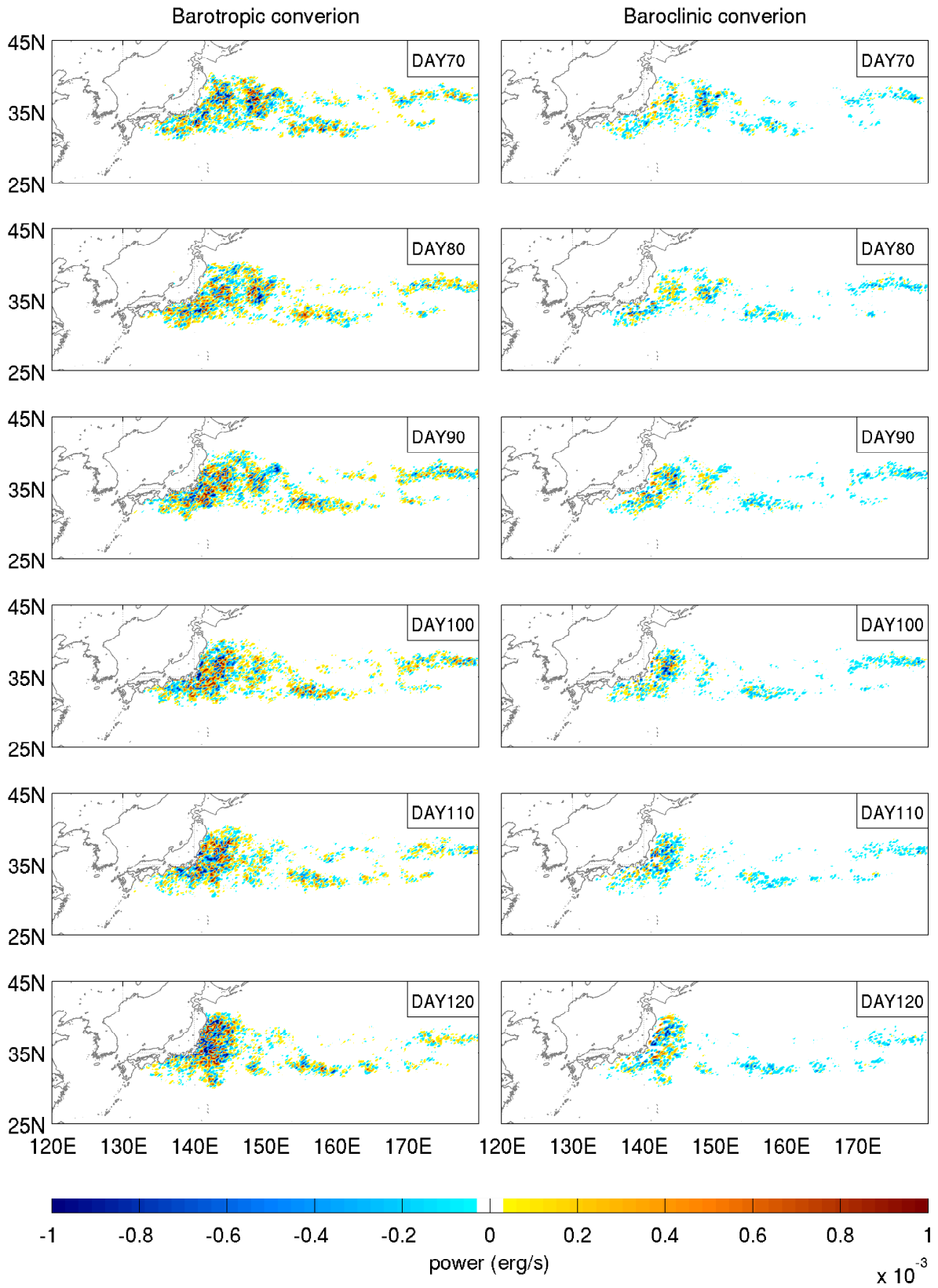


圖 4.15: 時間為第 70 天到第 120 天。其餘同圖 4.14。

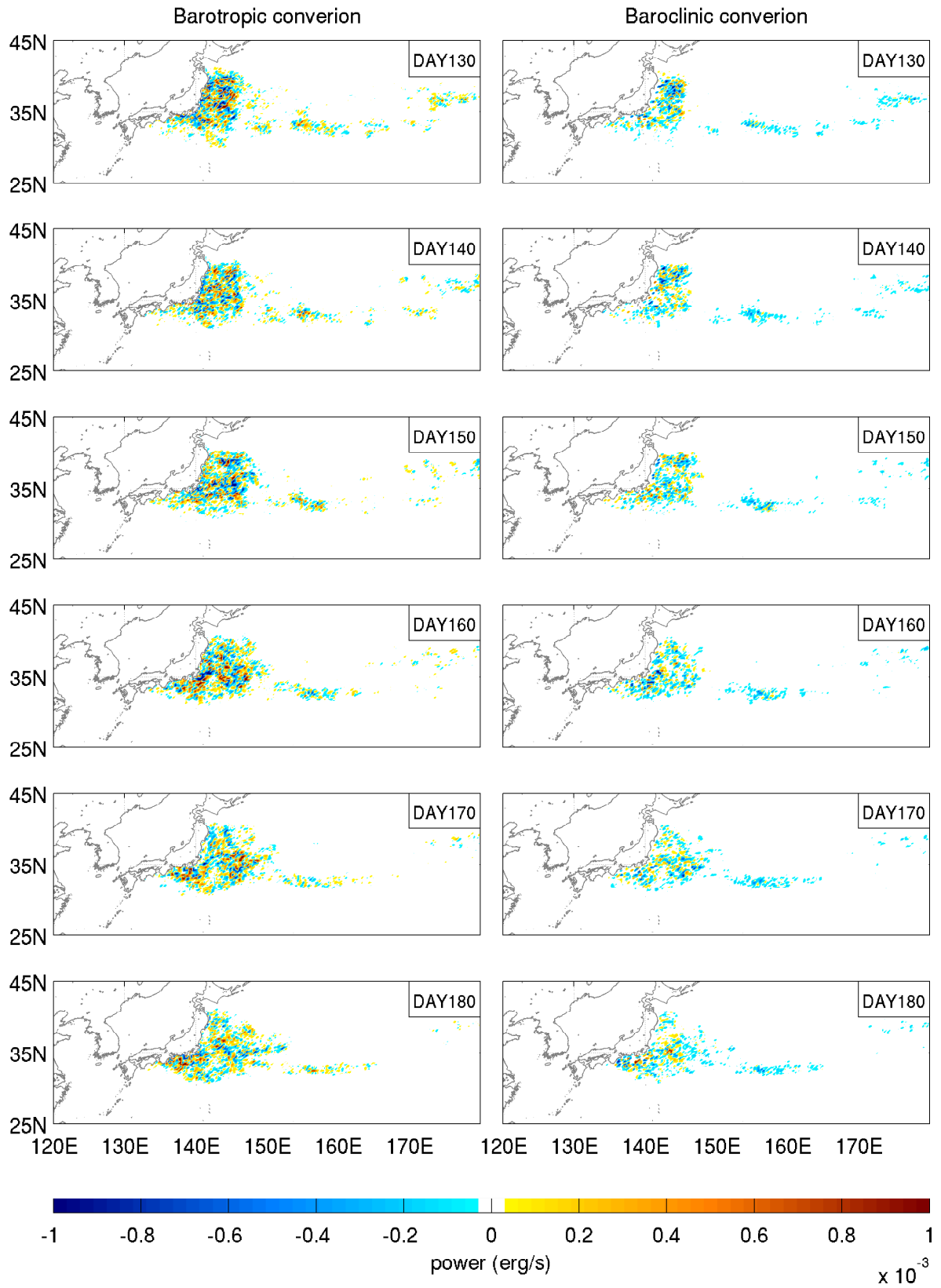


圖 4.16: 時間為第 130 天到第 180 天。其餘同圖 4.14。

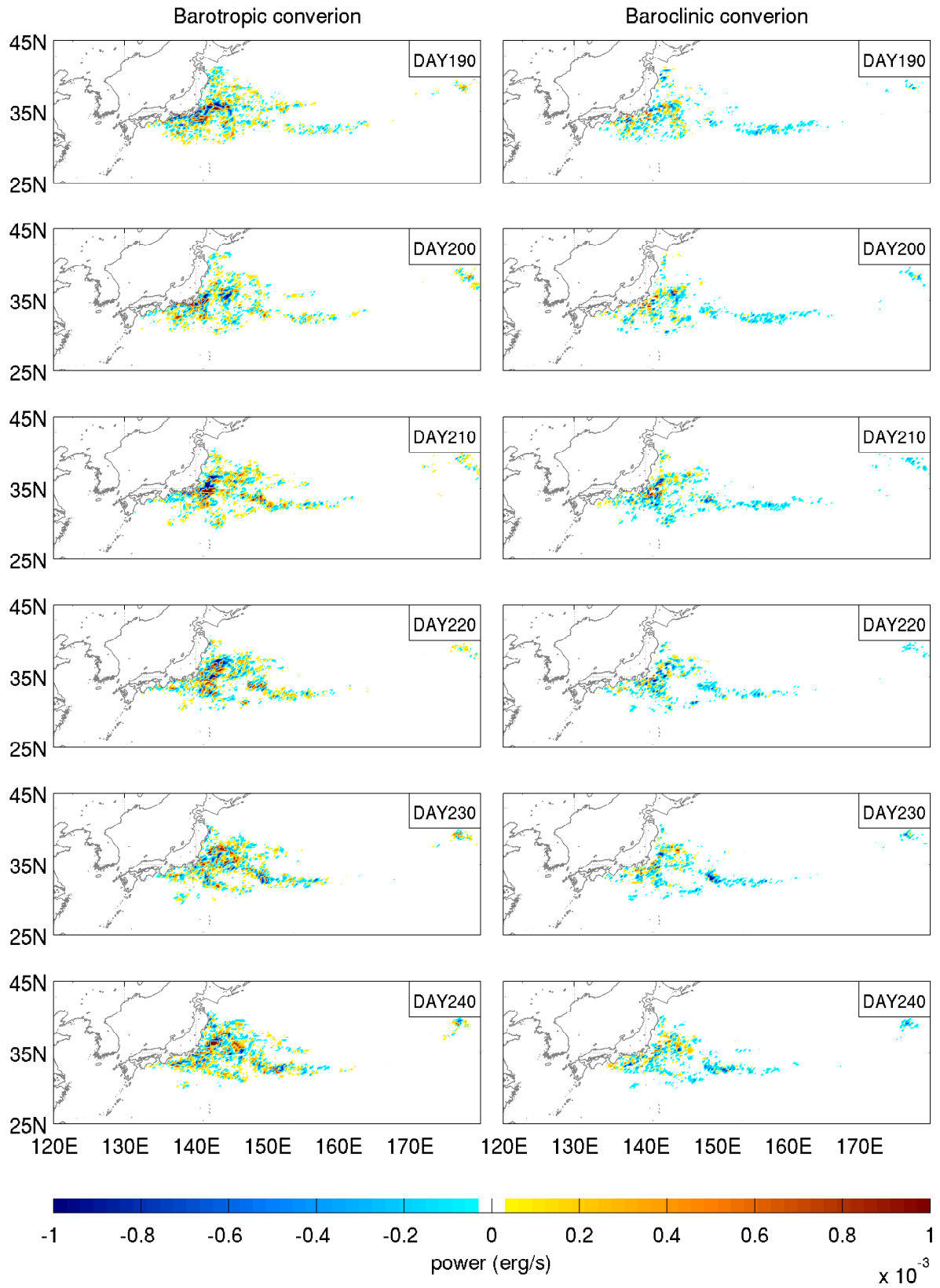


圖 4.17: 時間為第 190 天到第 240 天。其餘同圖 4.14。

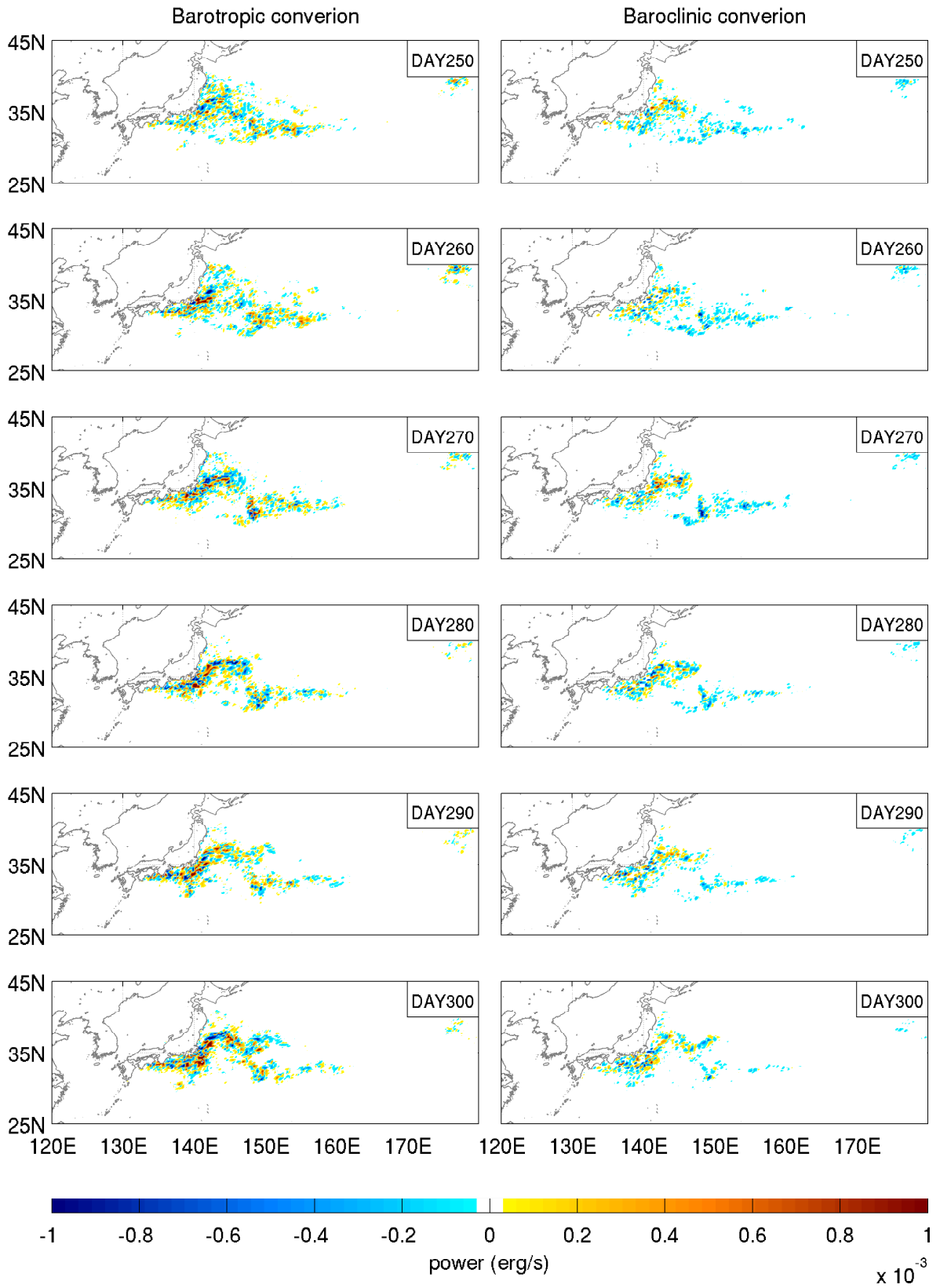


圖 4.18: 時間為第 250 天到第 300 天。其餘同圖 4.14。

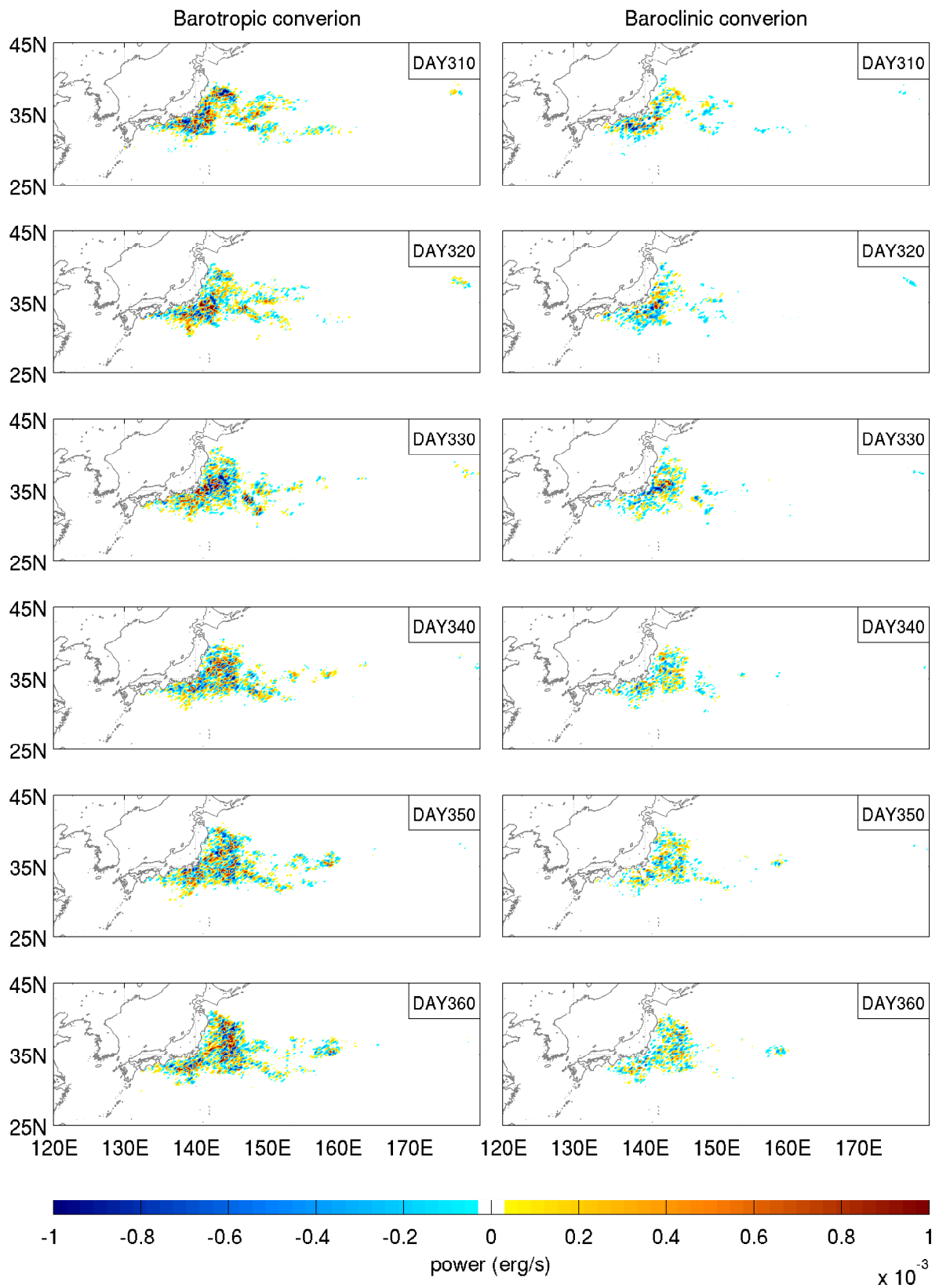


圖 4.19: 時間為第 310 天到第 360 天。其餘同圖 4.14。

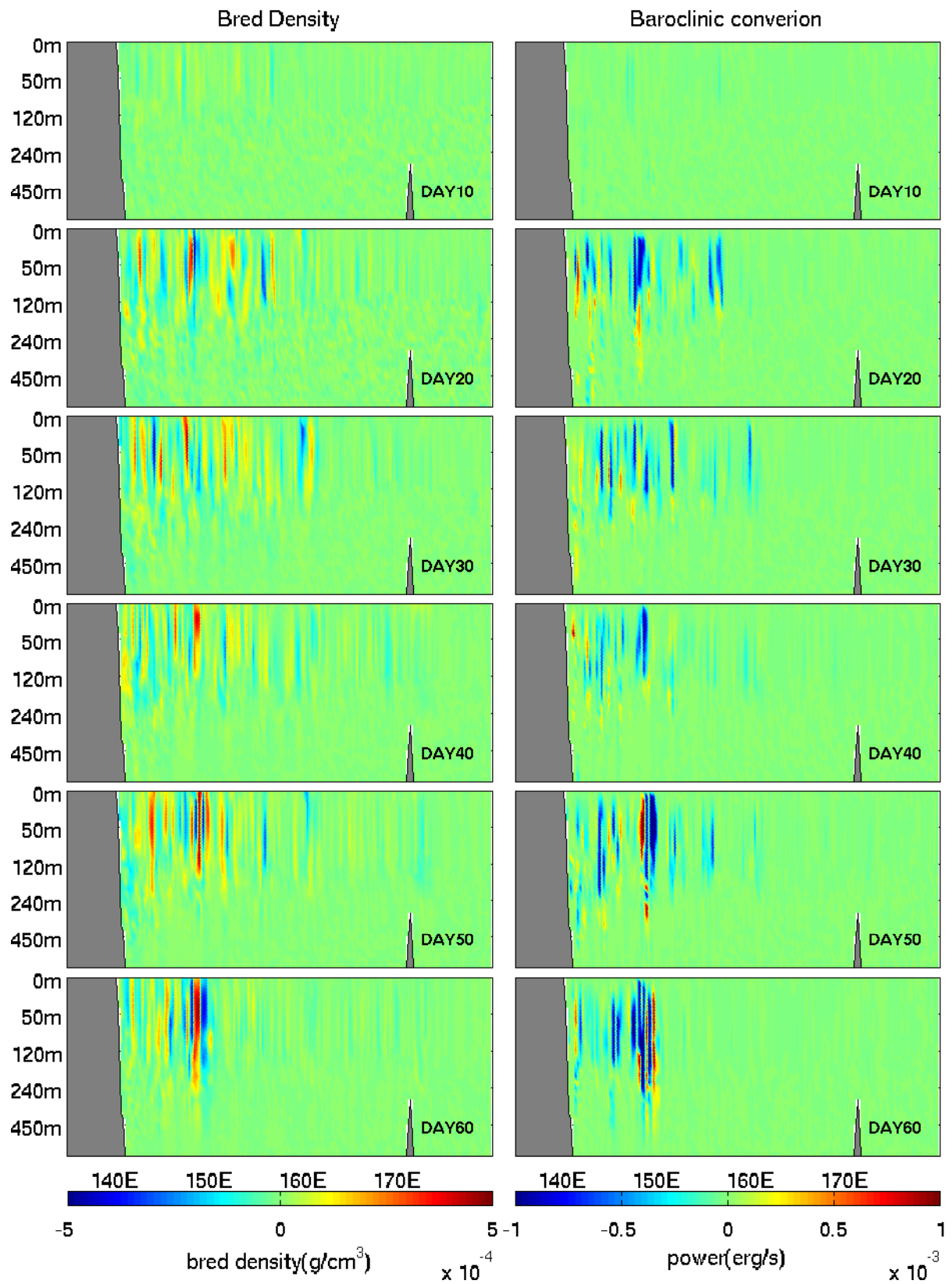


圖 4.20: 以 10 天為周期的培養法實驗，左圖為在 $35^{\circ}N$ 的垂直培養密度，右圖為在重置前 $35^{\circ}N$ 的斜壓轉換能量功率。時間為第 10 天到第 60 天。

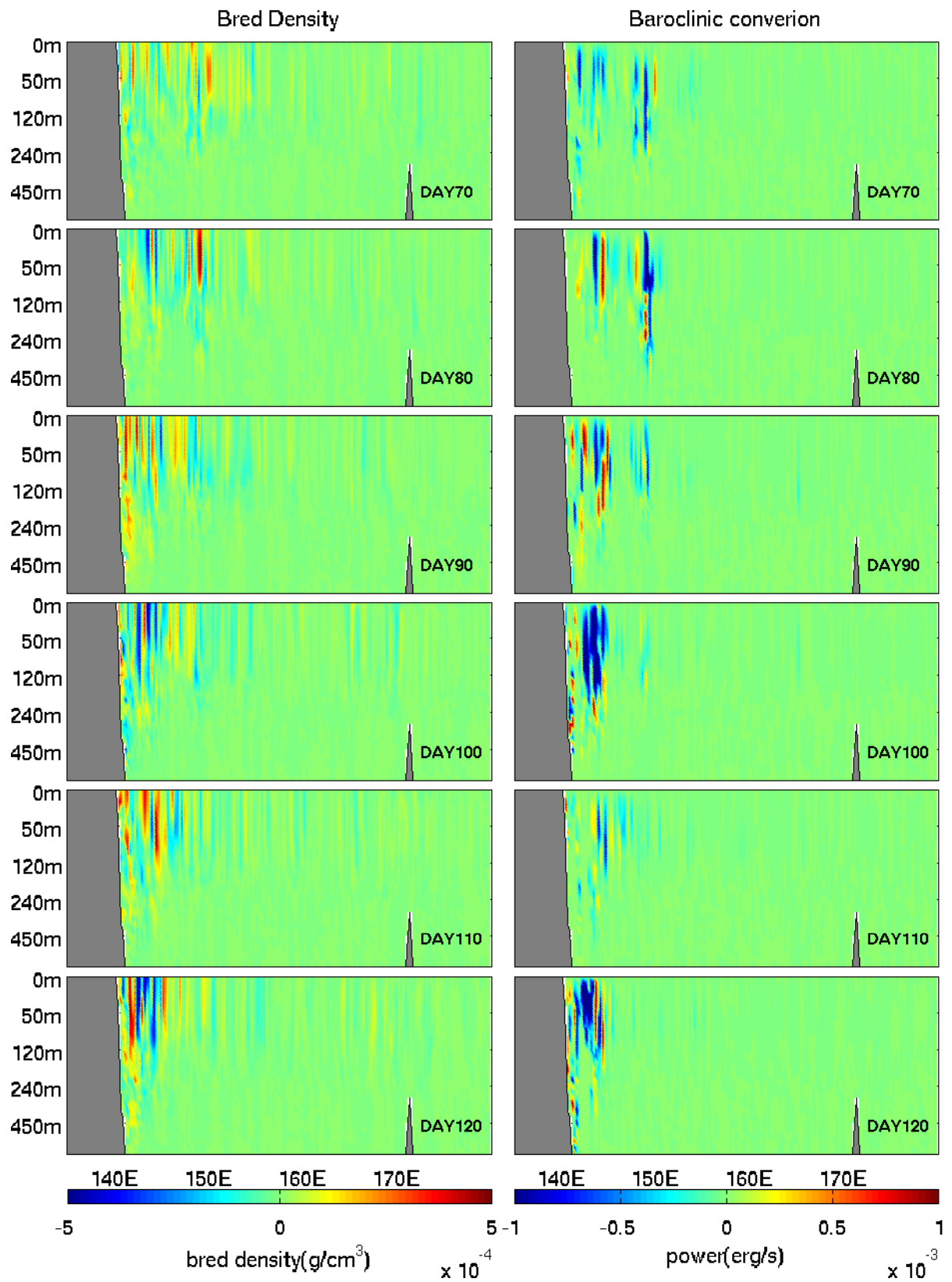


圖 4.21: 時間為第 70 天到第 120 天。其餘同圖 4.20。

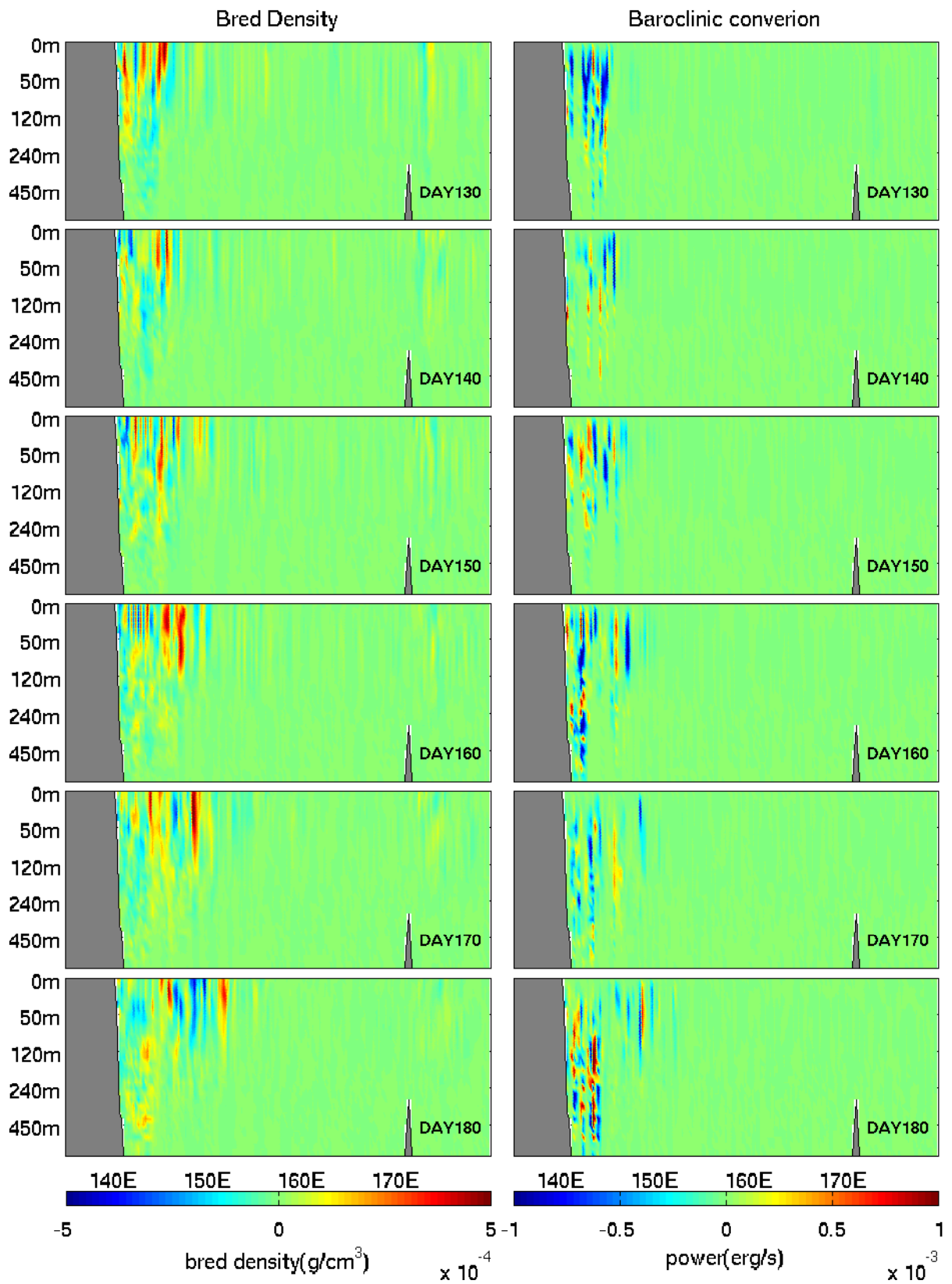


圖 4.22: 時間為第 130 天到第 180 天。其餘同圖 4.20。

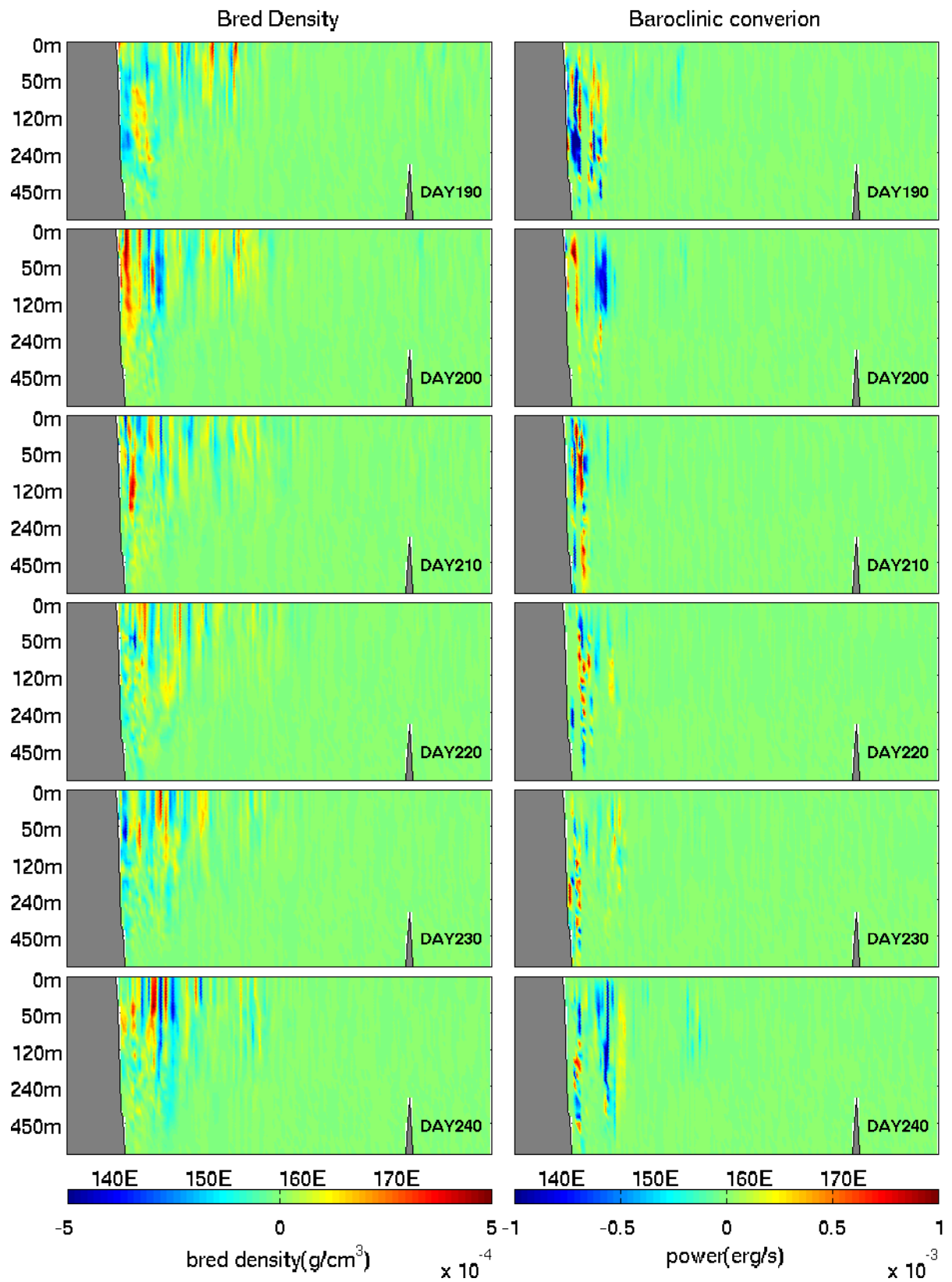


圖 4.23: 時間為第 190 天到第 240 天。其餘同圖 4.20。

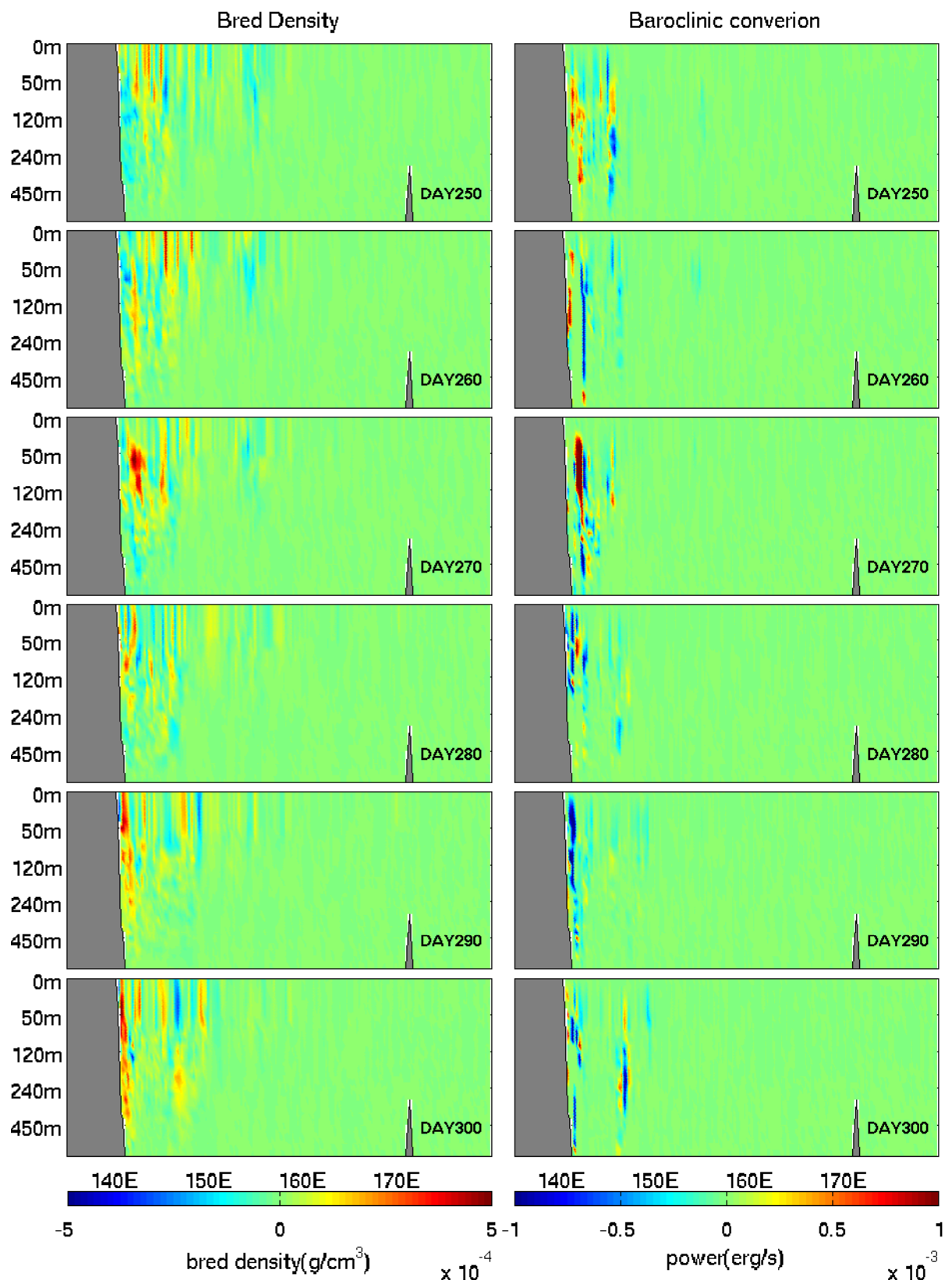


圖 4.24: 時間為第 250 天到第 300 天。其餘同圖 4.20。

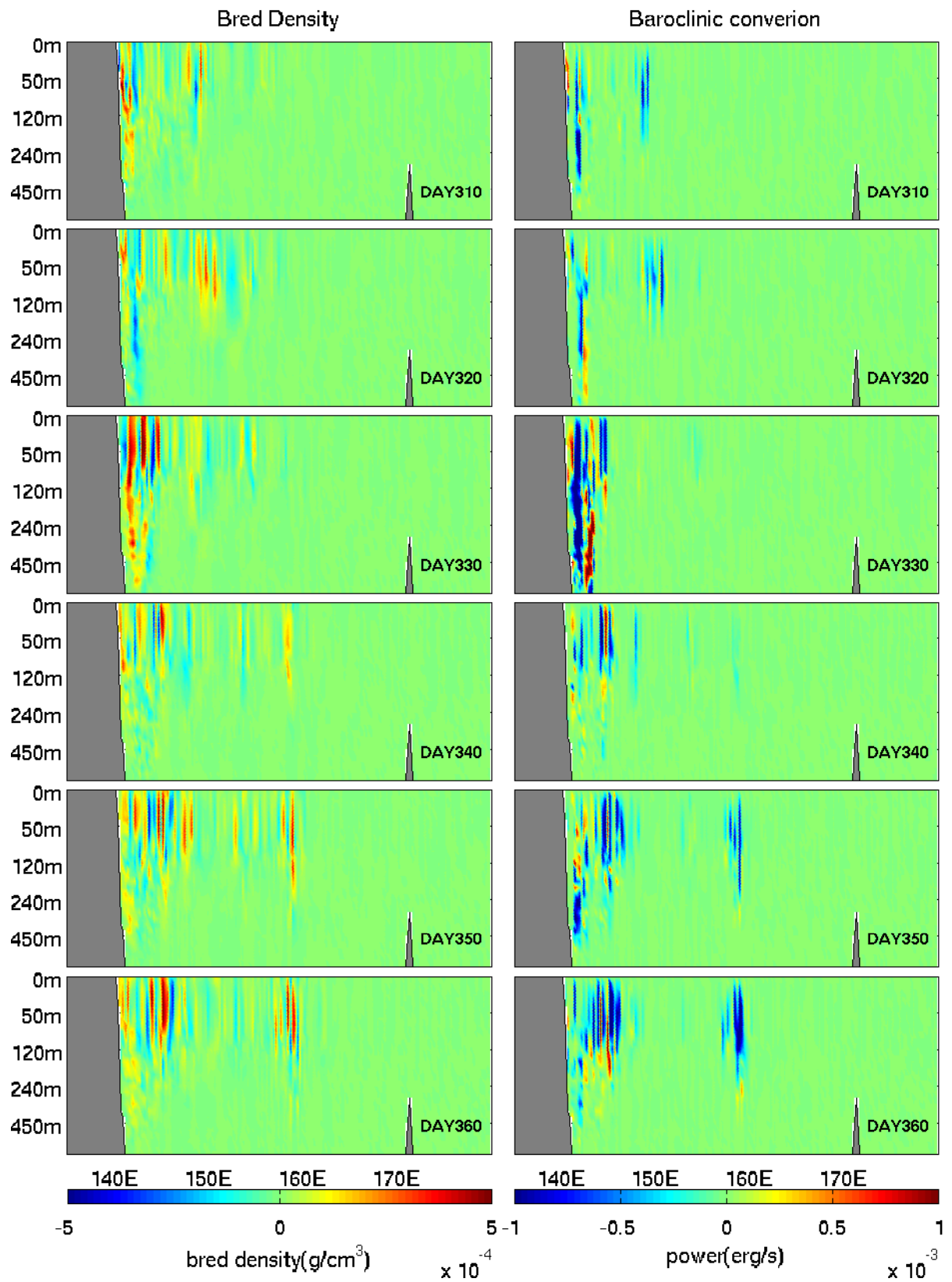


圖 4.25: 時間為第 310 天到第 360 天。其餘同圖 4.20。

Chapter 5

結論

在本篇研究的目的是使用高解析度海氣耦合模式來探討各種不同時間尺度的西北太平洋海氣交互作用會對長時間氣候帶來什麼影響，在完成這樣浩大的工作之前，首先必須先驗證高解析度海洋環流模式的結果，由於黑潮區域和中緯度大氣的海氣交互作用密切，且包含不同的時間尺度，因此我們從這個區域的洋流開始著手進行實驗。一方面先驗證模式的海洋環流在氣候的風場當中，可以模擬出和實際海洋環流接近的結果，另一方面利用培養法驗證我們的模式當中能夠模擬和黑潮區域影響甚大的渦流特徵。

在模式當中使用 DieCAST 的架構，並配合高效率的壓力方程式的演算法的 PD-TIMCOM，在這樣的計算架構、物理參數化、氣候平均的初始條件和邊界條件以及國家高速網路計算中心所提供御風者的計算資源中進行模擬。測試結果顯示，平行化的結果成功保留數值方法的一致性和提升計算的效率，使模式可以快速地得到高解析度的結果。另一方面，如果在模擬的過程中有過大的誤差或是濾波器，會使得擾動直接耗散掉而無法進行培養法的實驗。但是本篇研究成功在 PD-TIMCOM 加入培養法的實驗，一方面顯示從我們的模式能夠模擬海洋中重要的高頻震盪物，另一方面也顯示模式在任何時間尺度和空間尺度上和真實海洋一致。

在氣候場的模擬結果當中，全球海表面溫度場和高度場距平標準差場等結果和觀測以及其他渦解解析度的海洋模式所模擬的結果大致相同，僅有小部分的差異，這些差異可能來自邊界條件或是考慮物理條件不同所產生；全球大尺度環流，MOC 呈現出溫鹽環流的結構，代表模式能夠模擬全球尺度的溫鹽環流，也代表模式也可以正確地模擬出海洋深層的傳輸量，這在全球氣候的模擬上相當重要。在

區域的結果方面，模式能夠模擬赤道地區東西方向流場，顯示模擬的結果在赤道地區有足夠的傳送量，來維持西北太平洋黑潮；墨西哥灣流區域也和觀測還有其他模擬結果在海表面高度的結構接近；並且在黑潮區域中，我們的模擬可以看到和觀測還有和高解析度模擬一樣的環流特徵，也可以看到黑潮不同年份之間路徑的改變。這代表理想實驗當中，可以用來探討黑潮的路徑變化，也代表我們的模式有足夠的能力來對黑潮區域進行更進一步的實驗。

由於中緯度的海水同時具有正壓和斜壓的性質，所以可以利用 Hoffman et al. [2009] 中的 2.5 式和 2.6 式來檢驗模式中藉由正壓能量轉換所產生或耗散的渦流，對中緯度海洋的平均場動能的貢獻；也可以討論斜壓能量轉換如何從擾動的過程中，將海水潛藏的位能釋放到渦流動能當中。並從羅倫茲能量循環的觀點，來探討流體處於平衡狀態時，海洋對擾動的反應如何進一步的調整或藉由擾動所提供的位能，將海水的一個平衡態移動到另一個平衡態的過程。

利用培養法實驗來尋找在循環氣候風場下黑潮區域中的快速成長模，並以不同時間長短的培養週期和不同的大小的初始條件來檢驗快速成長模是否會受到培養週期和初始條件的影響，實驗的結果顯示黑潮區域中動能的時間序列大約延後培養動能時間序列 15 – 40 天，且從綜合主成分分析的結果可以看出不同初始條件並不會影響快速成場模的結構。且這個快速成模的結構和 Thompson and Demirov [2006] 研究中海表面高距平變化最劇烈的區域一致，並顯示黑潮區域的海表面高距平的標準差較大的區域為日本 $36^{\circ}N$ 外海到 $150^{\circ}E$ 的位置，而我們加入培養向量的區域當中，在經過了數個培養週期之後，大部分的擾動都被保留在上述的區域當中，代表說這個地方是黑潮親潮延伸流域當中，最容易有渦流藉由先前所討論到的機制產生。

Bibliography

- C. Amante and B.W. Eakins. Etopo1 1 arc-minute global relief model: Procedures, data sources and analysis. Technical report, NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24, 19pp, March 2009.
- J. I. Antonov, D. Seidov, T. P. Boyer, R. A. Locarnini, A. V. Mishonov, H. E. Garcia, O. K. Baranova, M. M. Zweng, and D. R. Johnson. World ocean atlas 2009, volume 2: Salinity. Technical report, S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 69, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 2010.
- M. Cai, E. Kalnay, and Z. Toth. Bred vectors of the zebiak-cane model and their potential application to enso predictions. *Journal of Climate*, 16:40--56--, 2003. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000180200200003.
- D. R. Cayan. Latent and sensible heat-flux anomalies over the northern oceans - driving the sea-surface temperature. *Journal of Physical Oceanography*, 22:859--881--, 1992. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://A1992JF12800003.
- Angela Colling and Open University. Oceanography Course Team. Ocean circulation, 2001. ISSN 0750652780 (pbk.) 9780750652780 (pbk.). URL <http://www.loc.gov/catdir/description/els031/2001280099.html><http://www.loc.gov/catdir/toc/els031/2001280099.html>.
- Benoit Cushman-Roisin, Jean-Marie Beckers, and ebrary Inc. *Introduction to geophysical fluid dynamics physical and numerical aspects*. Academic Press, Waltham, Mass., 2011. URL <http://site.ebrary.com/lib/ntu/Doc?id=10501108>.
- D. E. Dietrich and D. S. Ko. A semi-located ocean model-based on the SOMS approach. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 19:1103--1113, 1994.

- D. E. Dietrich and C. A. Lin. Effects of hydrostatic approximation and resolution on the simulation of convective adjustment. *Tellus*, 54(A):34--43, 2002.
- D. E. Dietrich, C. A. Lin, A. Mestas-Nunez, and D. S. Ko. A high resolution numerical study of gulf of Mexico fronts and eddies. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 64:187--201, 1997.
- D. E. Dietrich, A. Mehra, R. L. Haney, M. J. Bowman, and Y. H. Tseng. Dissipation effects in modeling the north atlantic ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 31:L05302, 2004.
- D. E. Dietrich, Y. H. Tseng, R. Medina, S. A. Piacsek, M. Liste, M. Olabarrieta, M. J. Bowman, and A. Mehra. Mediterranean overflow water (mow) simulation using a coupled multiple-grid mediterranean sea/north atlantic ocean model. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 113:--, 2008. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000257999800001.
- N. Ducet and P. Y. Le Traon. A comparison of surface eddy kinetic energy and reynolds stresses in the gulf stream and the kuroshio current systems from merged topex/poseidon and ers-1/2 altimetric data. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 106:16603--16622--, 2001. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000170326000001.
- Joel H. Ferziger and M. Peri. Computational methods for fluid dynamics, 2002. ISSN 3540420746 (pbk alk. paper).
- C. Frankignoul, P. Muller, and E. Zorita. A simple model of the decadal response of the ocean to stochastic wind forcing. *Journal of Physical Oceanography*, 27:1533--1546--, 1997. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://A1997XT23700004.
- S. Hellerman and M. Rosenstein. Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:1093--1104, 1983.
- M. J. Hoffman, E. Kalnay, J. A. Carton, and S. C. Yang. Use of breeding to detect and explain instabilities in the global ocean. *Geophysical Research Letters*, 36:--, 2009. ISSN 0094-8276. URL <GotoISI>://000267489500001.

- G. C. Johnson and D. W. Moore. The pacific subsurface countercurrents and an inertial model, 1997. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://A1997YF28900010.
- G. C. Johnson, M. J. McPhaden, G. D. Rowe, and K. E. McTaggart. Upper equatorial pacific ocean current and salinity variability during the 1996-1998 el nino-la nina cycle. *J. Geophys. Res.*, 105:1037--1053--, 2000. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000084802700005.
- K. A. Kelly, R. J. Small, R. M. Samelson, B. Qiu, T. M. Joyce, Y. O. Kwon, and M. F. Cronin. Western boundary currents and frontal air-sea interaction: Gulf stream and kuroshio extension. *Journal of Climate*, 23:5644--5667--, 2010. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000284463700006.
- Y. O. Kwon and C. Deser. North pacific decadal variability in the community climate system model version 2. *Journal of Climate*, 20:2416--2433--, 2007. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000247159300005.
- Y. O. Kwon, M. A. Alexander, N. A. Bond, C. Frankignoul, H. Nakamura, B. Qiu, and L. Thompson. Role of the gulf stream and kuroshio-oyashio systems in large-scale atmosphere-ocean interaction: A review. *Journal of Climate*, 23:3249--3281--, 2010. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000279785900006.
- E. R. Levine and W. B. White. Bathymetric influences upon the character of north pacific fronts, 1976-1980, 1983. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://A1983RQ99500008.
- R. S. Lindzen. Instability of plane parallel shear-flow (toward a mechanistic picture of how it works), 1988. ISSN 0033-4553. URL <GotoISI>://A1988L806700007.
- R. A. Locarnini, A. V. Mishonov, J. I. Antonov, T. P. Boyer, H. E. Garcia, O. K. Baranova, M. M. Zweng, and D. R. Johnson. World ocean atlas 2009, volume 1: Temperature. Technical report, S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 68, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 2010.

- R. V. Madala. Efficient direct solver for separable and non-separable elliptic equations. *Monthly Weather Review*, 106:1735--1741--, 1978. ISSN 0027-0644. URL <GotoISI>://A1978GF59700010.
- M. E. Maltrud and J. L. McClean. An eddy resolving global 1/10 degrees ocean simulation. *Ocean Modelling*, 8:31--54--, 2005. ISSN 1463-5003. URL <GotoISI>://000224515100002.
- Y. Masumoto, H. Sasaki, T. Kagimoto, N. Komori, A. Ishida, Y. Sasai, T. Miyama, T. Motoi, H. Mitsudera, K. Takahashi, H. Sakuma, and T. Yamagata. A fifty-year eddy-resolving simulation of the world ocean, preliminary outcomes of ofes (ogcm for the earth simulator). 1:35--56--, 2004.
- H. Mitsudera, T. Waseda, Y. Yoshikawa, and B. Taguchi. Anticyclonic eddies and kuroshio meander formation. 28:2025--2028--, 2001. ISSN 0094-8276. URL <GotoISI>://000168617900033.
- H. Nakamura and A. Shimpo. Seasonal variations in the southern hemisphere storm tracks and jet streams as revealed in a reanalysis dataset. *Journal of Climate*, 17:1828--1844--, 2004. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000220951100007.
- P. P. Niiler, N. A. Maximenko, G. G. Panteleev, T. Yamagata, and D. B. Olson. Near-surface dynamical structure of the kuroshio extension. 108:--, 2003. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000183748000003.
- M. Nonaka, H. Nakamura, Y. Tanimoto, T. Kagimoto, and H. Sasaki. Decadal variability in the kuroshio-oyashio extension simulated in an eddy-resolving ogcm. *Journal of Climate*, 19:1970--1989--, 2006. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000237778700005.
- I. Orlanski. Instability of frontal waves. 25:178--&--, 1968. ISSN 0022-4928. URL <GotoISI>://A1968A889200002.
- R. C. Pacanowski and S. G. H. Philander. Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 11:1443--1451, 1981.

- M. Pena and E. Kalnay. Separating fast and slow modes in coupled chaotic systems. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11:319--327--, 2004. ISSN 1023-5809. URL <GotoISI>://000224801800005.
- N. A. Phillips. Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model. *Tellus*, 6:273--286, 1954.
- D. W. Pierce, T. P. Barnett, N. Schneider, R. Saravanan, D. Dommenges, and M. Latif. The role of ocean dynamics in producing decadal climate variability in the north pacific. *Climate Dynamics*, 18:51--70--, 2001. ISSN 0930-7575. URL <GotoISI>://000172489200004.
- B. Qiu. Interannual variability of the kuroshio extension system and its impact on the wintertime sst field. *Journal of Physical Oceanography*, 30:1486--1502--, 2000. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://000087960700022.
- B. Qiu and S. M. Chen. Variability of the kuroshio extension jet, recirculation gyre, and mesoscale eddies on decadal time scales. *Journal of Physical Oceanography*, 35:2090--2103--, 2005. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://000233977600009.
- C. M. Risien and D. B. Chelton. A global climatology of surface wind and wind stress fields from eight years of quikscat scatterometer data. *Journal of Physical Oceanography*, 38:2379--2413--, 2008. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://000261559200003.
- J. Smagorinsky. The beginnings of numerical weather prediction and general-circulation modeling - early recollections. *Advances in Geophysics*, 25:3--37--, 1983. ISSN 0065-2687. URL <GotoISI>://A1983QS81300001.
- R. D. Smith, M. E. Maltrud, F. O. Bryan, and M. W. Hecht. Numerical simulation of the north atlantic ocean at 1/10 degrees, 2000. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI>://000088583700003.

- K. R. Thompson and E. Demirov. Skewness of sea level variability of the world's oceans. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 111:--, 2006. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000237448700001.
- Z. Toth and E. Kalnay. Ensemble forecasting at nmc - the generation of perturbations. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 74:2317--2330--, 1993. ISSN 0003-0007. URL <GotoISI>://A1993MM61400001.
- Z. Toth, E. Kalnay, S. M. Tracton, R. Wobus, and J. Irwin. A synoptic evaluation of the ncep ensemble. *Weather and Forecasting*, 12:140--153--, 1997. ISSN 0882-8156. URL <GotoISI>://A1997WQ47300010.
- Y. H. Tseng and M. H. Chien. Parallel domain-decomposed taiwan multi-scale community ocean model (pd-timcom). *Computers & Fluids*, 45:77--83, 2011.
- Y. H. Tseng and C. Ding. Efficient parallel i/o in community atmosphere model (cam), 2008. ISSN 1094-3420. URL <GotoISI>://000257940100006.
- Y. H. Tseng, D. E. Dietrich, and J. H. Ferziger. Regional circulation of the monterey bay region: Hydrostatic versus nonhydrostatic modeling. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 110:--, 2005. ISSN 0148-0227. URL <GotoISI>://000232181100001.
- H. A. Vandervorst. Bi-cgstab - a fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear-systems, 1992. ISSN 0196-5204. URL <GotoISI>://A1992HE40000012.
- John M. Wallace and Peter Victor Hobbs. *Atmospheric science : an introductory survey*. Elsevier Academic Press, Burlington, MA, 2006.
- D. G. Wright. An equation of state for use in ocean models: Eckart's formula revisited, 1997. ISSN 0739-0572. URL <GotoISI>://A1997XC59500014.
- L. X. Wu and Z. Y. Liu. North atlantic decadal variability: Air-sea coupling, oceanic memory, and potential northern hemisphere resonance. *Journal of Climate*, 18:331--349--, 2005. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI>://000227141900006.

- H. J. Xue, J. M. Bane, and L. M. Goodman. Modification of the gulf-stream through strong air-sea interactions in winter - observations and numerical simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 25:533--557--, 1995. ISSN 0022-3670. URL <GotoISI> : //A1995QT22400006.
- S. C. Yang, M. Cai, E. Kalnay, M. Rienecker, G. Yuan, and Z. Toth. Enso bred vectors in coupled ocean-atmosphere general circulation models. *Journal of Climate*, 19:1422--1436--, 2006a. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI> : //000237227000004.
- S. C. Yang, E. Kalnay, M. Cai, and M. M. Rienecker. Bred vectors and tropical pacific forecast errors in the nasa coupled general circulation model. *Monthly Weather Review*, 136:1305--1326--, 2008. ISSN 0027-0644. URL <GotoISI> : //000255352200004.
- S. C. Yang, C. Keppenne, M. Rienecker, and E. Kalnay. Application of coupled bred vectors to seasonal-to-interannual forecasting and ocean data assimilation. *Journal of Climate*, 22:2850--2870--, 2009. ISSN 0894-8755. URL <GotoISI> : //000267763200004.