

## 吹送流に及ぼす短周期海面熱フラックスの影響に関する研究

井手, 喜彦

<https://doi.org/10.15017/1654916>

---

出版情報：九州大学, 2015, 博士（理学）, 課程博士  
バージョン：  
権利関係：全文ファイル公表済



吹送流に及ぼす短周期海面熱フラックスの影響  
に関する研究

井手 喜彦

2016年1月

# 目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 LES	11
2.1 LES 概要	11
2.2 対馬海峡における海面熱フラックスと風及び成層状態	15
2.2.1 海面熱フラックス	15
2.2.2 風	23
2.2.3 成層	30
2.3 対馬海峡における表層吹送流推定のための重要因子	32
2.4 対馬海峡における海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響	36
2.4.1 数値実験 (LES) の単純化	37
2.4.2 海面熱フラックスの季節変化	37
2.4.3 海面熱フラックスの日変化	44
2.5 パラメータ依存性	51
2.5.1 海面加熱時間及び加熱冷却比依存性	51
2.5.2 風応力依存性	51
2.6 対馬海峡における水温及び表層吹送流の日変化	59
2.7 まとめ	62
第 3 章 解析解	67
3.1 解析解の導出	67
3.1.1 海面加熱期間	68
3.1.2 海面冷却によって対流混合層が深まる期間	70
3.1.3 対流混合層が海底に達した後の期間	71
3.1.4 解析解のまとめ	72
3.2 有用性の検証	72

3.3	表層吹送流のパラメータ依存性 . . . . .	74
3.3.1	海面加熱時間及び加熱冷却比依存性 . . . . .	74
3.3.2	コリオリパラメータ依存性 . . . . .	76
3.3.3	風応力依存性 . . . . .	80
3.4	エクマン螺旋成分及び慣性振動成分の日平均吹送流に対する役割 . . . . .	80
3.4.1	エクマン螺旋成分の特徴 . . . . .	85
3.4.2	慣性振動成分の特徴 . . . . .	92
3.4.3	各成分の $\bar{U}$ に対する役割 . . . . .	97
3.5	まとめ . . . . .	97
第4章 粒子追跡実験 . . . . .		100
4.1	各実験における表層吹送流の推定 . . . . .	100
4.1.1	海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合 . . . . .	100
4.1.2	海面熱フラックスの季節変化を考慮した場合 . . . . .	101
4.1.3	海面熱フラックスの日変化を考慮した場合 . . . . .	101
4.2	データと数値実験概要 . . . . .	102
4.3	表層吹送流の空間及び季節依存性 . . . . .	135
4.3.1	海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合 . . . . .	135
4.3.2	海面熱フラックスの季節変化を考慮した場合 . . . . .	135
4.3.3	海面熱フラックスの日変化を考慮した場合 . . . . .	150
4.4	粒子追跡実験結果 . . . . .	170
4.4.1	粒子密度 . . . . .	170
4.4.2	移動距離と移動方位 . . . . .	177
4.5	まとめ . . . . .	203
第5章 結論 . . . . .		204
付録A 有限水深海洋における解析解の導出 . . . . .		211
A.1	非定常吹送流 . . . . .	211

A.2	非定常浮力 . . . . .	221
A.3	$H_f$ の透過を考慮しない非定常浮力 . . . . .	226

# 第 1 章 序論

風によって海面が引きずられ生じる海洋上層の流れを吹送流と呼ぶ。吹送流は鉛直シアによって鉛直混合を引き起こし、混合層下の海水の取り込み（連行）を通じて混合層内の水温や塩分を変化させる。また、吹送流は物質の漂流に大きな影響を及ぼすため（例えば、Kubota (1994), Kubota et al. (2005), Martinez et al. (2009), Maximenko et al. (2012) など）、吹送流の推定精度を向上させることは海洋漂流物（難破船や漂流ゴミ、汚染物質など）の漂流経路予測を高精度化することに直結する。このように吹送流は海洋上層における運動量や水温及び塩分、さらには物質の漂流を決定する重要な因子であるため、この構造や応答特性を定量的に理解しておくことは様々な海洋上層の物理現象を考える上で極めて重要である。

吹送流についての大まかな特徴は、Ekman (1905) が渦粘性係数を空間・時間方向ともに一定とした仮定のもと導出した解析解で説明される。これによると海洋表層での吹送流の流向は定常状態では風向から 45 度（北半球では時計回り、南半球では反時計回り）であり、深さとともに回転（北半球では時計回り、南半球では反時計回り）しながら指数関数的に減少する構造（エクマン螺旋、図 1.1）を持つ。しかし、実際の渦粘性係数は空間・時間方向ともに一定ではないため、吹送流の構造もエクマン螺旋とは異なる。しかし、これまで混合層内の温度や塩分に関する観測は多いが海洋表層の運動量については高精度観測の困難さから観測は数えるほどしかなかった。そのため、吹送流構造の詳細はほとんど不明であった。例えば、風に対してどの方向にどの強さの吹送流が生じるのかさえも明確ではなかった（例えば、Cushman-Roisin and Jean-Marie (1994)）。

近年、海洋観測測器の発展によって表層流について精度の良い観測データを得ることが可能となり、吹送流の変動特性が明らかになってきた。それらの観測によれば、その構造はエクマン螺旋とは大きく異なることが確認されている（例えば、Price and Weller (1986), Chereskin (1995), Price and Sundermeyer (1999), Yoshikawa et al. (2007), Lenn and Chereskin (2009) など）。特に Yoshikawa and Masuda (2009) は海洋短波レーダ（high frequency ocean radar (HF レーダ)）の観測結果を用い対馬海峡での表層吹送流（表層から

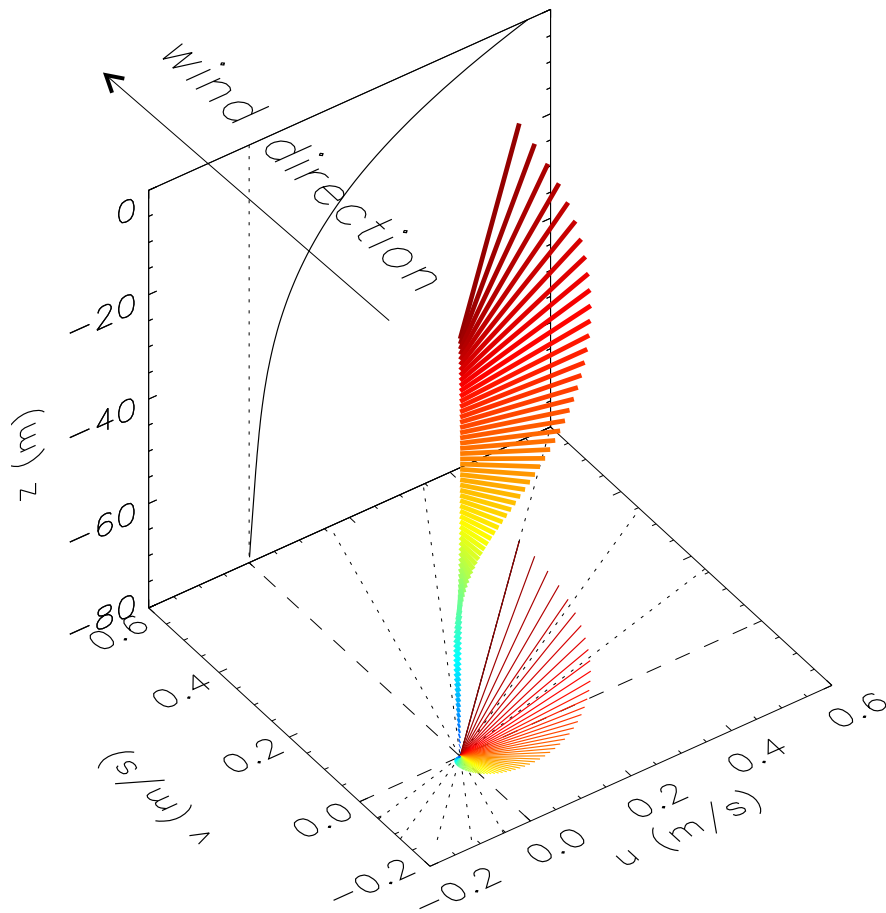


図 1.1 エクマン螺旋． $x$  及び  $y$  軸は水平流速， $z$  軸は深さ（海面を 0 として鉛直上向きを正とする）を表す．風向は  $y$  軸方向としている．色線はその風によって生じる吹送流の水平成分を深度 1 m 毎に示す．色の変化は深度と対応しており，浅い層での吹送流を赤で示し深さの増加に伴って黄色を経て青に変化する． $x - y$  面上の色線はその面への水平流速の写像である． $x - z$  面上の実線は流速の鉛直分布を表す．この図では渦粘性係数を  $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，コリオリパラメータを  $7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ，水深を 80 m，風応力を  $0.01 \text{ N s}^{-1}$ ，密度を  $1020 \text{ kg m}^{-3}$  のとした．

水深 1 ~ 2 m までの鉛直平均流速)の季節変動を調べた。その結果、摩擦速度(風速に比例する)で規格化した表層吹送流の流速( $S_f$ )は冬季に比べ夏季が 1.3 倍程度大きく、風向に対する表層吹送流の流向( $D_a$ )は夏季に 70 度(時計回り)近くに達するのに対して冬季は 25 度前後とエクマンの理論では説明できない季節変化が存在することを明らかにした(図 1.2)。また、彼らはその季節変化が海面熱フラックスの季節変化に伴う密度成層の季節変動に起因しているとした。対馬海峡での海面熱フラックスの月平均値(図 1.3)は夏季に海面加熱、冬季に海面冷却を示す。その結果、夏季には成層が発達し鉛直混合を抑制するのに対して、冬季には海洋上層の不安定成層化によって対流が生じることにより鉛直混合が活発化する。彼らはこの鉛直混合の季節変化に伴う渦粘性係数の違いが吹送流の季節変動の原因であると推測した。しかし、第 2 章で示されるように彼らの仮説を検証するため行った数値実験では冬季の表層流速が観測結果に比べ約 1/2 も小さい結果となった。この実験では海面境界条件として冬季対馬海峡での月平均海面熱フラックス(約  $-300 \text{ W m}^{-2}$ 、ただし負は海面冷却を表す)を与えた。数値実験で得たこの小さな表層流速は強烈な海面冷却が活発な対流を生成し吹送流が鉛直混合された結果であり、このような活発な対流混合が現実の対馬海峡で生じていることは Senjyu et al. (2008) による水温の観測結果からも明らかである(図 1.4)。これらのことは Yoshikawa and Masuda (2009) の仮説だけでは吹送流の季節変化を説明するには不十分であること、すなわち彼らの観測結果は月平均海面冷却から期待されるほど吹送流が鉛直混合されていないことを示している。これは現実の吹送流の鉛直混合がこの数値実験では考慮されていない何らかの機構によって抑制されていることを意味する。

そこで吹送流の鉛直混合を抑制する機構として海面熱フラックスの短周期変動、すなわち日変化に着目した。海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響の重要性は既に Price and Weller (1986) によって指摘されている。彼らは観測から海面熱フラックスの日変化によって生じる吹送流の日変化を確認し、単純化模型を用いて調べた。その模型は彼らの観測を概ね再現するものであり、日変化する海面熱フラックスの下で生じる吹送流の構造はエクマン螺旋構造とは大きく異なると結論付けた。したがって、Yoshikawa and Masuda (2009) の仮説ではこの影響を考慮していないことが不十分だと言える。Price and Weller (1986) は低・中緯度の夏季における晴れた日を観測対象としていることから、模

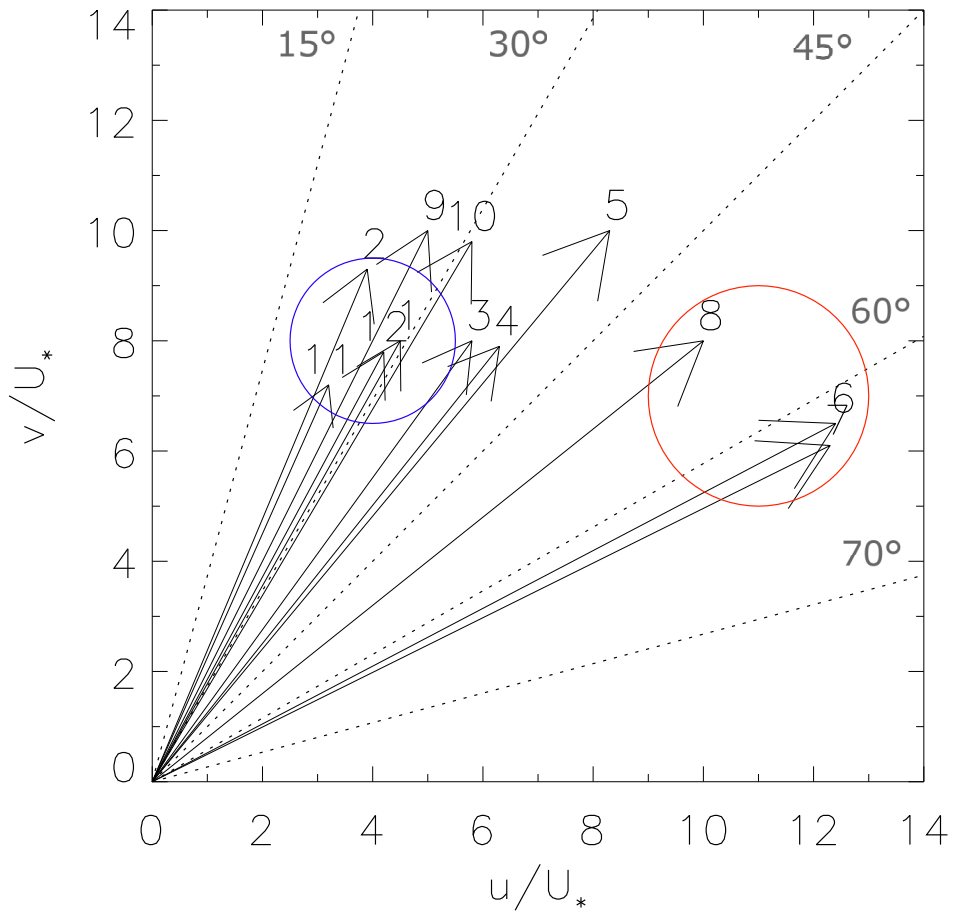


図 1.2 対馬海峡で観測された表層吹送流の季節変化 (Yoshikawa and Masuda (2009)). 矢印はその先端の数ヶ月で平均された吹送流の風速に対する流速 (摩擦速度 ( $U_*$ ) で規格化した値) と流向を表す. ただし, 風向は縦軸方向と一致させている. 青と赤の円は冬季及び夏季における吹送流のおおよその値の範囲を囲っている.

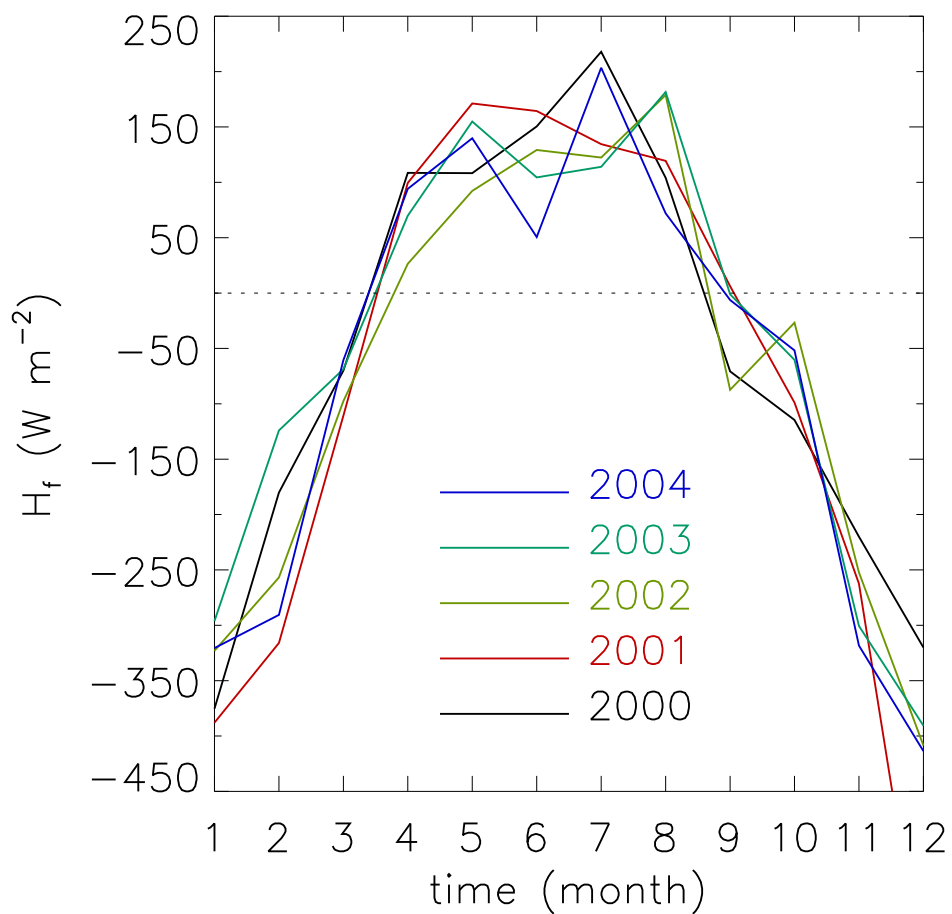


図 1.3 対馬海峡における月平均海面熱フラックスの季節変動．横軸は時間（月），縦軸は月平均海面熱フラックスを示す．色の違いは年の違いを表す．本稿では大気から海洋への熱の移動（海面加熱）を正とする．海面熱フラックスの導出方法は第 2 章で詳しく示す．

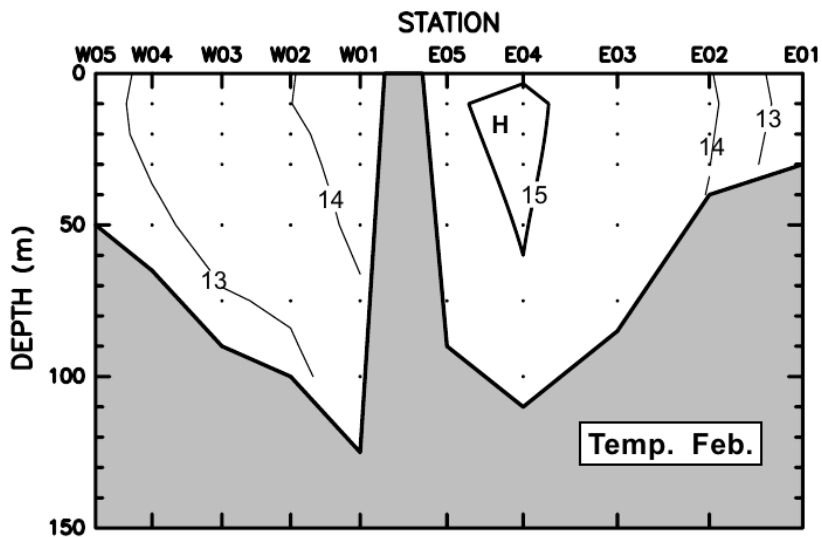
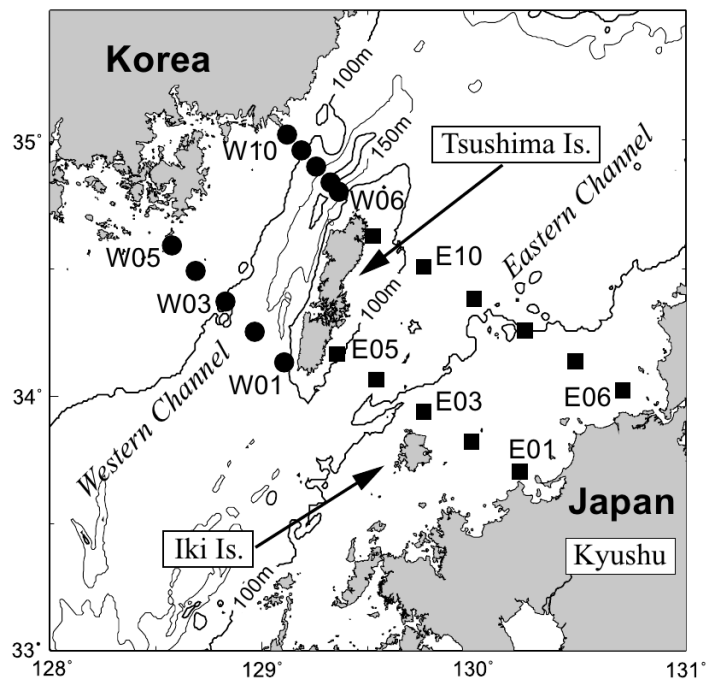


図 1.4 冬季(2月)対馬海峡の成層状態 (Senjyu et al. (2008)). 上図は対馬海峡を横断する観測点を示す. 下図は水温について観測ライン上(横軸)での鉛直断面図を示す.

型に与えた日変化する海面熱フラックスは1日の総加熱量と冷却量が等しく昼間の日射による海面加熱時間が12時間のときという非常に限定された状況下のみを考えている。その後も海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響についての研究は発展したが、それらもまた Price and Weller (1986) と同様の限定された状況下で議論している（例えば、Schudlich and Price (1992), Wang et al. (1996), Wang et al. (1998), Price and Sundermeyer (1999), Wang (2001), McWilliams and Huckle (2006), McWilliams et al. (2009) など）。しかし、Yoshikawa and Masuda (2009) の観測対象海域である対馬海峡は一日の総加熱量と総冷却量、さらに加熱時間は季節によって大きく異なるため、様々な日変化パターンについて吹送流へ与える影響を調べる必要がある。

Price and Weller (1986) と Price and Sundermeyer (1999) では次元解析を用いて海面加熱時の吹送流についてパラメータ依存性を議論している。Price and Weller (1986) では風による混合層内では流速は鉛直一様であるという仮定のもとで表層流速は風応力には依存しないと結論付け、彼らの観測結果もそれを支持していることを示した。一方、McWilliams and Huckle (2006) はでは K-profile parameterization (KPP) を採用しており、これによれば、海面加熱時の表層流速は摩擦速度に比例するとした。従って、食い違うこれらの結果を再度確認し説明することが必要である。これらの次元解析は海面加熱時のみを対象としている。しかし、日変化する海面熱フラックスの下での吹送流を議論するためには、海面冷却時も含めた一日全体に渡って調べる必要がある。このような日平均に関する情報は物質の漂流問題など長期間の輸送を考える上でより重要性が高い。また、これまでの先行研究では低緯度を中心とした議論に留まっていたために欠けていた緯度依存性も調べる必要がある。

吹送流は物質の漂流経路や集積に大きな役割を担っていることが知られている（例えば、Kubota (1994), Kubota et al. (2005), Martinez et al. (2009) など）。漂流問題は過去数十年に渡る海洋の環境問題として広く知られており、沿岸または船舶などから海洋に放流された浮遊物質は海洋表層流によって運ばれ海洋上に集積したり、または陸域に漂着する。その過程で、海洋や沿岸での生態環境の悪化、航行の妨げ、また人間の健康と安全を脅かしている。これらの問題を解決するためにも物質の漂流を高精度で予測することが求められている。漂流を高精度で予測するには海洋表層の流れを正確に再現する必要がある。

ある．物質の漂流経路及び集積位置を推定した研究は過去幾例が存在する．Wakata and Sugimori (1990) は船舶で観測された流速データを使用し漂流の数値実験を行った．その結果，地球上には五つの物質の集積点が存在することを明かにした．その一つは北太平洋上のハワイ北方に位置する“太平洋ゴミベルト”と呼ばれる領域であり，深刻な海洋問題として知られている．Kubota (1994) は表層流を吹送流，ストークスドリフト流，地衡流に分割し数値実験を行うことで，物質の漂流に対してそれぞれの流れが担う役割を調べた．この結果，太平洋ゴミベルトの形成メカニズムを明かにした．Kubota et al. (2005) では対象海域を全球にまで拡張した．Martinez et al. (2009) は数値実験を通して南太平洋の長期間にわたる漂流の特性を明かにし，定量化を行った．Maximenko et al. (2012) は漂流ブイの履歴データから物質の漂流軌跡について調べた．このように広域海洋を対象とした粒子追跡実験は多い．

Kubota (1994) , Kubota et al. (2005) 及び Martinez et al. (2009) では吹送流を風応力から推定する際，渦粘性係数を時空間的に一定としたエクマン定常解を使用しているが，既述したようにこの単純化モデルでは現実の吹送流を精度良く再現できていない．特に本研究で着目している海面熱フラックスの日変化は吹送流構造に大きく寄与するため，これが物質の漂流に及ぼす影響を明かにする必要がある．

以上の先行研究の問題点を踏まえて，本研究では吹送流に及ぼす熱フラックスの短周期変動の影響を明らかにする．本論文の構成は以下のとおりである．第2章では，風によって引き起こされる乱流混合を高精度で再現可能なラージ・エディ・シミュレーション (large-eddy simulation (LES)) を用い対馬海峡を対象とした数値実験を行う．章の初節 (第2.1節) に LES の概要を述べ，第2.2節で対馬海峡における海面熱フラックス，風応力の短周期及び長周期変動さらに成層状態の季節変化を示す．第2.3節では対馬海峡の吹送流の構造を決定する因子として，海面熱フラックスの短周期変動，風応力の短周期変動及び初期成層を挙げ，それぞれが吹送流構造を決定する上でどの程度重要な因子であるかを検証する．第2.4節では海面熱フラックスの日変化が吹送流に与える影響に注目するため，より単純化した条件下で加熱時間，加熱率，冷却率，風応力，コリオリパラメータを冬季及び夏季対馬海峡の代表的な値に設定し数値実験を行う．そのとき，定常な海面熱フラックスを与えた場合と日変化する海面熱フラックスを与えた場合とを比較するこ

とで、日変化が対馬海峡における吹送流に及ぼす影響を調べる。第 2.5 節は各パラメーター（加熱時間，加熱率，冷却率，風応力）を対馬海峡での代表的な値だけでなく，様々な値に設定して数値実験を行い，吹送流の各パラメーター依存性を調べる。第 2.6 節では実際の海洋における海面熱フラックスの日変動に伴う水温と吹送流の日変化の観測を示す。また，水温や運動量を数値実験結果と比較し，注目している現象を使用している LES が表現できているかその有用性も確認する。最後に本章のまとめを述べる（第 2.7 節）。

第 3 章では，第 2 章でその重要性を明かにした海面熱フラックスの日変化が吹送流に与える影響をより詳細に調べることを目的とする。この章では海面熱フラックスの日変化の影響を良く再現できる近似解析解を導入する。第 3.1 節では日変化する海面熱フラックスのもと生じる表層吹送流を表現する解析解の導出方法を述べる。次に第 3.2 節ではその解析解の有用性を確認するため，LES 実験と同じパラメーター設定のもと，LES と解析解の結果を比較検証する。第 3.3 節では日平均表層吹送流の様々なパラメーター（加熱時間，加熱/冷却率，風応力及びコリオリパラメーター）に対する依存性を調べる。第 3.4 節では前節で述べたパラメーター依存性についてそのメカニズムの詳細を理解するため，解析解を構成する二つの成分（エクマン螺旋成分と慣性振動成分）が表層吹送流の日平均  $S_f$  と  $D_a$  の決定に果たす役割を明かにする。また，それぞれの役割を考慮することで各パラメーターへの依存特性をうまく説明できることを示す。最後に第 3.5 節で本章のまとめを述べる。

第 4 章では，第 3 章で導出した日変化する海面熱フラックスのもとで生じる表層吹送流の解析解を北太平洋上に適用し，海面熱フラックスを考慮しない場合，及び日変化を考慮しない（季節変化は考慮する）場合に対して吹送流の空間的または季節的にどう変化するのかを調べる。さらに，日変化が漂流に及ぼす影響を調べることで広域海洋においても海面熱フラックスの日変化が重要であることを示す。第 4.1 節では，本章で使用する海面熱フラックスを考慮しない場合，季節変化を考慮する場合，及び日変化を考慮する場合における表層吹送流の推定方法を述べる。第 4.2 節では使用した風応力，海面熱フラックス及び地衡流データについて示し，粒子追跡実験の概要を説明する。また，本節では月平均  $H_f$ ， $T_h$ ， $h/c$  の対象海洋上での分布について空間及び季節変化の特徴についても述べる。第 4.4 節で粒子追跡実験を行い各実験間での粒子の挙動を調べる。その際，粒子の長期的（数年）な動きと比較的短期的（数ヶ月から 1 年）な動きに注目し三つの推定方法間での

違いを比較検証した後，その違いの原因を明らかにする．第 4.5 節で本章のまとめる．  
最後の第 5 章において，本研究で得られた結果を要約し，全体の総括を行う．

## 第 2 章 LES

### 2.1 LES 概要

支配方程式は非圧縮，リジット・リット近似，ブシネスク近似下での運動方程式，連続の式，浮力加速度の移流拡散方程式，そしてサブグリッド規模における運動エネルギーの時間発展方程式である．

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + f \epsilon_{ij3} u_j &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} \frac{1}{\rho_0} + b \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu s_{ij}) + \frac{\partial F_{ui}}{\partial x_3}, \\
 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= 0, \\
 \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial u_i b}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \kappa \frac{\partial b}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial F_b}{\partial x_3}, \\
 \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial u_i e}{\partial x_i} &= 2\mu s_{ij} s_{ij} - \kappa \frac{\partial b}{\partial x_i} \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( C_{dg} \mu \frac{\partial e}{\partial x_i} \right) - \frac{C_{el} + C_{\epsilon s} \frac{\lambda}{\Delta s}}{\lambda} e^{\frac{3}{2}}, \\
 s_{ij} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで， $x_i (i = 1, 2, 3)$  は直交座標  $(x, y, z)$ ， $u_i$  は  $x_i$  方向の流速  $(u, v, w)$  を示す． $t$  は時間， $p$  は圧力， $\rho$  は密度， $e$  はサブグリッドスケールの運動エネルギー， $b$  は浮力加速度  $(-g\rho/\rho_0)$ ， $f$  はコリオリパラメーター（本章では  $7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (北緯 30 度) に設定する）， $\mu$  及び  $\kappa$  は渦粘性係数，渦拡散係数である．

この支配方程式は二次の有限差分スキームで離散化される．サブグリッドスケールにおけるパラメタリゼーションには Deardorff (1980) を用い， $\mu$  と  $\kappa$  は

$$\begin{aligned}
 \mu &= C_{km} \lambda e^{\frac{1}{2}}, \quad \kappa = \left( C_{hl} + C_{hs} \frac{\lambda}{\Delta s} \right) \mu, \\
 \lambda &= \begin{cases} \Delta s = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}} & \text{if } \frac{\partial b}{\partial z} \leq 0 \\ C_l e^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\partial b}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}} & \text{if } \frac{\partial b}{\partial z} > 0, \end{cases}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_l &= 0.76, & C_{km} &= 0.1, & C_{hl} &= 1.0, & C_{hs} &= 2.0, \\
 C_{dg} &= 2.0, & C_{el} &= 0.19, & C_{\epsilon s} &= 0.74,
 \end{aligned}$$

と表される．ここで， $\Delta x$ ， $\Delta y$  及び  $\Delta z$  はそれぞれ  $x_i$  方向の格子間隔である．

本研究では図 2.1 のような一辺が 80 m の立方体の模型を考える．格子数は 3 方向にそれぞれ 64 個， $\Delta x$ ， $\Delta y$  は 1.25 m であり  $\Delta z$  は 0.16 m ~ 2.4 m である．初期条件は静止流体 ( $u = v = w = 0$ ) とする．境界条件は運動量，浮力ともに水平方向に周期境界とする．実際には水平方向の熱フラックス（移流）が存在するが対馬海峡での水平熱フラックスを調べたところ，海面からの熱フラックスと比較して，十分小さいことが確認できたためここでは無視する．また， $F_{ui}$  は外力項であり，風応力 ( $\tau$ ) を海面で課す．

$$F_{ui} = \frac{\tau_i}{\rho_0} \delta(z) \quad \text{for } i = 1, 2, \quad F_{u3} = 0,$$

ここで， $\delta(z)$  はディラックのデルタ関数である．同様に， $F_b$  は海面熱フラックスの効果を表現するための浮力の外力項である．

$$F_b = \frac{\alpha g H_f(t, z)}{\rho_0 C_a},$$

ここで， $\rho_0 (= 1020 \text{ kg m}^{-3})$  は基準密度， $g (= 9.8 \text{ m s}^{-2})$  は重力加速度， $C_a (= 3.90 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1})$  及び  $\alpha (= 2.56 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1})$  は熱容量，熱膨張係数を示す． $H_f(t, z)$  は正味の海面熱フラックス量を表しており，正の時に下向きのフラックス（海面加熱）を示す．海面加熱時 ( $T_0 (= 0 \text{ h}) < t \leq T_h$ ) には，短波の透過の効果を考慮し，熱フラックスは深さに依存させる．Kraus (1972) と Soloviev (1982) によれば， $H_f$  は以下の式で表現できる．

$$H_f(t, z) = h \left\{ I_1 \exp\left(\frac{z}{\lambda_1}\right) + I_2 \exp\left(\frac{z}{\lambda_2}\right) + I_3 \exp\left(\frac{z}{\lambda_3}\right) \right\},$$

ここで， $h (> 0)$  は海面 ( $z = 0 \text{ m}$ ) での正味の加熱率． $I_1 (= 0.58)$  及び  $\lambda_1 (= 0.38)$  は赤外線波長帯での表面における吸収率及び減衰係数である．また， $I_2 = (0.21)$ ， $I_3 = (0.21)$  及び  $\lambda_2 (= 3.83)$ ， $\lambda_3 (= 10.3)$  は可視光線波長帯での表面における吸収率及び減衰係数であり，Manizza et al. (2005) を参考に設定した． $H_f$  は短波放射，長波放射，潜熱・顕熱フラックスを全て足し合わせた正味の総海面熱フラックスである．本来ならば，上記した透過は短波のみに考慮されるべき効果であるが，ここでは簡単のため，より単純な形で  $H_f$  を表現した．この単純化は本研究で行った LES 実験の結果にはほとんど影響はない（流速差は 1% 以下）．次に，海面冷却時 ( $T_h < t \leq T_{24} (= 24 \text{ h})$ ) は海面に冷却率 ( $c (> 0)$ )

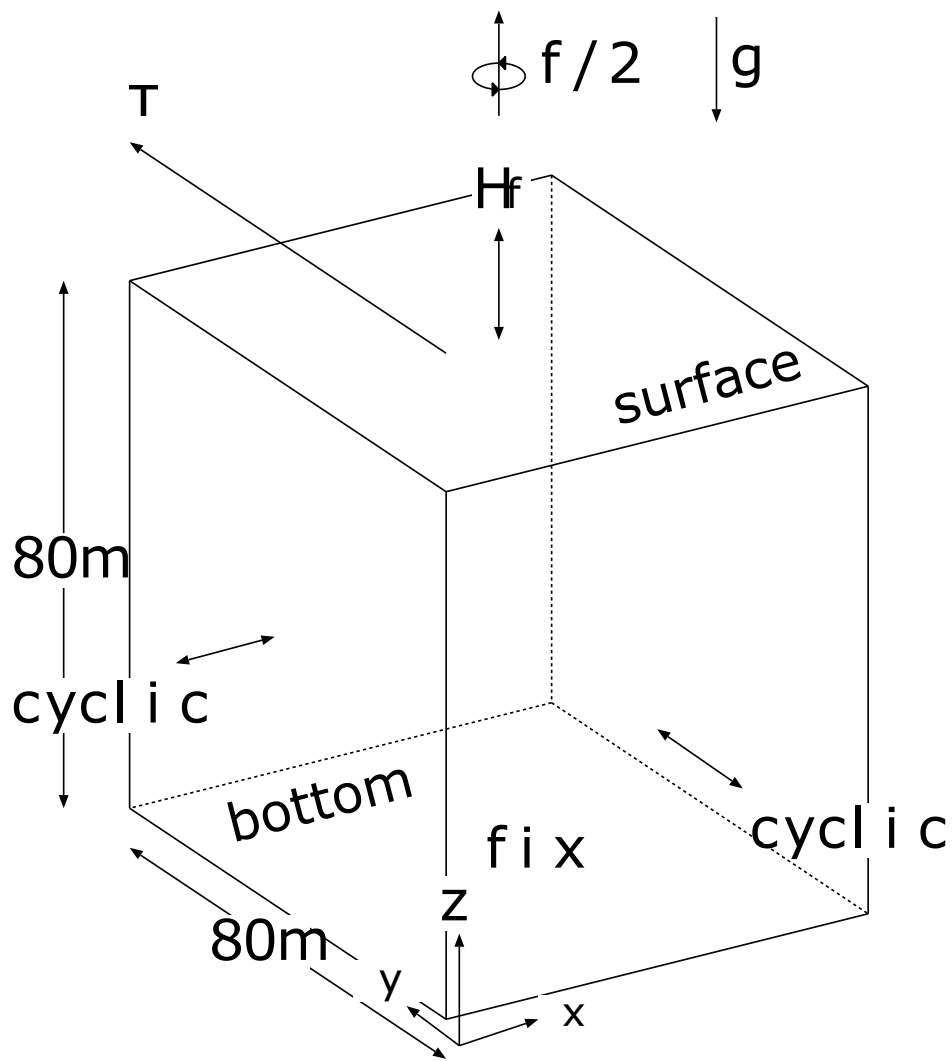


図 2.1 模型の概略図 .

を課す．

$$H_f = -c\delta(z).$$

ここでは， $H_f$  は海面のみに課し，短波の透過を考慮しない近似を行っている．また，海底では熱フラックスなし及び流速なしとする．

$$\begin{aligned} \kappa \frac{\partial b}{\partial z} &= 0, \\ u = v = w &= 0. \end{aligned}$$

また，風と波による乱流運動エネルギー生成項をサブグリッドスケールでの運動エネルギーの海面境界で課した．

$$\begin{aligned} C_{dg}\mu \frac{\partial e}{\partial x_3} &= \gamma U_*^3, \\ 2\mu s_{ij}s_{ij} &= \frac{U_*^3}{C_\kappa d_0} P_{him}, \\ P_{him} &= \begin{cases} 1 + 5 \frac{d_0}{L_{MOL}} & \text{if } \frac{\partial b}{\partial z} \leq 0 \\ \frac{1}{\left(1 - 16 \frac{d_0}{L_{MOL}}\right)^{\frac{1}{4}}} & \text{if } \frac{\partial b}{\partial z} > 0, \end{cases} \end{aligned}$$

ここで， $\gamma (= 100)$  及び  $d_0 (= 0.1)$  は波のエネルギー因子 (wave energy factor) 及び粗度長である．これらの値は Craig and Banner (1994) と同様の値に設定した． $C_\kappa$  はカルマン定数， $L_{MOL}$  はモーニン・オブコフ長 ( $-U_*^3 / (C_\kappa B_f)$ ， $B_f$  は浮力フラックス ( $\alpha gh / (\rho_0 C_a)$ )) である．

この数値実験のエネルギースペクトルは慣性小領域では  $-5/3$  乗則に従い，乱流をよく再現している．この LES は過去の研究 (Denbo and Skyllingstad (1996), Raasch and Etling (1998), Noh et al. (2003), Zikanov et al. (2003)) で使用された LES とほぼ同様のものであり，Zikanov et al. (2003) によって示された海面熱フラックスを課さない場合の吹送流について，数値実験結果が一致することを確認した．

## 2.2 対馬海峡における海面熱フラックスと風及び成層状態

### 2.2.1 海面熱フラックス

前節で述べたように LES 実験の外力として海面熱フラックスデータが必要である。しかし、対馬海峡での直接観測データは無いため、バルク式を使用して海面熱フラックスを推定する。バルク式を用いて対馬海峡及び日本海での海面熱フラックスを推定した研究は多い（例えば、Aldoshina (1957), Kim (1992), Kang et al. (1994), Hirose et al. (1996) など）。しかし、これらは海面熱フラックスの長期平均値（年平均や月平均）についてであり、日変化のような短周期変動に関する情報をこれらから得ることはできない。そこで、以下のように対馬海峡における海面熱フラックスの短周期変動を独自に推定した。

正味の海面熱フラックス ( $Q_{net}$ ) は短波放射 ( $Q_{sh}$ ), 長波放射 ( $Q_{lo}$ ), 顕熱フラックス ( $Q_{la}$ ) 及び潜熱フラックス ( $Q_{sn}$ ) を用いてこれらの総和,

$$Q_{net} = Q_{sh} + Q_{lo} + Q_{la} + Q_{sn},$$

で表現できる。海洋に吸収される正味の短波放射は,

$$Q_{sh} = (1 - \alpha_0)Q_{sh}^{obs},$$

と表せる。 $Q_{sh}^{obs}$  は短波放射の観測値であり、気象庁で提供されている対馬の厳原で観測された 1 時間毎のアメダスデータを使用する。 $\alpha_0$  は海面でのアルベドであり、Kim (1992) と同様の値 (0.06) を用いた。

長波放射は基本的に海洋と大気黒体放射の差によって決定され、日本近海において以下の式によって高精度な推定が可能である (Kim (1992))。

$$Q_{lo} = - \{ \epsilon \sigma \theta_a^4 (0.254 - 0.00495 e_a) (1 - \delta_c C_{lo}) + 4 \epsilon \sigma \theta_a^3 (T_o - T_a) \},$$
$$\delta_c = 0.00427 \Psi + 0.5036,$$

ここで、 $\epsilon (= 0.97)$  は海面の射出率、 $\sigma (= 5.6705 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4})$  はステファン・ボルツマン定数、 $\delta_c$  は緯度 ( $\Psi$ ) の関数で表せる雲量係数であり対馬海峡では 0.648 である。また、 $\theta_a$  は気温の絶対温度、 $C_{lo}$  は雲量、 $e_a$  は水蒸気圧、 $T_a$  は海上気温でありこれらもまた厳

原で観測された気象庁の1時間毎のアメダスデータを使用する。海面水温 ( $T_o$ ) は1時間毎のような短い時間スケールでの観測データは無いため、ここでは日本海洋データセンター (JODC) の対馬海峡の月平均値 ( $T_{mm}$ ) を使用し、 $T_o$  が時刻 ( $\hat{t}$ ) 15 時で最大値、時刻 3 時で最小値となる振幅 ( $T_{amp}(= 1.0)$ ) をもった単振動、

$$T_o = T_{mm} + T_{amp} \sin \left\{ 2\pi \left( \frac{\hat{t} - 9}{24} \right) \right\},$$

を仮定した。

潜熱及び顕熱フラックスはそれぞれ、

$$Q_{la} = -\rho_a L C_E U_{10} (q_o - q_a),$$

$$Q_{sn} = -\rho_a L c_a C_H U_{10} (T_o - T_a),$$

で与えられる。ここで、 $c_a(= 1.00467 \text{ J g}^{-1})$  は大気比熱、 $U_{10}$  は海面高度 10 m におけるスカラー風速、 $q_a$  は海上気温の飽和比湿、 $q_o$  は海面水温における飽和比湿、 $L$  は蒸発の気化熱、 $\rho_a$  は大気密度であり、これらは気象庁のアメダスデータから得られる海上気温 ( $T_a$ )、海上露点温度 ( $T_d$ )、海上水蒸気圧 ( $e_a$ ) 及び海面気圧 ( $P_o$ ) から以下の式によって導かれる。

$$q_a = \frac{0.62197e_a}{P_o - 0.378e_a}, \quad q_o = \frac{0.62197e_o}{P_o - 0.378e_o},$$

$$L = 10^{10}(2.501 - 0.00237T_o),$$

$$\rho_a = \frac{10^3 P_o}{R_g(T_a + 273.16)(1.0 + 0.61q_a)},$$

ここで、 $R_g(= 8.314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1})$  は気体定数、 $e_o$  は海面水温に対する飽和水蒸気圧で

$$e_o = 6.0 \exp \left\{ \frac{(18.729 - T_o/227.3)T_o}{T_o + 257.87} \right\}$$

と表せる。最後にバルク係数 ( $C_E$  及び  $C_H$ ) を決定する。これら係数の決定には様々な関数が提案されている (例えば、Large and Pond (1982) や Kondo (1975) など) が、ここでは Kara et al. (2000) を使用した。

$$C_H = 0.96C_E,$$

$$C_E = C_0 + C_1(T_o - T_a),$$

$$C_0 = 10^{-3}(0.8195 + 5.06 \times 10^{-4}U_{10} - 9.0^{-7}U_{10}^2),$$

$$C_1 = 10^{-3}(-0.0154 + 56.98/U_{10} - 67.43/U_{10}^2).$$

以上より推定した海面熱フラックス ( $H_f$ ) を図 2.2~ 図 2.6 に示す。図は 2004 年から 2008 年までの各季節毎 (1 月, 4 月, 7 月, 10 月) の時系列を示す。どの季節も日射の無い夜間には  $H_f$  は小さく負となる。日射による海面加熱が始まる (時刻 6 時) と  $H_f$  は上昇し, 時刻 12 時付近で最大値をとる。その後, 日射の減少とともに  $H_f$  も減少し始め, 再び負となる。このような  $H_f$  の日周期変動はどの季節にも共通してみられるが, その値は季節変化する。冬季の  $H_f$  は夜間に  $-400 \text{ W m}^{-2}$  を下回る強烈な海面冷却を示しており, 昼間の海面加熱は短く弱い。一方, 夏季は  $H_f$  の昼間の海面加熱が夜間の冷却に比べ卓越している。これにより, 図 1.3 でも示したように, 冬季の  $H_f$  の月平均値は  $-300 \text{ W m}^{-2}$  と強い海面冷却を示しており, 逆に夏季の月平均値は約  $100 \text{ W m}^{-2}$  と海面加熱となる。ここで重要なことは, これほど冷却が支配的な冬季であっても昼間僅かな時間ではあるが海面が加熱されている時間帯があるということである。また, 春季及び秋季の 1 日の総加熱量と総冷却量はほぼ等しいため,  $H_f$  の月平均値は 0 に近い値となる。以上のような日変化する海面熱フラックスの季節変動は解析したすべての年に共通して確認できる。

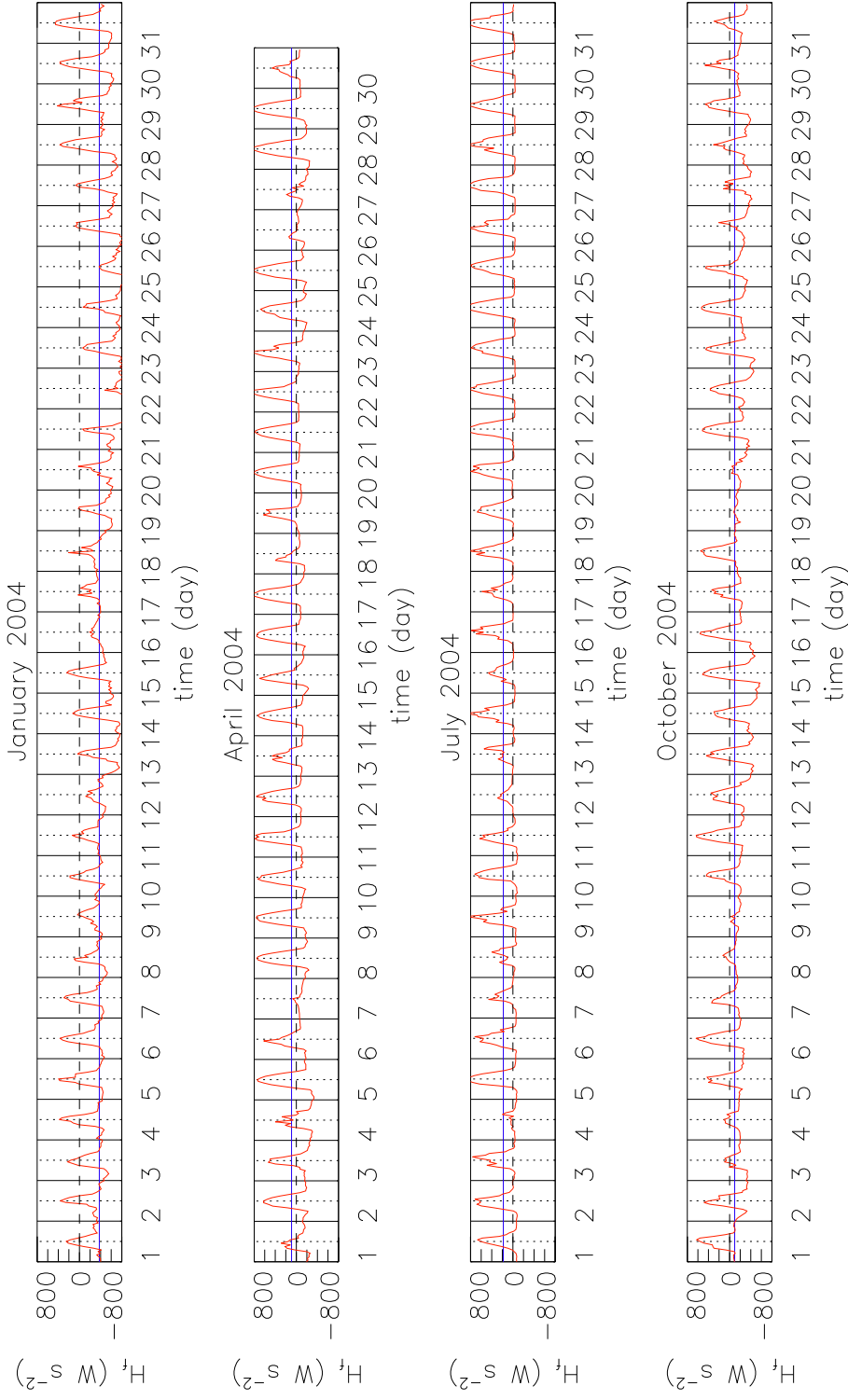


図 2.2 2004 年の各季節毎（1 月，4 月，7 月及び 10 月）の海面熱フラックスの時系列．縦軸は海面熱フラックス，横軸は時間（日）を表す．赤線は一時間毎に推定された海面熱フラックスを示し，青線はその月平均値を示している．

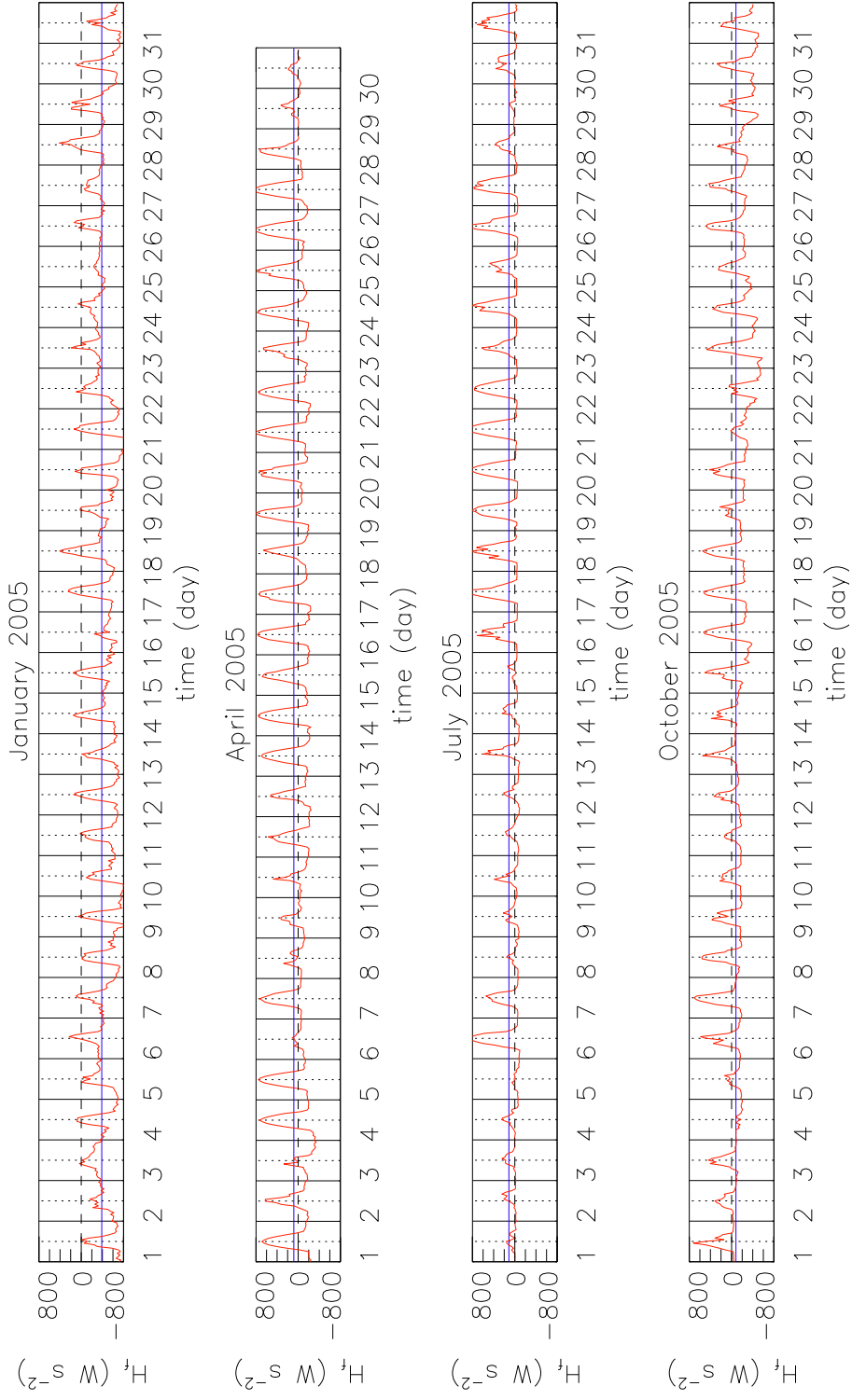


図 2.3 図 2.2 と同様．ただし，2005 年の場合．

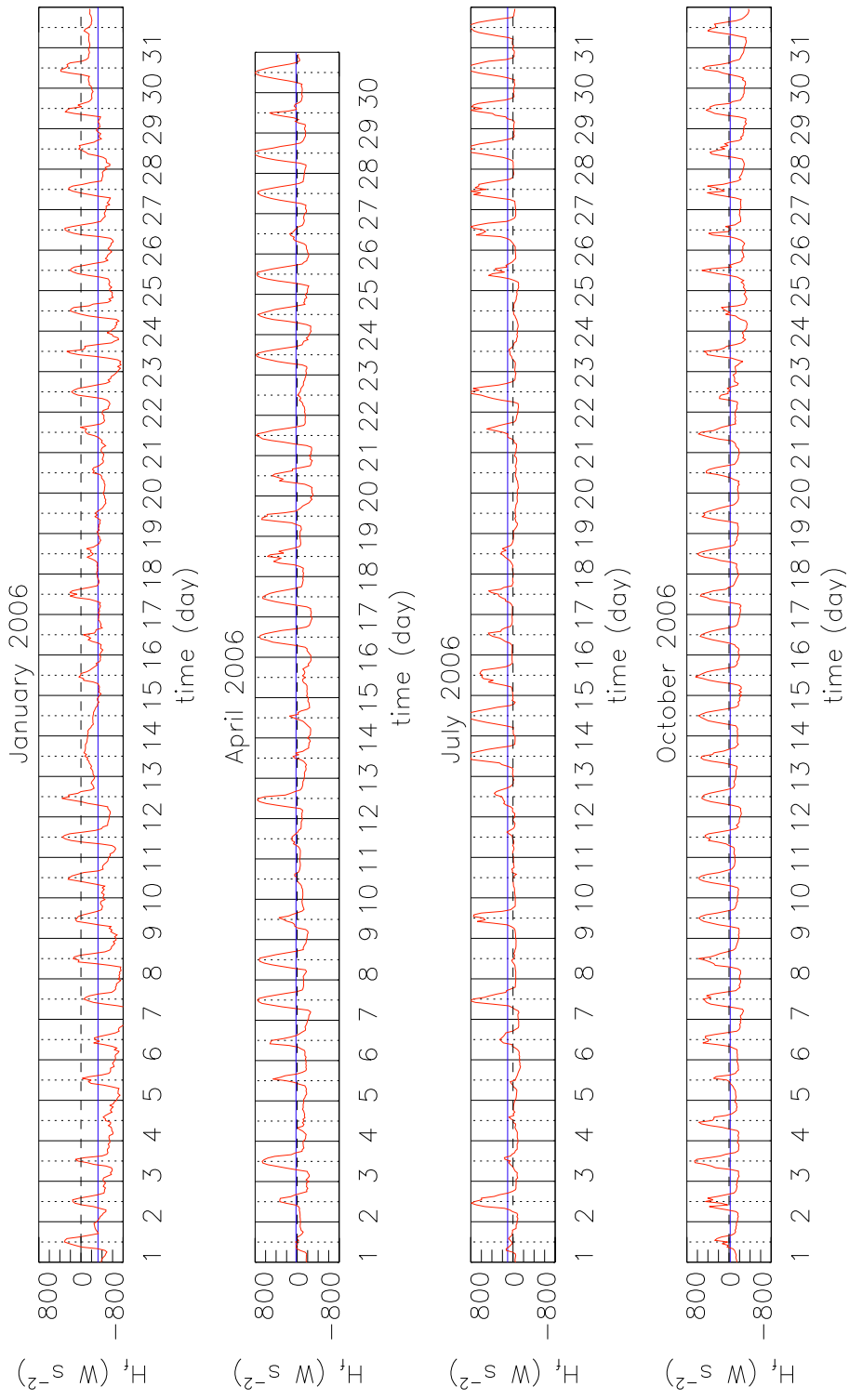


図 2.4 図 2.2 と同様．ただし，2006 年の場合．

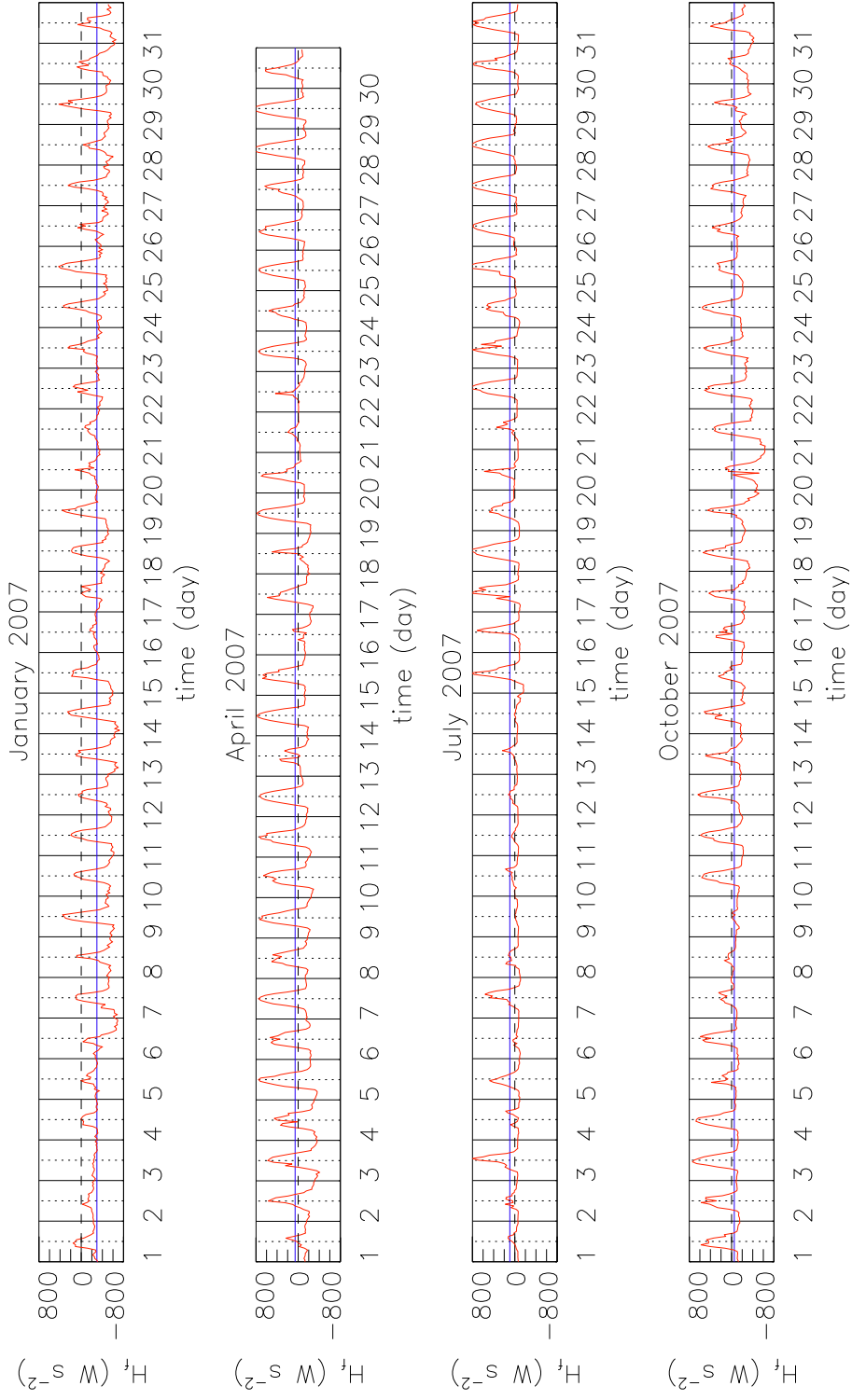


図 2.5 図 2.2 と同様．ただし，2007 年の場合．

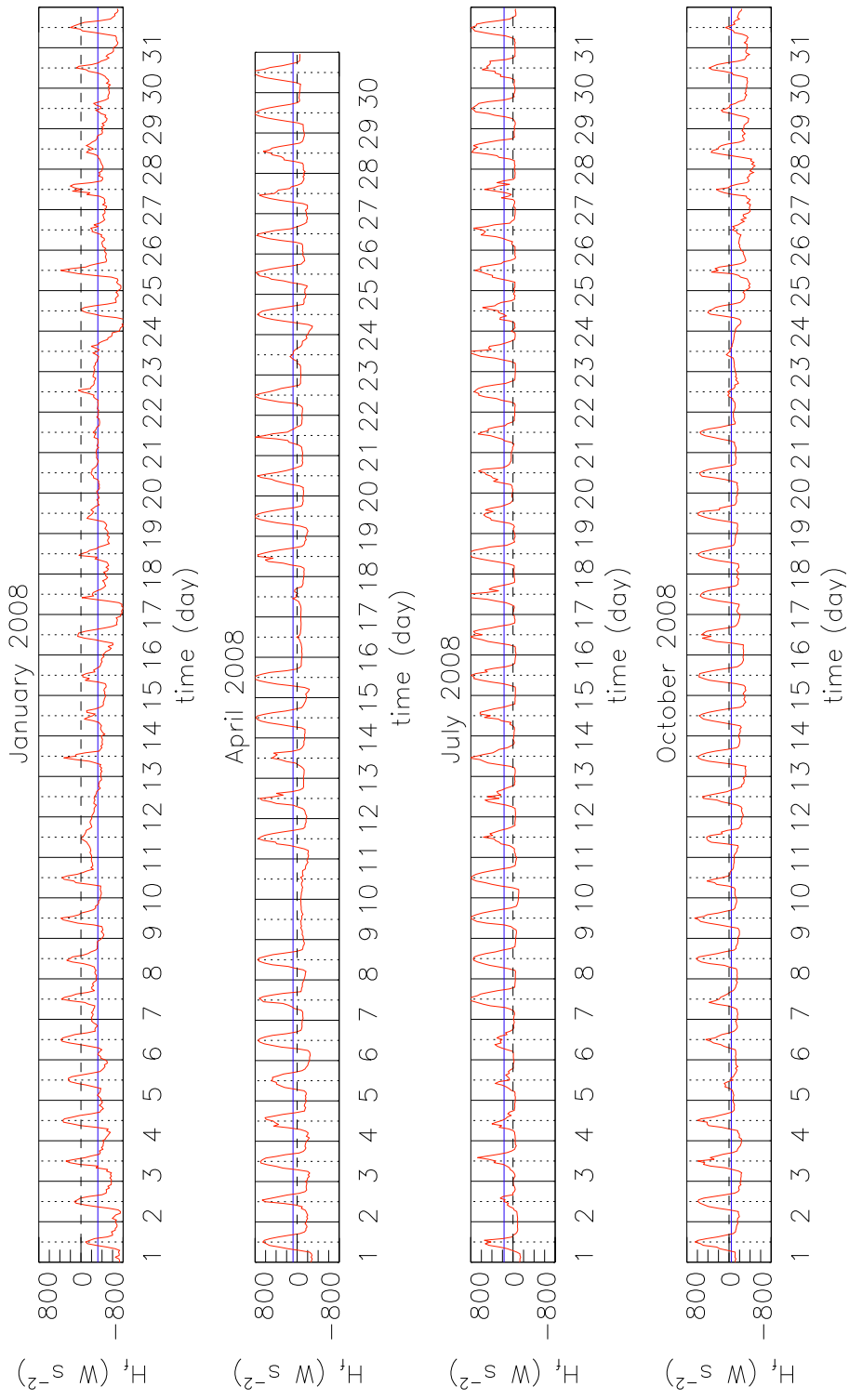


図 2.6 図 2.2 と同様．ただし，2008 年の場合．

## 2.2.2 風

風についても巖原で観測された 1 時間毎のアメダスデータを使用する。巖原は陸上観測であり周囲の地形の影響を受けている。そのため、HF レーダでの観測地点とは異なった変動特性を持っている可能性がある。そこで、National Centers for Environmental Prediction (NCEP) の再解析データを用いた場合に生じる吹送流と比較したが、両場合に大きな違いはなかったのでアメダスデータを使用することに問題は無いと判断した。図 2.7 に 2004 年から 2008 年における各月毎の平均値と分散を示す。毎年、秋季から冬季(9 月～3 月)にかけて北西風が卓越する。その風速・風向は比較的分散が小さい。一方、春季から夏季(4 月～8 月)にかけては南西風が卓越する。その風速・風向は時間変化が激しく分散が大きい。

図 2.8～図 2.12 に風の時系列を示す。この図からも上記した特徴が確認できる。また、風がいくつかの変動周期を持っていることが分かる。2004 年 7 月 22 日から 30 日には 1 日周期の風速の変動が見られる。風速は昼に増加し、夜に減少する。また、風向は昼間に西寄りとなる。この一日周期変動は季節を問わず、その他の期間(例えば、2008 年 7 月 22 日から 31 日、2004 年 4 月 4 日から 11 日または 2006 年 10 月 8 日から 21 日など)でも確認できるが、特に風速が小さく海面熱フラックスの日変化が大きな日に見られる特徴である。この主たる原因は海陸風の影響と考えられ、昼間の風速が夜間に比べ強く、また観測点である巖原は対馬の東岸に位置しているため昼間に西寄りとなる風向の変化も海陸風の特徴と一致している。

また、春季及び夏季には数日周期で風向が時計回りに回転する現象がある(例えば、2007 年 4 月 12 日から 14 日や 2006 年 7 月 10 日から 11 日)。これは対馬の西方及び北方を低気圧性の渦が通過することで生じるものである。低気圧性の渦は春季から夏季にかけて対馬海峡付近を頻繁に通過することが知られている(例えば、Mishiro (2013))。

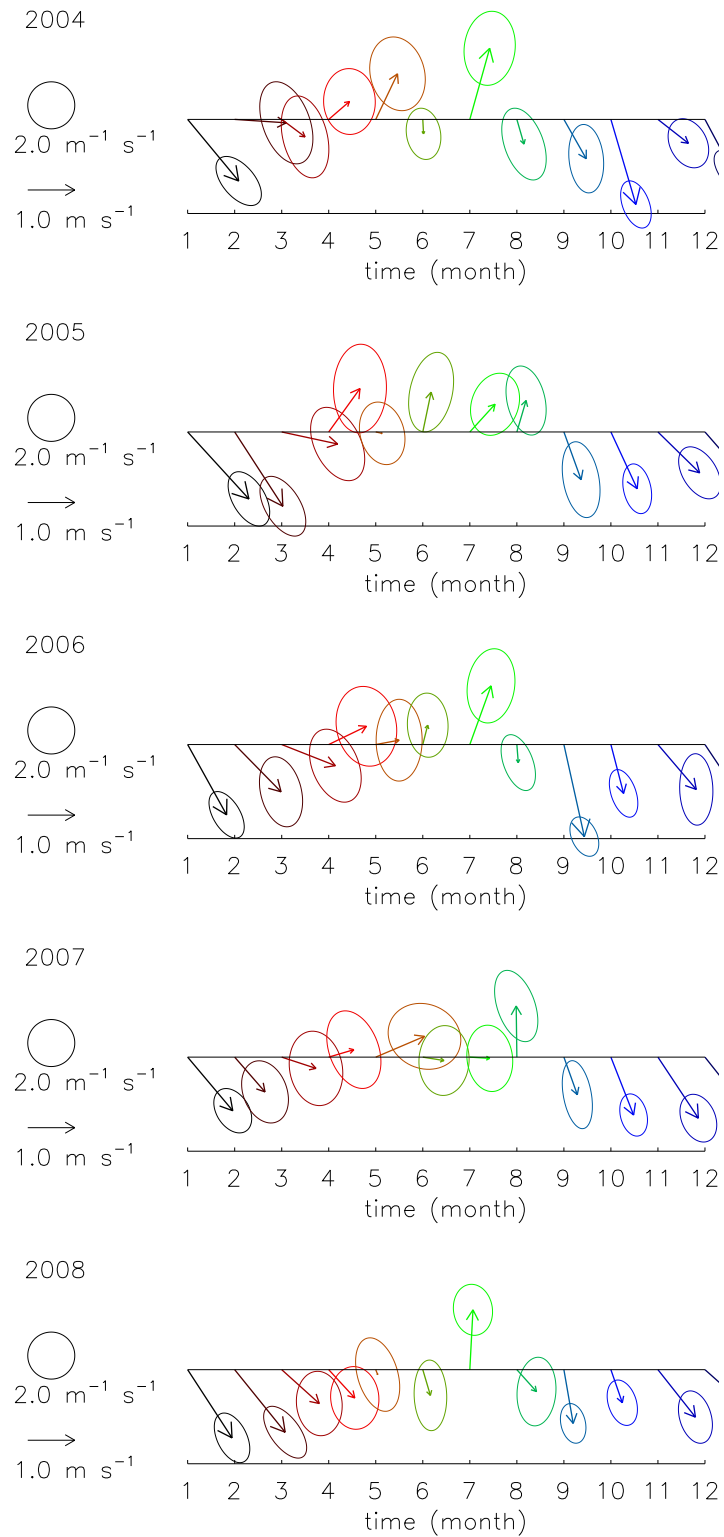


図 2.7 2004 年から 2008 年における風のベクトル月平均とその分散の季節変化．横軸は時間（月），色付き矢印の長さとは方向は月平均風の風速と風向を示し，先端にその月の分散楕円を示す．色は月の違いを示す．各図の左上に年を表示する．上向きを北としている．

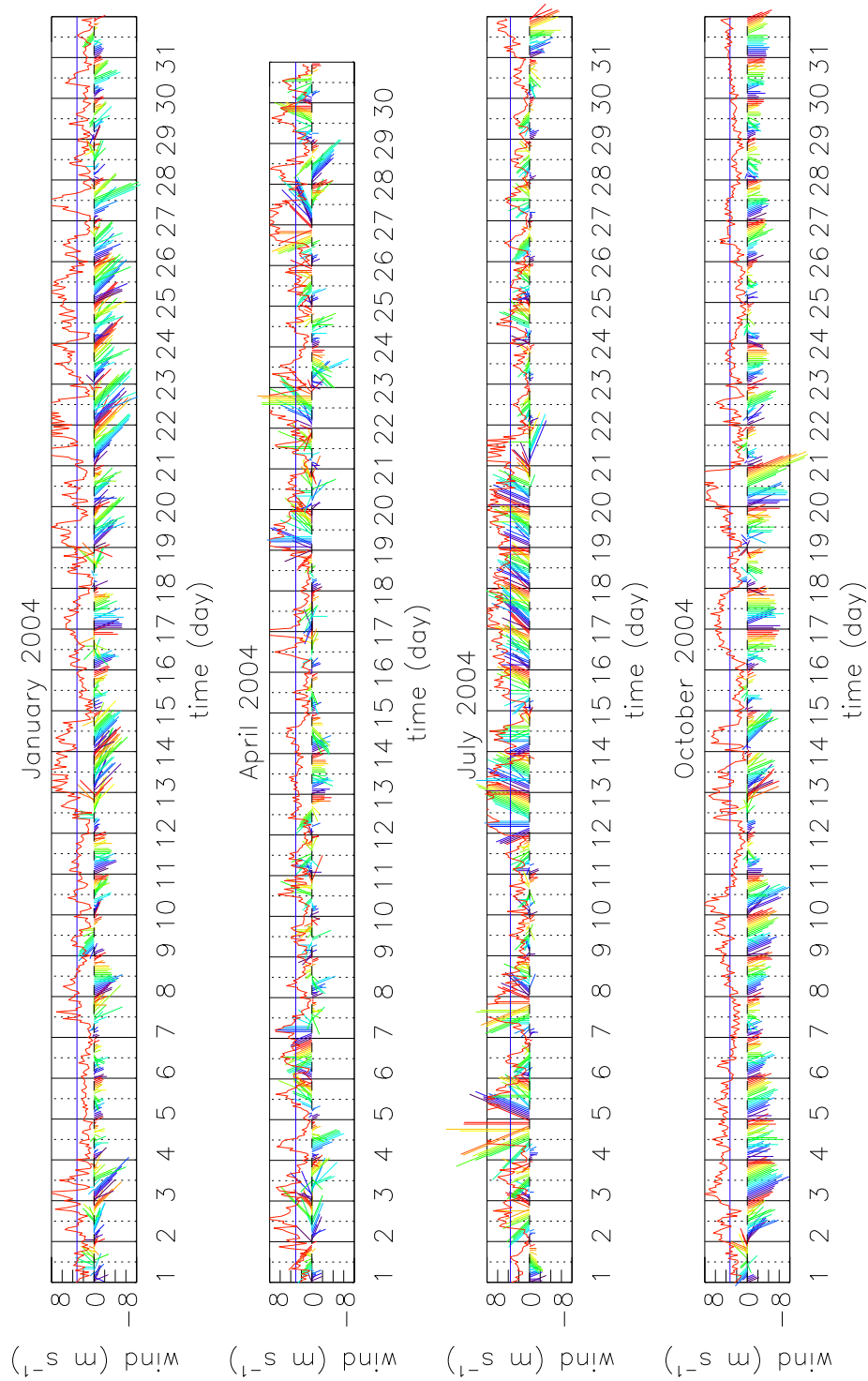


図 2.8 2004 年の各季節毎（1 月，4 月，7 月及び 10 月）の風の時系列．縦軸は風速，横軸は時間（日）を表す．色付きの棒線は 1 時間毎に観測された風速及び風向を示し，その色は一日間での時刻の違いを表す．赤線及び青線は風速の時間変化とその月平均値を示す．上向きを北としている．

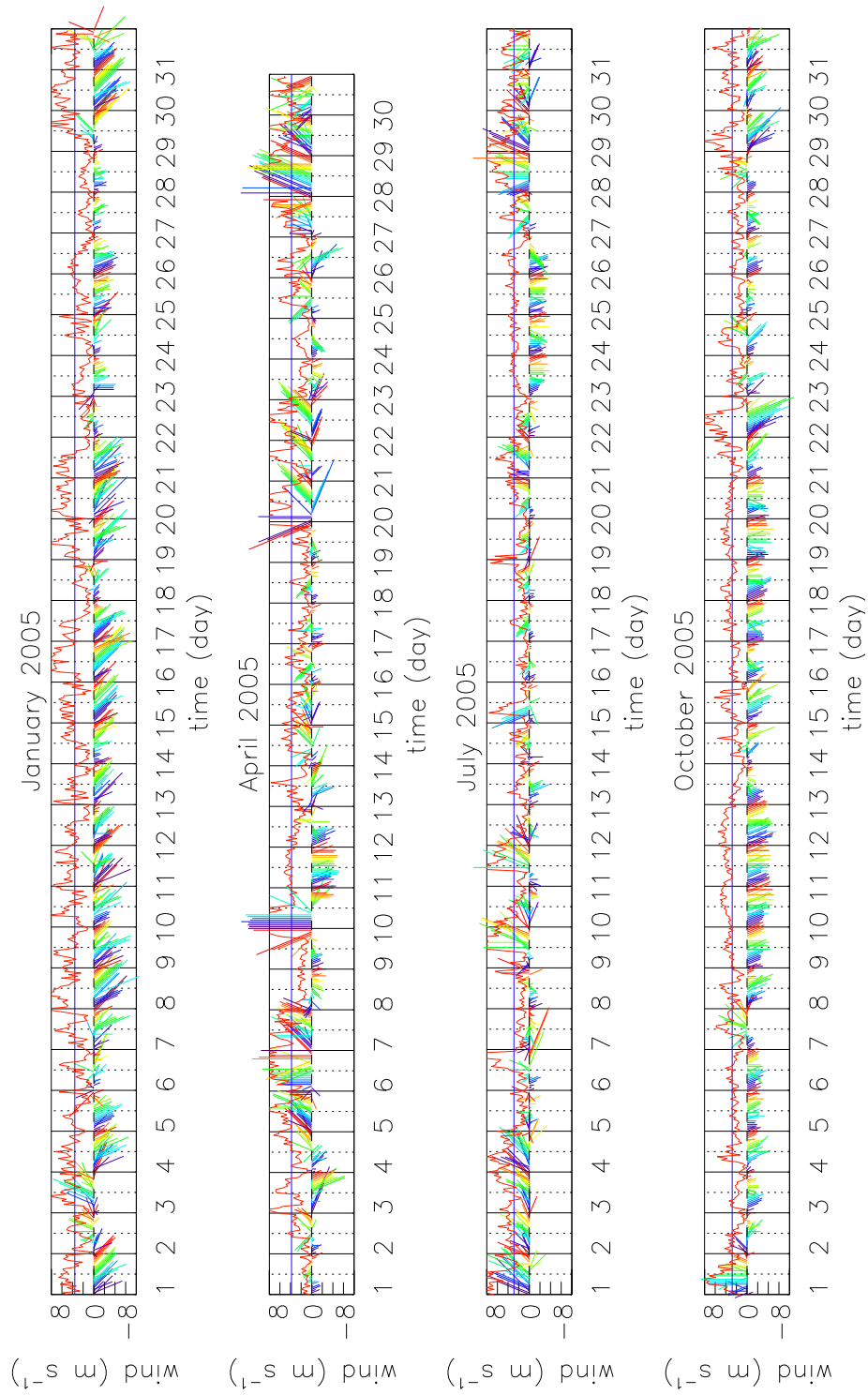


図 2.9 図 2.8 と同様．ただし，2005 年の場合．

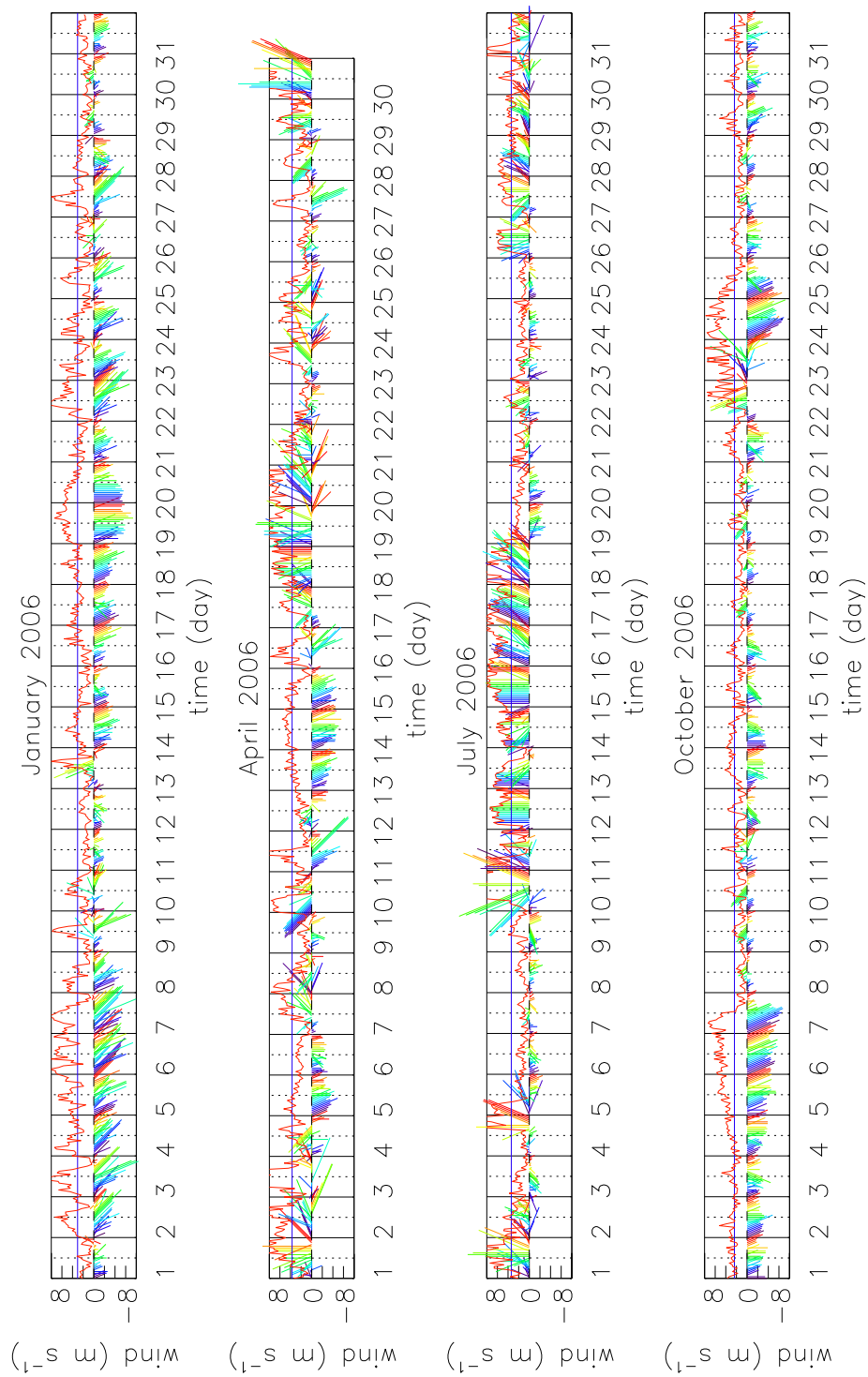


図 2.10 図 2.8 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

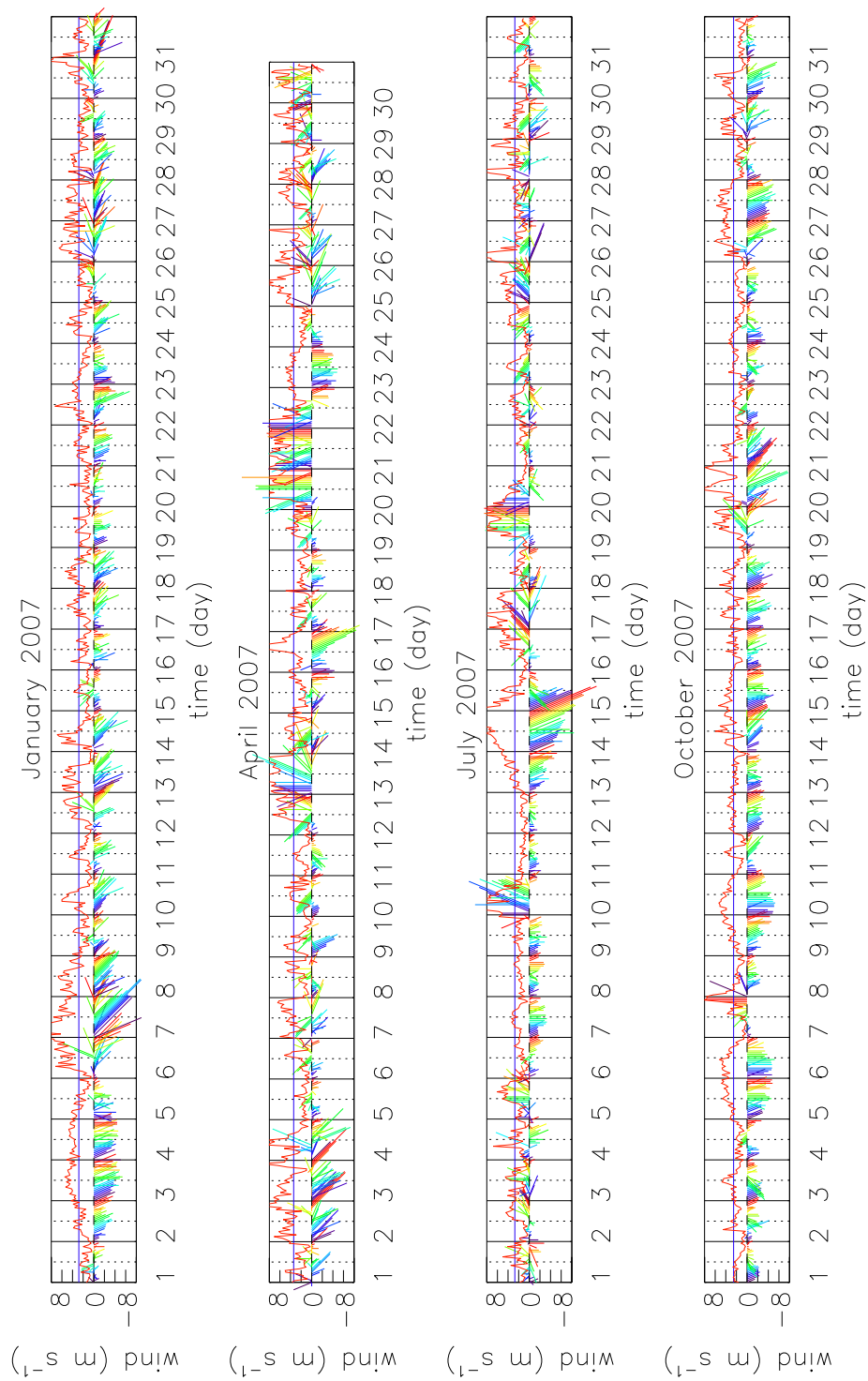


図 2.11 図 2.8 と同様 . ただし , 2007 年の場合 .

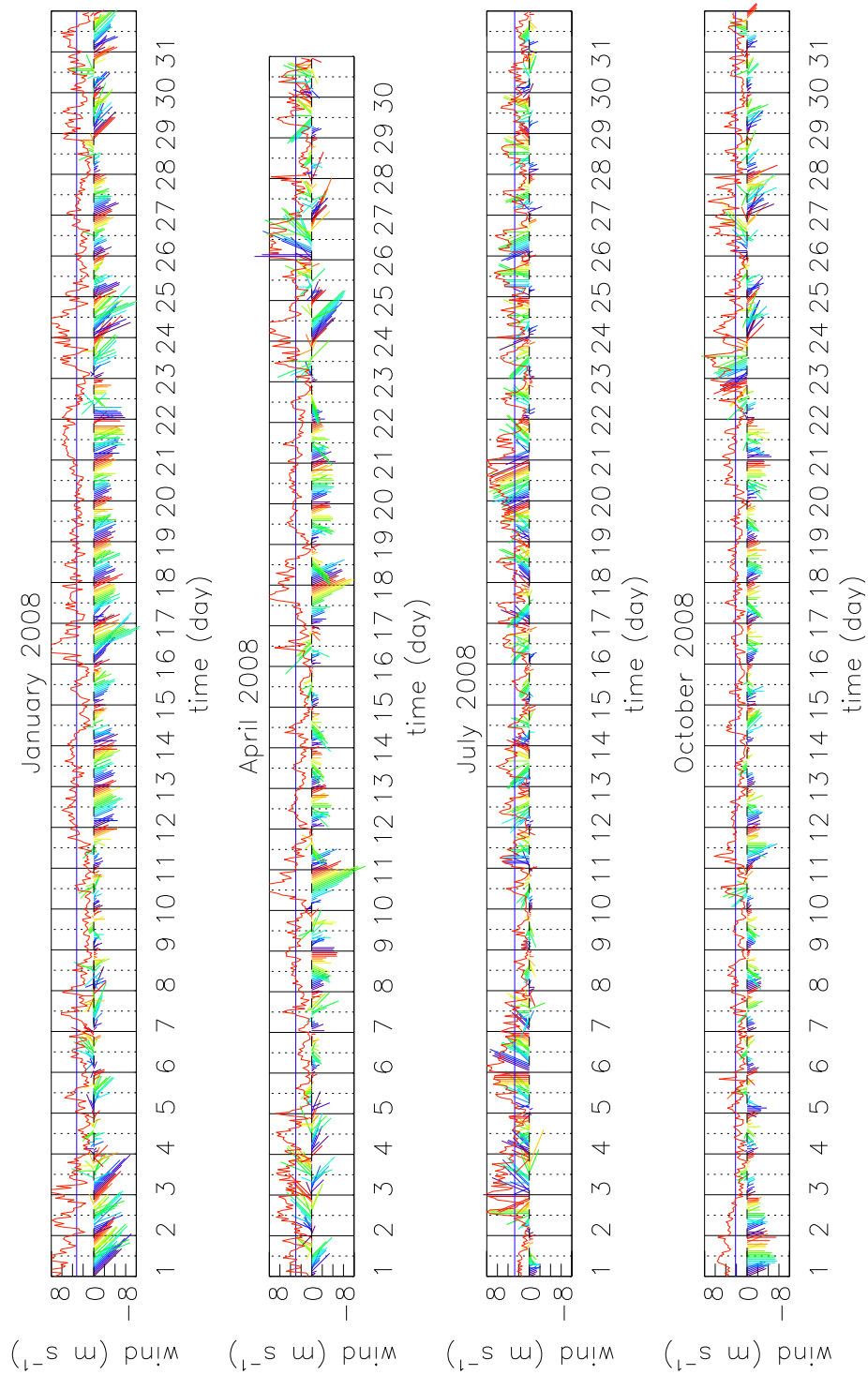


図 2.12 図 2.8 と同様 . ただし , 2008 年の場合 .

### 2.2.3 成層

図 2.13 は対馬海峡における密度の鉛直分布の季節変化を示す．使用したデータは JODC で提供されている水温及び塩分の各層観測データであり，1906 年から 2003 年までの北緯 34 ～ 35 度，東経 129 ～ 130 度の範囲（対馬海峡東水道）で測定された月毎の統計値である．水温及び塩分からの密度の推定には UNESCO (1981) を用いた．海水の密度 ( $\rho$ ) は，

$$\rho = \frac{\rho_s}{1 - P/K},$$

で求められる．ここで  $\rho_s$  は海面の密度であり，水温 ( $T$ ) と塩分 ( $S$ ) を用いて

$$\begin{aligned} \rho_s = & \rho_w \\ & + (0.824493 - 4.0899 \times 10^{-3}T + 7.6438 \times 10^{-5}T^2 \\ & - 8.2467 \times 10^{-7}T^3 + 5.3875 \times 10^{-9}T^4)S \\ & + (-5.72466 \times 10^{-3} + 1.0227 \times 10^{-4}T - 1.6546 \times 10^{-6}T^2)S^{3/2} \\ & + 4.8314 \times 10^{-4}S^2, \end{aligned}$$

と表せる． $\rho_w$  は純水の密度であり，

$$\begin{aligned} \rho_w = & 999.842594 + 6.793952 \times 10^{-2}T - 9.095290 \times 10^{-3}T^2 \\ & + 1.001685 \times 10^{-4}T^3 - 1.120083 \times 10^{-6}T^4 + 6.536332 \times 10^{-9}T^5, \end{aligned}$$

である． $P$  は圧力であり，ここでは深度 ( $z$ ) の関数

$$P = \frac{10}{99}z,$$

とした． $K$  は体積膨張率，

$$\begin{aligned} K = & K_0 \\ & + P(3.239908 + 1.43713 \times 10^{-3}T \\ & + 1.16092 \times 10^{-4}T^2 - 5.77905 \times 10^{-7}T^3) \\ & + P(2.2838 \times 10^{-3} - 1.0981 \times 10^{-5}T - 1.6078 \times 10^{-6}T^2)S \\ & + P(1.91075 \times 10^{-4})S^{3/2} \\ & + P^2(8.50935 \times 10^{-5} - 6.12293 \times 10^{-6}T + 5.2787 \times 10^{-8}T^2) \\ & + P^2(-9.9348 \times 10^{-7} + 2.0816 \times 10^{-8}T + 9.1697 \times 10^{-10}T^2)S, \end{aligned}$$

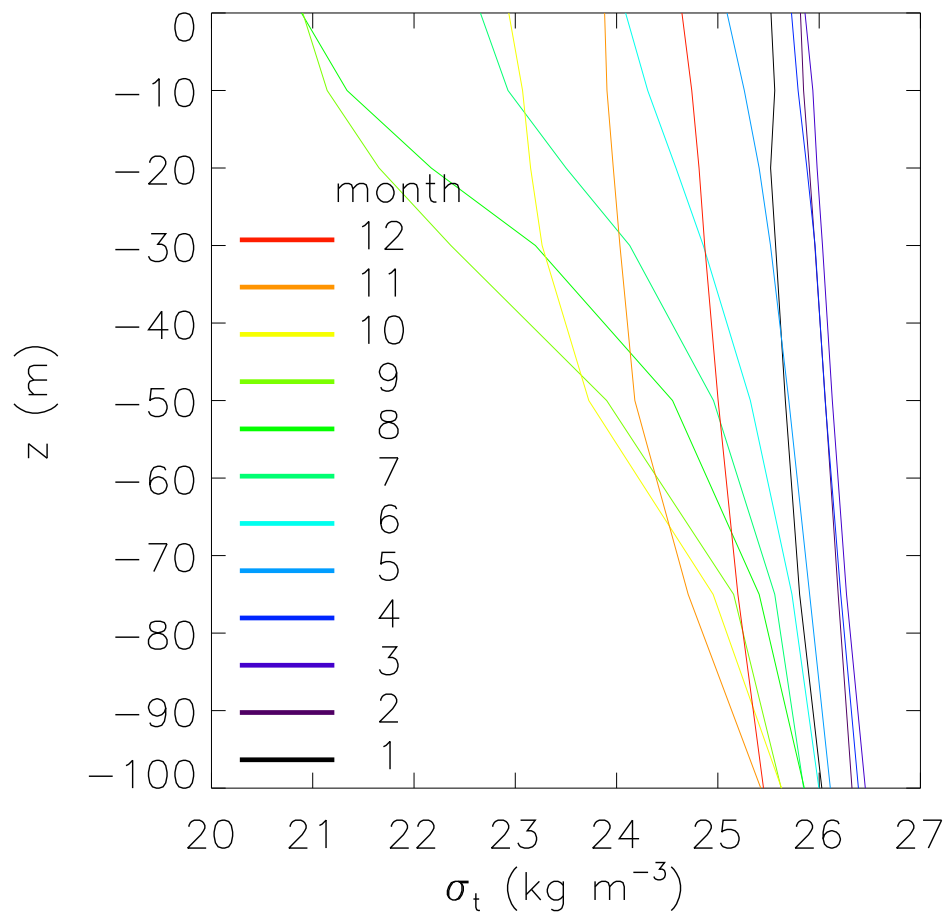


図 2.13 対馬海峡における密度の鉛直分布の季節変化．横軸は  $\sigma_t$ ，縦軸は  $z$  を示す．  
 線の色のは月の違いを表し，対応する色と月を図の左に示している．

である．ただし， $K_0$  は海面での体積膨張率を表し，純粹の体積膨張率 ( $K_w$ )

$$K_w = 19652.21 + 148.4206T - 2.327105T^2 \\ + 1.360477 \times 10^{-2}T^3 - 5.155288 \times 10^{-5}T^4$$

を用いて

$$K_0 = K_w \\ + (54.6746 - 0.603459T + 1.09987 \times 10^{-2}T^2 - 6.1670 \times 10^{-5}T^3)S \\ + (7.944 \times 10^{-2} + 1.6483 \times 10^{-2}T - 5.3009 \times 10^{-4}T^2)S^{3/2}$$

と書ける．

図 1.4 でも示したように冬季対馬海峡 (12 月から 2 月) の密度はほとんど鉛直一様であり，表層付近での密度が夏季に比べ大きい．これは海面冷却によってよく鉛直混合されている証拠である．春季 (3 月から 5 月) になると海面加熱の効果が徐々に強くなり表層の密度が低下，鉛直勾配が増加する．夏季 (6 月から 8 月) にはさらに鉛直勾配が大きくなり，8 月に表層の密度は最小，鉛直勾配は最大となる．その後，秋季から冬季 (9 月から 11 月) にかけて，再び密度は鉛直一様に戻っていく．

## 2.3 対馬海峡における表層吹送流推定のための重要因子

本節では対馬海峡の表層吹送流を決定する上で重要な因子について議論する．長期間 (数日から 1 ヶ月程度) 平均した表層吹送流の決定因子として本研究で着目している海面熱フラックスの短周期変動 (日変化) に加え，風応力の短周期変動及び季節成層を考える．ただし，ここでの実験では海面熱フラックスは全て表層に境界条件として課し，透過の効果は考えていない．これら因子の冬季及び夏季吹送流に及ぼす影響力を調べるため 2006 年 1 月と 2006 年 7 月のそれぞれ一ヶ月間を対象期間とし，以下の 4 種類の実験を行った (表 2.1)．実験  $R$  は上記した吹送流の構造決定因子の効果をすべて含む実験である．すなわち，海面熱フラックス及び風応力の短周期変動を考慮し，1 時間毎の値 (図 2.4 の赤線，及び図 2.10 の棒線) を与えた．また，積分対象期間の前月における成層状態を初期条件として課す (図 2.13)．実験  $H$  は海面熱フラックスの短周期変動を考慮せず，積分期間

実験名	R	H	W	S
海面熱フラックスの短周期変動	○	×	○	○
風応力の短周期変動	○	○	×	○
季節成層	○	○	○	×

表 2.1 各因子の影響力を調べるための実験条件．最上行は実験名，最左列は吹送流の構造決定因子を表す．○はその効果を考慮すること，×は考慮しないことを示す．

における平均値（月平均値，図 2.4 の青線）を与える．その他の条件は実験  $R$  と同様である．実験  $W$  は風応力の短周期変動を考慮せず，積分期間における平均値（月平均値，図 2.10 の青線）を与える．その他の条件は実験  $R$  と同様である．最後に，実験  $S$  は初期状態として中立成層を考え，積分対象期間の前月における密度の鉛直平均値を与えた．その他は実験  $R$  と同様である．

図 2.14 及び図 2.15 はそれぞれ冬季と夏季における摩擦速度で規格化された表層吹送流の月平均値を示し，表 2.2 は実験  $R$  の  $S_f$  で規格化された各実験の  $S_f$  ( $dS_f$ ) 及び各実験の  $D_a$  から実験  $R$  の  $D_a$  を引いた値 ( $dD_a$ ) を示している．すなわち，ある実験の  $dS_f$  が 1 より大きい（小さい）ことは実験  $R$  の  $S_f$  に比べ，その実験の  $S_f$  が大きい（小さい）ことを示す．また， $dD_a$  が 0 より大きい（小さい）ことはその実験の  $D_a$  が実験  $R$  のそれより大きい（小さい）ことを示す．冬季と夏季共に実験  $R$  の結果は観測値と良い一致

実験名	$R$		$H$		$W$		$S$	
	$dS_f$	$dD_a$	$dS_f$	$dD_a$	$dS_f$	$dD_a$	$dS_f$	$dD_a$
冬季	1.00	0.0	0.53	-9.5	1.07	-0.6	0.99	-0.6
夏季	1.00	0.0	1.07	-1.3	1.23	1.2	0.92	-3.4

表 2.2 実験  $R$  を基準とした各実験の  $S_f$  及び  $D_a$  の違い．実験  $R$  の  $S_f$  で規格化された各実験の  $S_f$  ( $dS_f$ ) 及び各実験の  $D_a$  から実験  $R$  の  $D_a$  を引いた値 ( $dD_a$ ，度) を示す．

を示しており，現実の吹送流をよく再現できている．冬季において実験  $R$  に対する実験

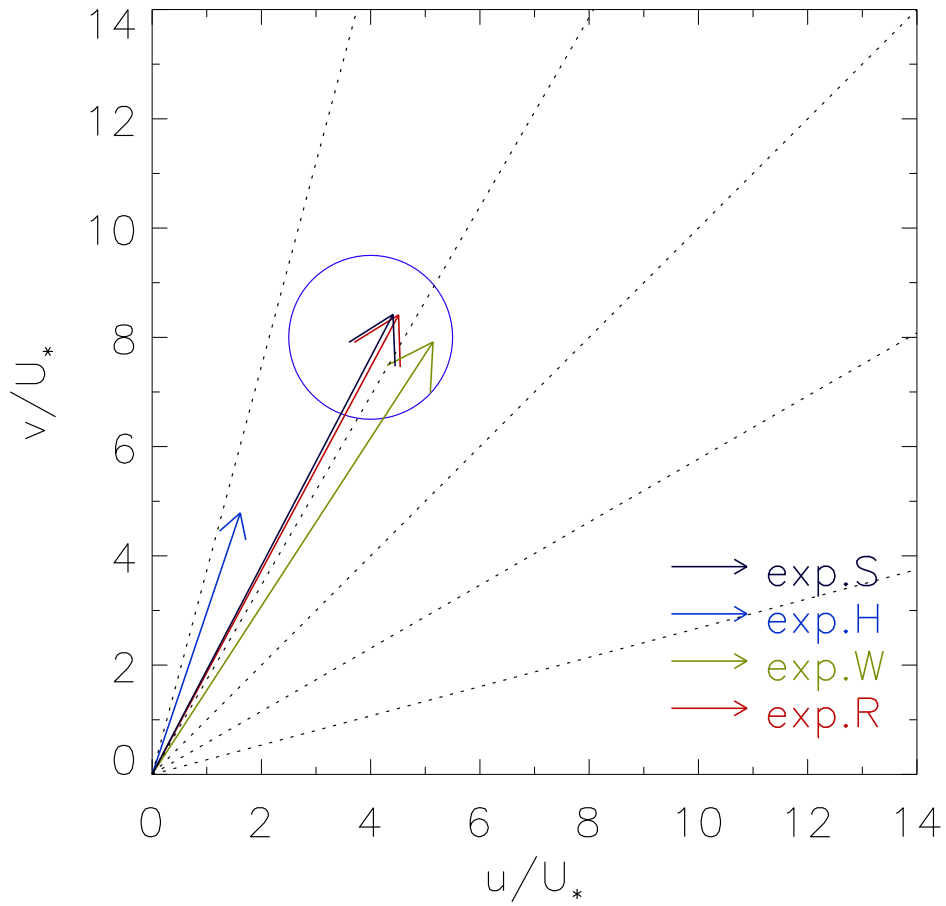


図 2.14 冬季 (2006 年 1 月) における各実験の月平均表層流．色付きの矢印は各実験の積分期間内で平均した表層流の流速・流向を表す．ただし，風向は縦軸の正方向と一致する．青の円は冬季対馬海峡でのおおよその観測値である (図 1.2)．

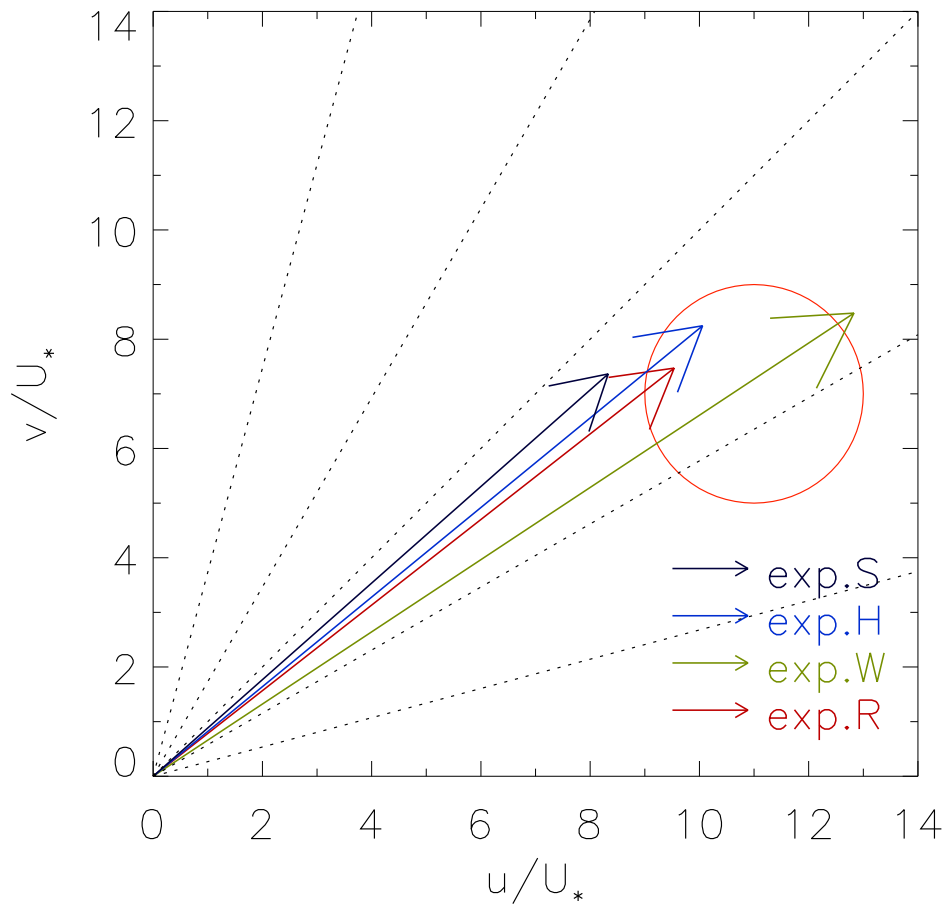


図 2.15 図 2.14 と同様 . ただし , 夏季 ( 2006 年 7 月 ) の場合であり , 赤の円は夏季対馬海峡でのおおよその観測値を示す .

$W$  の  $S_f$  の違いは数パーセント，流向差は 1 度未満とほとんど違いはない．これは冬季の海面加熱時間が短く，風による混合よりも海面冷却による対流混合が支配的であるためである．また，実験  $S$  ついてもほとんど差がない．実験  $H$  では  $D_a$  の差は 9.5 度と大きな違いはないが， $S_f$  の比が 0.53 と 5 割近く小さい．この流速は観測のおおよその値と比較しても非常に小さい（図 2.14）．一方，夏季における流速の違いは実験  $H$  と実験  $S$  が共に数パーセントと小さく，実験  $W$  は 23% の差がある．McWilliams and Huckle (2006) や McWilliams et al. (2009) は KPP モデルを用いて，風応力の短周期変動が風による混合層深度，鉛直シアや渦粘性係数に及ぼす影響を調べた．彼らによれば，振動する風応力のもとで生じる吹送流の構造は風応力が一定の場合と比較して，混合層深度と渦粘性係数が増加し鉛直シアは減少する．従って，本実験においても定常な風のもとで行った実験  $W$  は複雑な短周期変動を持つ実験  $R$  と比較して混合層内の渦粘性係数が減少し，表層流速が増加したと考えられる．この効果は風による混合が重要になる夏季において強く，海面冷却による対流混合が支配的な冬季には弱い．一方，流向はどの実験においても大きな違いはない．

以上から対馬海峡において，冬季における海面熱フラックスの短周期変動の影響が極めて大きいことが明らかとなった．これは海面熱フラックスを定常な月平均値で与えた場合，実際の吹送流流速を大きく過小評価してしまうことになる．次節ではこの海面熱フラックスの短周期変動（日変化）に焦点を当て，詳しく吹送流に及ぼす影響を調べる．

## 2.4 対馬海峡における海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響

第 2.3 節では海面熱フラックスの短周期変動が表層吹送流の月平均値に大きな影響を及ぼすことを確認した．ここではそのメカニズムを調べるため数値実験の境界条件を単純化し，定常な海面熱フラックスを与えた場合と短周期変動（日変化）を考慮した場合に生じる吹送流の時間発展の違いを細かくみていく．

### 2.4.1 数値実験 (LES) の単純化

本節では海面熱フラックスの日変化に焦点を当てるため、第 2.1 節で示した LES の初期条件及び境界条件を以下のように単純化して議論する。初期条件は密度一様 ( $\rho = \rho_0$ ) な静止流体 ( $u = v = w = 0$ ) とする。風応力は  $y$  軸方向に定常な風応力を課す。

$$F_{u1} = 0, \quad F_{u2} = \frac{\tau}{\rho_0} \delta(z), \quad F_{u3} = 0.$$

海面熱フラックスについては、海面加熱の開始時刻を  $t = T_0 (= 0 \text{ h})$  とし加熱時間 ( $t = T_h$ ) まで一定の加熱率 ( $h$ ) で加熱する。その後、 $t = T_{24} (= 24 \text{ h})$  まで一定の冷却率 ( $c$ ) で冷却するといった簡単な形 (図 2.16),

$$H_f = \begin{cases} h & \text{for } T_0 < t \leq T_h \\ -c & \text{for } T_h < t \leq T_{24} \end{cases},$$

で日変化を表現し、この日変化を積分期間中繰り返す。海底の境界条件に変更はない (滑りなし及び熱フラックス無し)。このようなモデルの単純化は前節で示したように表層吹送流に大きな影響を与えるものではない。この矩形波で与えられる海面熱フラックスは現実の形とは異なる。例えば、海面加熱時の熱フラックスはサイン関数で与えた方がより現実に近いかもしれない。しかし、加熱時間、1 日の総加熱量及び総冷却量が等しければ、吹送流の日変化及び日平均値はその与え方に大きく依存しないことを LES 実験から確認した。積分期間は運動量が準定常に達する 6 日間とし、この最終日を解析期間とする。また、日変化を考えない場合 (次節で議論される) は  $T_h$  を 24 h または 0 h と設定し、定常な海面加熱及び海面冷却を表現した。

### 2.4.2 海面熱フラックスの季節変化

初めに、定常な海面熱フラックスのもとで生じる吹送流について調べる。冬季及び夏季対馬海峡における月平均海面熱フラックス (それぞれ  $-317 \text{ W m}^{-2}$ ,  $+100 \text{ W m}^{-2}$ ) を境界条件としてモデルに与えた。また風応力もその季節の代表的な値を用いる。これらの実験を以下では実験  $S_w$  (冬季), 実験  $S_s$  (夏季) と呼ぶ (表 2.3)。

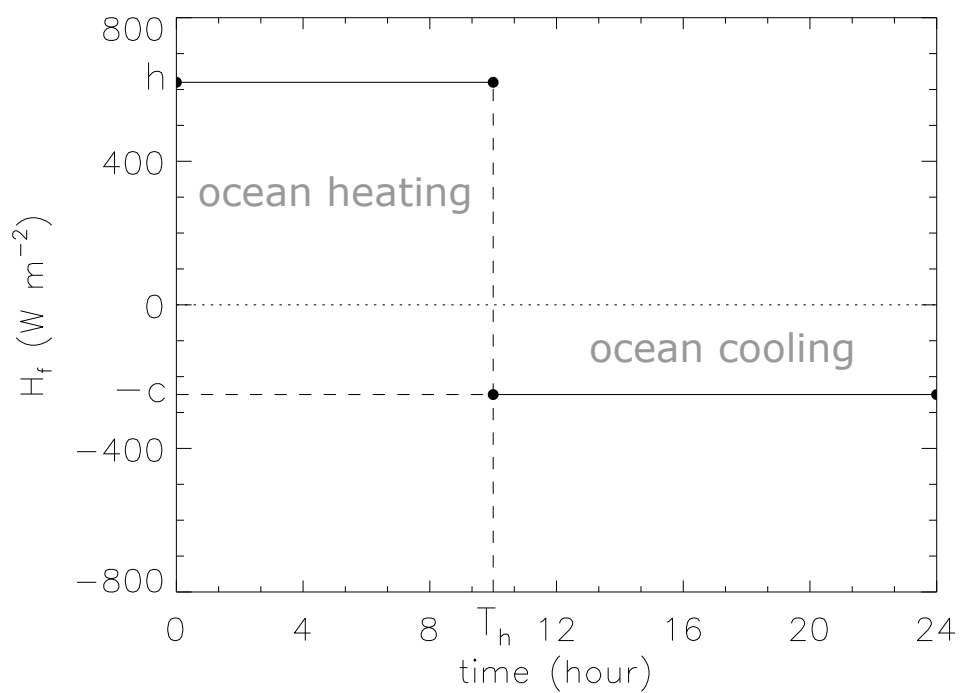


図 2.16 モデルに与えられる海面熱フラックスの日変化（実線）. 横軸と縦軸はそれぞれ 1 周期（1 日）の時間と海面熱フラックスを示す .

	$T_h$ (h)	$h$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$c$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\overline{H_f}$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\tau$ ( $\text{N m}^{-2}$ )
$S_w$	0	0	-317	-317	0.08
$S_s$	24	+50	0	+50	0.06

表 2.3 実験名と各パラメータ値． $\overline{H_f}$  は海面熱フラックスの日平均値を表す．

図 2.17 と図 2.18，図 2.19 及び図 2.20 は実験  $S_w$  と  $S_s$  における表層吹送流の日変化，及び摩擦速度で規格化された吹送流流速と  $N^2(= \partial b / \partial z)$  の鉛直分布を示す．実験  $S_w$  (冬季) においては，表層 (約 4 m 以浅) で鉛直シアが強く流速は深さと共に減少する．しかし，それ以深では鉛直的によく混合されており，海底まで運動量が伝わっている．吹送流は，流速，流向ともに 1 日を通してほとんど変化しない (図 2.17)．その結果，日平均流の  $S_f$  は小さな値 (5.8) となる (図 2.19a)．実験では表層に強烈な冷却が常に課せられており，図 2.20a から明らかなように，強い対流混合が生じている．この小さな  $S_f$  は観測値 (図 1.2) を大きく下回る結果である．

一方夏季は，上層 (約 25 m 以浅) で鉛直シアが大きく深度の増加に伴う流速の減少及び流向の増加が一日を通して確認できる (図 2.18)．この実験で海面表層は常に加熱されており，図 2.20b で示すように時間・空間的に安定成層を保っている．そのため，吹送流は風起因の浅い混合層内 (表層約 25 m) に限って発達する．その結果，表層流速は冬季に比べて大きく，その変化は  $S_f = 10$  から  $S_f = 20$  の範囲で慣性振動を示している．従って，日平均流の  $S_f (= 14.6)$  は冬季に比べ約 3 倍と大きい．表層流向についても  $D_a = 30^\circ$  から  $D_a = 80^\circ$  の範囲で慣性振動する．日平均流の流向は  $39.8$  度であり冬季とほぼ同程度である．

定常な海面熱フラックスのもとで生じる吹送流の季節変化，すなわち表層流の  $S_f$  及び  $D_a$  は冬季に小さく夏季に大きくなる変化は定性的に観測 (図 1.2) を説明し得る．しかし観測結果では，冬季の  $S_f$  は数値実験結果の約 2 倍も大きい．この事実は観測結果を定量的に十分説明できていないことを意味する．従って，ここでの数値実験において考慮していない冬季吹送流の鉛直混合を抑制するプロセスが存在することを示唆している．そのプロセスの一つとして次節では海面熱フラックスの日変化を考え，その吹送流に与える影響

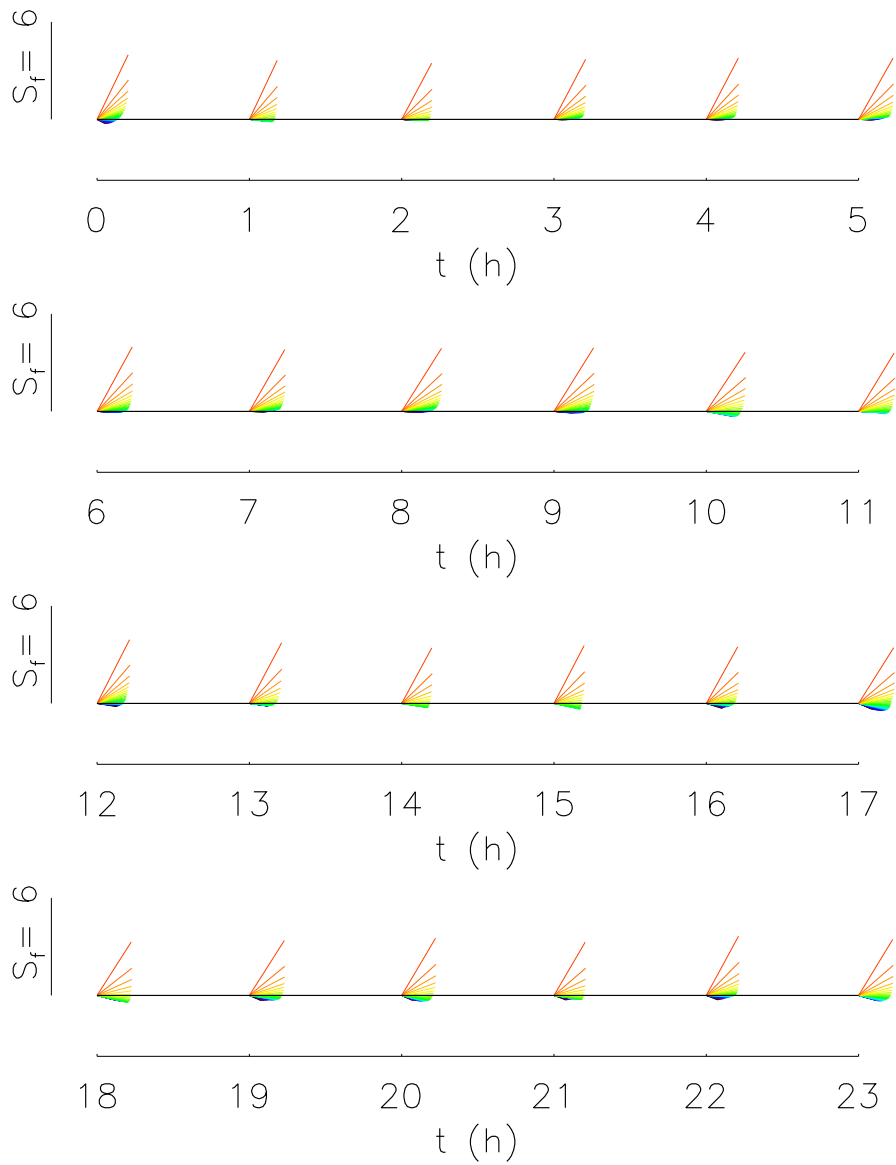


図 2.17 実験  $S_w$  における吹送流鉛直構造の時系列．横軸に時間，棒線は 1 m 毎の吹送流の水平成分を表し，その色は深さを示している．図の左端に棒線のスケールを示す．

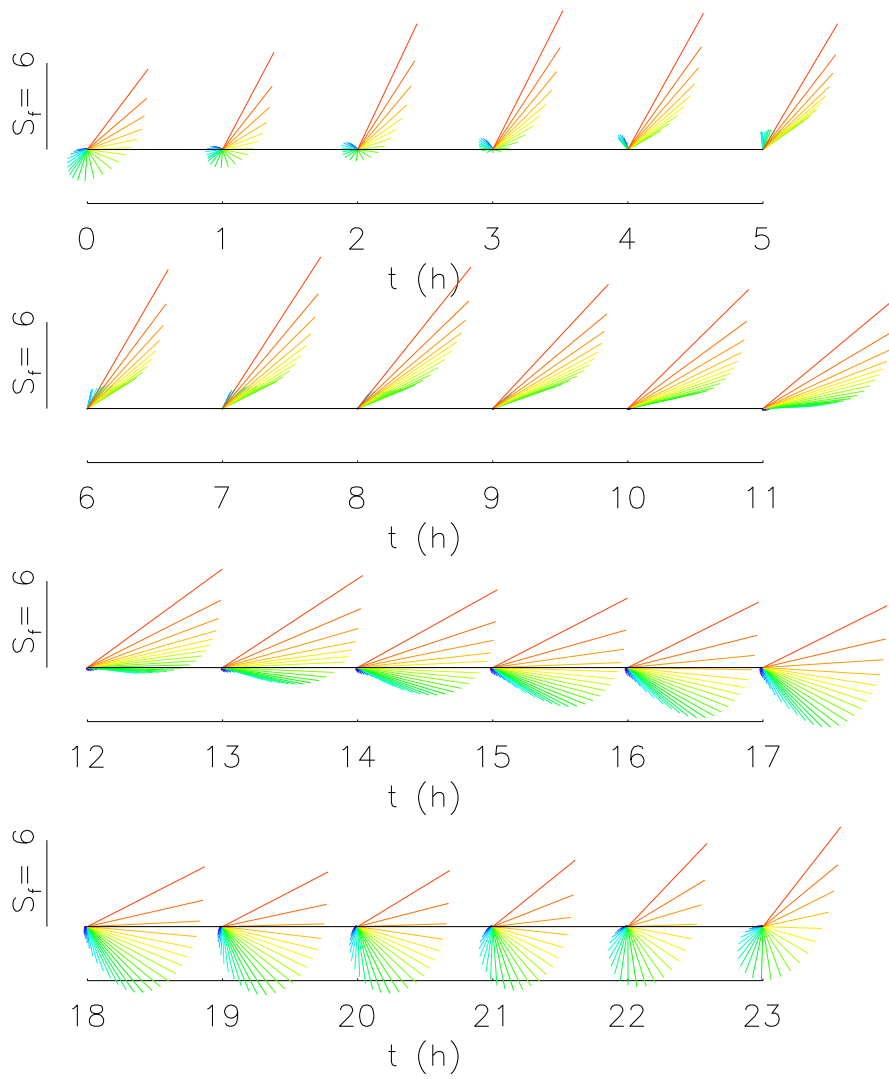


図 2.18 図 2.17 と同様 . ただし , 実験  $S_s$  の場合 .

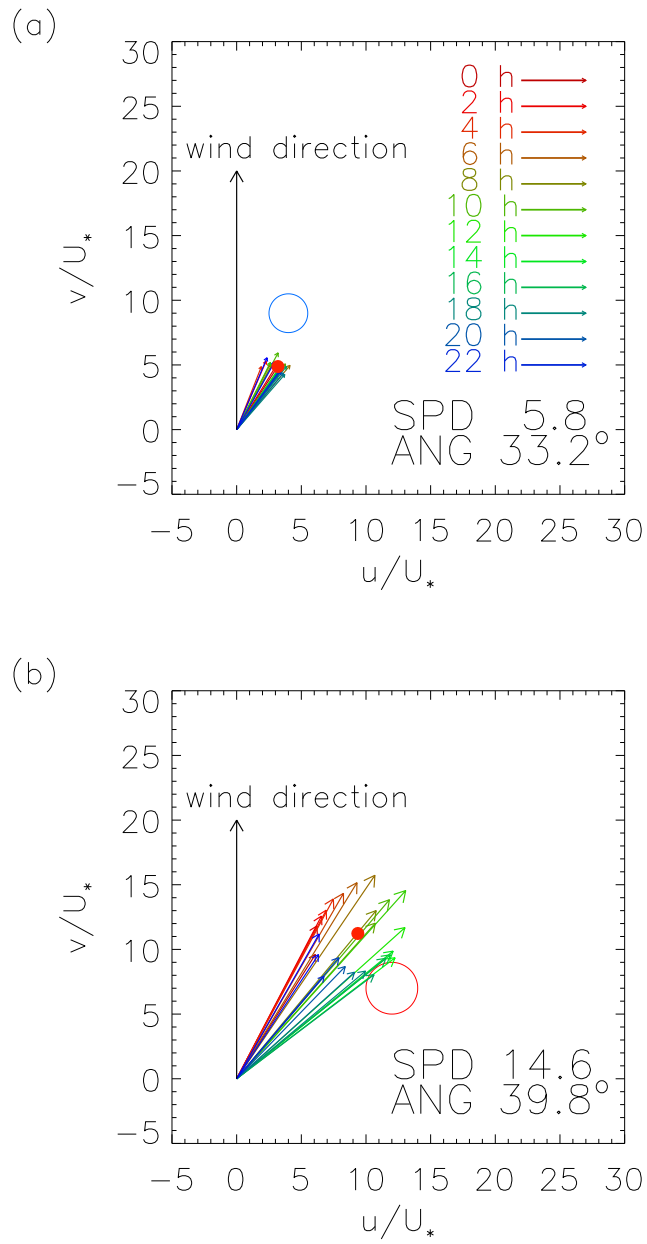


図 2.19 (a)実験  $S_w$  と (b)実験  $S_s$  における吹送流 (色付矢印) の 1 時間毎の日変化を示す。赤点は日平均吹送流を示し、その風力係数 ( $S_f$ ) と偏角 ( $D_a$ ) を右下の SPD 及び ANG に示している。縦軸に平行な黒の矢印は風向を示す。赤と青の丸枠で囲んだ範囲は夏季と冬季の観測値の大よその値を示している。

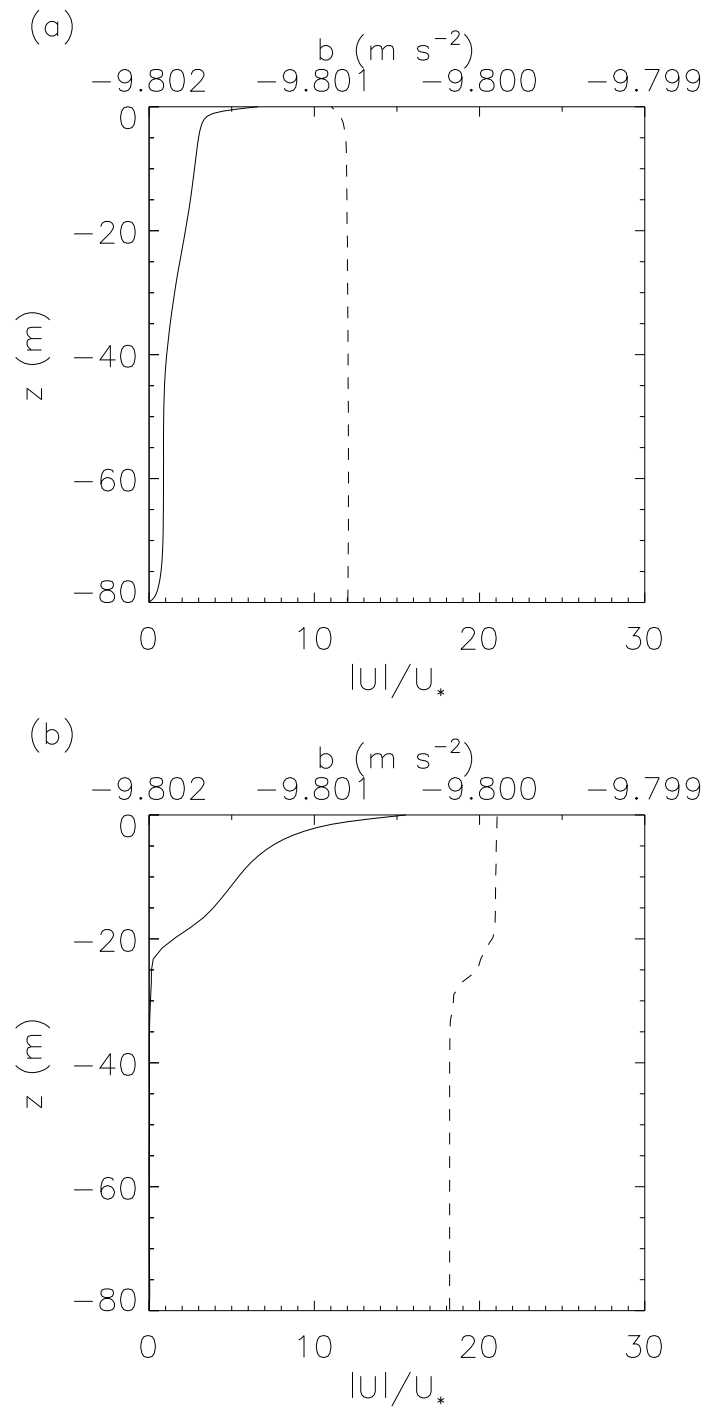


図 2.20 (a) 実験  $S_w$  と (b) 実験  $S_s$  における  $N^2(= \partial b / \partial z)$  の鉛直分布．横軸は摩擦速度で規格化した吹送流流速 (実線, 下軸), 及び  $N^2$  (破線, 上軸) を示す．縦軸は深度 ( $z$ ) である．

を調べる．

### 2.4.3 海面熱フラックスの日変化

次に，短周期変動（日変化）する海面熱フラックスのもとで生じる吹送流について調べる．第 2.2.1 小節で述べたように，対馬海峡では季節を問わず昼間は日射によって海面が加熱され，夜間は冷却される（図 2.2～図 2.6）．冬季の海面加熱は夏季に比べ弱く，時間も短い．そのため日変化を特徴付けるパラメータ（加熱時間（ $T_h$ ），加熱率（ $h$ ），冷却率（ $c$ ））は季節変化する．図 2.21 は  $T_h$ ， $h$  及び  $c$  の季節変化を示す．冬季（12 月～2 月）では  $T_h$ ， $h$  及び  $c$  はそれぞれ約 4 h， $100 \text{ W m}^{-2}$  及び  $400 \text{ W m}^{-2}$  であり，夏季（6 月～8 月）ではそれぞれ約 12 h， $350 \text{ W m}^{-2}$  及び  $150 \text{ W m}^{-2}$  である．以下ではこれらの値と定常な風応力（実験  $S_w$  と実験  $S_s$  と同様の値）を用いて数値実験（実験  $C_w$  と実験  $C_s$  とする）を行う（表 2.4）．ここで，これらの海面熱フラックスの日平均値（ $\overline{H_f}$ ）は前小節で

	$T_h$ (h)	$h$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$c$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\overline{H_f}$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\tau$ ( $\text{N m}^{-2}$ )
$C_w$	4	+100	-400	-317	0.10
$C_s$	12	+350	-150	+100	0.08

表 2.4 実験名と各パラメータ値．

行った定常な海面熱フラックスのもとでの実験（実験  $S_w$  と実験  $S_s$ ）で与えた海面熱フラックスと等しいことに注意する．

図 2.22 と図 2.23，図 2.24 及び図 2.25 は実験  $C_w$  と実験  $C_s$  における吹送流の鉛直構造，摩擦速度で規格化された表層流の流速（ $S_f$ ）と風向に対する流向（ $D_a$ ）， $N^2(= \partial b / \partial z)$  の時間変化を示す．実験  $C_w$ （冬季）において， $t = 0 \text{ h}$ （海面加熱直前）には前日（ $t < 0 \text{ h}$ ）の海面冷却の影響で上層は不安定成層となり，対流混合が活発である（図 2.25a）．従って，吹送流は鉛直一様であり，表層流速は小さい．海面加熱が始まると安定成層となり，対流混合が弱まる（ $0 \text{ h} < t \leq 4 \text{ h}$ ）．吹送流が上層から発達するに伴って  $S_f$  と  $D_a$  は増加し（図 2.22，図 2.24a），海面冷却が始まる時間付近（ $t = 4 \sim 5 \text{ h}$ ）で  $S_f$  は最大となる．冷却が始まると再び不安定成層域が表層から素早く深まり，対流混合が発達する

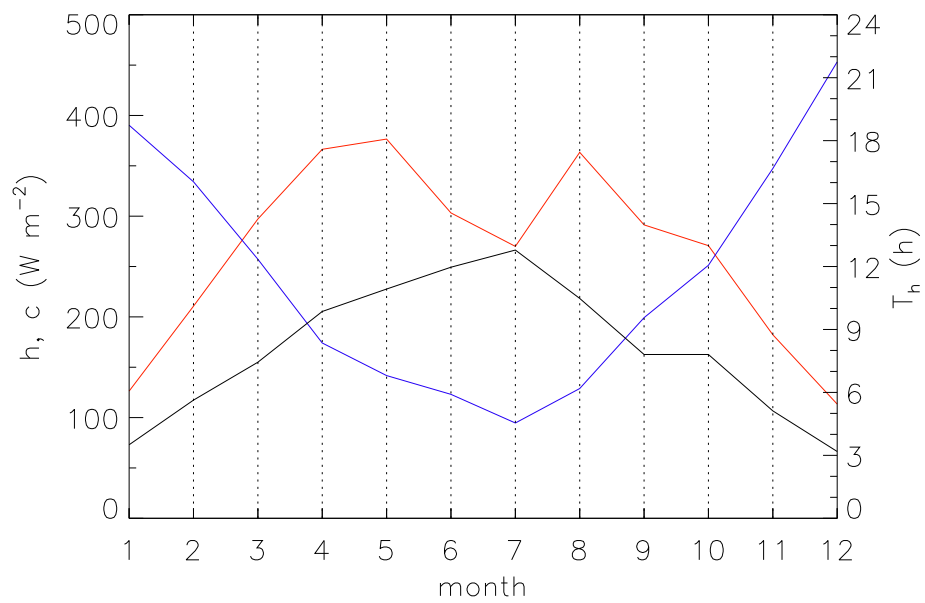


図 2.21  $T_h$ ,  $h$  及び  $c$  の季節変化．横軸は時間（月）を示す．赤線と青線はそれぞれ  $h$  と  $c$  の月平均値を示し，左の縦軸に対応している．黒線は  $T_h$  の月平均値を示し，右の縦軸に対応する．

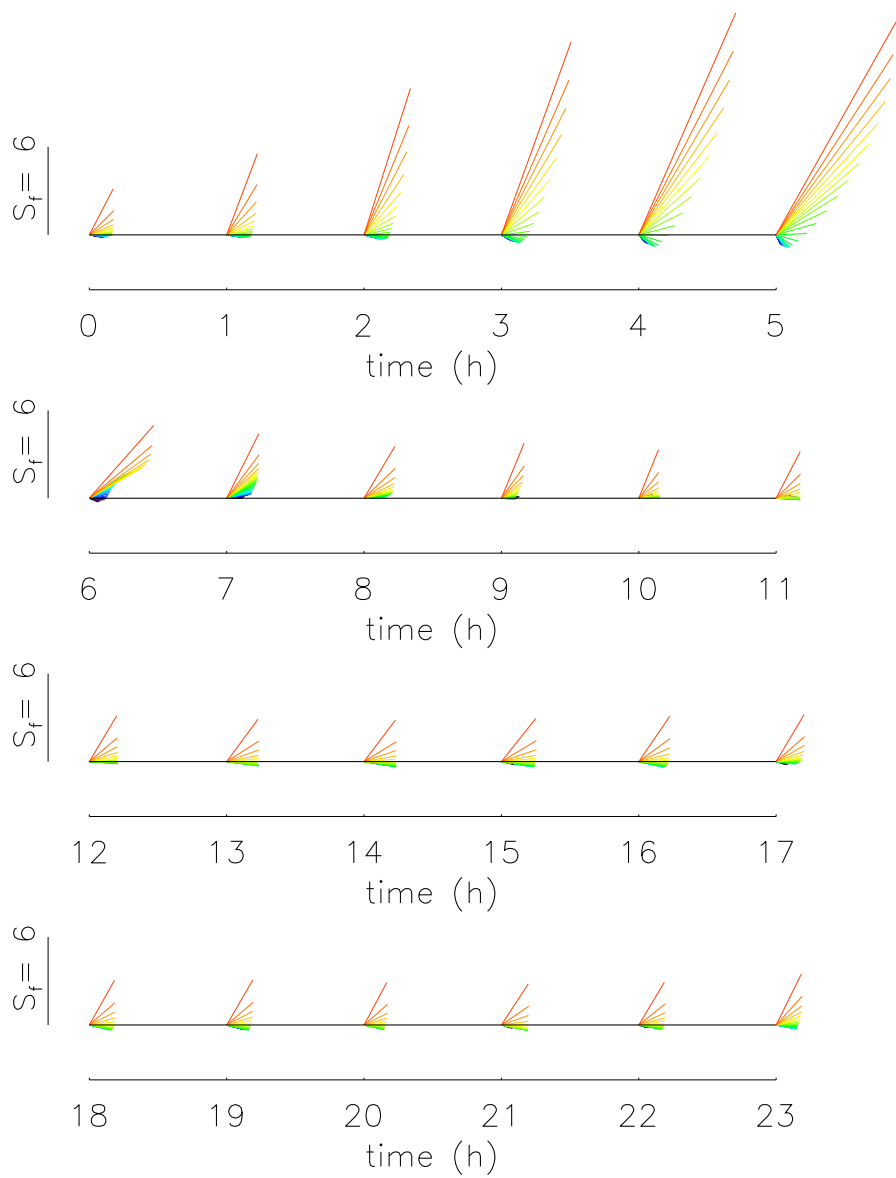


図 2.22 図 2.17 と同様 . ただし , 実験  $C_w$  の場合 .

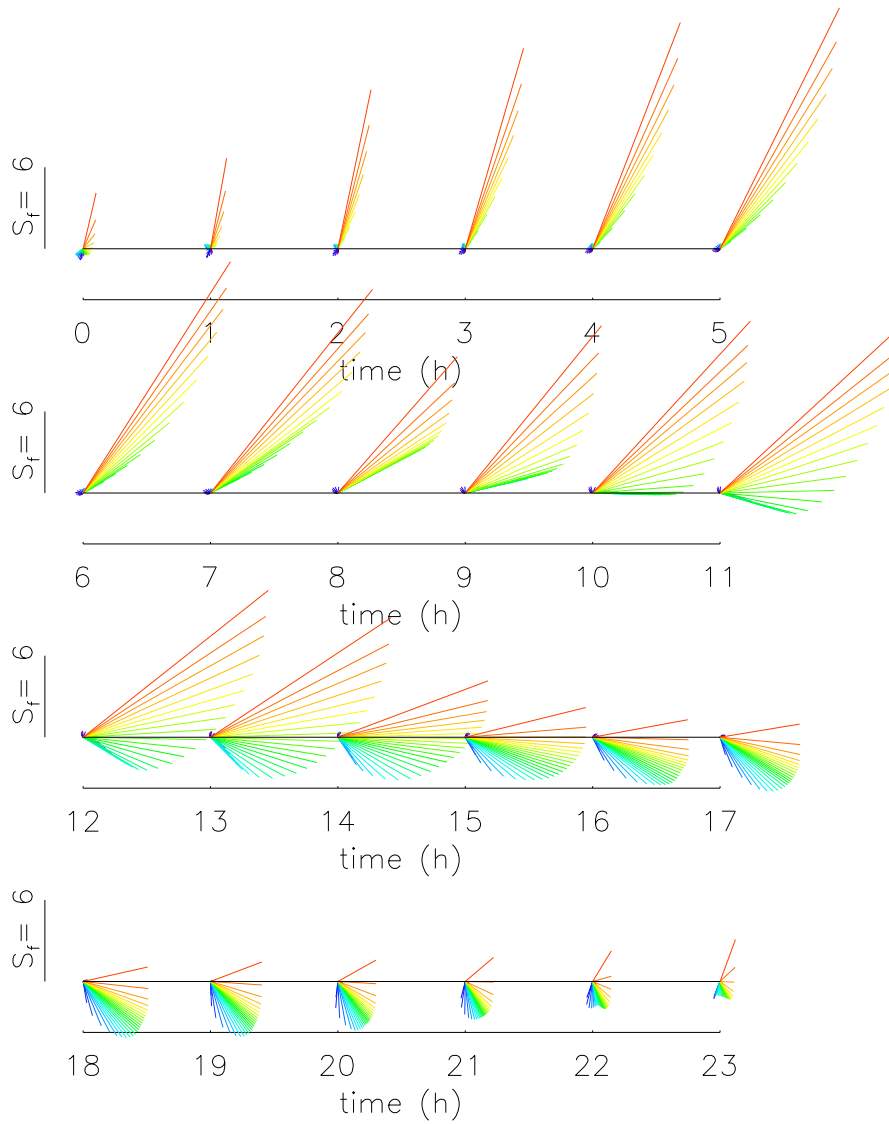


図 2.23 図 2.22 と同様 . ただし , 実験  $C_s$  の場合 .

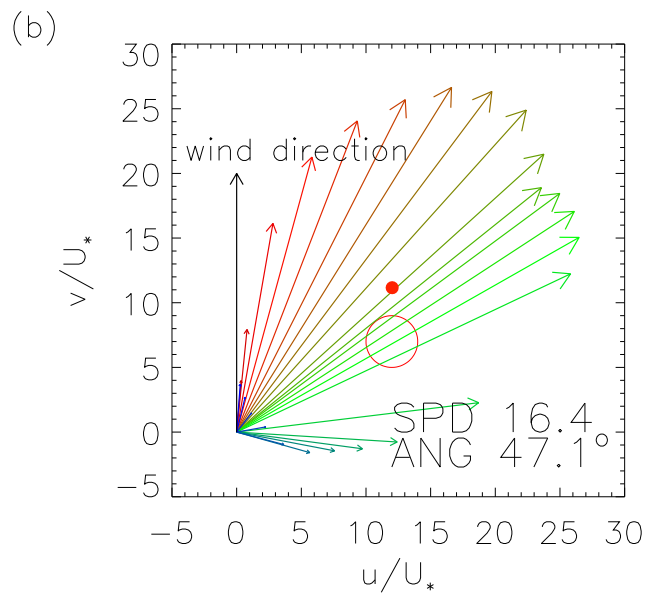
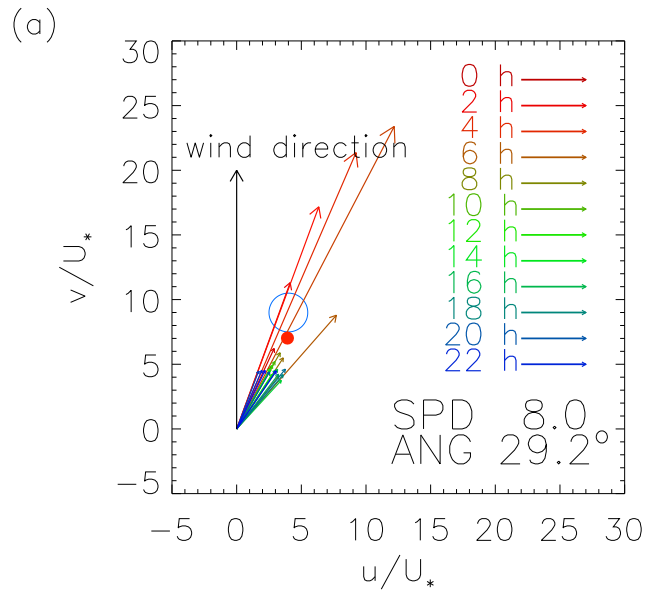


図 2.24 図 2.19 と同様 . ただし , (a) 実験  $C_w$  及び (b)  $C_s$  の場合 .

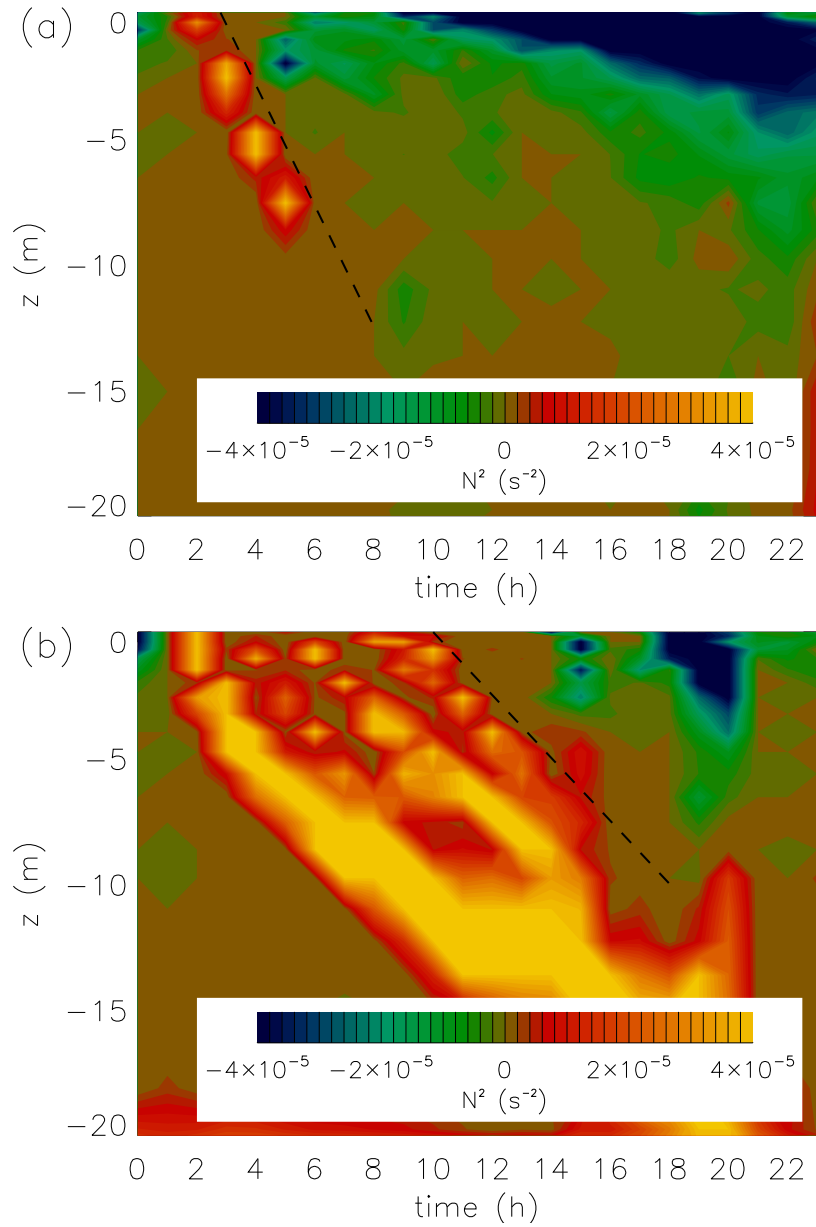


図 2.25 (a) 実験  $C_w$  と (b) 実験  $C_s$  における  $S_f$  及び  $N^2(= \partial b / \partial z)$  の時間変化 . 横軸は時間 , 縦軸には  $z(= -40 \text{ m} \sim 0 \text{ m})$  , カラーコンターは  $N^2$  を示す . 破線は不安定成層の深まりを示している .

( $t > 4$  h). 次章で述べるがこの不安定成層域が深まる速度は加熱時間 ( $T_h$ ) 及び海面加熱冷却比 ( $h/c$ ) によって決まり, これらが小さいときより早く深まる. 表層吹送流も対流によって鉛直混合され,  $t = 5$  h から  $t = 8$  h の僅か 3 時間で素早く流速が減少する.  $t = 8$  h には加熱前 ( $t = 0$  h) と同程度ほど小さくなる. その後, 再び加熱が始まるまでその小さな表層流速は活発な対流混合によって維持される.

実験  $C_s$  (夏季) において,  $t = 0$  h (海面加熱直前) では  $z = -0.3D (= -24$  m) に位置する比較的薄い躍層の上に密度一様な層が存在する (図 2.25b). ここでも実験  $C_w$  と同様に前日 ( $t < 0$ ) の海面冷却の影響によって表層流速は小さく, ほとんど鉛直一様である (図 2.23). 海面加熱時 ( $0 < t \leq 12$  h) に吹送流は上層から発達し  $S_f$  と  $D_a$  は増加し, その流れは実験  $C_w$  に比べてより速く, より深く成長する. これは  $T_h$  が実験  $C_w$  に比べて大きく, より長時間成長できるからである. 加熱時の  $t = 7$  h ~ 9 h にわずかに流速の減少みられる. これは表層付近でシアが発達し, リチャードソン数が臨界値を越えたために生じたケルビン・ヘルムホルツ不安定による鉛直混合の影響である. 冷却時 ( $t > 12$  h) は,  $T_h$  及び  $h/c$  が実験  $C_w$  に比べ大きいため, 表層から不安定成層域がゆっくりと深まっていく (図 2.25b). それに伴って上層の流れが下層の流れ (上層と比較し流速は小さく, 流向が大き) を取り込み,  $S_f$  はゆっくりと減少し  $D_a$  は増加し続ける (図 2.22, 図 2.24b). このように, 慣性振動に成層状態の変化による流速・流向の変化も重なる. そのため,  $S_f$  の変化は 2 から 30,  $D_a$  についても  $10^\circ$  から  $120^\circ$  の範囲で 1 日周期の非常に大きな変動となる. 対流混合によって鉛直下向きに輸送される運動量は  $z = -0.3D (= -24$  m) に位置する躍層を通過することができず, 躍層以深では常に弱い流れが維持される.

上記したように, 定常な海面熱フラックスを与えた実験 (実験  $S_w$  と実験  $S_s$ ) に比べて海面熱フラックスの日変化を考慮した実験 (実験  $C_w$  と実験  $C_s$ ) は観測を良く再現できていることが分かる. 特に実験  $S_w$  における流速の過小評価が実験  $C_w$  では解消され, 両実験間の流速比は約 2 倍とその違いは非常に大きい. 実験  $C_w$  におけるこの大きな流速は海面加熱時の大きな流速が日平均値に影響したためである. さらに海面加熱時の流向は小さく, このため日平均流向が実験  $S_w$  に比べ約 10 度小さい. 夏季には表層流の日変化には大きな違いがあるものの, その日平均値には冬季ほど両実験間 (実験  $S_s$  と実験  $C_s$ ) の

顕著な差はみられない。また、日変化を考慮した場合は夏季に増加し冬季には減少するといった大きく季節変化する流向をよりはっきりと再現できている。また、図 2.26 は実験  $S_w$ 、実験  $S_s$ 、実験  $C_w$  及び実験  $C_w$  の日平均浮力の鉛直構造を示す。冬季の  $b$  は両実験（実験  $S_w$  と実験  $C_w$ ）でほとんど違いがなく、表層付近で僅かに減少しているがほとんど鉛直一様である。これより冬季において、浮力加速度は海面熱フラックスの日変化の影響をほとんど受けず運動量のみその影響を強く受けることが分かる。一方夏季は、実験  $C_s$  に比べ、実験  $S_s$  が混合層深度が大きく鉛直シア小さい。

## 2.5 パラメター依存性

### 2.5.1 海面加熱時間及び加熱冷却比依存性

海面熱フラックスの日変化を表現するパラメターは海面加熱時間 ( $T_h$ )、海面加熱率 ( $h$ ) 及び海面冷却率 ( $c$ ) の 3 つである。しかし第 3 章で述べるように、吹送流構造を決定しているパラメターは海面加熱時間 ( $T_h$ ) 及び加熱率と冷却率の比 ( $h/c$ ) の 2 つである。従って、これら 2 つのパラメターへの依存性を調べればよいことになる。 $T_h = 3, 6, 9, 12, 15$  及び  $\log_2(h/c) = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$  のすべての組み合わせ（計 35 組）について数値実験を行い、 $S_f$  と  $D_a$  の依存性を調べた。図 2.27 は  $S_f$  と  $D_a$  の  $T_h$ 、 $h/c$  依存性を示す。 $S_f$  と  $D_a$  はどちらも  $T_h$ 、 $h/c$  と共に増加し、 $T_h$  と  $h/c$  が大きな夏季（小さな冬季）には  $S_f$  と  $D_a$  が大きく（小さく）なるといった季節変化を表現している。また、図には対馬海峡における  $T_h$  と  $h/c$  も示している。 $T_h$  と  $h/c$  は正の共変関係があり、それらの季節変化は  $S_f$  と  $D_a$  の等値線をほぼ垂直に横切るように変化する。このため対馬海峡では  $S_f$  と  $D_a$  が大きく季節変化する。

### 2.5.2 風応力依存性

初めに  $S_f$  の風応力依存性について、先行研究を簡単に紹介する。Price and Weller (1986) は海面熱フラックスの日変化のもとで生じる吹送流について簡単なモデルを構築した。モデルは 2 層モデルである。海面加熱時の風による混合層厚を  $D_T$ 、混合層とその下層

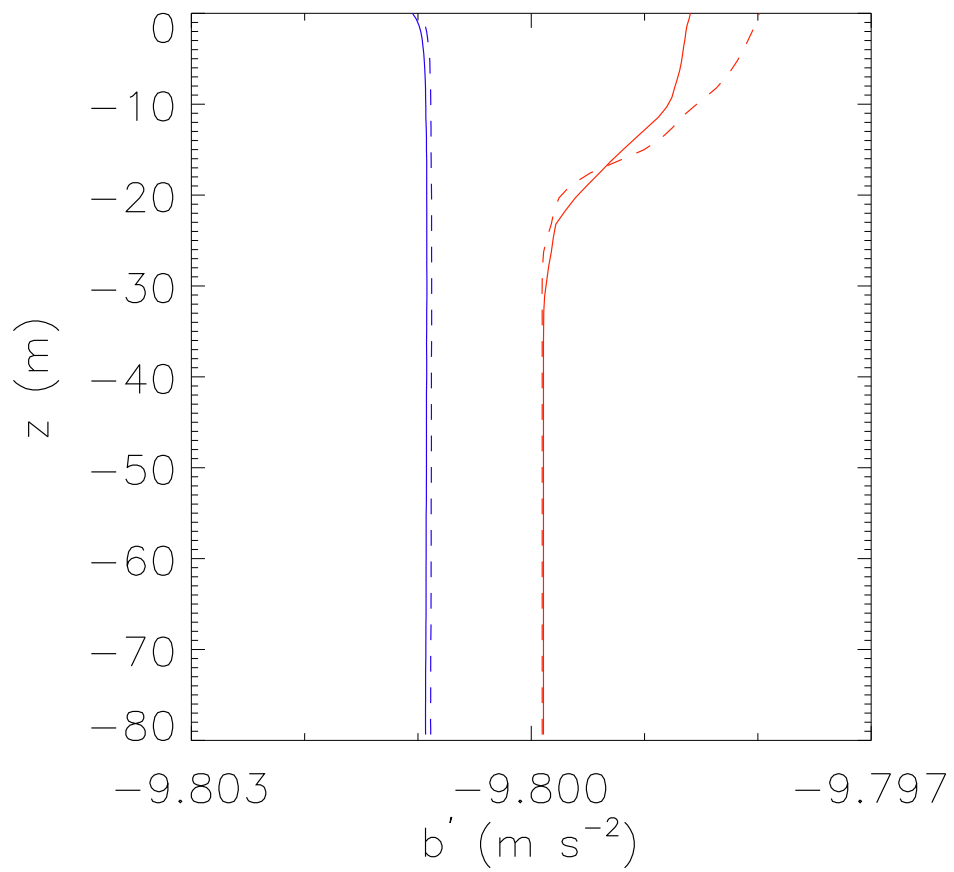


図 2.26 実験  $S_w$  (青破線), 実験  $S_s$  (赤破線), 実験  $C_w$  (青実線), 実験  $C_s$  (赤実線) における日平均浮力加速度 ( $-g\rho/\rho_0$ ). 横軸, 縦軸はそれぞれ  $b$  の日平均値と  $z$  を示す.

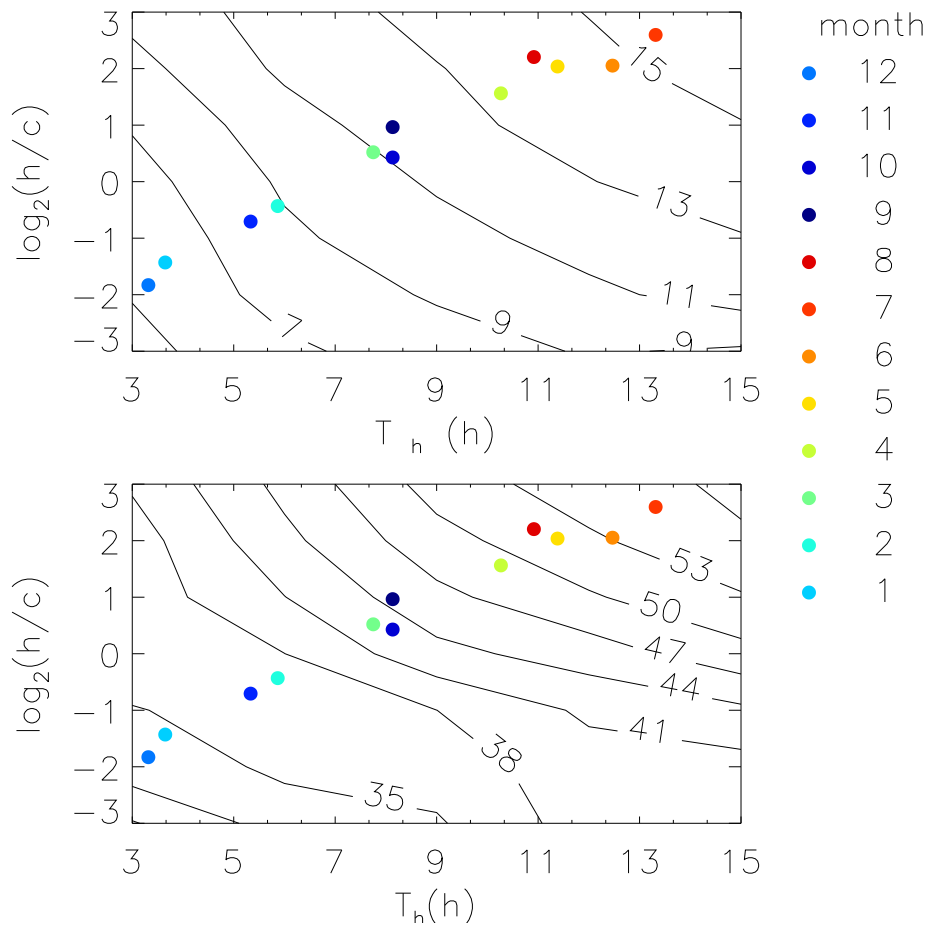


図 2.27  $S_f$  (上図) と  $D_a$  (下図) の  $T_h$  及び  $h/c$  依存性．横軸と縦軸はそれぞれ  $T_h$  と  $\log_2(h/c)$  を示す．●は対馬海峡での  $T_h$  及び  $h/c$  に対応しており，その色は右上に示した月を表す（図 2.21 を参照）．

の密度差を  $\delta\rho$  及び流速差を  $\delta V$  としたとき，臨界リチャードソン数 ( $R_c$ ) との間に

$$\frac{g\delta\rho D_T}{\rho_0(\delta V)^2} \geq R_c,$$

の関係を満たすと仮定した．これから  $D_T$  について，

$$D_T \sim \frac{(\delta V)^2 \rho_0}{g\delta\rho}, \quad (2.2)$$

が成り立つ．また，鉛直一次元の熱拡散方程式，密度と温度間の線形関係式，及び混合層内での運動量を鉛直一様と仮定したエクマンバランス方程式，

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0 C_a} \frac{\partial H_f}{\partial z}, \\ \rho &\propto \alpha T, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + fw &= \frac{\tau}{\rho D_T}, \end{aligned}$$

を用いて  $\delta T$ ， $\delta\rho$ ， $\delta V$  について次元解析すればそれぞれ，

$$\delta T \sim \frac{H_{max} T_h}{D_T \rho_0 C_a}, \quad (2.3)$$

$$\delta\rho \sim \alpha \delta T, \quad (2.4)$$

$$\delta V \sim \frac{\tau P_\tau}{D_T \rho_0}, \quad (2.5)$$

と表せる．ここで， $H_{max}$  は1日の加熱率の最大値である． $P_\tau$  は  $\{2 - 2\cos(fT_h)\}^{1/2}/f$  であり，これは加熱の時間スケール ( $T_h$ ) をコリオリ力の影響を含んだ流速の時間スケールに変換したものと考えることができる．式 (2.5) 及び式 (2.4) を式 (2.2) に代入すれば，

$$D_T = \frac{\tau}{H_{max}^{1/2} T_h^{1/2}} \frac{P_\tau}{\rho_0} \left( \frac{C_a}{-\alpha g} \right)^{1/2},$$

を得る．これから風による混合層厚 ( $D_T$ ) は  $\tau$  に比例することが分かる．また，これを用いて式 (2.5) から  $D_T$  を消去すれば

$$\delta V \sim H_{max}^{1/2} \frac{T_h^{1/2}}{\rho_0} \left( \frac{-\alpha g}{C_a} \right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

であり，海面加熱時の吹送流流速は風応力 ( $\tau$ ) に依存しない．または上式を，

$$S_f \sim \frac{H_{max}^{1/2} T_h^{1/2}}{U_*} \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{-\alpha g}{C_a} \right)^{1/2},$$

と書き直すと,  $S_f$  は  $U_*$  ( $\propto \tau^{1/2}$ ) に反比例するともいえる. 一方, McWilliams and Huckle (2006) と McWilliams et al. (2009) は KPP モデルを使用して海面加熱時の吹送流流速は  $\tau^{1/2}$  に比例, すなわち  $S_f$  は  $\tau$  や  $U_*$  に依存しないことを示した.

この両者の異なる結論を検証するため本研究においても海面加熱時の吹送流流速の  $\tau$  依存性を調べた. 表 2.5 は異なる風応力を課して行った LES 実験の各パラメータ値を示す.  $\tau$  以外のパラメータは全ての実験で等しく, それらは Price and Weller (1986) 及び

	$T_h$ (h)	$h$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$c$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\overline{H}_f$ ( $\text{W m}^{-2}$ )	$\tau$ ( $\text{N m}^{-2}$ )
$P_{01}$	12	250	250	0	0.01
$P_{03}$	12	250	250	0	0.03
$P_{05}$	12	250	250	0	0.05
$P_{07}$	12	250	250	0	0.07
$P_{09}$	12	250	250	0	0.09
$P_{11}$	12	250	250	0	0.11

表 2.5 実験名と各パラメータ値.

McWilliams and Huckle (2006) と近い値に設定した.

まず, 表層流流速の風応力依存性について調べた. 図 3.9 は海面加熱時における平均  $S_f$  ( $\overline{S}_f^h$ ) の  $\tau$  依存性を示す. 風応力が  $0.01 \text{ N m}^{-2}$  と極端に小さい場合を除いて,  $\overline{S}_f^h$  は約 25 と一定である. すなわち,  $\overline{S}_f^h$  は  $\tau$  に依存しない. この結果は McWilliams and Huckle (2006) と一致し, Price and Weller (1986) の次元解析結果とは異なる. また,  $\overline{D}_a^h$  も風応力に対する依存性は小さい.

次に, 図 2.29 は風による混合層厚 ( $D_T$ ) の  $\tau$  依存性を示す.  $D_T$  は  $\tau$  に比例して増加する. これは Price and Weller (1986) で示された  $D_T$  の結果 (式 (2.6)) と一致する. さらに, 流速の鉛直構造について調べたところ, Price and Weller (1986) では混合層内の運動量は鉛直一様としたのに対して, 図 2.30 で示すように本研究での LES 結果では深さと共に減少する鉛直構造を示している. 混合層内の乱流は風が作る鉛直シアによって生じるため, もしラングミュア乱流 (McWilliams and Sullivan (2000)) などの風が直接作るシア以

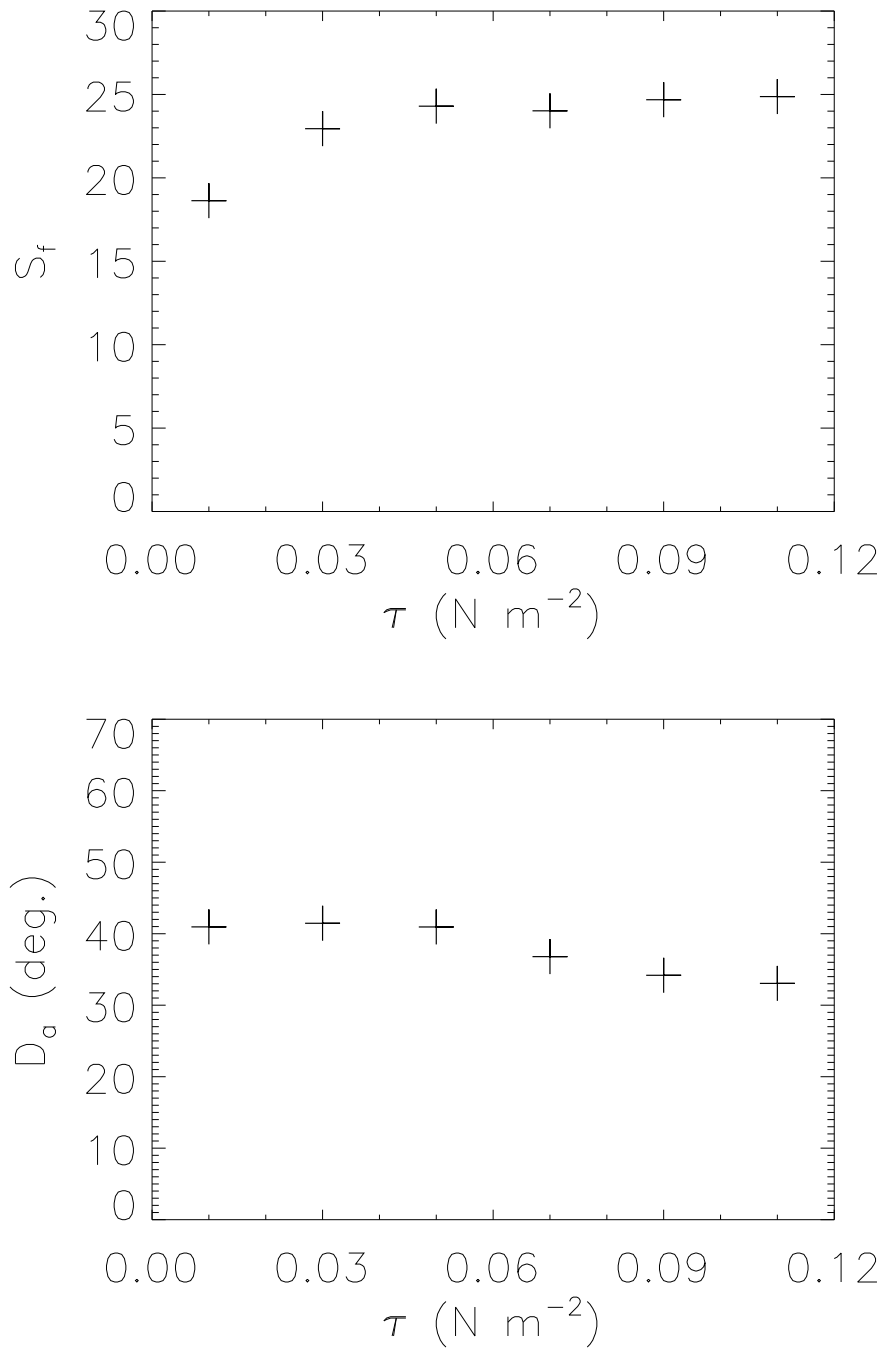


図 2.28 海面加熱時における平均  $S_f$  ( $\overline{S_f^h}$ , 縦軸) の  $\tau$  (横軸) 依存性. + は各 LES 実験 ( $P_{01}, P_{03}, P_{05}, P_{07}, P_{09}, P_{11}$ ) 値を示す.

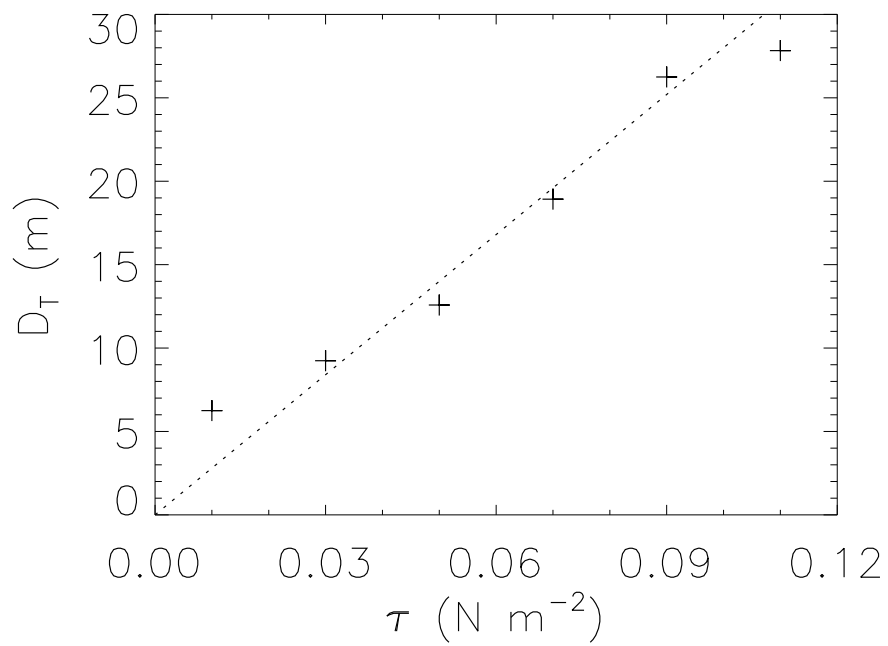


図 2.29  $D_T$  (縦軸) の  $\tau$  (横軸) 依存性 . + は各 LES 実験 ( $P_{01}$ ,  $P_{03}$ ,  $P_{05}$ ,  $P_{07}$ ,  $P_{09}$ ,  $P_{11}$ ) 値を示し, 破線は  $D_T = 2.8 \times 10^2 \tau$  を示す . 混合層厚は表層流速の 3% となる深さとして定義している .

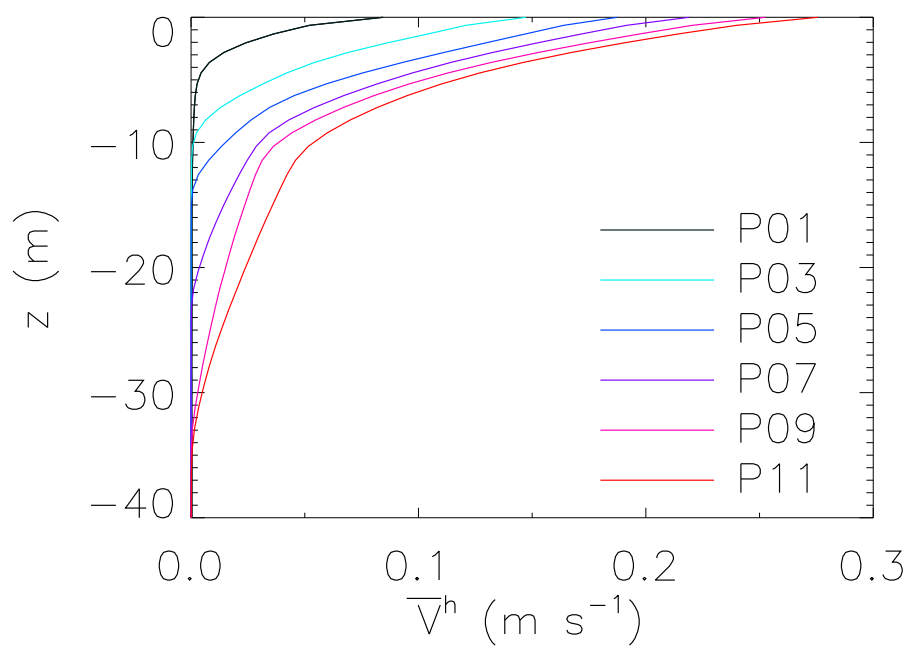


図 2.30 各実験における  $\bar{V}^h$  (縦軸) の鉛直プロファイルの  $\tau$  依存性 (横軸). 線の色は実験の種類を示し, 図の右下に対応する実験名と色を表示する.

外で駆動する乱流源が無ければ、混合層内の鉛直シアは常に存在する。風が直接作るシア以外を考慮していないこの数値実験では鉛直シアが存在し続けるこの結果は妥当であると言える。

では、風による直接的なシア以外の乱流によって混合層内の流速が鉛直一様に混合された場合の表層流速はどうであるのか調べる。図 2.31 は  $\bar{V}^h$  の混合層内 ( $D_T$ ) での鉛直平均値 ( $\bar{V}^{hv}$ ) と  $\tau$  の関係を示す。風速が極端に小さい実験  $P_{01}$  を除いて、その流速は  $\tau$  に依存せずほぼ一定値 ( $0.08 \text{ m s}^{-1}$ ) を示す。これは Price and Weller (1986) の結果 (式 2.6) と一致する。すなわち、風による混合層内で流速が鉛直一様に混ざるといふ仮定のもとでは、彼らの解析結果は正しいことを示唆する。

まとめると、海面加熱時における風によって直接作られたシアのみで駆動される表層吹送流の  $S_f$  は McWilliams and Huckle (2006) で示されたように風応力に依存しない。すなわち、表層流速は摩擦速度に比例する。一方、ラングミュア乱流など風が直接的に引き起こさない鉛直混合によって流速が鉛直一様に混ざっていたとすれば、表層流速は風応力に依存せず一定である。これは Price and Weller (1986) の結果と一致する。

次に“日平均”吹送流の  $S_f$  及び  $D_a$  について調べる。上記した先行研究では海面加熱時の吹送流についてのみの議論に留まり、海面冷却時を含めた日平均吹送流についての議論は行っていない。しかし、日平均値に関する情報は物質の漂流問題など長期間の輸送を考える上でより重要である。図 3.9 は日平均吹送流の  $S_f$  及び  $D_a$  の  $\tau$  依存性を示す。海面加熱時と同様、 $S_f$  は  $\tau$  によらずほぼ一定であり、風応力への依存性は小さい。一方、 $D_a$  は  $\tau$  の増加に伴って減少する。これは海面加熱時のケルビン・ヘルムホルツ不安定など複雑なプロセスが関係している。

## 2.6 対馬海峡における水温及び表層吹送流の日変化

ここまで議論してきた日変化が対馬海峡で実際に存在するのかを、数値実験 (LES) の有用性の検証も兼ねて、観測から確認する。対馬沿岸の水深 5 m で観測された水温を第 2.3 節で行った実験  $R$  と比較する。図 2.33 は冬季 (2006 年 1 月) 及び夏季 (2006 年 7 月) 対馬海峡における観測値と数値実験結果の時系列を示す。ただし、観測の水平移流の

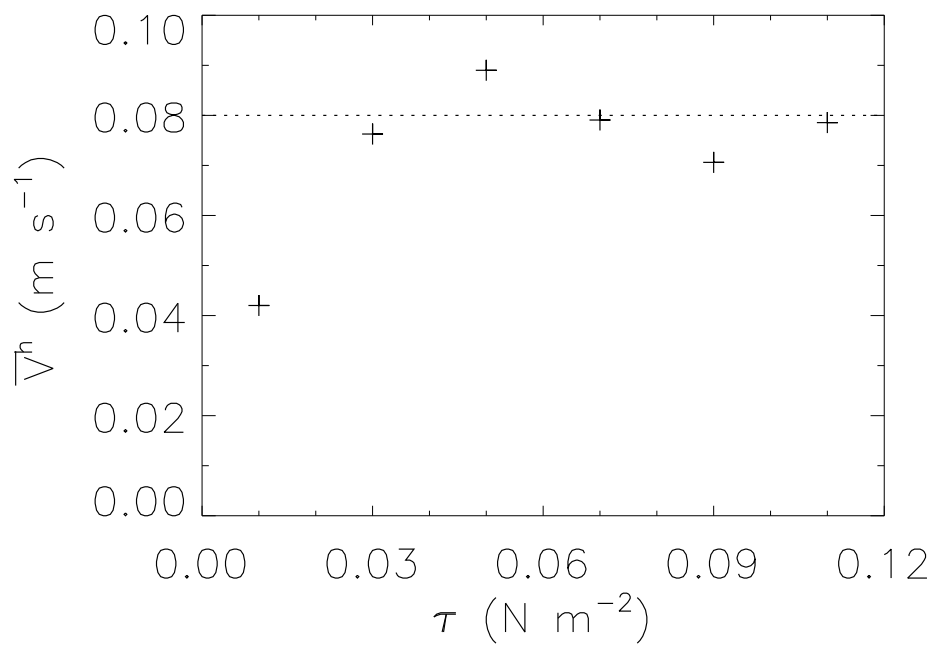


図 2.31  $\bar{V}^{hv}$  (縦軸) の  $\tau$  (横軸) 依存性 . + は各 LES 実験 ( $P_{01}$ ,  $P_{03}$ ,  $P_{05}$ ,  $P_{07}$ ,  $P_{09}$ ,  $P_{11}$ ) 値を示し, 破線は  $\bar{V}^{hv} = 0.08$  を表す .

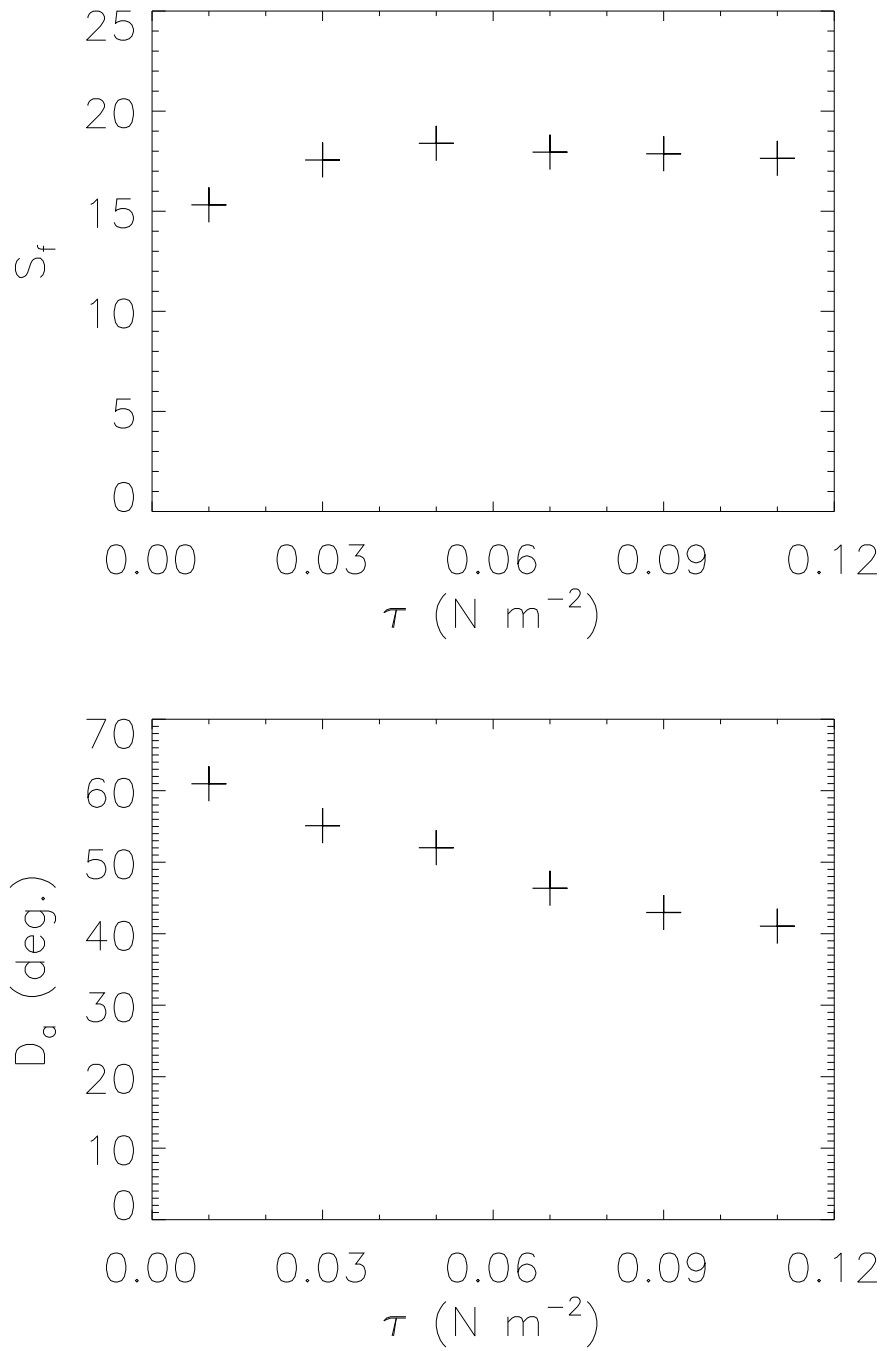


図 2.32 日平均吹送流の (a)  $S_f$  及び (b)  $D_a$  の  $\tau$  依存性 . + は各 LES 実験 ( $P_{01}$  ,  $P_{03}$  ,  $P_{05}$  ,  $P_{07}$  ,  $P_{09}$  ,  $P_{11}$ ) 値を示す .

影響を取り除くため低振動数 ( $1/24 \text{ h}^{-1}$  以下) の変動を除去している。両季節で観測と数値実験の結果はよい一致を示す。夏季には約 0.8 度の水温の日変化が存在するのに対して、冬季はその日変化が非常に小さい。

当海峡では日周期の潮流 K1 及び O1 はそれぞれ、 $0.15 \text{ m s}^{-1}$  及び  $0.13 \text{ m s}^{-1}$  以上と大きい (Takikawa et al. (2003))。このことは日変化する吹送流の観測を困難にしている (日変化する表層吹送流の最大振幅は  $0.2 \text{ m s}^{-1}$  程度である)。そこで、HF レーダで測定された海洋表層 (深度 0 ~ 約 2 m 平均) 流速と海底 109 m 深に設置された流速プロファイラー (ADCP, RDI WorkHorse 300 kHz) で測定された亜表層 (深度 13 m) 流速を使用する。ADPC の測定位置と期間は北緯 34.15 度, 東経 129.35 度の 2006 年 7 月から 2007 年 7 月の 1 年間である。表層流と深度 13 m での流速差を表層吹送流とみなし、1 時間毎の流速差を各時刻での摩擦速度で規格化した。そのとき、1 日の最大風速が  $1 \text{ m s}^{-1}$  以上且つ正午の流速差が夜間 (0 時及び 23 時) の流速差より大きい日だけを抽出し、各月毎にアンサンブル平均を行った。図 2.34 は 2006 年 12 月 (冬季) に検出された表層吹送流の日変化を示す。この月のアンサンブル平均の対象となった日数は 10 日である。海面加熱時 ( $0 \text{ h} \leq t \leq 4 \text{ h}$ ) に流速が増加し、海面冷却時には流速が小さい。この特徴は数値実験結果とよく一致し、実際に冬季対馬海峡で海面熱フラックスによる吹送流の日変化が存在していることが確認できた。また、同年の 2 月, 4 月, 5 月にも流速の日変化が見られた。しかし、夏季及び秋季にははっきりとした吹送流の日変化は確認できなかった。これは夏季には風が弱く生じる吹送流の流速が小さいこと、及び強い成層状態のもと生じる大きな内部潮汐流の影響と考えられる。

## 2.7 まとめ

本章では Yoshikawa and Masuda (2009) によって対馬海峡で観測された表層吹送流の季節変化の原因を明らかにするため、LES を用いて数値実験を行った。LES の海面境界条件として実際の対馬海峡での熱フラックスを与えた実験では、月平均値を与えた場合と 1 時間毎の値を与えた場合とで流れに違いが生じた。特に冬季の場合、その月平均流速に大きな違いがあった。1 時間毎の値を用いた場合は観測値とよく一致していたのに対して、

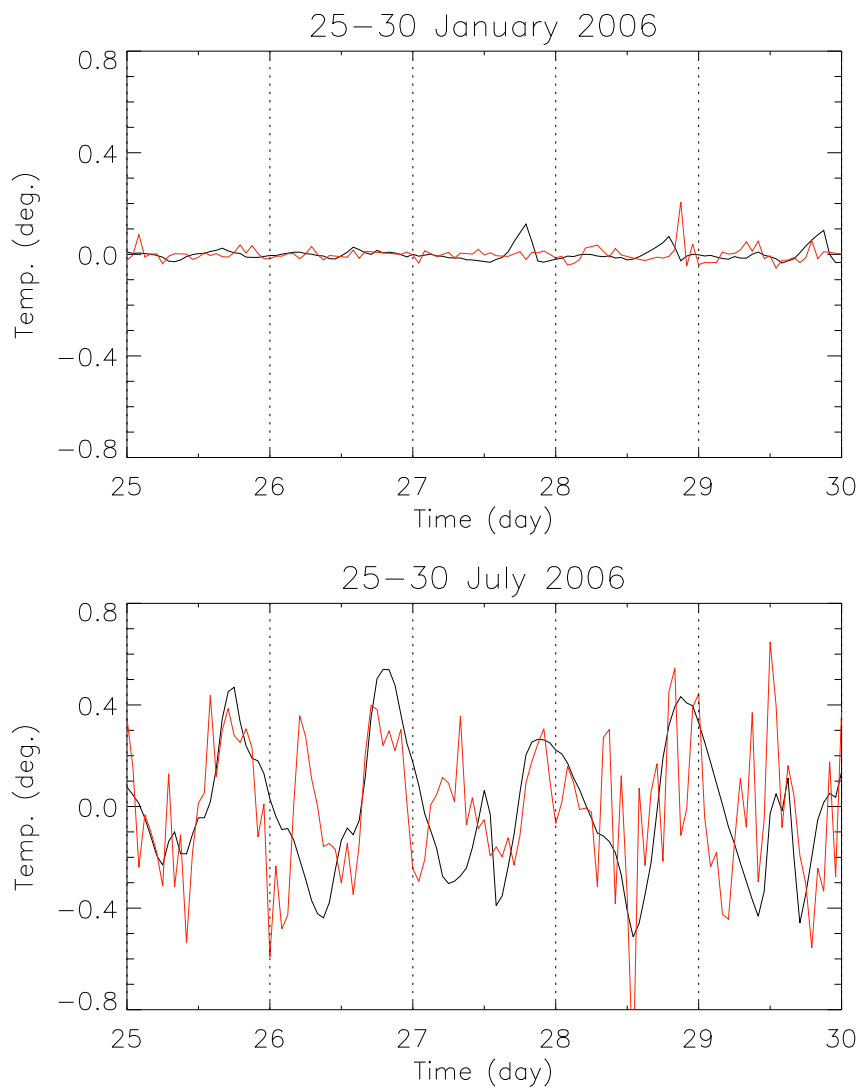


図 2.33 2006 年 1 月 (上図) 及び 2006 年 7 月 (下図) 対馬海峡における水深 5 m での水温の時系列．黒線と赤線はそれぞれ数値実験と観測の結果を示す．ただし，低振動数 ( $1/24 \text{ h}^{-1}$  以下) の変動は除去されている．横軸及び縦軸はそれぞれ，日付と水温を示す．

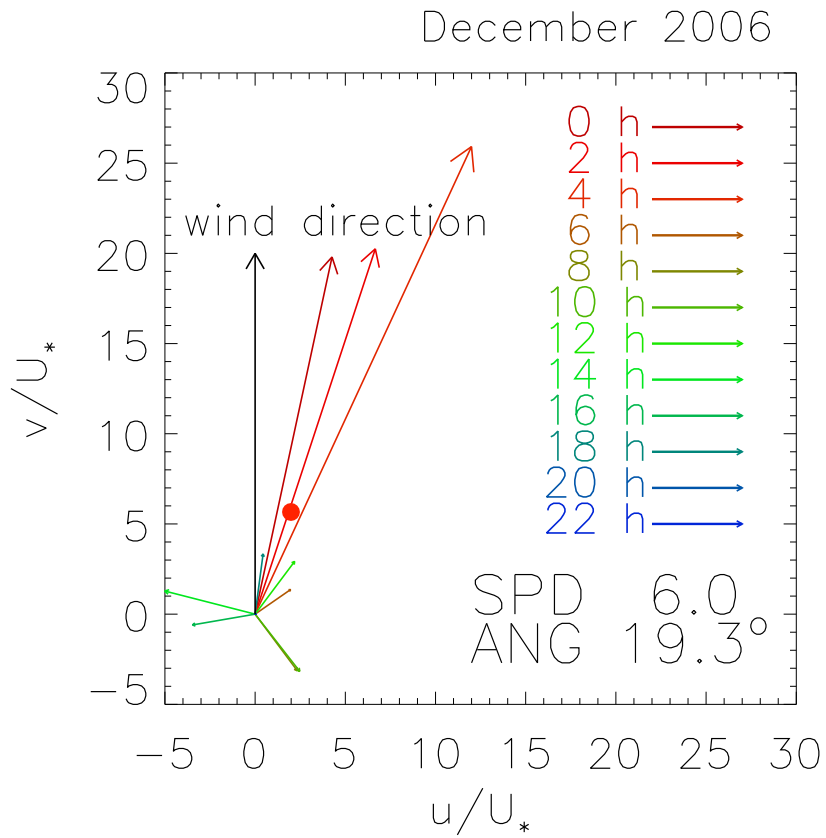


図 2.34 冬季 (2006 年 12 月) 対馬海峡で観測された表層吹送流の日変化 . 色付の矢印は矢印は 2 時間毎平均値 , 赤の点は日平均値を示す . 各図の右下には日平均値の  $S_f$  (SPD) 及び  $D_a$  (ANG) を表示する . 縦軸に平行な黒の矢印は風向を示す . ただし , 加熱開始時を  $t = 0$  h としている .

定常な月平均値を用いた場合は観測値の約 1/2 と大きく過小評価する結果になった。これより、海面熱フラックスの短周期変動が長期平均（月平均）した冬季対馬海峡の吹送流構造に大きな影響を与えていることが明らかとなった。

そこで海面熱フラックスの日変化に焦点を当て、海面の境界条件及び初期条件を単純化して LES 実験を行った。月平均（定常）海面熱フラックスを与えた実験と日変化する海面熱フラックスを用いた実験とを比較し、海面熱フラックスの日変化が吹送流に与える影響について、成層状態や吹送流の日変動を詳しく見ることによって調べた。その結果、日変化する海面熱フラックスのもとで生じる表層吹送流は定常な場合とは 1 日の時間変化とその平均値が大きく異なっていた。特に、冬季には日変化のもとで生じた吹送流の  $S_f$  は定常な海面熱フラックスのもとでの  $S_f$  に比べ 2 倍近くも大きい結果となった。これは海面加熱時に吹送流が上層に捕縛され増加した流速が日平均値に大きく影響したためである。定常な海面熱フラックスのもとでは海面は常に冷却されているため、このような表層流の増加は起こらない。このように、課した海面熱フラックスの日平均値が等しくても、吹送流の日平均値に大きな差が生じることを明かにした。また、海面熱フラックスの日変化には  $D_a$  の季節変化（夏季に大きく冬季に小さい）を強化する効果もあった。これらのことは観測をよく説明する結果であった。

さらに、対馬海峡の代表値だけではなく、様々な  $T_h$ ,  $h$  及び  $c$  について表層吹送流の  $S_f$ ,  $D_a$  を調べた。 $S_f$  及び  $D_a$  は  $T_h, h/c$  と共に増加（減少）する。 $T_h, h/c$  は夏季（冬季）に大きい（小さい）ため、表層吹送流における  $S_f$  及び  $D_a$  の季節変化をよく表現できていた。また、表層吹送流の風応力依存性を調べた結果、表層流速の加熱時平均 ( $\bar{V}^h$ ) 及び日平均値は共に  $\tau^{1/2}(=U_*)$  に比例した。すなわち、 $S_f$  は風応力には依存しない。以上のことは  $S_f$  の季節変化を説明するためには、海面熱フラックスの日変化が重要であることを意味している。ただし、表層流速が  $\tau^{1/2}$  に比例するという結果は風により生じるシアのみが乱流の生成源である場合である。ラングミュア乱流など風のシアで直接駆動されない混合機構が生じ混合層内で流速が鉛直一様に混ぜられるならば、Price and Weller (1986) が示したように表層流速は風応力に依存しないことに注意が必要である。

最後に、対馬沿岸で測定された水深 5 m での水温データを数値実験と比較し、使用した LES の有用性を確認した。また、HF レーダと ADCP データを使って冬季における表層

吹送流の日変化が実際に存在することを明かにした．

本章では LES を用いた数値実験により海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響の重要性を示した．ここでは観測値との比較のため，主に対馬海峡での吹送流に注目した．しかし海面熱フラックスの日変化は対馬海峡に限らず存在するため，他の海域にもこの効果を適用し調べる必要がある．しかし，LES での数値実験には膨大な計算時間を要するためすべての緯度に対して， $T_h$ ， $h$ ， $c$  及び  $\tau$  を変化させ調べることは計算資源的に難しい．そこで，次章では海面熱フラックスの日変化の影響をよく再現できる解析解を導出し，本章では議論しなかったコリオリパラメーター依存性についても議論する．また，日変化のもとで生じる表層吹送流について，そのメカニズムをより深く考察する．

## 第 3 章 解析解

本章では、日変化する海面熱フラックスのもとで生じる吹送流のより詳細なメカニズムを明かにするため、近似解析解を導出する。LES の代わりに近似解析解を用いて解析する主たる利点は本研究で注目している現象、すなわちに海面熱フラックスの日変化が吹送流に与える影響に注視できることである。LES では複雑な物理プロセスに隠れ不明瞭であった日変化の影響が解析解を導入することで明確となる。また、日変化の影響によって生じる依存パラメーターを導出でき、より詳細なメカニズムを解明できる。第二の利点として計算資源の削減がある。様々なパラメーターを広範囲で変化させ、その依存性を調べるためには LES では膨大な計算時間を必要とするが解析解ではその必要はない。また次節で示すように、日変化を表す 3 つのパラメーター ( $T_h, h, c$ ) について一々調べる必要はなく、 $T_h$  と  $h/c$  の 2 つについて調べればよいことも解析解から明らかになる。このような依存パラメーターの削減も計算資源の削減に貢献する。

### 3.1 解析解の導出

本節では解析解の導出を行う。ここでも第 2.4 節と同様に海面熱フラックスは単純な形 (図 2.16) で与え日変化を表現する。日変化する海面熱フラックスのもとで生じる吹送流は以下の 3 つの期間に分割され、それらの期間は海面熱フラックスの符号 (海面加熱か冷却か) 及び対流混合層の厚さ (深度) と全水深の大小関係によって決定される。初めは海面加熱時で対流混合層が存在しない期間 ( $0 < t \leq T_h$ )、次に海面冷却が始まり対流混合層が深まっていく期間 ( $T_h < t \leq T_D$ , ここで  $T_D$  は対流混合層が海底に達する時間である)、最後に対流混合層が海底に達した後から次の海面加熱が始まるまでの期間 ( $T_D < t \leq T_{24}(= 24 \text{ h})$ ) である。これら 3 つの期間における表層吹送流の解析解をそれぞれ第 3.1.1 小節、第 3.1.2 小節、第 3.1.3 小節で導出し、第 3.1.4 小節でまとめる。

### 3.1.1 海面加熱期間

支配方程式としてブシネスク近似下での移流項，圧力項，水平粘性・拡散項を無視した鉛直一次元運動方程式（水平成分）及び熱拡散方程式を考える．

$$\frac{\partial U}{\partial t} + ifU = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (U = u + iv), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial b}{\partial z} + F_b \right), \quad (3.2)$$

ここで， $U$  は水平流速の複素表示， $i$  は虚数単位である．Zilitinkevich et al. (2002) 及び Yoshikawa (2015) によれば，渦粘性・拡散係数 ( $\mu, \kappa$ ) は海面加熱時には以下のように表現できる．

$$\kappa = \mu = C_\mu \frac{U_*^2}{f} \frac{1}{\sqrt{A_{ZY} + B_{ZY} Z}}, \quad Z = \frac{B_f}{fU_*^2}, \\ A_{ZY} = 0.28, \quad B_{ZY} = 0.31,$$

ここで， $C_\mu (= 0.012)$  は定数であり，LES 実験により決定した．実際には，渦粘性・拡散係数は乱流構造によって鉛直分布を持つが，ここでは空間・時間的に一定とする．なお海面冷却時は後述するように，対流混合を表現するために  $\mu$  及び  $\kappa$  を対流混合層内では大きな値に設定する．浮力 ( $b$ ) はこの時の対流混合層厚を計算するために使用される．このように， $b$  は海面冷却時の  $U$  に影響を与える．一方，海面加熱時は  $b$  は  $U$  に影響しない． $F_b$  は LES 実験のときと同様の浮力外力項である．

初期条件 ( $t = 0$ ) として浮力は鉛直一様の静止流体を考える．

$$U = 0, \quad (3.3)$$

$$b = b_0. \quad (3.4)$$

第 2.4 節の日変化する海面熱フラックスのもとでの LES 実験によれば，加熱直前は前日の冷却効果によって流速は非常に小さく鉛直一様である（図 2.22 及び図 2.23）．従って，この初期条件は LES 実験結果に対応している．海面及び海底の境界条件は第 2.4 節の LES 実験と同様の条件を課す．これらの初期条件と境界条件のもとで運動量の支配方程式（式 (3.1)）を解析的に解く．その解は有限水深の場合における Fredholm 解（Ekman

(1905) に対応しており，定常エクマン成分 ( $\hat{U}_F^{EK}$ ) と時間発展慣性振動成分 ( $\hat{U}_F^{EK}$ ) の和から成る (付録 A.1 参照)。

$$\begin{aligned}\hat{U}_F(z) &= \hat{U}_F^{EK}(z) + \hat{U}_F^{IO}(z) \quad \text{for } 0 \leq t < T_h, \\ \hat{U}_F^{EK}(z) &= W \frac{\sinh \{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh \{(1+i)D'_\delta\}}, \\ \hat{U}_F^{IO}(z) &= -W \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{P_n} \frac{R_n}{1+R_n^2} \exp \left\{ - \left( \frac{P_n^2}{T_\mu} + \frac{i}{T_f} \right) t \right\} \cos \left( \frac{z'}{D'_\delta} P_n \right). \\ z' &= \frac{z}{\delta_f}, \quad W = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{U_*}{\sqrt{C_\mu}} (a+b\mathcal{Z})^{\frac{1}{4}}, \quad P_n = \frac{(2n+1)\pi}{2}, \quad R_n = \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta}, \\ T_\mu &= \frac{D^2}{\mu} = 2D'_\delta{}^2 T_f, \quad T_f = \frac{1}{f}, \quad D'_\delta = \frac{D}{\delta_f},\end{aligned}\tag{3.5}$$

ここで， $\delta_f$  はエクマン深度 ( $(2\mu/f)^{1/2}$ ) である．これより海面 ( $z=0$ ) での吹送流は

$$\hat{U}_F(0) = U_F = U_F^{EK} + U_F^{IO} \quad \text{for } 0 \leq t < T_h,\tag{3.6}$$

$$\hat{U}_F^{EK}(0) = U_F^{EK} = W \tanh \{(1+i)D'_\delta\},\tag{3.7}$$

$$\hat{U}_F^{IO}(0) = U_F^{IO} = -W \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{P_n} \frac{R_n}{1+R_n^2} \exp \left\{ - \left( \frac{P_n^2}{T_\mu} + \frac{i}{T_f} \right) t \right\},\tag{3.8}$$

と表せる．

浮力の支配方程式 (式 (a.32)) も同様に上記した初期条件及び境界条件のもとで解析的に解くことができ (付録 A.2 参照)，

$$\begin{aligned}b &= \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D'_\delta}{Q_n} \sum_{i=1}^3 I_i \beta_{ni} \left\{ \exp \left( - \frac{Q_n^2}{T_\kappa} t \right) - 1 \right\} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) \\ &\quad + \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} \frac{t}{\delta_f D'_\delta} + b_0 \quad \text{for } 0 \leq t < T_h, \\ \beta_{ni} &= \frac{2}{Q_n} - \frac{\left( \frac{\lambda'_i}{D'_\delta} \right)^2 Q_n \left\{ 1 + (-1)^n \left( \frac{D'_\delta}{\lambda'_i Q_n} \right)^2 \exp \left( - \frac{\lambda'_i}{D'_\delta} \right) \right\}}{1 + \left( \frac{\lambda'_i}{D'_\delta} Q_n \right)^2} \\ Q_n &= n\pi, \quad T_\kappa = \frac{D^2}{\kappa} = 2D'_\delta{}^2 T_f, \quad \lambda'_i = \frac{\lambda_i}{\delta_f},\end{aligned}\tag{3.9}$$

となる．この解は海面加熱期間での  $U_F$  を決定するためには使用されないが，次節で述べる海面冷却による対流混合層深度を決定するために使用される．

### 3.1.2 海面冷却によって対流混合層が深まる期間

海面冷却期間 ( $t > T_h$ ) では定常な負の海面熱フラックス ( $-c$ ) が与えられ, 対流混合によって海面加熱時に発達した安定成層を上部から壊しながら混合層が深まっていく (図 2.25). ここでは冷却が開始されてから対流混合層が海底に達するまで ( $T_h < t \leq T_D$ ) の表層吹送流を導出する. まず, 対流混合層深度 ( $d_m$ ) を得るために不安定成層内では浮力は鉛直一様となると仮定する. このとき, 海面から深度  $d_m$  までの深さにおいて海面加熱によって得た熱量とある時刻  $t$  ( $T_h < t \leq T_D$ ) までの総冷却量が等しくなる深さが  $d_m$  となるので下式が成り立つ.

$$\int_{-d_m}^0 (b - b_0) dz = \frac{\alpha g c}{\rho_0 C_a} (t - T_h) \quad \text{for } T_h \leq t < T_D.$$

この式に式 (3.9) を代入して,

$$2 \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{D'_\delta}{Q_n} \right)^2 \sum_{i=1}^3 I_i \beta_{ni} \sin \left( \frac{D'_m}{D'_\delta} Q_n \right) \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{T_h}{T_\kappa} Q_n^2 \right) \right\} + T_h f \frac{D'_m}{D'_\delta} = \frac{c}{h} f(t - T_h) \quad \text{for } T_h \leq t < T_D, \quad (3.10)$$

を得る. ここで  $D'_m = d_m / \delta_f$  である. これより,  $d_m$  は加熱時間 ( $T_h$ ) と加熱冷却比 ( $h/c$ ) の 2 つのパラメーターにより決定されることが分かる. 式 (3.10) から様々な  $T_h, h/c$  に対応する  $d_m(t)$  をシューティング法によって求める.

次に, この期間での表層吹送流 ( $U_M$ ) を導出するため, ある時刻  $t$  ( $T_h < t \leq T_D$ ) における吹送流は混合層内 ( $-d_m \leq z \leq 0$ ) で鉛直一様であると仮定し, 時刻  $t$  での  $U_M$  はその時刻まで対流混合の影響を受けずに発達した  $\hat{U}_F(z)$  を対流混合層内で鉛直平均したもので近似できるとする. 従って,  $U_M$  は

$$U_M = \frac{1}{d_m} \int_{-d_m}^0 \left( \hat{U}_F^{\text{EK}}(z) + \hat{U}_F^{\text{IO}}(z) \right) dz = U_M^{\text{EK}} + U_M^{\text{IO}} \quad \text{for } T_h \leq t < T_D, \quad (3.11)$$

$$U_M^{\text{EK}} = \frac{W}{(1+i)D'_m} \left[ 1 - \frac{\cosh \{(1+i)(D'_\delta - D'_m)\}}{\cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \right], \quad (3.12)$$

$$U_M^{\text{IO}} = -W \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{P_n^2 D'_m} \frac{R_n}{1+R_n^2} \exp \left\{ -\left( \frac{P_n^2}{T_\mu} + \frac{i}{T_f} \right) t \right\} \sin \left( \frac{D'_m}{D'_\delta} P_n \right), \quad (3.13)$$

と表せる. この式は海面加熱時における式 (式 (3.6)) の依存パラメーターに加えて,  $D'_m$  の

関数であることが分かる．式 (3.10) から  $D'_m$  は  $T_h$  及び  $h/c$  の関数であるため， $U_M$  の依存パラメータは  $U_F$  のそれに  $T_h$  及び  $h/c$  を加えたものになる．対流混合が生じているこの期間の厳密な解を求めるためには，対流混合の時空間的变化に対応した時間的，鉛直的に変化する渦粘性係数のもとで運動方程式を解く必要がある．しかし，ここで導出した解は  $d_m$  が海底に達するまでは数値的に求めた解とほとんど一致し，良い近似となっている．

### 3.1.3 対流混合層が海底に達した後の期間

対流混合層が海底に達した後，吹送流流速は海底の滑りなし条件によって素早く減少するが，式 (3.11) ではこの海底摩擦の効果を表現できていない．そのため，この期間の吹送流を再現する解を新たに導出する必要がある．ここでもまた対流混合層内（海面 ( $z = 0$ ) から海底 ( $z = -D$ ) まで）の流速は鉛直一様であることを仮定し海底摩擦の影響を考慮すれば，式 (3.1) は以下ようになる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + ifU &= \frac{1}{D} \left( \mu \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=0} - \mu \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=-D} \right) \\ &= \frac{1}{D} \left( \frac{i\tau}{\rho_0} - D_{amp}U \right), \end{aligned}$$

ここで海底の摩擦応力は LES 実験から決定された係数 ( $D_{amp}$ ) を用いて表現される．混合層が海底に達したときの吹送流は式 (3.11) に  $t = T_D$  を代入し求められる．その時刻での  $U_M^{EK}(T_D)$  及び  $U_M^{IO}(T_D)$  を  $U_D^{EK}$  及び  $U_D^{IO}$  として，上式を解析的に解けば，

$$\begin{aligned} U_D &= U_D^{EK} + U_D^{IO} \quad \text{for } (T_D \leq t < T_{24}), \\ U_D^{EK} &= U_0^{EK} \exp \left\{ \left( if + \frac{D_{amp}}{D} \right) (T_D - t) \right\} \\ &\quad + \frac{i\tau}{D\rho_0} \frac{1}{if + \frac{D_{amp}}{D}} \left[ 1 - \exp \left\{ \left( if + \frac{D_{amp}}{D} \right) (T_D - t) \right\} \right], \\ U_D^{IO} &= U_0^{IO} \exp \left\{ \left( if + \frac{D_{amp}}{D} \right) (T_D - t) \right\}, \end{aligned}$$

と表せる．もし水深が海面加熱期間のエクマン深度と比較して十分深ければ ( $D/\delta_f \gg 1$ )， $U_D^{EK}$  及び  $U_D^{IO}$  は共に 0 に近づく．その場合， $U_D$  は表層吹送流の日平均値にほとんど影

響しない．本研究では  $D/\delta_f \gtrsim 5$  であり  $U_D$  の効果はほとんど受けない．

### 3.1.4 解析解のまとめ

以上をまとめると，海面熱フラックスの日変化の影響を受ける表層吹送流 ( $U(t)$ ) は以下のようなになる．

$$U(t) = \begin{cases} U_F(t) & \text{for } T_0 \leq t < T_h \\ U_M(t) & \text{for } T_h \leq t < T_D \\ U_D(t) & \text{for } T_D \leq t < T_{24}. \end{cases} \quad (3.14)$$

従って，日平均値 ( $\bar{U}$ ) は

$$\bar{U} = \bar{U}_F + \bar{U}_M + \bar{U}_D = \left( \overline{U_F^{EK}} + \overline{U_M^{EK}} + \overline{U_D^{EK}} \right) + \left( \overline{U_F^{IO}} + \overline{U_M^{IO}} + \overline{U_D^{IO}} \right),$$

となり， $\bar{U}$  はエクマン螺旋成分 ( $\overline{U^{EK}} = \overline{U_F^{EK}} + \overline{U_M^{EK}} + \overline{U_D^{EK}}$ ) と慣性振動成分 ( $\overline{U^{IO}} = \overline{U_F^{IO}} + \overline{U_M^{IO}} + \overline{U_D^{IO}}$ ) の和で表現できる． $\bar{U}$  は  $U_*$  ,  $h$  ,  $f$  及び  $D$  に加え，海面熱フラックスの日変化を考慮したために生じた  $T_h$  及び  $h/c$  の関数である．次節ではこの近似解析解の有用性を確認するため LES 実験結果と比較検証を行う．

## 3.2 有用性の検証

ここでは，前節で導出した解析解の有用性を確認するため，第 2.4.3 小節で行った LES 実験 (実験  $C_w$  と実験  $C_s$ ) の結果と解析解を比較し検証する．図 3.1 は LES による実験  $C_w$  及び実験  $C_s$  の結果と同様のパラメータ値 (表 2.4 参照) を用いた解析解から導出した吹送流の日変化を示す．まず，冬季における解析解 (3.1(a)) と LES 実験 (2.24(a)) を比較する．双方ともに海面加熱時に  $S_f$  と  $D_a$  が増加する．海面冷却が始まる ( $t = 4$  h) と  $S_f$  は急激に減少するが，数値実験では解析解よりも約 1 時間遅れて減少が始まる．解析解では海面冷却されるとすぐに対流が生じ，混合層内で運動量を鉛直一様に混ぜると仮定しているが，数値実験では対流は発達するのにある程度時間が必要なためこのような違いが生じる．解析解における海面冷却時の  $S_f$  は数値実験のそれと比較して小さい．数値実験では対流が卓越しているこの期間においても，極表層付近 (モーニン・オブコフ長程

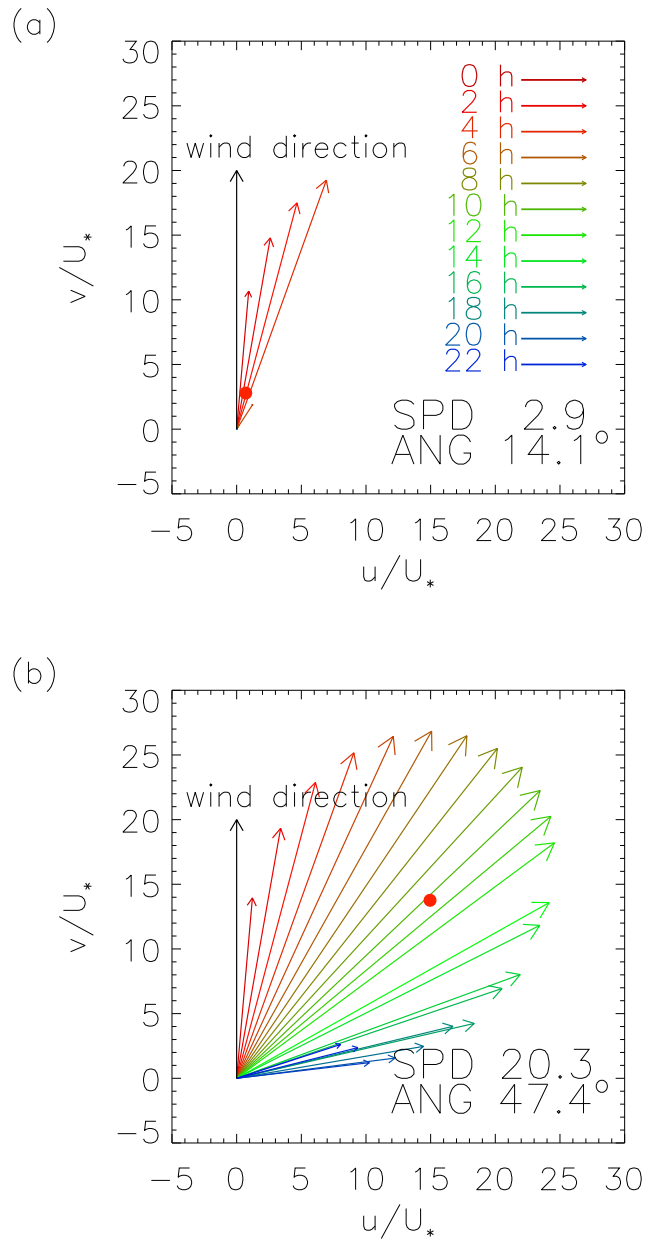


図 3.1 (a) 実験  $C_w$  及び (b) 実験  $C_s$  における解析解の表層吹送流．赤点は日平均吹送流を示し，その風力係数 ( $S_f$ ) と偏角 ( $D_a$ ) を右下の SPD 及び ANG に示している．縦軸に平行な黒の矢印は風向を示す．

度)では風によるシア乱流が支配的である。従って、不安定成層下であっても極表層付近の流速は鉛直一様になることはなく、表層流は小さくても  $S_f = 4$  程度である(図 2.22)。一方、解析解では単純化のため不安定成層域では鉛直一様になるという条件を課した。そのため、対流混合層が十分深まると  $S_f$  はほとんど 0 となる。このため、 $S_f$  の日平均値も数値実験に比べ解析解が小さい。

次に、夏季における解析解(3.1(b))と LES 実験(2.24(b))を比較する。冬季の実験  $C_w$  と同様に海面加熱時には  $S_f$  及び  $D_a$  は増加するが加熱時間が長い表層吹送流はより長時間発達でき、加熱終了時(冷却開始時)には実験  $C_w$  より大きな  $S_f$  及び  $D_a$  となる。数値実験では  $t = 8$  h 付近でケルビン・ヘルムホルツ不安定による  $S_f$  の減少が生じる。しかし、解析解ではケルビン・ヘルムホルツ不安定波が有限振幅にまで成長する時間を考えておらず、瞬時に混合すると仮定しているため、その現象を再現しない。海面冷却が始まると  $S_f$  はゆっくりと減少し、 $D_a$  はさらに増加を続ける。これも実験  $C_w$  と同様に数値実験の  $S_f$  が約 1 時間遅れて減少し始める。1 日の終わりには両方ともに  $S_f$  はほぼ 0 となる。

上述したように、解析解では複雑な物理現象を取り除き、注目している海面熱フラックスの日変化の影響をよく取り出せている。ここでは示さないが様々なパラメータについても解析解の有用性を確認した。次節では解析解を用いて表層吹送流のパラメータ依存性を調べる。

### 3.3 表層吹送流のパラメータ依存性

#### 3.3.1 海面加熱時間及び加熱冷却比依存性

図 3.2 は日平均表層吹送流の  $S_f$  及び  $D_a$  について  $T_h, h/c$  依存性を示す。ただし、コリオリパラメータは第 2 章と同様の値 ( $f = 7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (北緯 30 度))に設定した。 $S_f$  は  $T_h, h/c$  の増加に対して単調に増加する。一方、 $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性は少し複雑である。 $(T_h, h/c) = (3, 2^3)$  から  $(T_h, h/c) = (15, 2^0)$  を結ぶ線上に極大値を持ち、その線は 1 日における総加熱量 ( $H_0 = hT_h$ ) と総冷却量 ( $C_0 = c(T_{24} - T_h)$ ) が等しくなる値(図 3.2 の点線)とほぼ一致する。 $H_0/C_0 < 1$  (点線の左下の領域)では  $T_h$  と  $h/c$  の

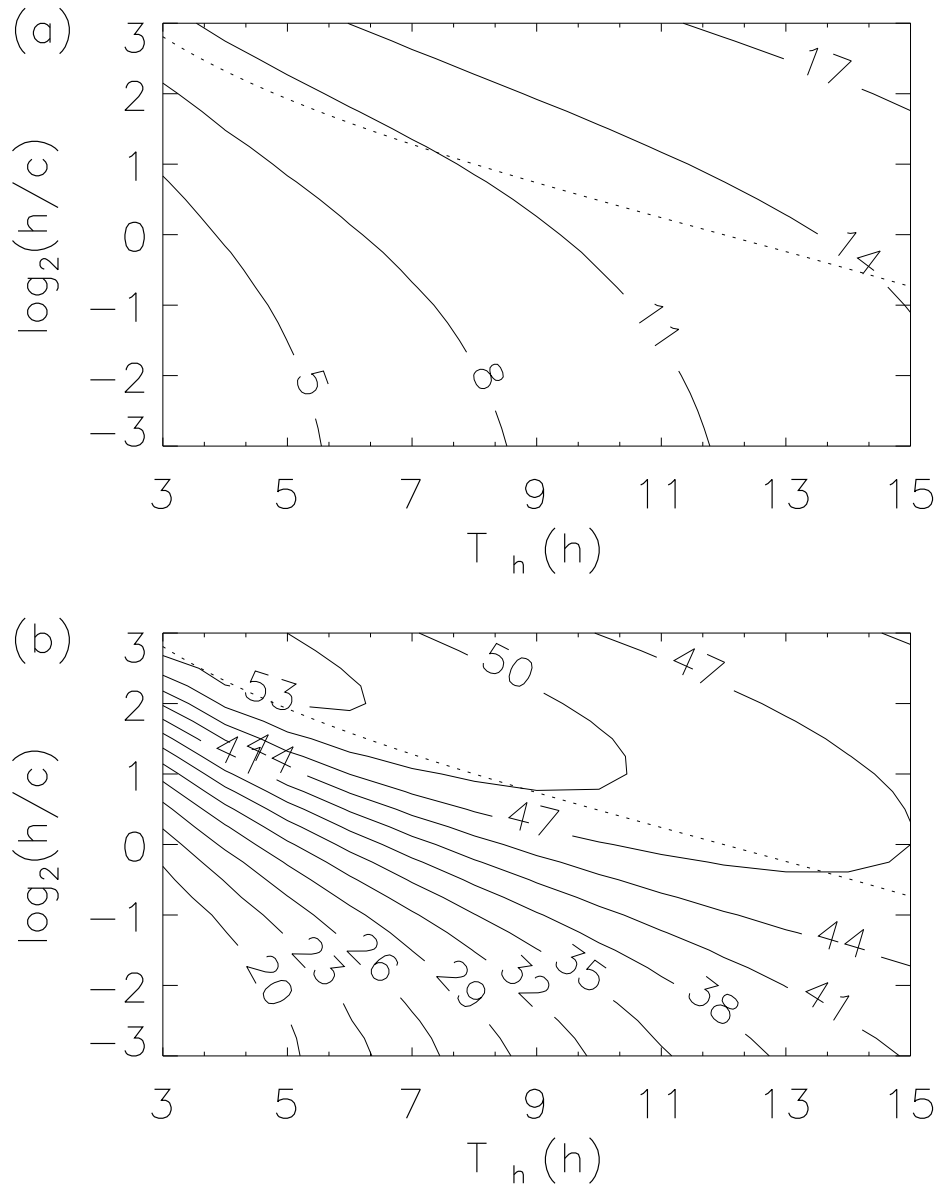


図 3.2 図 2.27 と同様。ただし，解析解の場合．点線は 1 日における総加熱量と総冷却量が等しくなる値を示している．

増加に対して  $D_a$  は増加する． $H_0/C_0 > 1$  (点線の右上の領域) では  $T_h, h/c$  の増加に対して  $D_a$  は減少し，その変化は  $H_0/C_0 < 1$  での変化に比べ緩やかである．この  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性は対流混合の影響力の強弱に関連付けられる．図 3.3 は海面加熱時のエクマン深度で規格化された日平均対流混合層深度 ( $\overline{D'_m} = \overline{d_m}/\delta_f$ ) を示す． $H_0/C_0 > 1$  では  $\overline{D'_m}$  は 1 より小さく， $T_h$  及び  $h/c$  への依存性が小さい．これは吹送流に及ぼす対流混合の影響は小さいことを意味する． $H_0/C_0 < 1$  では  $\overline{D'_m}$  は 1 より大きく， $T_h$  及び  $h/c$  の減少で  $\overline{D'_m}$  は増加し吹送流に及ぼす対流混合の影響は強まっていく．このように  $D_a$  の変化は風による混合に対する対流混合の強さに依存している．

数値実験では  $S_f, D_a$  はどちらも  $T_h, h/c$  と共に増加した (図 2.27)．解析解において， $S_f$  の変化は定性的に数値実験結果と一致する． $H_0/C_0 < 1$  では数値実験結果と比較して値が小さいが，これは前節で述べたように海面冷却時の対流を過大評価しているためである． $D_a$  について，その変化は  $H_0/C_0 < 1$  では LES と定性的に一致するが， $H_0/C_0 > 1$  では一致しない．この原因は解析解では海面加熱時における風による混合層内の渦粘性係数を鉛直一様としていることにある．解析解と異なり数値実験では，海面加熱率の大きさに応じて渦粘性係数が鉛直的に変化する．その渦粘性係数の鉛直分布は海面加熱が強まれば  $D_a$  を大きくする方向へ変化するため， $T_h$  及び  $h/c$  の増加に対して  $D_a$  は増加し続ける．

解析解の  $D_a$  は  $T_h$  及び  $h/c$  の変化に対して，上述したような少し複雑な変化を持つが，大雑把には  $S_f$  と  $D_a$  はどちらも小さな  $T_h$  と  $h/c$  に対して小さく，大きな  $T_h$  と  $h/c$  で大きいと見ることができる．

### 3.3.2 コリオリパラメーター依存性

図 3.4 と図 3.5 に緯度の異なる日平均  $S_f$  及び  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性を示した．図 3.2 を含め  $S_f$  及び  $D_a$  のコリオリパラメーター依存性を調べる． $S_f$  においては緯度にほとんど依存しない．一方， $D_a$  は高緯度ほど大きい．それは  $H_0/C_0 < 1$  で顕著であり，緯度 20 度と緯度 60 度の間には， $(T_h, h/c) = (4, 2^{-2})$  のとき 20° 以上の差がある． $T_h$  及び  $h/c$  が増加するにつれて緯度による差は減少していき， $H_0/C_0 > 1$  での差は数度である．また，高緯度 (緯度 60 度) では  $H_0/C_0 = 1$  とは別に， $(T_h, h/c) = (3, 2^{3/2})$  から

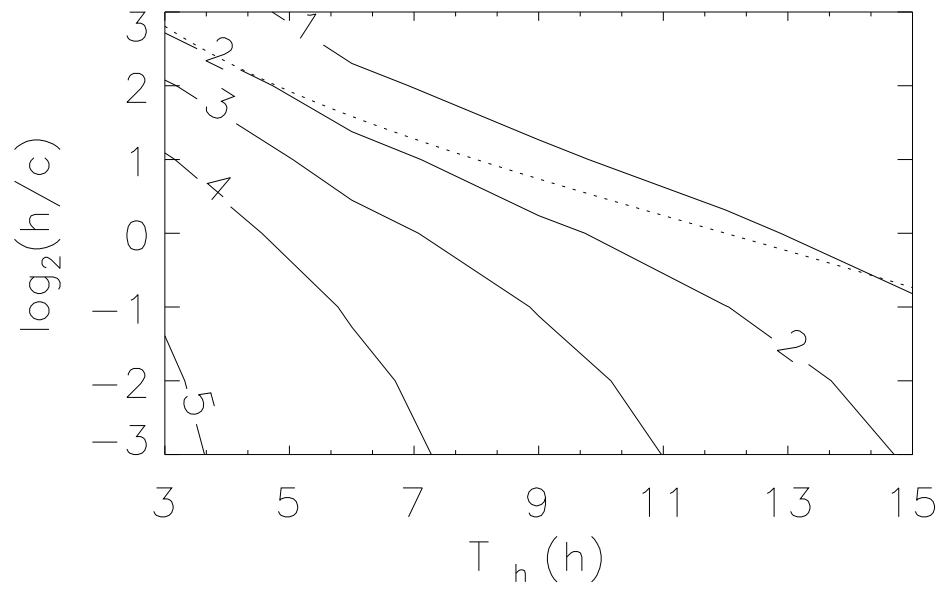


図 3.3 図 3.2 と同様 . ただし , 等値線は  $\overline{D'_m}$  を示す .

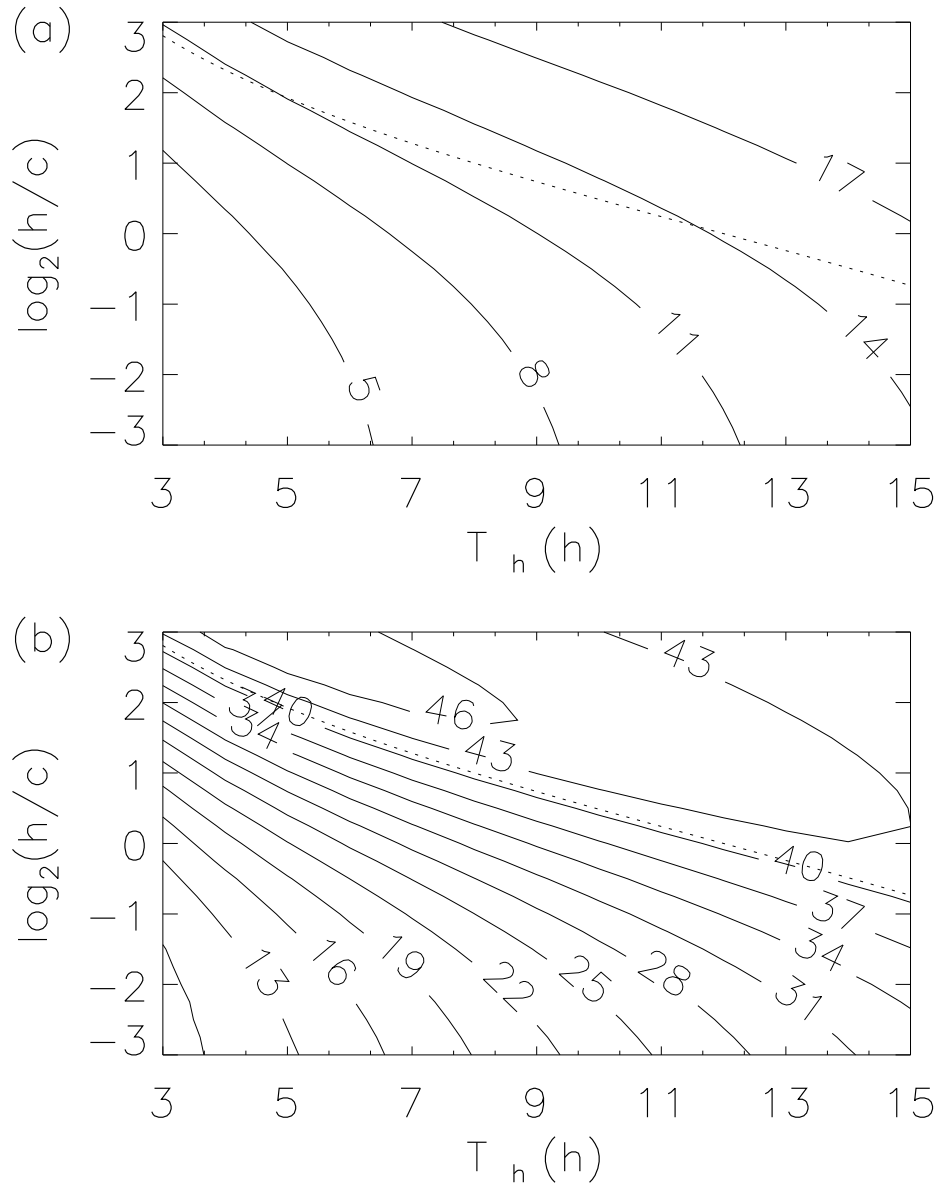


図 3.4 図 3.2 と同様 . ただし ,  $f = 4.99 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (緯度 20 度) の場合 .

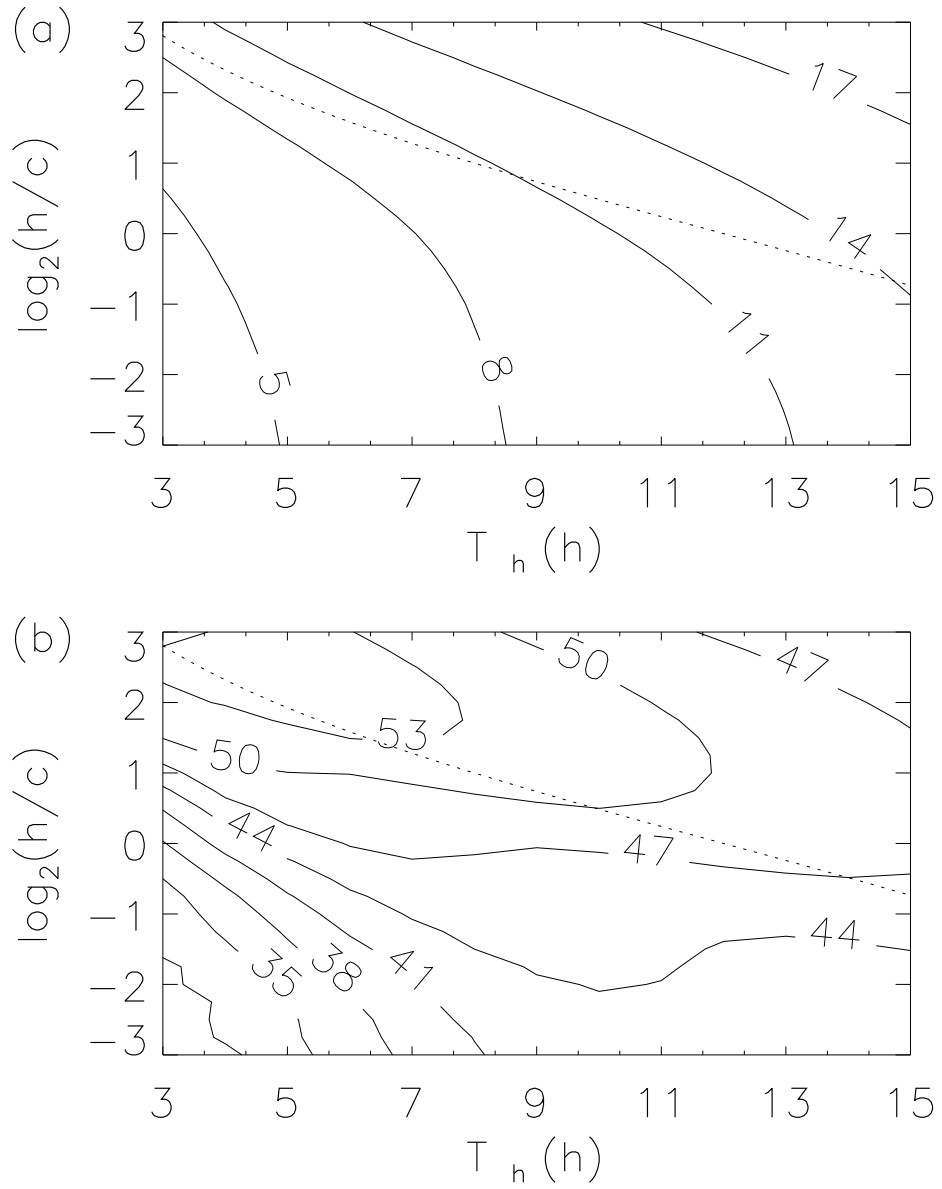


図 3.5 図 3.2 と同様 . ただし ,  $f = 1.26 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (緯度 60 度) の場合 .

$(T_h, h/c) = (12, 2^{-3})$  を結ぶ線上に二つ目の極大値を持つ．この特徴は緯度 30 度以上の場合に見られる特徴である．これらの変化特性のメカニズムは第 3.4.3 小節で述べる．

### 3.3.3 風応力依存性

数値実験結果によれば，海面加熱時の表層吹送流の  $S_f$  は  $\tau$  すなわち  $U_*$  に依存しない（第 2.5.2 小節）．数値実験（表 2.5）と同様の条件のもとでの解析解において， $S_f$  を海面加熱時で平均した値 ( $\overline{S_f^h}$ ) の  $\tau$  依存性を図 3.6 に示す．解析解の  $S_f$  は  $\tau$  に依存せず一定である．これは数値実験の結果と一致する．一方，解析解の  $D_a$  もまた  $\tau$  には依存せず，約 32 度と一定値を示す．数値実験では  $\tau$  が増加すれば  $D_a$  は減少する．しかし，その変化は 10 度以下であり， $\tau$  依存性は小さい．従って，解析解は数値実験結果とよく一致していると言える．

次に，“日平均値”吹送流の  $S_f$  と  $D_a$  について述べる．図 3.7 及び図 3.8 は  $\tau = 0.05 \text{ N m}^{-2}, 0.15 \text{ N m}^{-2}$  における日平均吹送流の  $S_f$  及び  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性を示す．ただし，コリオリパラメーターは ( $f = 7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (緯度 30 度)) である．これらの図と図 3.2 から  $S_f$  と  $D_a$  は  $\tau$  にほとんど依存しないことが分かる．また，数値実験結果と比較するため，図 3.9 に第 2.5.2 小節で行った  $S_f$  及び  $D_a$  の  $\tau$  依存性の数値実験と同様の条件下で行った解析解を示す．解析解の  $S_f$  は  $\tau$  に依存せず一定あり，数値実験の結果と一致する．一方，解析解の  $D_a$  は  $\tau$  に依存しないが，数値実験では  $\tau$  の増加に伴って  $D_a$  は減少し，これは解析解とは一致しない．この不一致の原因はケルビン・ヘルムホルツ不安定などの複雑な物理プロセスが解析解には含まれていないためである．

## 3.4 エクマン螺旋成分及び慣性振動成分の日平均吹送流に対する役割

日平均吹送流 ( $\bar{U}$ ) はエクマン螺旋成分 ( $\overline{U^{EK}}$ ) と慣性振動成分 ( $\overline{U^{IO}}$ ) の和からなる ( $\bar{U} = \overline{U^{EK}} + \overline{U^{IO}}$ , 第 3.1 節)．本節では， $\overline{U^{EK}}$  及び  $\overline{U^{IO}}$  の特徴と  $\bar{U}$  に対する役割を調べ，それをを用いて前節で述べた各パラメーター依存性を説明する．

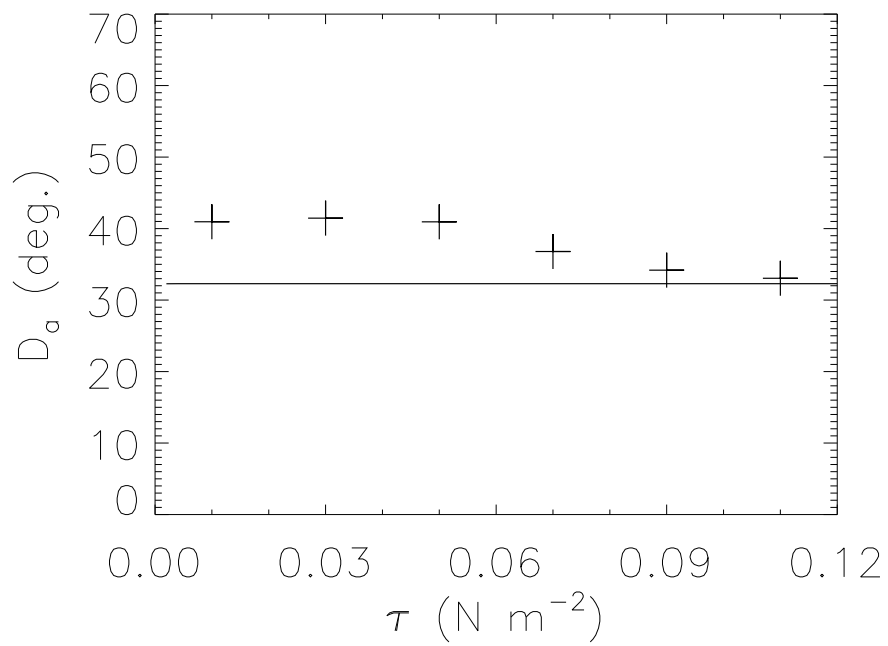
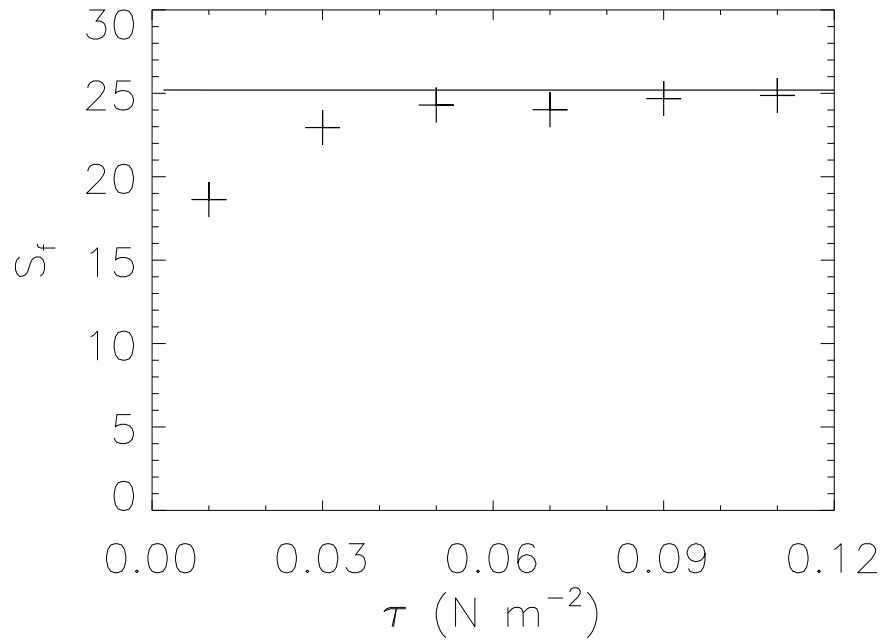


図 3.6 図 3.9 と同様 . ただし , 実線は解析解を示す .

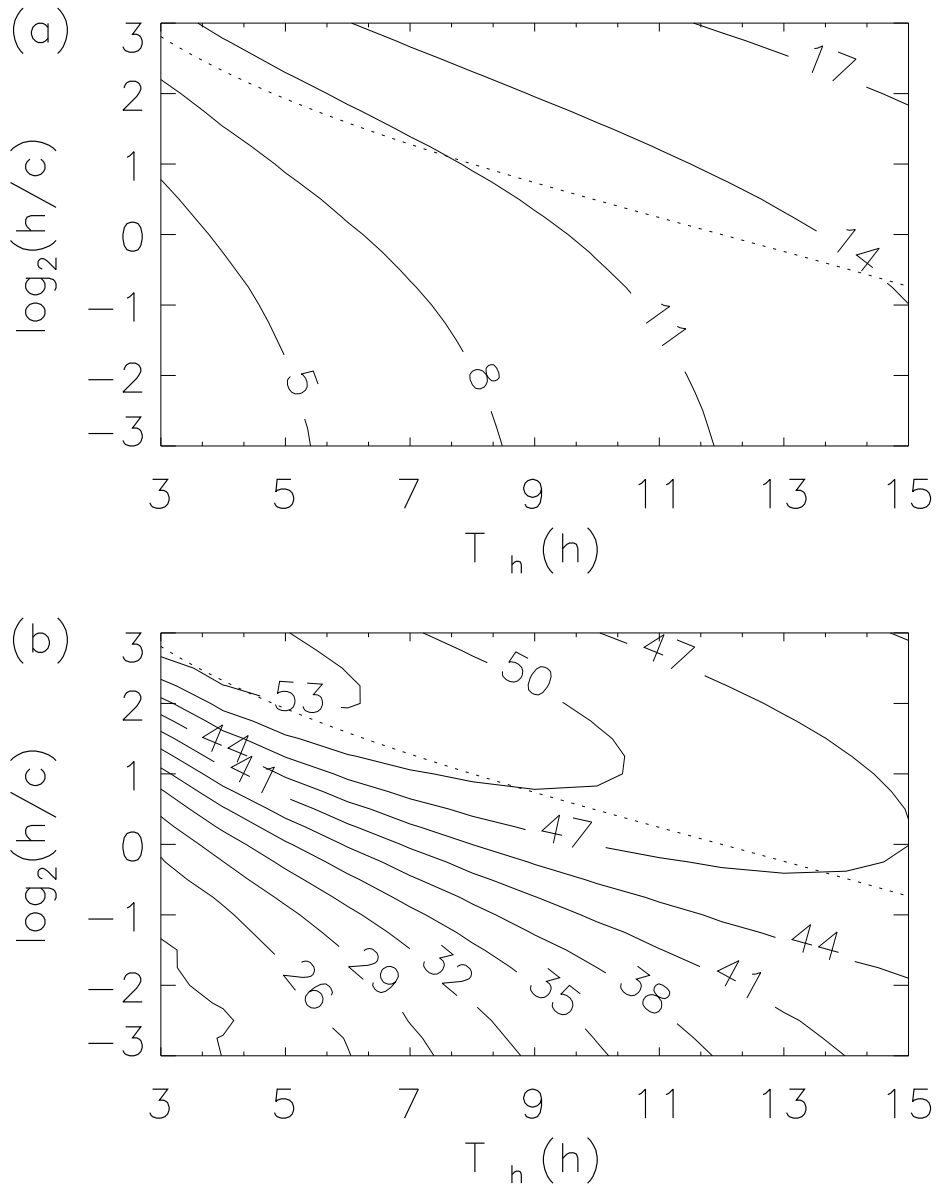


図 3.7 図 3.2 と同様 . ただし ,  $\tau = 0.05 \text{ N m}^{-2}$  の場合 .

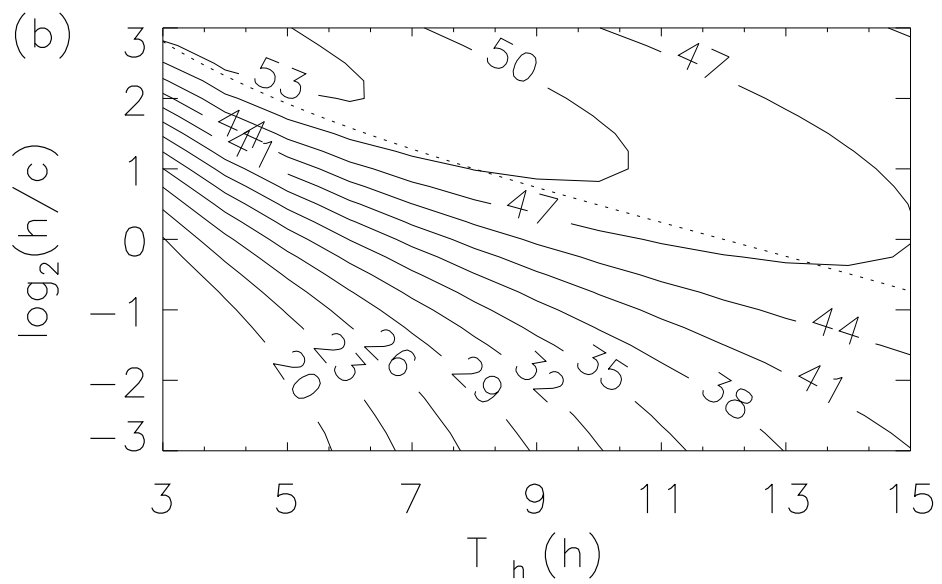
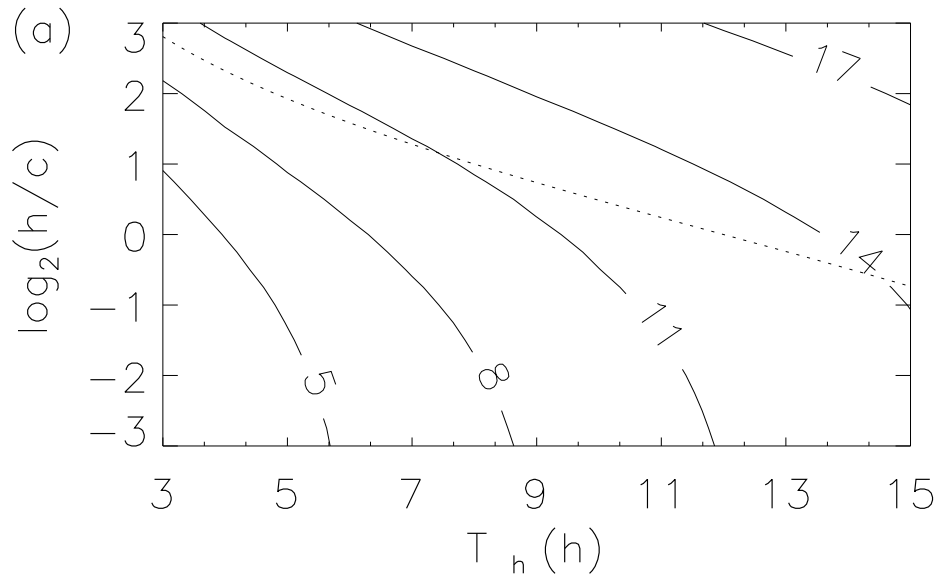


図 3.8 図 3.2 と同様 . ただし ,  $\tau = 0.15 \text{ N m}^{-2}$  の場合 .

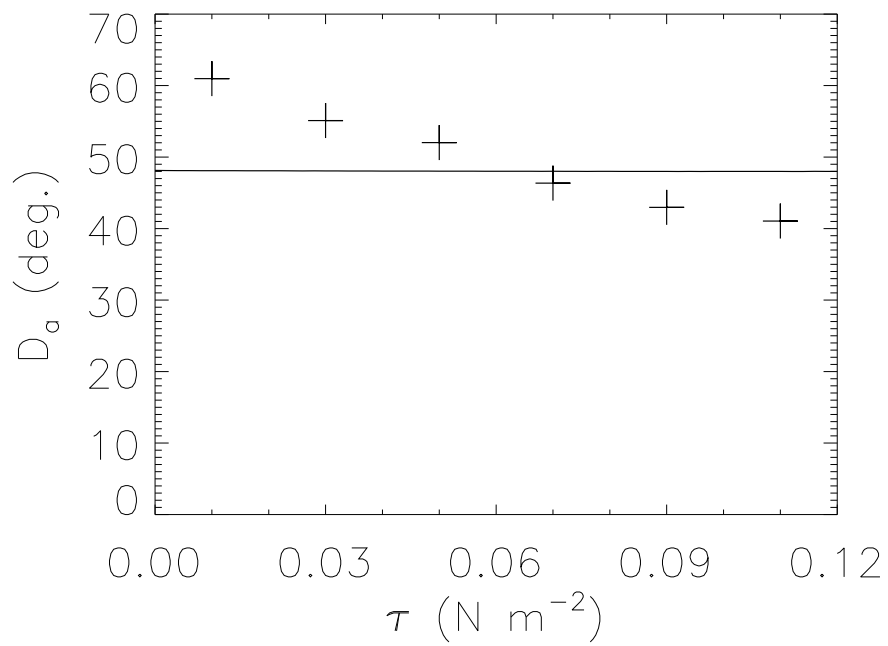
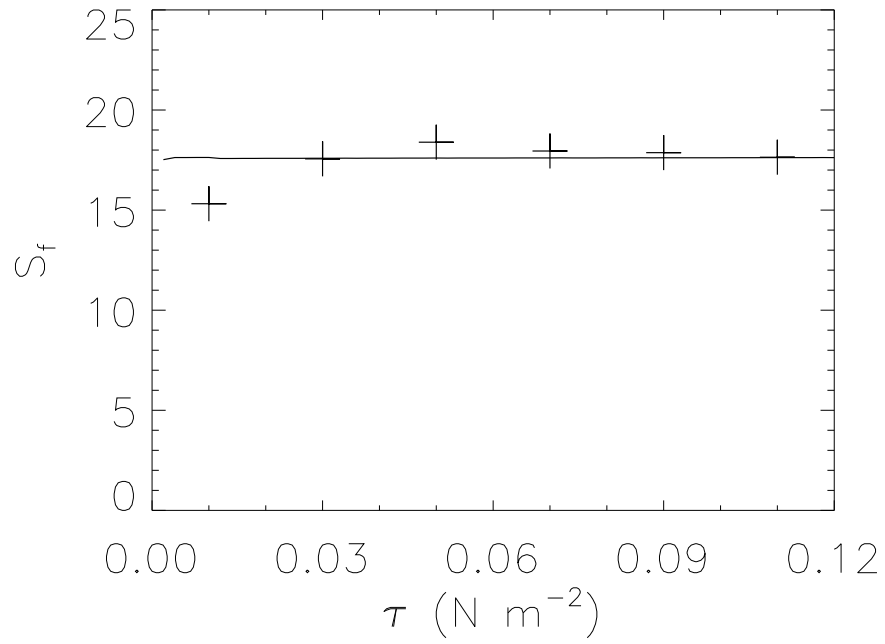


図 3.9 図 3.6 と同様．ただし，日平均値の場合．

### 3.4.1 エクマン螺旋成分の特徴

図 3.10 はエクマン螺旋成分 ( $\overline{U^{EK}}$ ) における  $S_f$  及び  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性を示す.  $\overline{U^{EK}}$  の  $S_f$  は  $\bar{U}$  の  $S_f$  (図 3.2a) と同様に  $T_h, h/c$  と共に増加する.  $D_a$  について,  $H_0/C_0 > 1$  では  $\bar{U}$  でのそれ (図 3.2b) と変化傾向は類似しており, 僅かに  $\overline{U^{EK}}$  が大きい.  $H_0/C_0 < 1$  では  $\bar{U}$  ほど変化しない. また,  $D_a$  は如何なる  $T_h, h/c$  に対して 45 度以上となる特徴を持つ. このことは  $U^{EK}$  の時間変化を考えることで説明できる. 本研究では海底が十分に深い場合 ( $D'_\delta \gg 1$ ) を考えている. この場合, 海面加熱時の  $U^{EK}$  (式 (3.7)) は以下のように書ける.

$$U_F^{EK} \simeq W = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{U_*}{\sqrt{C_\mu}} (a+bZ)^{\frac{1}{4}} \quad \text{for } 0 \leq t < T_h. \quad (3.15)$$

これから明らかなように  $U_F^{EK}$  の  $D_a$  は常に 45 度で時間変化しない. 海面冷却が始まると  $U^{EK}$  は式 (3.12) 及び式 (3.14) によって表現されるが,  $D'_\delta \gg 1$  の仮定のもとでは海底摩擦の影響を無視できるので,

$$U_M^{EK} \simeq \frac{W}{(1+i)D'_m} [\exp \{(1+i)D'_m\} - 1] \quad \text{for } T_h \leq t < T_{24}, \quad (3.16)$$

と書ける. 従って, 海面冷却時には  $D'_m(t)$  が時間と共に増加することによって  $S_f$  は単調減少し 0 に近づく. また,  $D_a$  は 45 度から 90 度へ向かって増加していく (図 3.11). そのため,  $\overline{U^{EK}}$  の  $S_f$  は  $T_h, h/c$  と共に減少し,  $D_a$  は 45 度以上となる.

また, 式 (3.15) 及び式 (3.16) は

$$\frac{U_F^{EK}}{U_*} \simeq \frac{1+i}{\sqrt{2C_\mu}} (a+bZ)^{\frac{1}{4}} \quad \text{for } 0 \leq t < T_h.$$

$$\frac{U_M^{EK}}{U_*} \simeq \frac{1}{D'_m \sqrt{2C_\mu}} [\exp \{(1+i)D'_m\} - 1] \quad \text{for } T_h \leq t < T_{24},$$

と書ける. これより加熱時における  $U^{EK}$  の  $S_f$  及び  $D_a$  はコリオリパラメータや風応力に依存せず常に一定であり, 冷却時も  $D'_m$  を通して僅かに変化するだけである. 従って,  $\overline{U^{EK}}$  はコリオリパラメータ及び風応力にほとんど依存しないため, 上述した  $\overline{U^{EK}}$  の特徴は如何なるコリオリパラメータ及び風応力のもとでも共通に見られる (図 3.12 ~ 図 3.15).

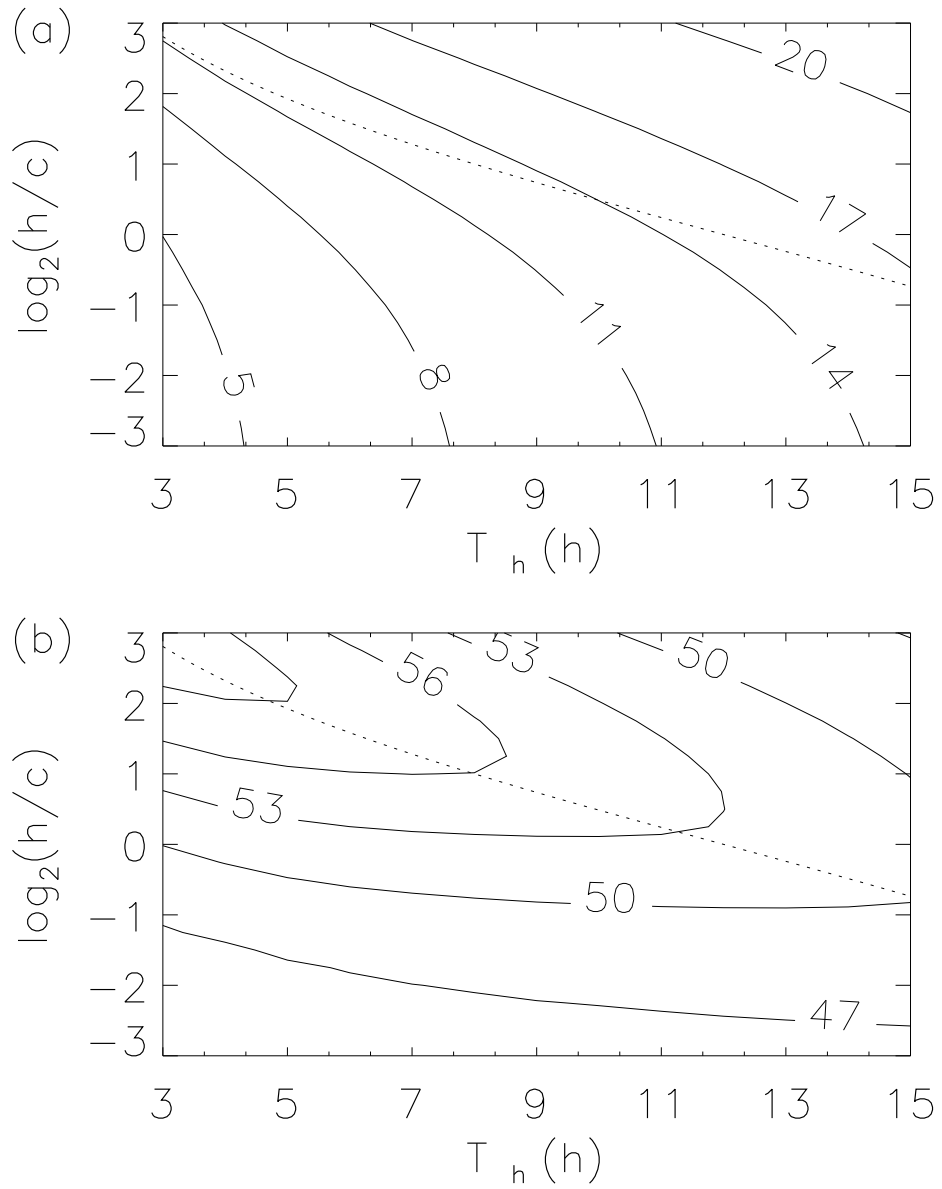


図 3.10 図 3.2 と同様 . ただし ,  $\overline{U^{EK}}$  の場合 .

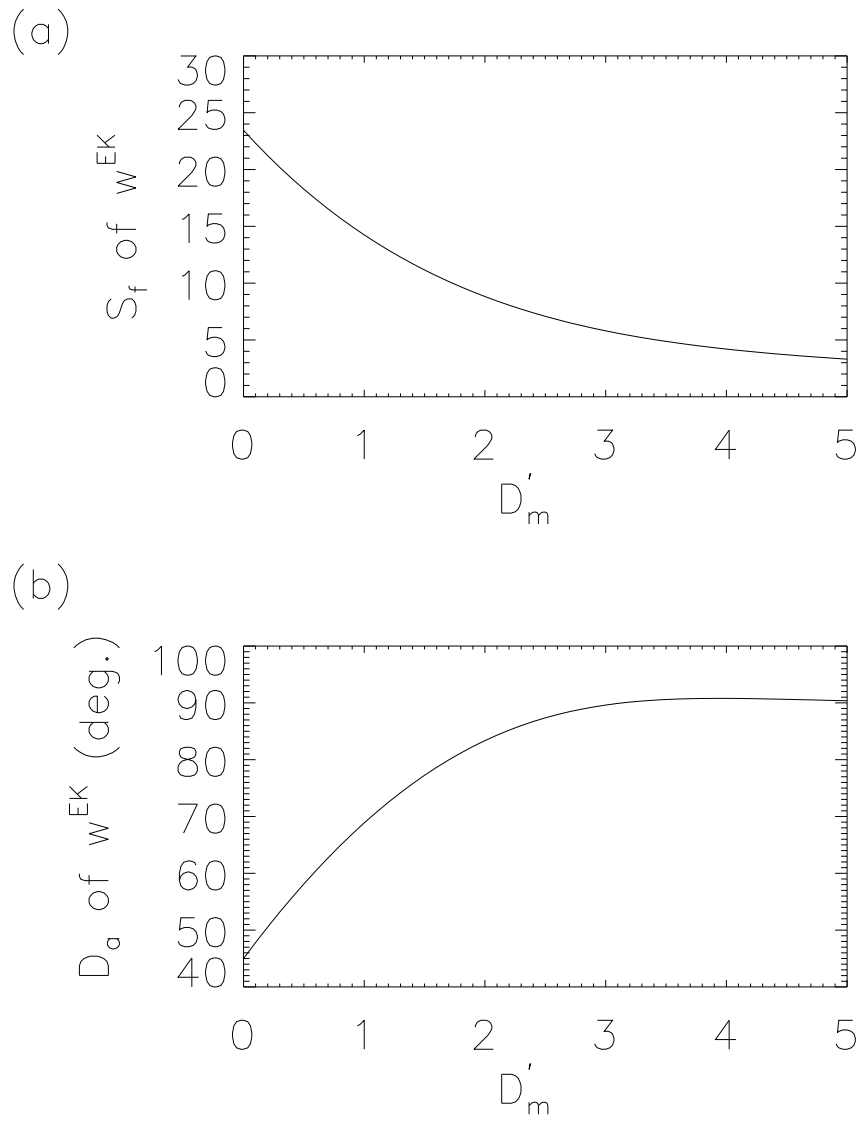


図 3.11 (a)  $S_f$  及び (b)  $D_a$  (縦軸) の  $D'_M$  (横軸) 依存性 .

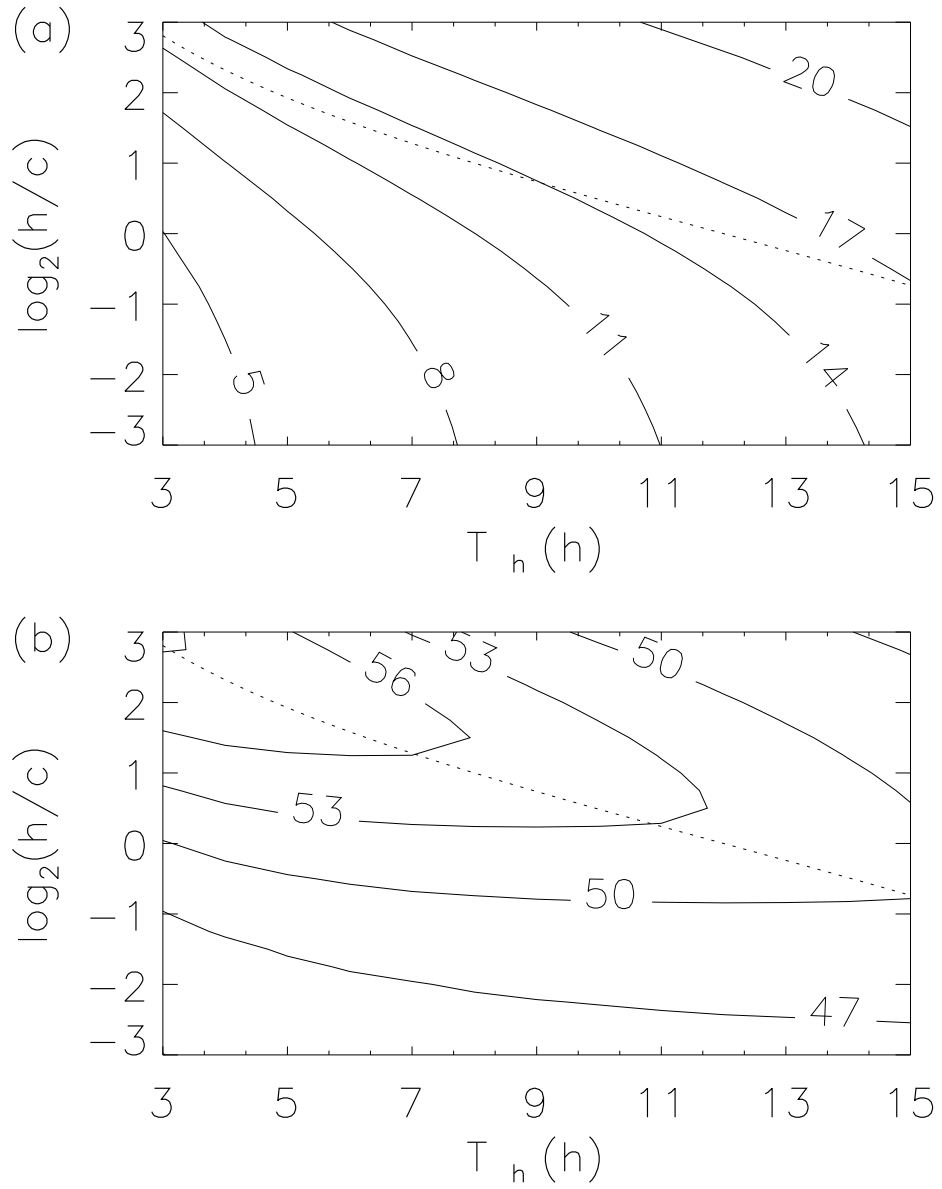


図 3.12 図 3.10 と同様 . ただし ,  $f = 4.99 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (緯度 20 度) の場合 .

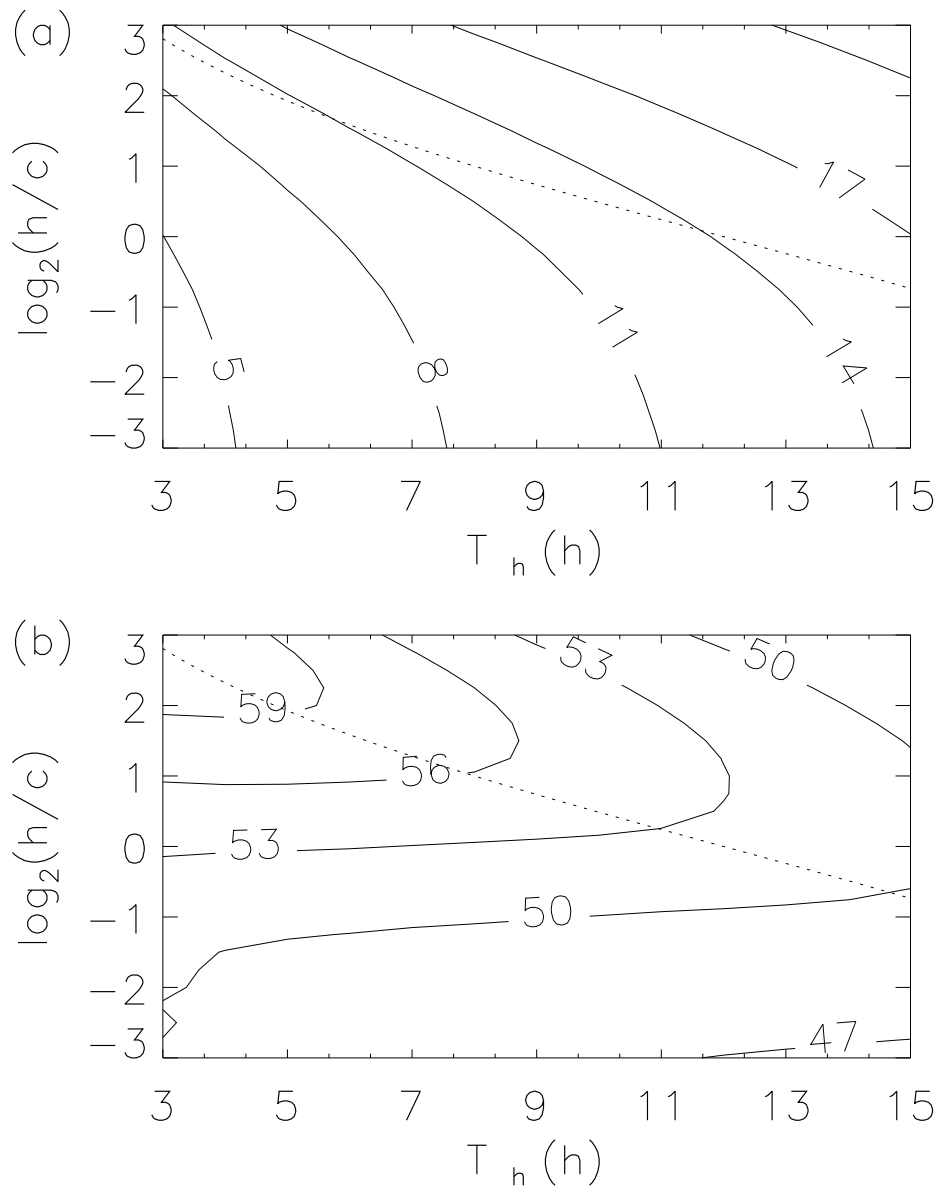


図 3.13 図 3.10 と同様 . ただし ,  $f = 1.26 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (緯度 60 度) の場合 .

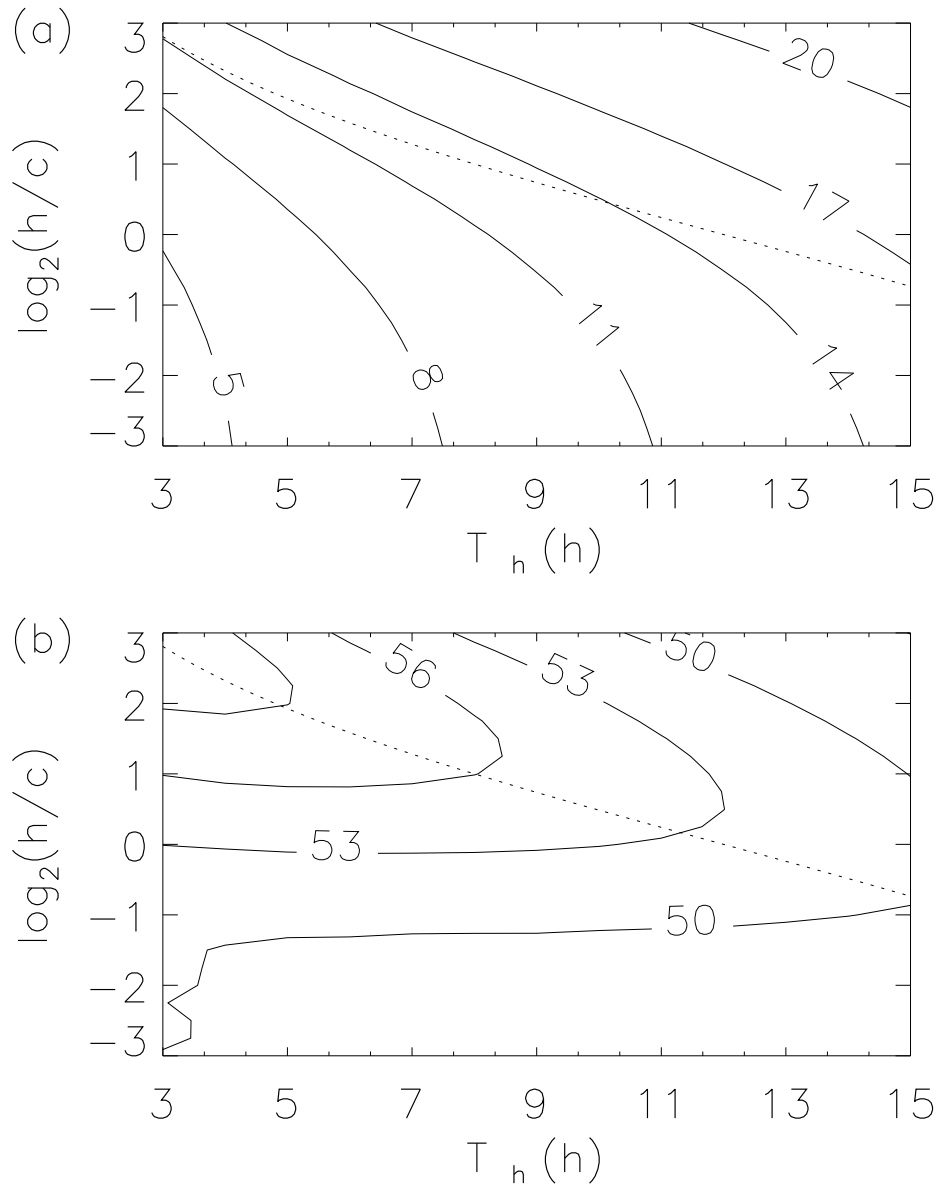


図 3.14 図 3.10 と同様 . ただし ,  $\tau = 0.5 \text{ N m}^{-2}$  の場合 .

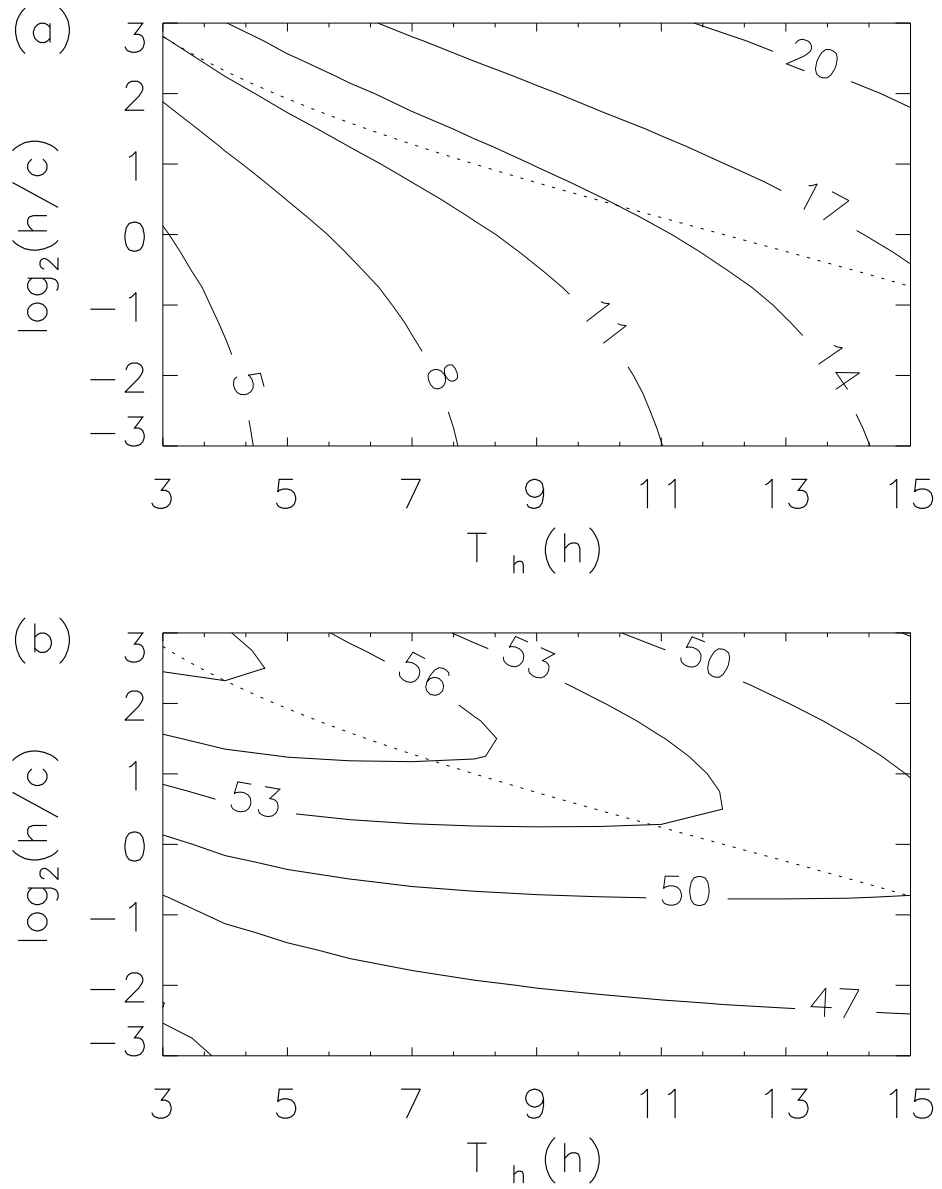


図 3.15 図 3.10 と同様 . ただし ,  $\tau = 1.5 \text{ N m}^{-2}$  の場合 .

### 3.4.2 慣性振動成分の特徴

図 3.16 は慣性振動成分 ( $\overline{U^{IO}}$ ) における  $S_f$  及び  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性を示す。 $S_f$  は  $H_0/C_0 < 1$  で大きく,  $H_0/C_0 > 1$  で小さい。 $D_a$  は  $H_0/C_0 < 1$  では約  $-70$  度から  $-10$  度まで大きく変化しているのに対して,  $H_0/C_0 < 1$  では約  $-70$  度から  $-50$  度までと変化が小さい。全ての  $T_h, h/c$  に対して  $D_a$  は約  $-70$  度から  $-10$  度までの範囲内となる。これらの特徴は  $w^{IO}$  の時間変化を考えることで理解できる。図 3.17 は  $T_h, h/c$  が大きな場合 ( $(T_h, h/c)=(12, 2^1)$ ) と小さな場合 ( $(T_h, h/c)=(6, 2^{-2})$ ) 及び  $T_h = 24$  h の場合 (フレッドホルム解における慣性振動成分, 以下フレッドホルム解と略す) の  $U^{IO}$  の時間変化とその日平均値 ( $\overline{U^{IO}}$ ) を示す。フレッドホルム解の日平均値はかなり小さい。これはある時間のベクトルは半慣性周期後の逆向きのベクトルとお互いに打ち消し合うためである。(  $(T_h, h/c)=(12, 2^1)$  ) 及び (  $(T_h, h/c)=(6, 2^{-2})$  ) の  $U^{IO}$  は海面加熱時にはフレッドホルム解に従う (式 (3.8))。海面冷却が始まるとフレッドホルム解から外れ式 (3.13) に従う。 $T_h, h/c$  が大きな場合 ( $(T_h, h/c)=(12, 2^1)$ ),  $\overline{D'_m}$  が小さく, フレッドホルム解からのずれは僅かであるため  $\overline{U^{IO}}$  も小さい (図 (3.17) の赤線と赤ベクトル)。一方,  $T_h, h/c$  が小さな場合 ( $(T_h, h/c)=(6, 2^{-2})$ ), 海面冷却が始まるとすぐにフレッドホルム解を大きく外れ 0 へ近づく。従って, 海面加熱時のベクトルを半慣性周期後のベクトルで打ち消すことができずに  $\overline{U^{IO}}$  は大きくなる (図 (3.17) の青線と青ベクトル)。また,  $\overline{U^{IO}}$  は  $T_h, h/c$  の値に依らず  $\overline{U^{EK}}$  に対して, 反時計回り方向を向く。

次に  $\overline{U^{IO}}$  のコリオリパラメーター依存性を調べる。図 3.18 と図 3.19 は  $S_f, D_a$  のそれぞれ低緯度 (緯度 20 度) 及び高緯度 (緯度 60 度) における  $T_h, h/c$  依存性を示す。これらの図と図 3.16 から  $S_f$  の  $T_h, h/c$  に対する変化傾向は緯度によってほとんど変化しないが, その大きさは緯度が高いほど小さくなることが分かる。これは緯度が高くコリオリ力が強い場合には慣性振動の振幅が小さくなるためである。一方,  $D_a$  は全体的に高緯度の方が大きく, 緯度 60 度の場合は  $(T_h, h/c) = (3, 2^{3/2})$  と  $(T_h, h/c) = (12, 2^{-3})$  を結ぶ線上に極大値を持つ。このように  $D_a$  は少し複雑な変化があるが  $T_h, h/c$  の値に依らず  $\overline{U^{EK}}$  に対して, 反時計回り方向を向く特徴は緯度が変わっても失われない。

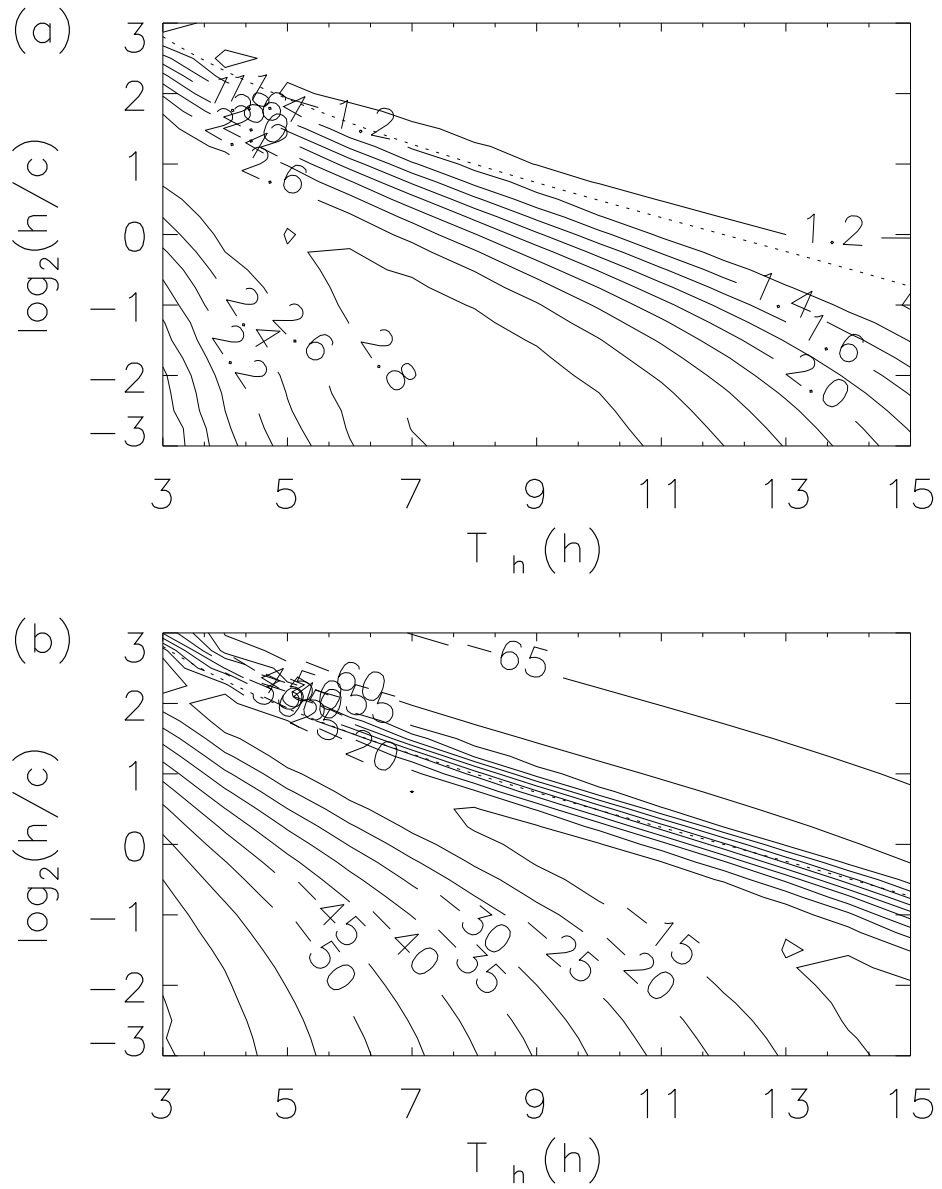


図 3.16 図 3.2 と同様 . ただし ,  $\overline{U^{10}}$  の場合 .

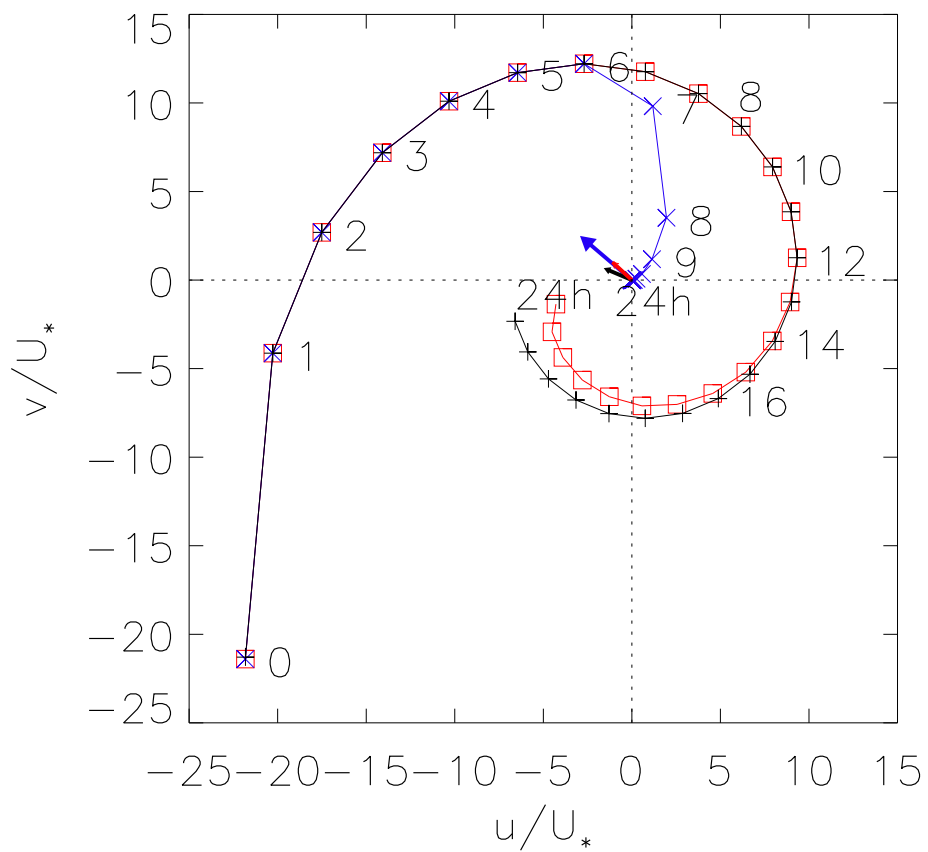


図 3.17  $w^{IO}$  の時間変化(曲線)と日平均値(矢印). 赤, 青及び黒はそれぞれ  $(T_h, h/c)$  が  $(12, 2^1)$ ,  $(6, 2^{-2})$  及び  $T_h = 24\text{ h}$  の場合を示す. 曲線上の  $\square, \times, +$  は 1 時間毎の値を示す.

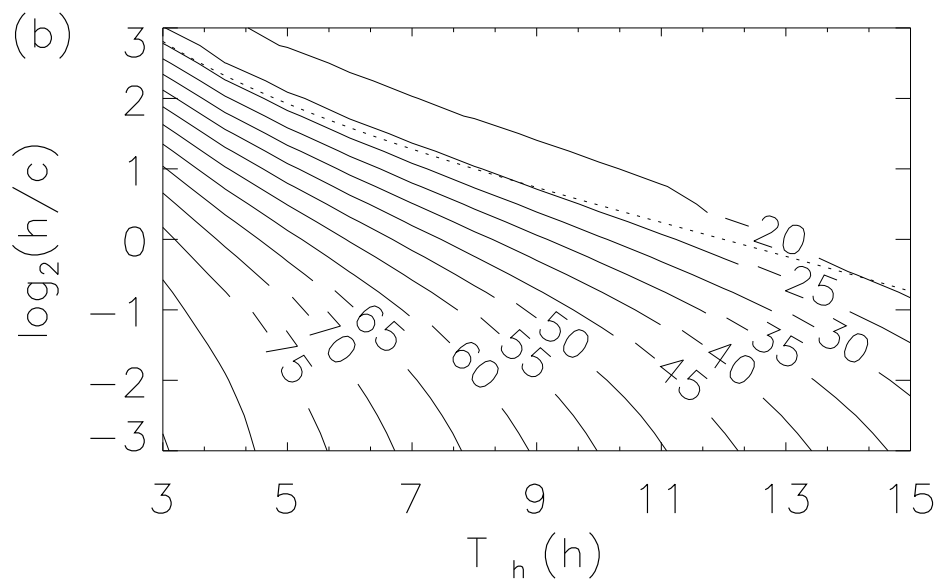
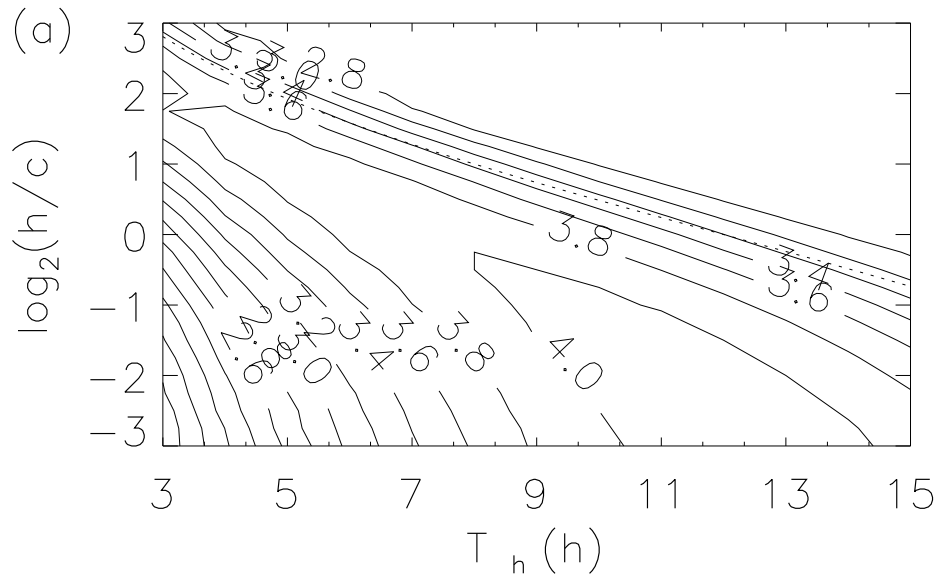


図 3.18 図 3.12 と同様 . ただし ,  $\overline{U^{IO}}$  の場合 .

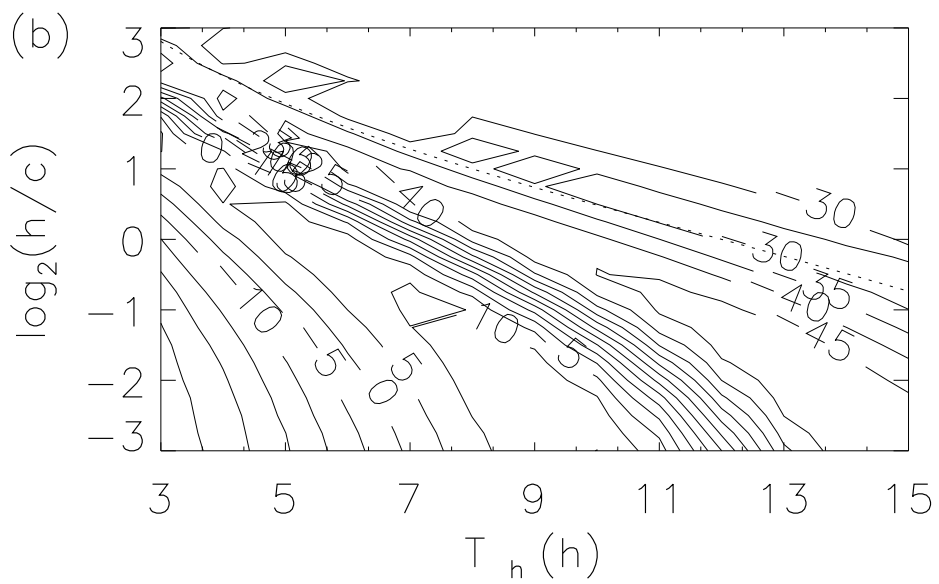
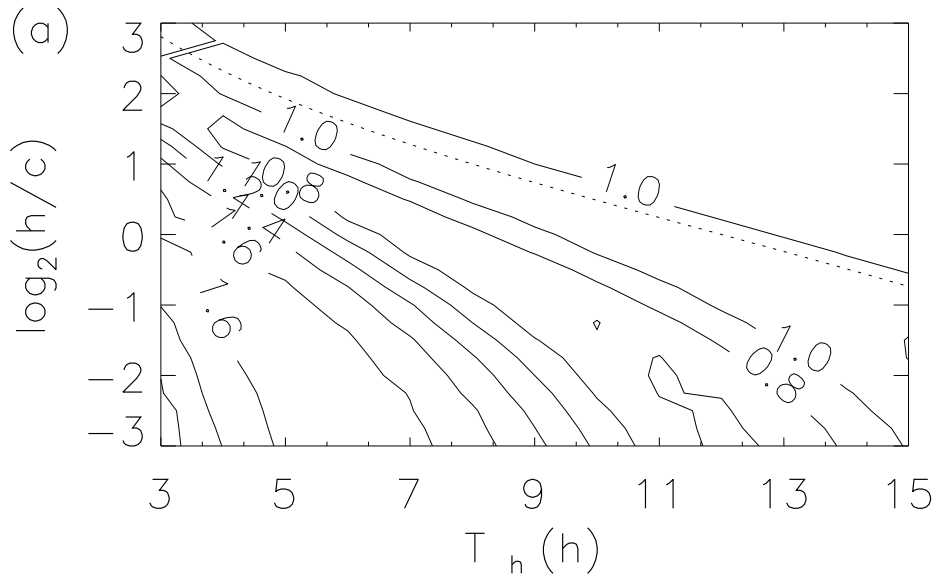


図 3.19 図 3.13 と同様 . ただし ,  $\overline{U^{IO}}$  の場合 .

### 3.4.3 各成分の $\bar{U}$ に対する役割

慣性振動成分 ( $\overline{U^{IO}}$ ) はエクマン螺旋成分 ( $\overline{U^{EK}}$ ) に対してほぼ直角方向を向いているため、 $\overline{U^{IO}}$  は  $\bar{U}$  の  $S_f$  にはほとんど影響を与えない。そのため第 3.4.1 小節で述べたように、 $\overline{U^{EK}}$  の  $S_f$  は  $\bar{U}$  と良く一致する (図 3.2 及び図 3.10)。すなわち、 $\bar{U}$  の  $S_f$  は  $\overline{U^{EK}}$  によって決まっている。 $\bar{U}$  の  $D_a$  は  $\overline{U^{EK}}$  と  $\overline{U^{IO}}$  の両成分の影響力の強さによって決まる。上述したように  $\overline{U^{EK}}$  は常に 45 度以上となり  $\bar{U}$  の  $D_a$  を増加させる効果を持つ一方、 $\overline{U^{IO}}$  は  $\overline{U^{EK}}$  の約 90 度反時計まわり方向を向いているため  $\overline{U^{IO}}$  は  $\bar{U}$  の  $D_a$  を減少させる効果を持つ。図 3.20 に  $T_h$  及び  $h/c$  が大きな場合 ( $(T_h, h/c)=(12, 2^1)$ ) と小さな場合 ( $(T_h, h/c)=(6, 2^{-2})$ ) の  $\overline{U^{EK}}$  と  $\overline{U^{IO}}$  の関係を示す。 $T_h, h/c$  が大きな場合は、 $\overline{U^{EK}}$  が  $\overline{U^{IO}}$  に比べ大きいため、 $\overline{U^{EK}}$  の効果が強く  $D_a$  は大きい (赤矢印)。対して、 $T_h$  と  $h/c$  が小さい場合は、 $\overline{U^{IO}}$  の影響が大きく  $D_a$  は小さい (青矢印)。

緯度の減少によって  $\overline{U^{IO}}$  の  $S_f$  は増加し (図 3.16, 図 3.18 及び図 3.19)、 $\overline{U^{EK}}$  は緯度の変化による影響をほとんど受けない (図 3.10, 図 3.12 及び図 3.13)。従って、 $\bar{U}$  の  $S_f$  は緯度によってほとんど変化せず、一方、 $D_a$  は緯度が低いほど  $\overline{U^{IO}}$  の効果 ( $D_a$  を減少させる) が強まり、 $\bar{U}$  の  $D_a$  は小さくなる (図 3.2, 図 3.4 及び図 3.5)。

## 3.5 まとめ

本章では第 2 章で数値実験から示した海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響をさらに詳しく調べるため、その影響を注視できる近似解析解を導出した。その解はエクマン螺旋成分と慣性振動成分に分解でき、両成分の特徴と表層吹送流の日平均値に対する役割を知ることで、海面熱フラックスの日変化に対する吹送流の応答メカニズムの詳細を明かにした。

解析解によって、日変化する海面熱フラックスのもとでの吹送流構造の決定には海面加熱時間 ( $T_h$ ) 及び海面加熱率と冷却率の比 ( $h/c$ ) が重要なパラメータであることが示された。そのため、 $T_h$  及び  $h/c$  に対する日平均表層吹送流の  $S_f$  と  $D_a$  依存性を調べた。その結果、 $S_f$  は  $T_h$  及び  $h/c$  と共に増加する。 $S_f$  はエクマン螺旋成分によって説明でき、慣

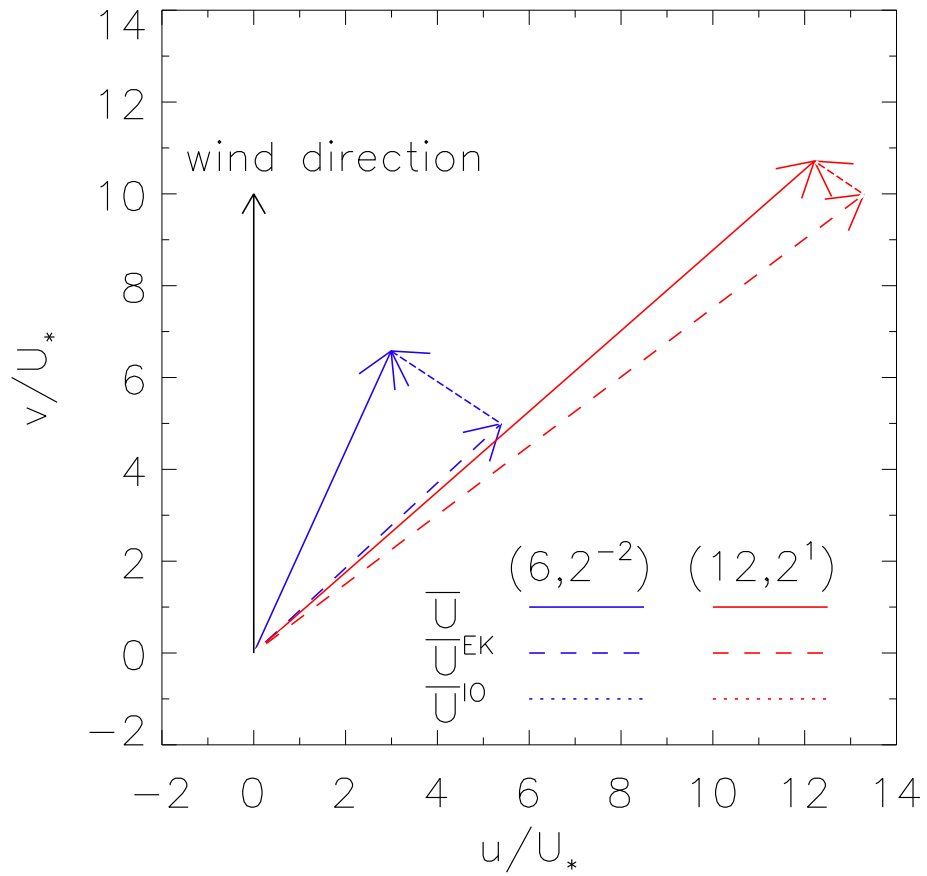


図 3.20  $\overline{U}^{EK}$  (実線) を構成している  $\overline{U}^{EK}$  (破線) と  $\overline{U}^{IO}$  (点線) の関係を示す。  $T_h, h/c$  が大きい場合 ( $(T_h, h/c) = (12, 2^1)$ ) を赤矢印, 及び小さい場合 ( $(T_h, h/c) = (6, 2^{-2})$ ) を青矢印で表す。

性振動成分は  $S_f$  を変化させる効果はほとんどないことを明かにした．一方， $D_a$  の変化は少し複雑だが大まかには  $T_h, h/c$  が大きいときに  $D_a$  は大きく， $T_h, h/c$  が小さいときに  $D_a$  は小さいといった関係がある．これは  $T_h, h/c$  が大きいときは  $D_a$  を増加させる効果を持ったエクマン螺旋成分が支配的であり，逆に  $T_h, h/c$  が小さいときは  $D_a$  を減少させる効果を持った慣性振動成分の影響を強く受けることがその要因である．この両成分の日平均吹送流への影響は風応力やコリオリパラメーターが変化しても失われることはない．

表層吹送流の緯度依存性についても調べた．全ての  $T_h, h/c$  のもとで， $S_f$  はコリオリパラメーターにほとんど依存しない．一方， $D_a$  は慣性振動成分の日平均吹送流に対する影響力は低緯度ほど強まるため，緯度が低いほど小さくなる．また，加熱時平均及び日平均の吹送流は風応力に依存せず， $S_f$  は数値実験結果と一致した．しかし，解析解では単純化のため渦粘性係数の時間・空間的变化を表現していないため， $D_a$  については風応力の増加に伴って減少する数値実験結果と異なる結果となった．

以上から海面熱フラックスの日変化を特徴付けるパラメーター ( $T_h$  及び  $h/c$ ) が吹送流 ( $S_f$  及び  $D_a$ ) を決定する重要な要素であると結論できる．次章ではこの日変化が全球的に重要であることを示し，さらに吹送流の影響を大きく受ける物質の漂流問題に与える影響について議論する．

## 第 4 章 粒子追跡実験

ここまで、海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響を詳しく見てきた。本章では解析解を用いた以下の 3 つの実験を比較することで、この日変化が粒子追跡実験に及ぼす影響を調べる。1 つ目は海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合、次に海面熱フラックスの季節変動は考慮するが日変化は考慮しない場合、最後に海面熱フラックスの季節変動に加え日変化の影響を考慮に入れた場合である。次節では以上 3 つの実験における表層吹送流の推定方法を説明する。

なお、本章で使用する解析解は、海面からの熱フラックスの透過効果を考慮しないものを使用する（付録 A.3 参照）。

### 4.1 各実験における表層吹送流の推定

#### 4.1.1 海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合

表層吹送流 ( $U_{ET}$ ) は無限深での定常エクマン方程式、

$$ifU_{ET} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial U_{ET}}{\partial z} \right) \quad (U_{ET} = u + iv),$$

及び、乱流エクマン混合層理論

$$\mu = C_{\mu} \frac{\tau}{f\rho_0},$$

から導かれる。 $C_{\mu}$  は第 2 章と同様の値を使用する。 $y$  軸正方向へ定常な風応力を課した場合、 $U_{ET}$  について解くと、

$$U_{ET} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{U_*}{\sqrt{C_{\mu}}} \quad (4.1)$$

となる。

#### 4.1.2 海面熱フラックスの季節変化を考慮した場合

吹送流は海面熱フラックスの“月平均”値の影響を受ける。月平均値が正（海面加熱）、すなわち対流による鉛直混合がない場合、表層吹送流（ $U_{STD}$ ）は式 (4.1) に従う。一方、月平均海面熱フラックスが負（海面冷却）、すなわち対流によって吹送流が鉛直混合されている場合は 0 とする。この仮定は極端であり、実際、LES 結果は海面冷却時であってもその流速は 0 ではない。しかし、海面加熱時の流速に比べて十分小さく、ここでは無視できるとする（図 2.19）。

#### 4.1.3 海面熱フラックスの日変化を考慮した場合

吹送流は“日変化”する海面熱フラックスの影響を受ける。推定に使用する式は第 3.1 節で導出した日変化する海面熱フラックス下での解析解（式 (3.14)）を無限深に近似したものであり、従って海面加熱時と海面冷却時の期間に分けて表現される。y 軸正方向に定常な風応力が課せられたとき、海面加熱時の表層吹送流（ $U_{DCF}$ ）は

$$U_{DCF}(t) = U_{DCF}^{EK} + U_{DCF}^{IO} \quad \text{for } 0 < t \leq T_h, \quad (4.2)$$

$$U_{DCF}^{EK}(t) = U_{ET}, \quad (4.3)$$

$$U_{DCF}^{IO}(t) = U_{ET} \left\{ -\frac{2}{\pi} \exp(-ift) \int_0^\infty \frac{1+i}{(1+i)^2 + k'^2} \exp(-2k'^2 ft) dk' \right\}, \quad (4.4)$$
$$k' = k \delta_f$$

となる。一方、海面冷却時の表層吹送流（ $U_{DCM}$ ）は

$$U_{DCM}(t) = U_{DCM}^{EK}(t) + U_{DCM}^{IO}(t), \quad \text{for } T_h < t \leq T_{24} \quad (4.5)$$

$$U_{DCM}^{EK}(t) = U_{ET} \left[ \frac{1+i}{2} \frac{\delta_f}{d'_m} \left\{ 1 - \exp \left( -(1+i) \frac{d'_m}{\delta_f} \right) \right\} \right], \quad (4.6)$$

$$U_{DCM}^{IO}(t) = U_{ET} \left\{ -\frac{2}{\pi} \frac{\delta_f}{d'_m} \exp(-ift) \int_0^\infty \frac{1+i}{(1+i)^2 + k'^2} \sin \left( k' \frac{d'_m}{\delta_f} \right) \exp(-2k'^2 ft) \frac{dk'}{k'} \right\},$$

と表現される。対流混合層深度（ $d'_m$ ）は次式を満たすように決定される。

$$\frac{h}{c} \int_0^t \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{f\rho_0} d'_m}{\sqrt{4C_\mu \tau} \xi} \right) d\xi = t - T_h,$$

ここで erf は誤差関数を表す． $d'_m$  は  $T_h$  及び  $h/c$  の関数である．様々な  $T_h$  ,  $h/c$  に対応する  $d'_m$  はシューティング法によって導かれる．この場合も海面熱フラックスを考慮した場合と同様に対流混合層内での流速は鉛直一様と極端に仮定していることに注意する必要がある．従って，表層吹送流の日平均値 ( $\overline{U_{DC}}$ ) は

$$\overline{U_{DC}} = \frac{\int_0^{T_h} U_{DCF}(t)dt + \int_{T_h}^{T_{24}} U_{DCM}(t)dt}{T_{24}},$$

となり， $T_h$  ,  $h/c$  ,  $U_*$  ,  $f$  の関数である． $U_{DC}$  のこれらパラメーターに対する依存性は，前章で詳しく議論した有限深度の場合とほとんど一致する．

## 4.2 データと数値実験概要

粒子追跡実験を行う対象海域は緯度 15 度から 60 度及び東経 115 度から東経 255 度の北太平洋上とし，積分期間は 2000 年 1 月から 2006 年 12 月までとする．海面表層流は地衡流と吹送流の和で構成する．地衡流には Ocean Watch LAS で提供されている格子間隔  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  の月平均値を空間的に  $2.0^\circ \times 2.0^\circ$  の移動平均を施し，平滑化した値を用いる．これは小・中規模渦の影響を取り除きもっと大雑把な流れ場を見るためである．図 4.1 に 2001 年各季節毎の平滑化地衡流ベクトル場を示す．対象海域でもっとも強い流れは，どの季節においても東シナ海を北上し日本列島の南岸に沿って流れる西岸境界流（黒潮）である．この流れは緯度 35 度付近で日本列島から離岸し東へ向かう．その流れは北緯 30 度から 40 度，東経 140 度から 170 度に大きな流速を維持し，帯状の構造となる（黒潮続流）．黒潮続流は東へ向かいながら経度方向にその流れの範囲を広げながら，流速は減少していく．そのため幅は広いが流速は小さい北太平洋海流と呼ばれる流れが北緯 30 度から 45 度，東経 170 度から 200 度の範囲に存在する．一方，黒潮東方及び黒潮続流の南方の北緯 25 度，東経 140 度付近からハワイ北方の北緯 30 度，東経 215 度にかけての流速は小さい．また，緯度 20 度以南の低緯度と北太平洋北岸の高緯度では岸に沿う東向きの強い流れが見られる．これらの特徴は季節に依らず，また年による変化も小さい．すなわち，地衡流は大まかに定常であると言える．

月平均表層吹送流を計算するため，NCEP で提供されている高度 10 m における格子間

隔  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  の月平均風データを使用する．図 4.7 に 2001 年各季節毎の風ベクトル場を示す．20 以南の低緯度では西向き，及び北緯 40 から 50 度の緯度帯では東向きの強風域（貿易風及び偏西風）が 1 年を通して定常的に存在する．また，ハワイ北方には高気圧性の渦があり，それは季節によって位置を変える．例えば，2001 年では冬季における渦の中心は北緯 30 度，東経 226 度に位置しており，春から夏にかけて徐々に北上する．夏季において，その中心は最も北に位置し北緯 40 度，東経 215 度にある．再び秋季から冬季にかけて南下する．年によって高気圧性渦の移動距離と経路は様々であるが，冬季に北上し夏季に南下する特徴は毎年共通して見られる．風速風向の季節変化が顕著である海域は日本列島東岸沖である．ここでは冬季に南東向きの強い風が吹いているが，冬季から夏季にかけて徐々に風向は変化し夏季には北東向きとなる．

$U_{STD}$  及び  $U_{ET}$  を求めるためには風データに加えて海面熱フラックスデータが必要である．従って，NCEP で提供されている格子間隔  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  で 6 時間毎の短波放射，長波放射，潜熱フラックス及び顕熱フラックスから正味の海面熱フラックスを計算した．さらに得られた 6 時間毎のデータを 1 日毎に最小二乗法によってサイン関数で補間し，海面熱フラックス，加熱時間，加熱冷却率の各月平均値 ( $H_f, T_h, h/c$ ) を導出した．図 4.13，図 4.19 及び図 4.25 には 2001 年の推定された  $H_f, T_h, h/c$  を示す．冬季北太平洋のほとんどの領域で  $H_f$  は負である．特に黒潮，黒潮続流域では  $H_f, T_h$  及び  $h/c$  は非常に小さい．これは低緯度から北上してきた暖かい水がより高い緯度の冷たい大気によって冷やされるためである．その後，春季から夏季へと  $H_f$  は増加し，夏季には対象海域のほとんどの領域で正となる．この期間は特に親潮領域で  $H_f$  が大きい．これは高緯度から南下してきた冷たい水がより低い緯度の暖かい大気によって温められるためである．そして再び冬季に向かい  $H_f, T_h$  及び  $h/c$  が減少していく．10 月には  $H_f$  の空間変化はほとんどなく，その値は  $0 \text{ W m}^{-2}$  に近い．これらより  $H_f, T_h$  及び  $h/c$  は高緯度及び黒潮・黒潮続流域で季節変化大きく，低緯度または中緯度の東部で小さいことが分かる．

表層吹送流はこれら風と海面熱フラックスに関する情報 ( $H_f, T_h$  及び  $h/c$ ) から第 4.1 節で示した各推定方法によって導出される．そして，吹送流と地衡流の和を表層流を定義する．各月平均値が使用されるため，各月毎に表層流が生成される．月毎の表層流は時間方向には三次のスプライン補間，空間方向には周囲の 4 つの格子点データから線形補間さ

れる．各推定方法から得られる表層吹送流に関する特徴は次節で説明する．

粒子追跡実験を行うため，仮想の粒子（今後は単に“粒子”と呼ぶ）を模型海洋に放流し，その軌跡を調べる．初期条件として粒子は北太平洋上に  $1^\circ \times 1^\circ$  間隔で配置される．それらの軌道は球座標系におけるラグランジュ方程式を解くことによって計算される．

$$\begin{aligned}\frac{d\Theta}{dt} &= \frac{1}{R_e} v_s(\Theta, \Phi, t), \\ \frac{d\Phi}{dt} &= \frac{1}{R_e \cos \Theta} u_s(\Theta, \Phi, t),\end{aligned}$$

ここで， $\Theta$  及び  $\Phi$  は緯度と経度を， $R_e (= 6.4 \times 10^6 \text{ m})$  は地球の半径を示す． $u_s$  及び  $v_s$  は粒子位置における経度及び緯度方向の水平速度成分である．上式の差分方程式は二次のルンゲ・クッタ法を用いて計算され，その時間間隔は1日である．陸での表層流速は0としているため，粒子が漂着後は積分期間終了時まで粒子はその場所で静止する．

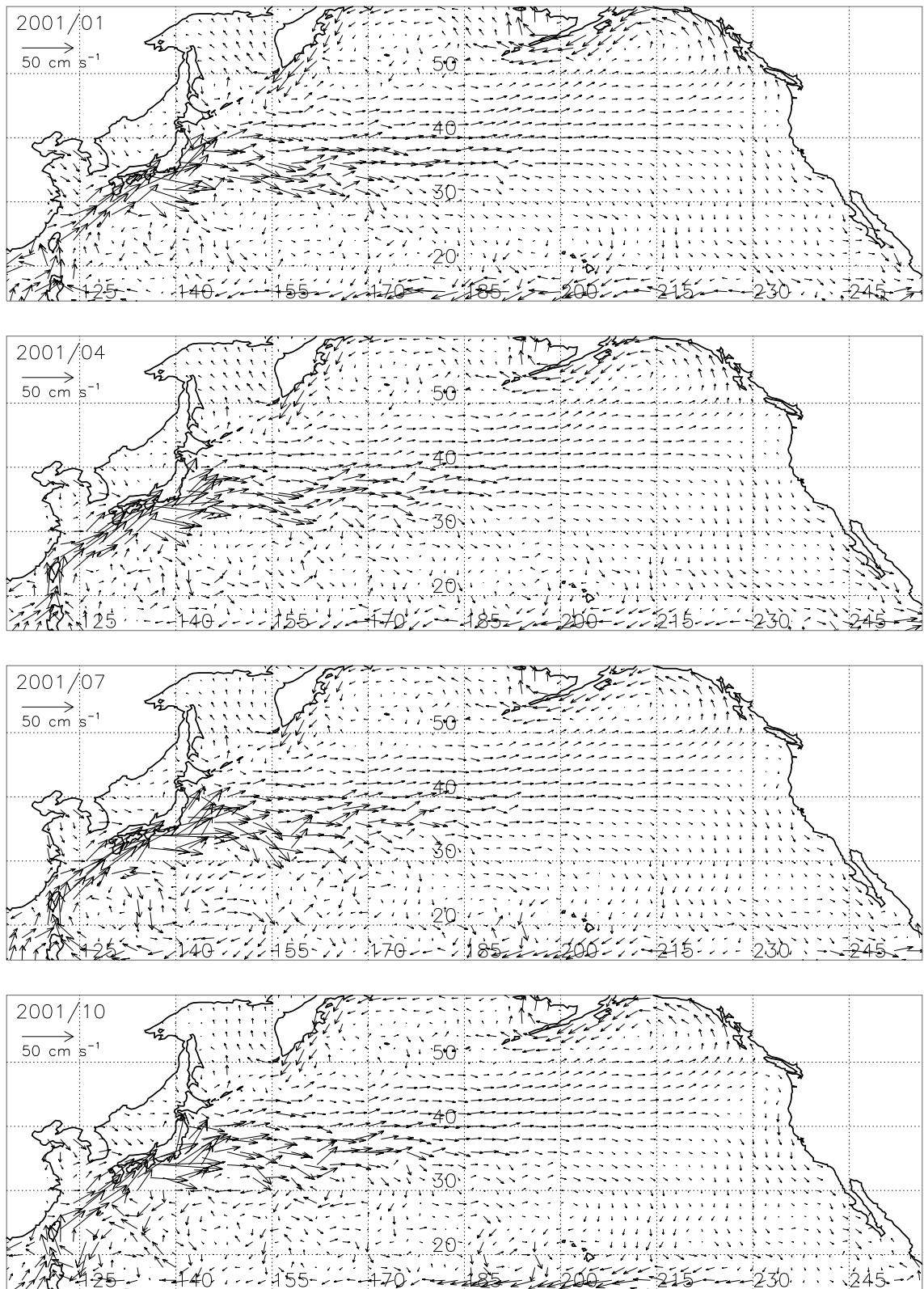


図 4.1 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均地衡流ベクトル場．各図の左上に年 / 月を示す．

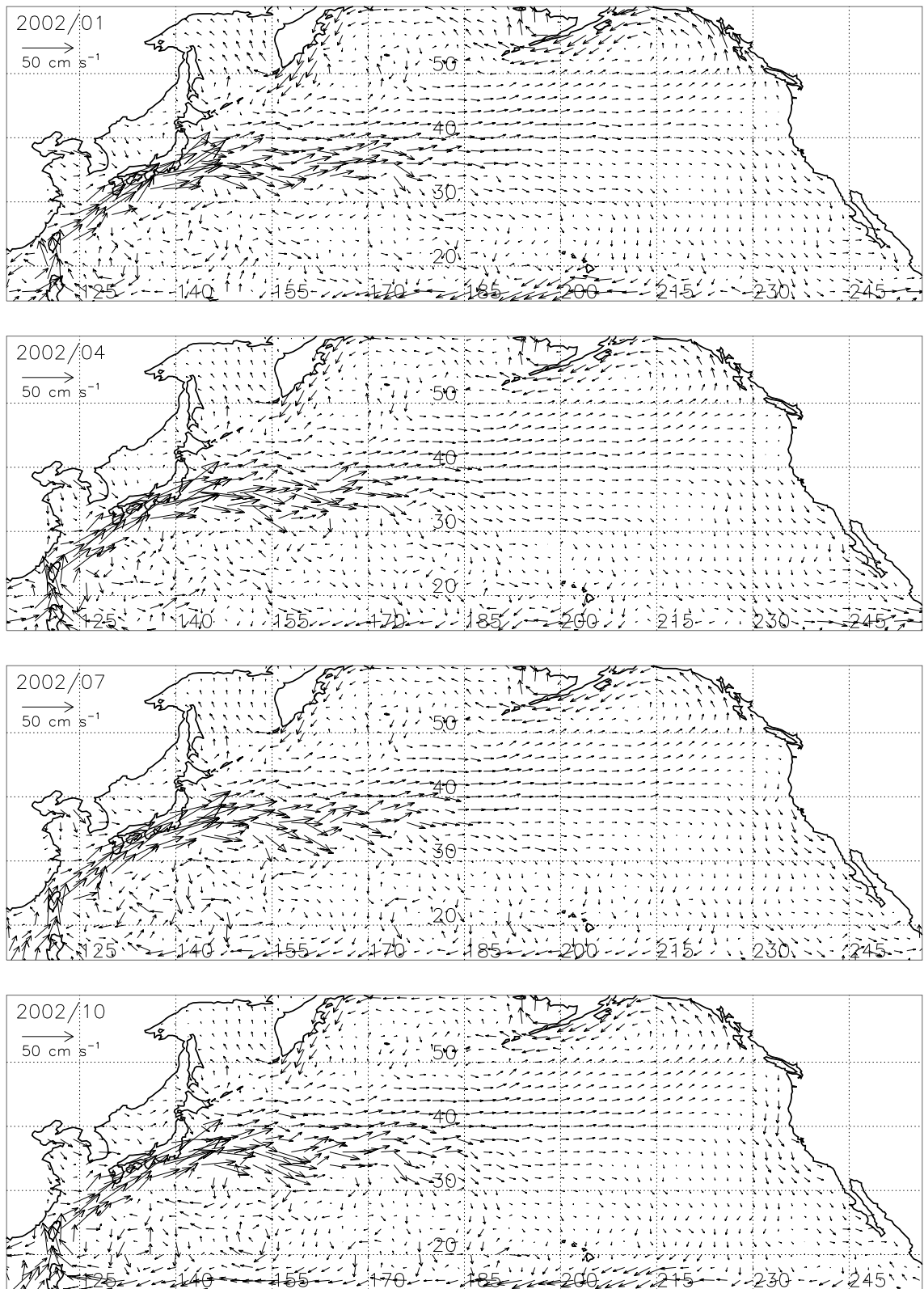


図 4.2 図 4.1 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

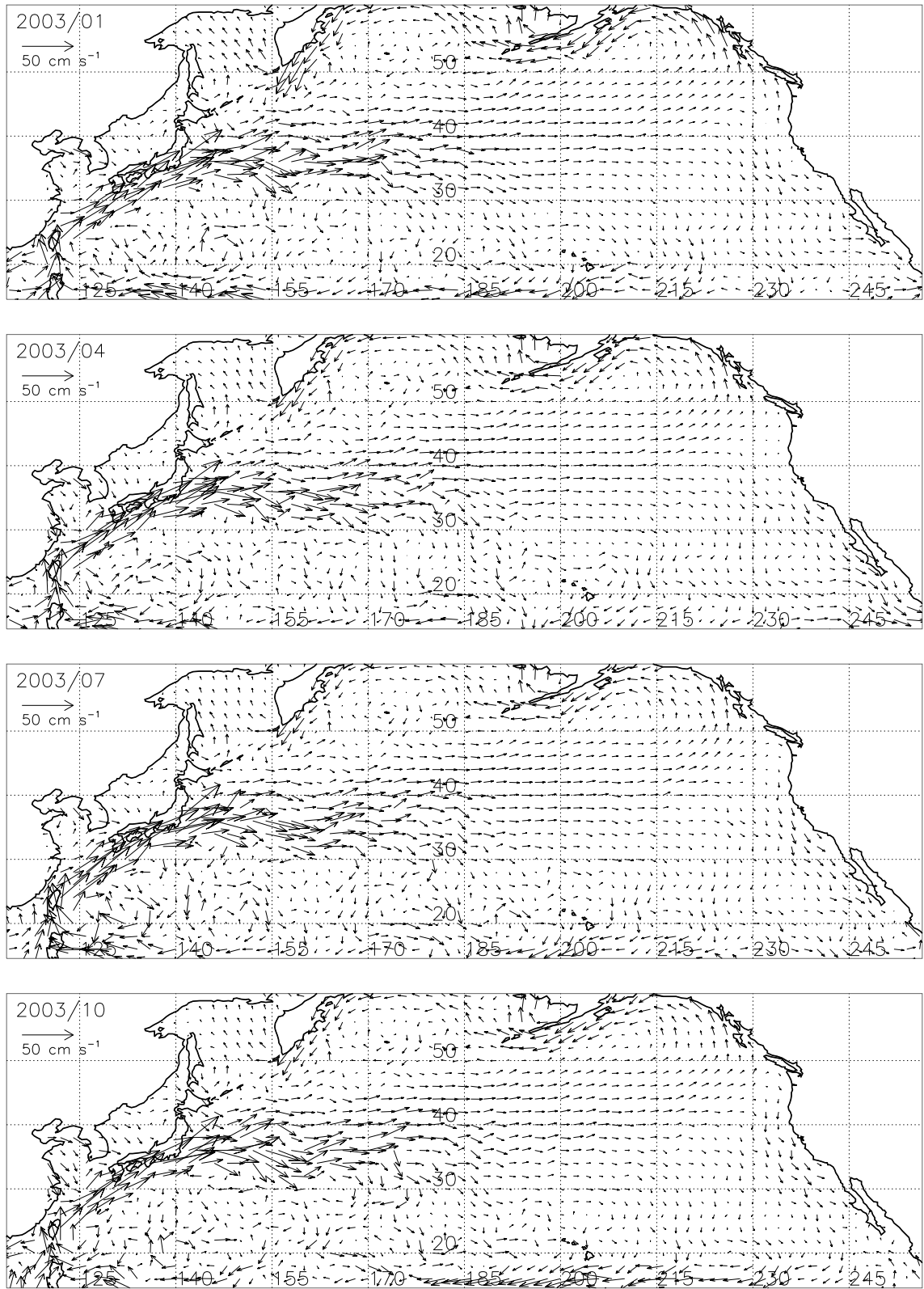


図 4.3 図 4.1 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

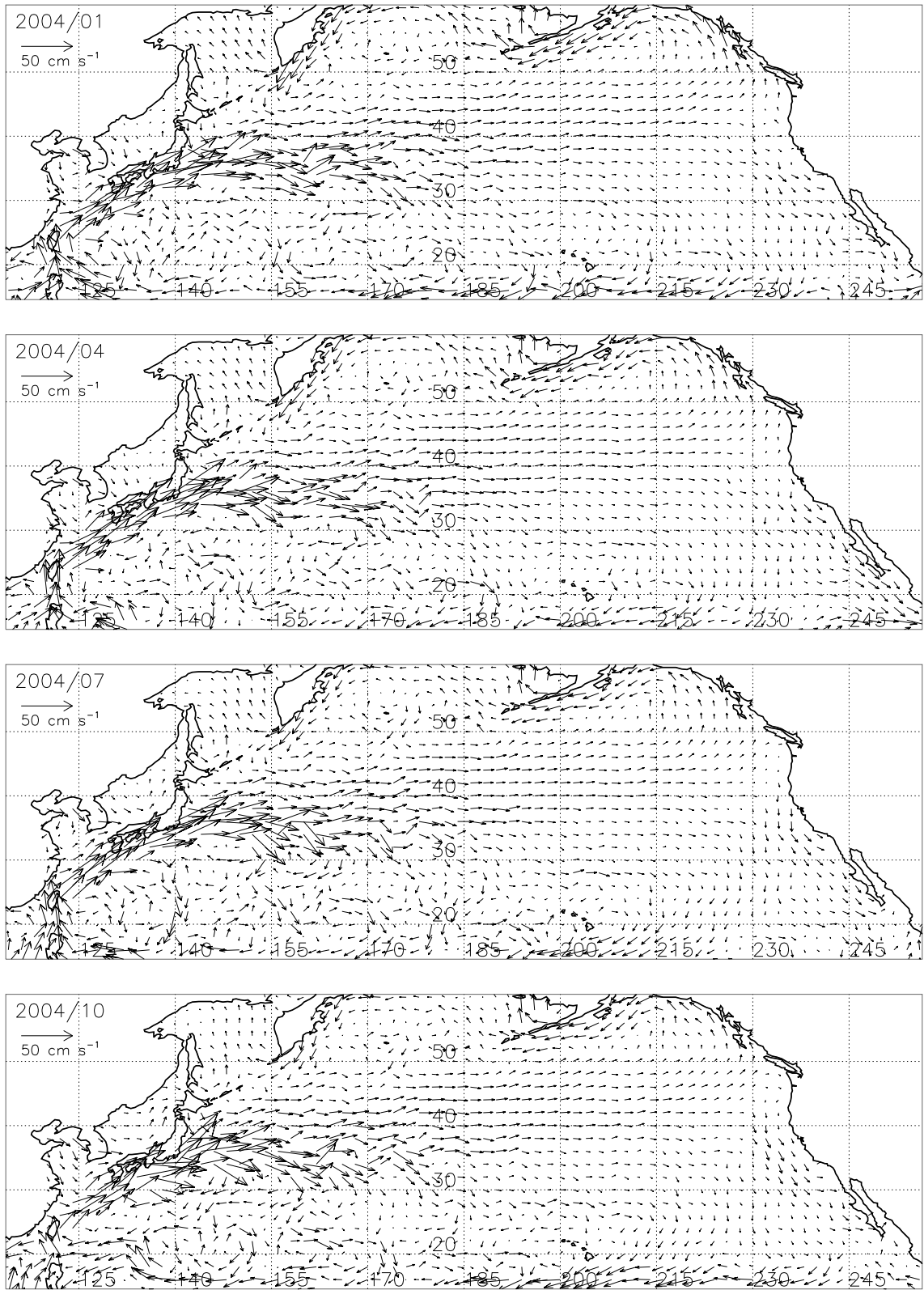


図 4.4 図 4.1 と同様 . ただし , 2001 年の場合 .

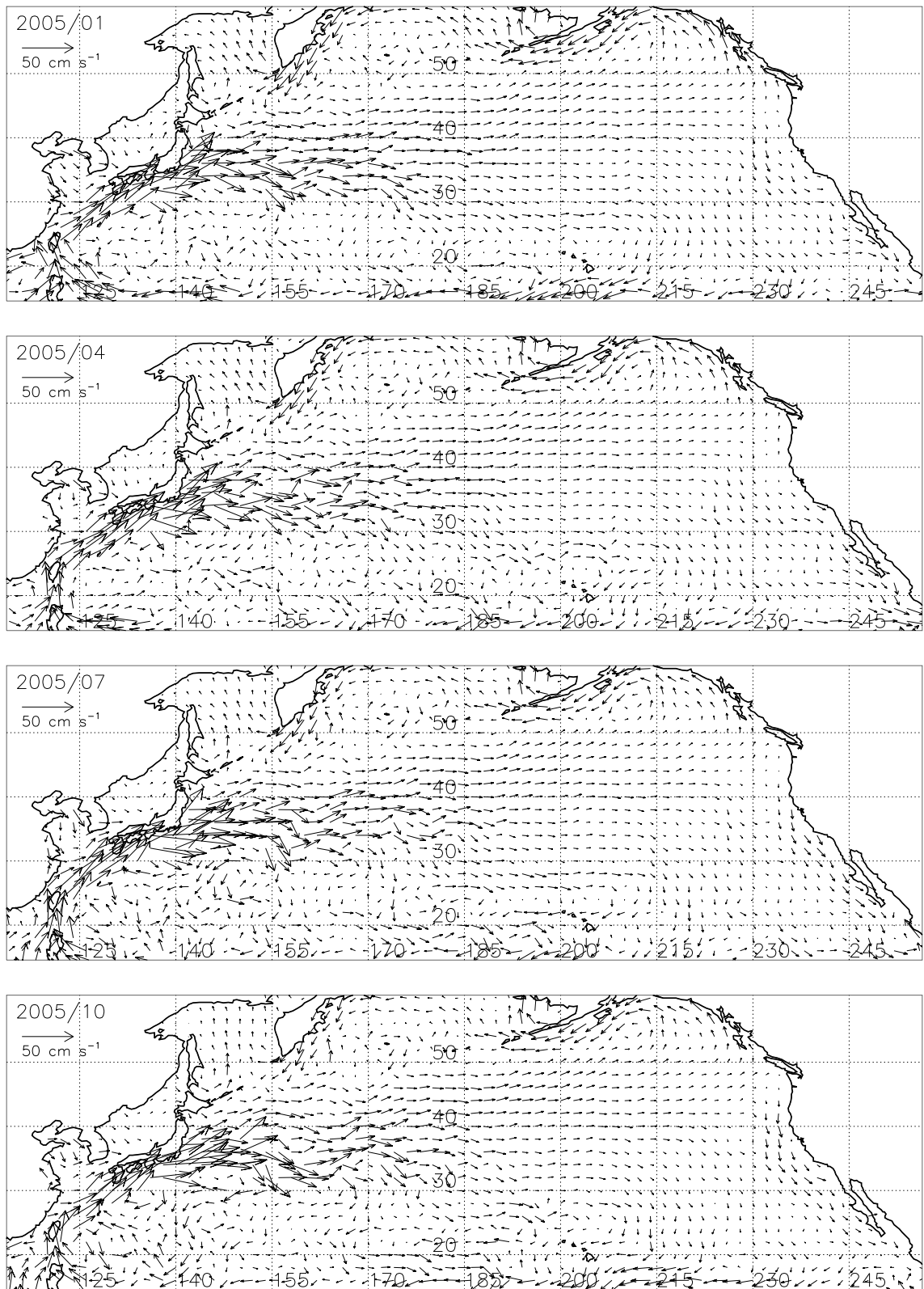


図 4.5 図 4.1 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

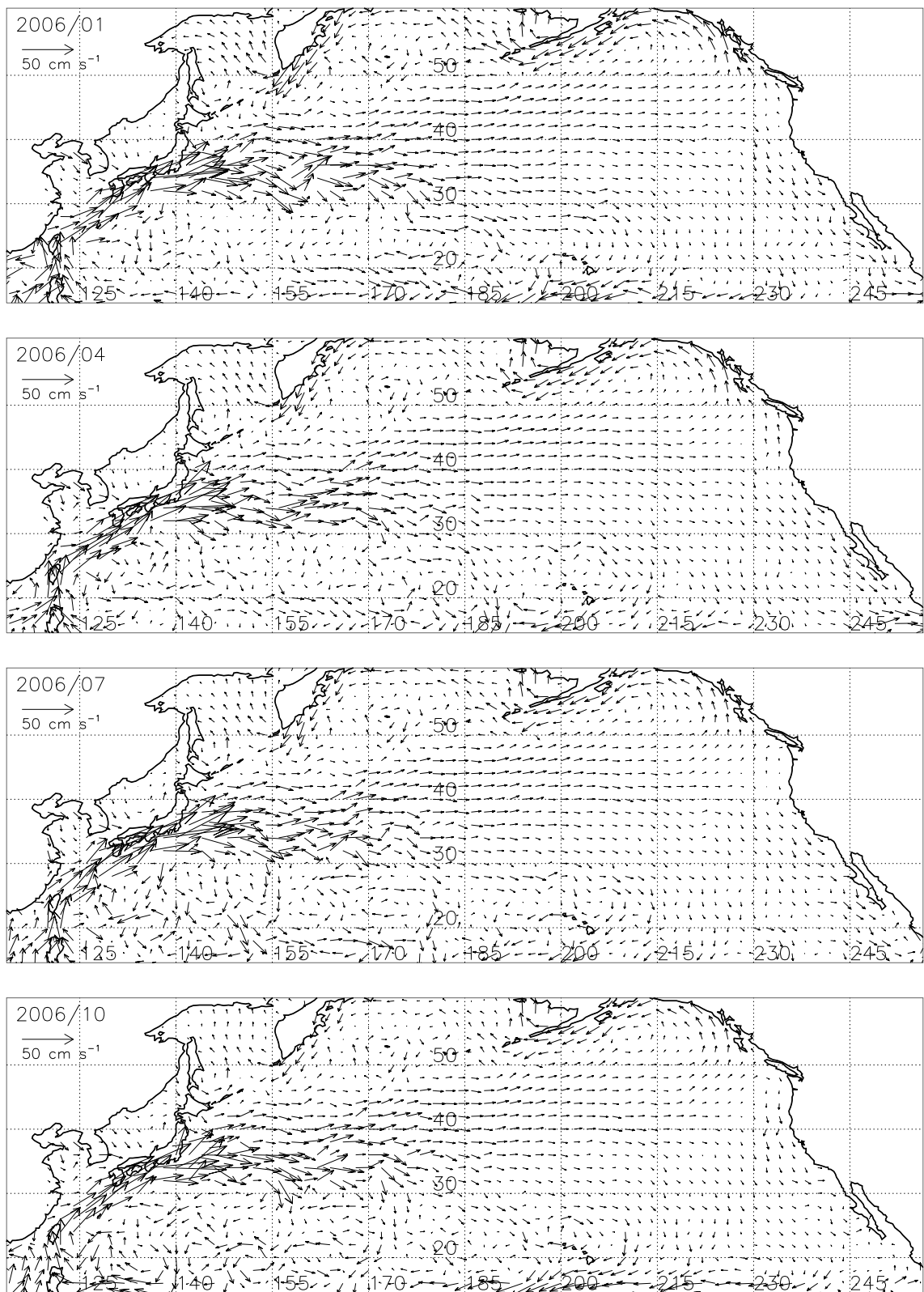


図 4.6 図 4.1 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

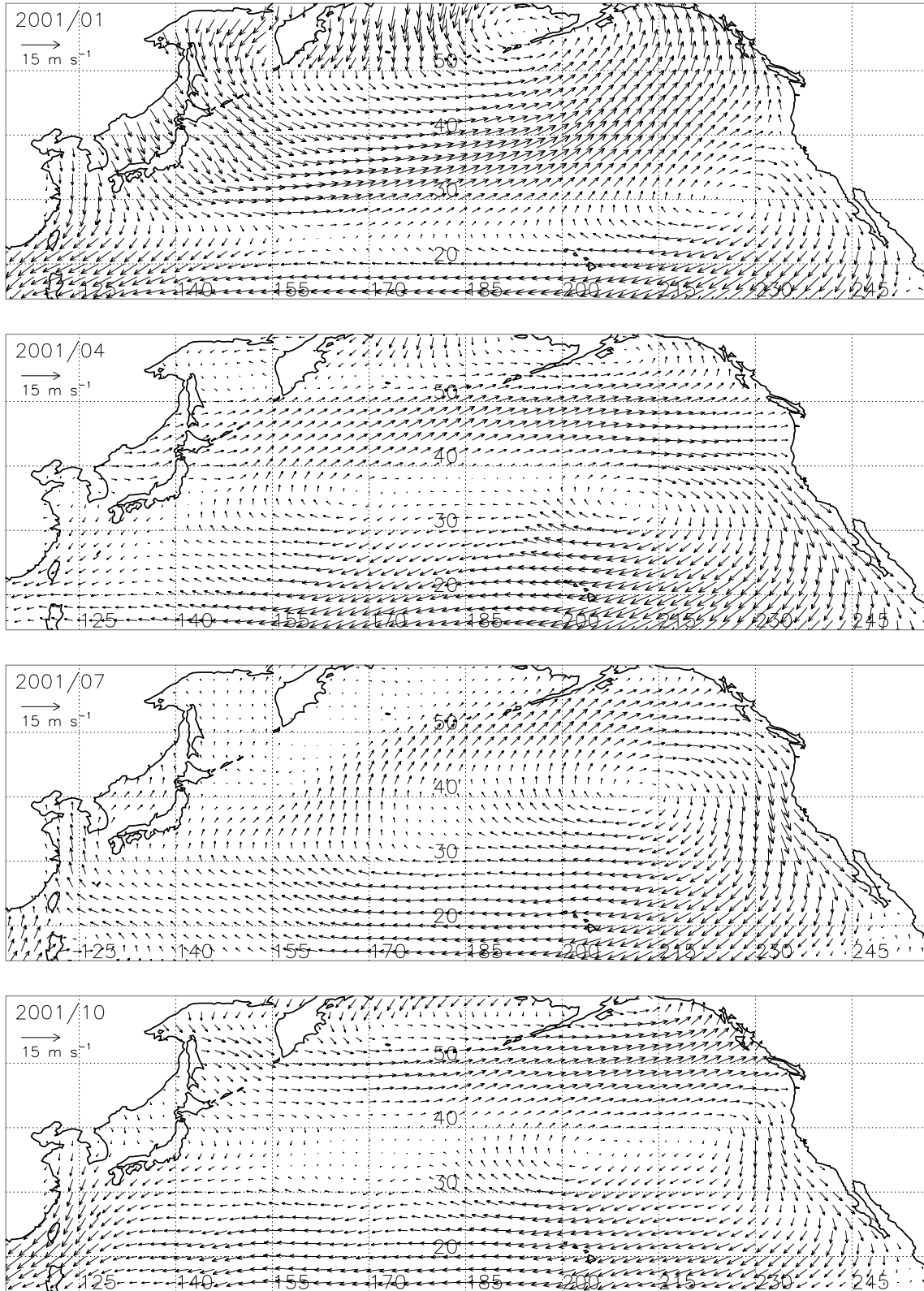


図 4.7 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均風ベクトル場．各図の左上に年 / 月を示す．

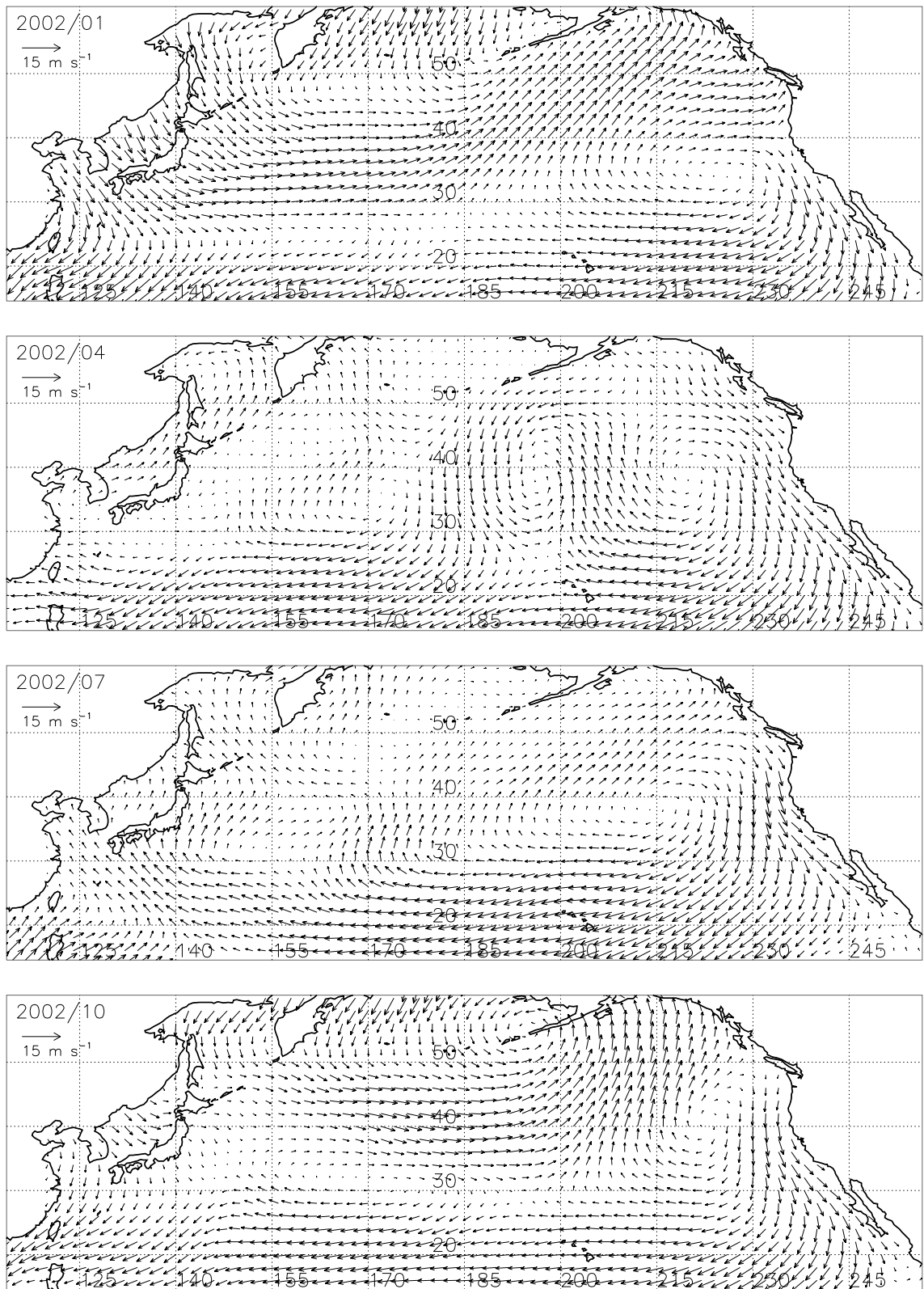


図 4.8 図 4.7 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

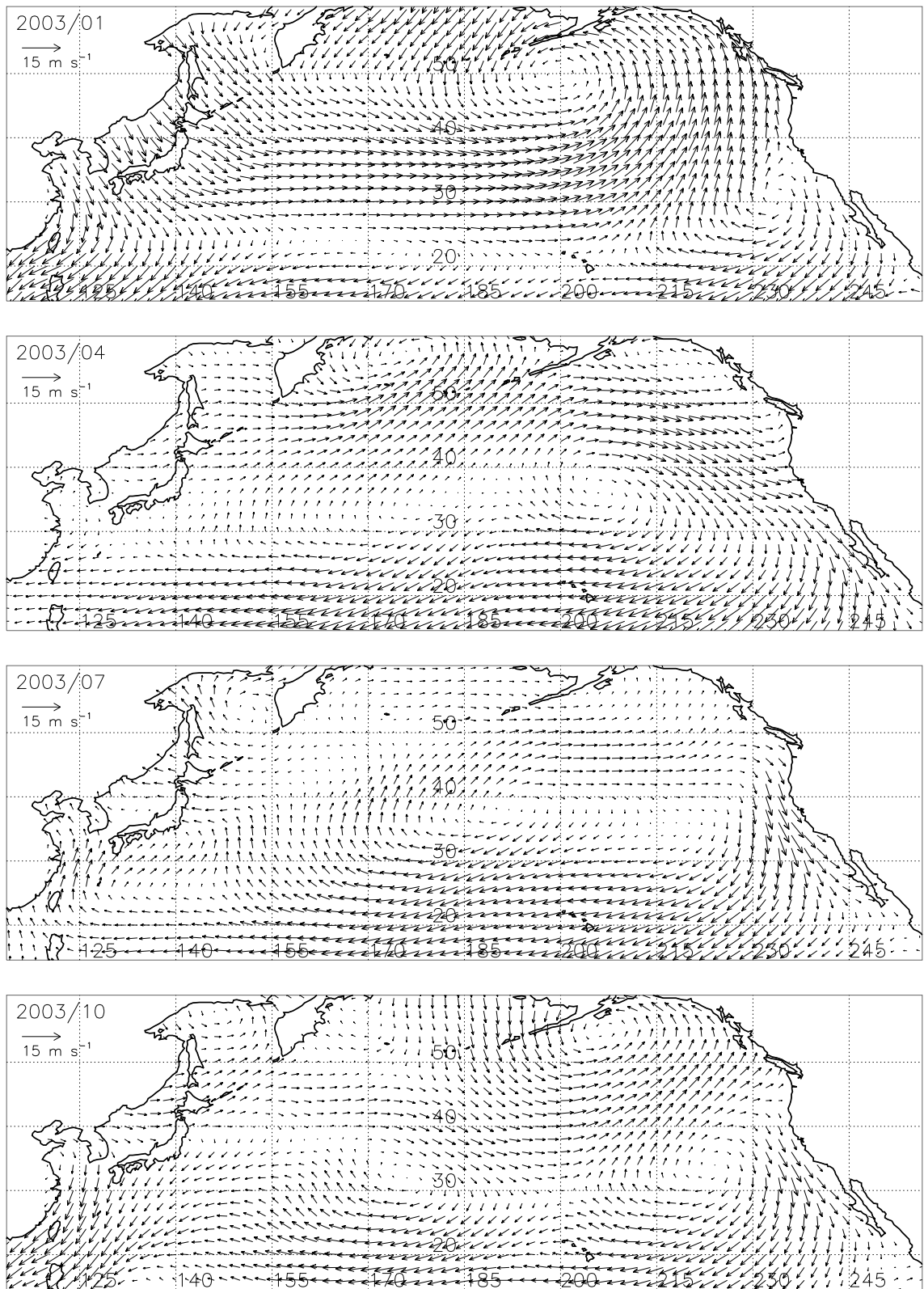


図 4.9 図 4.7 と同様 . ただし , 2003 年 の 場 合 .

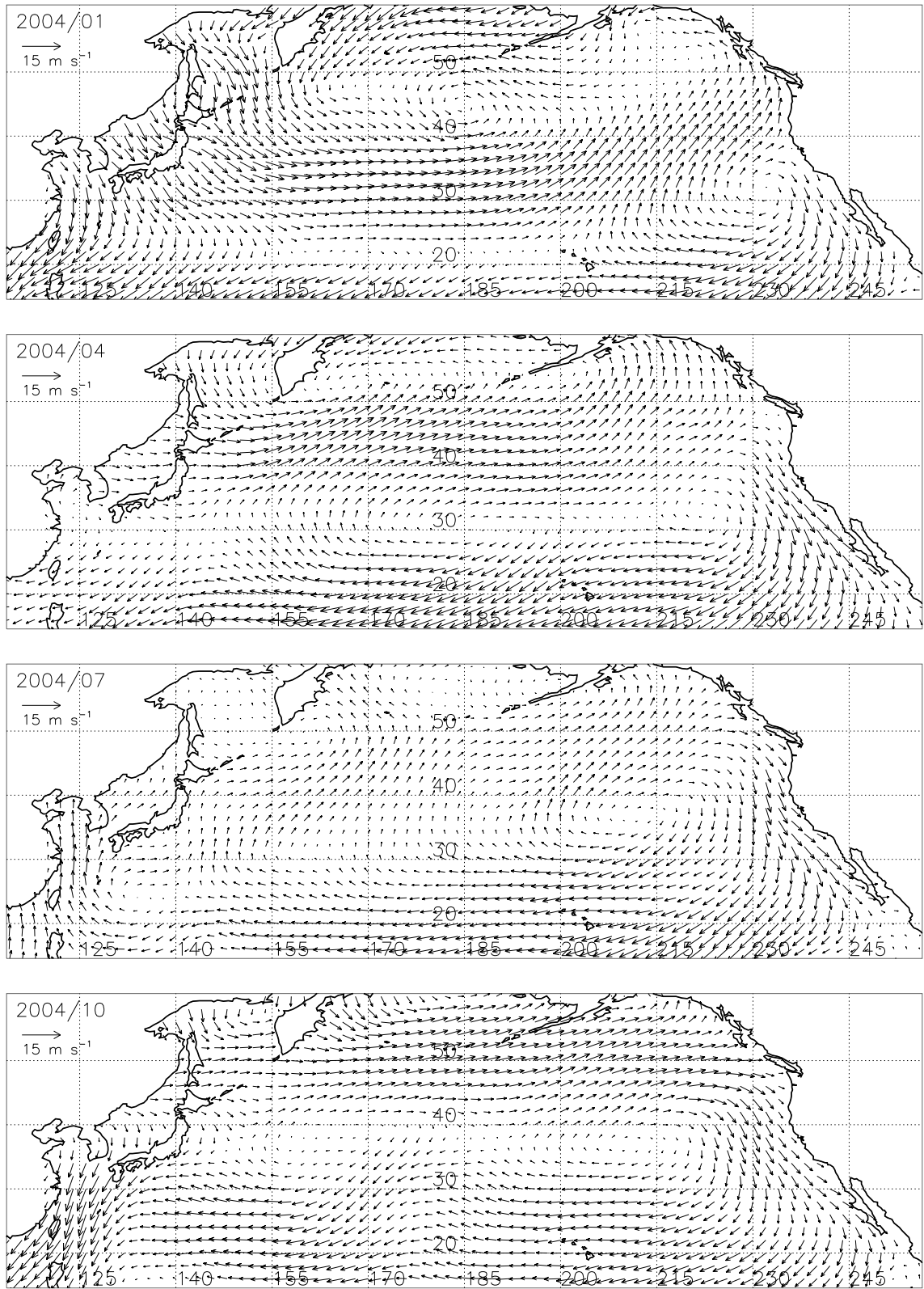


図 4.10 図 4.7 と同様 . ただし , 2001 年の場合 .

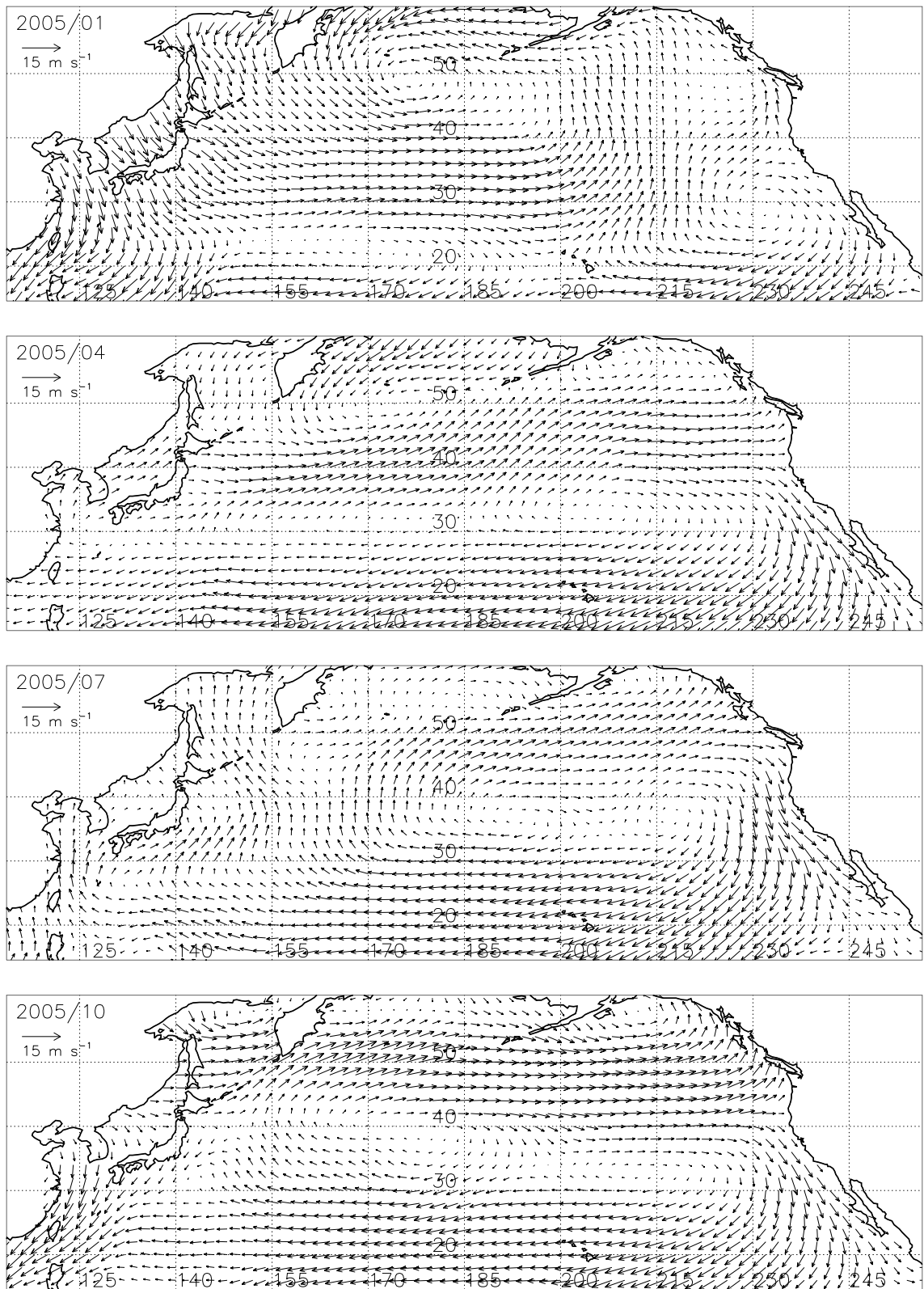


図 4.11 図 4.7 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

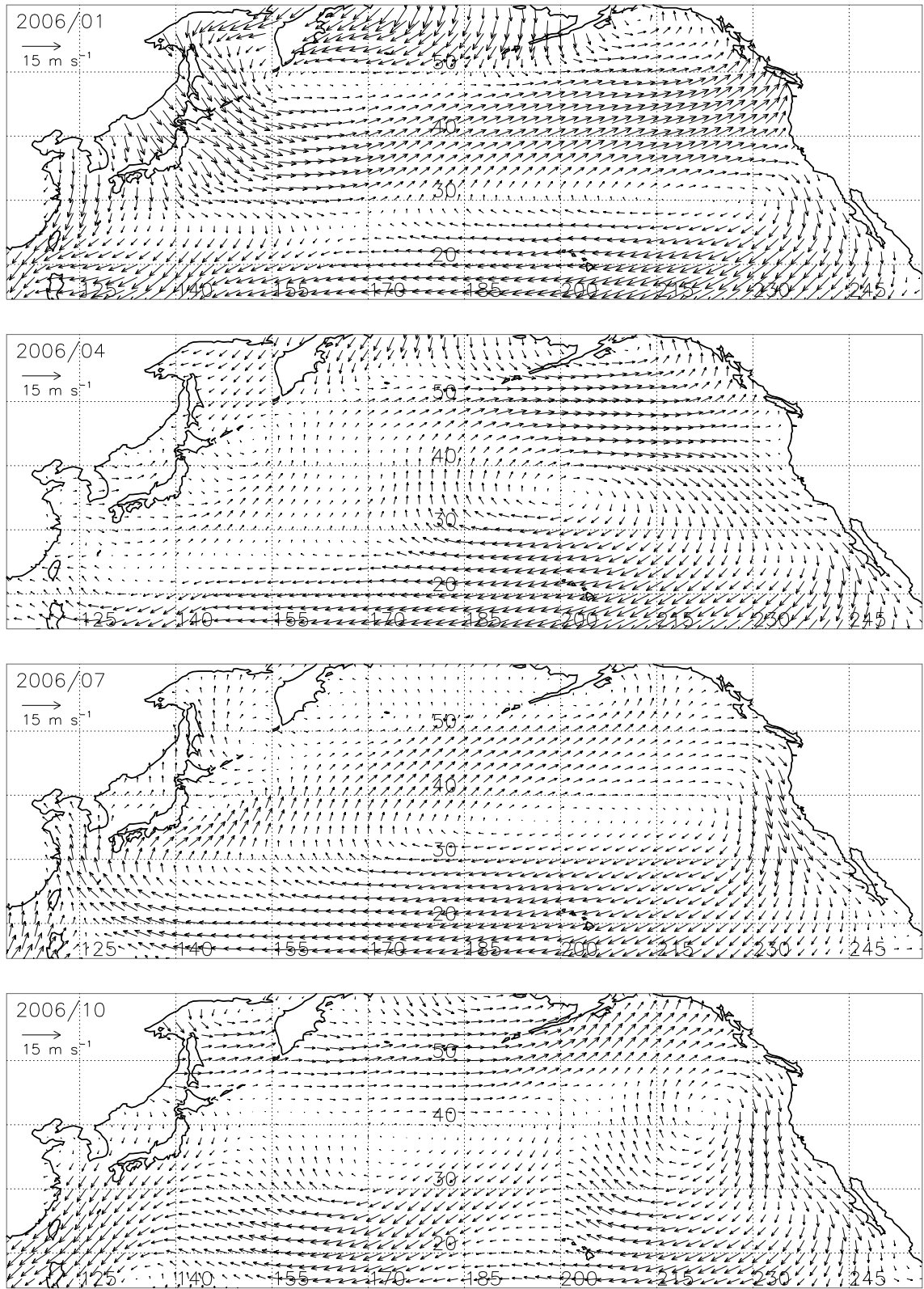


図 4.12 図 4.7 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

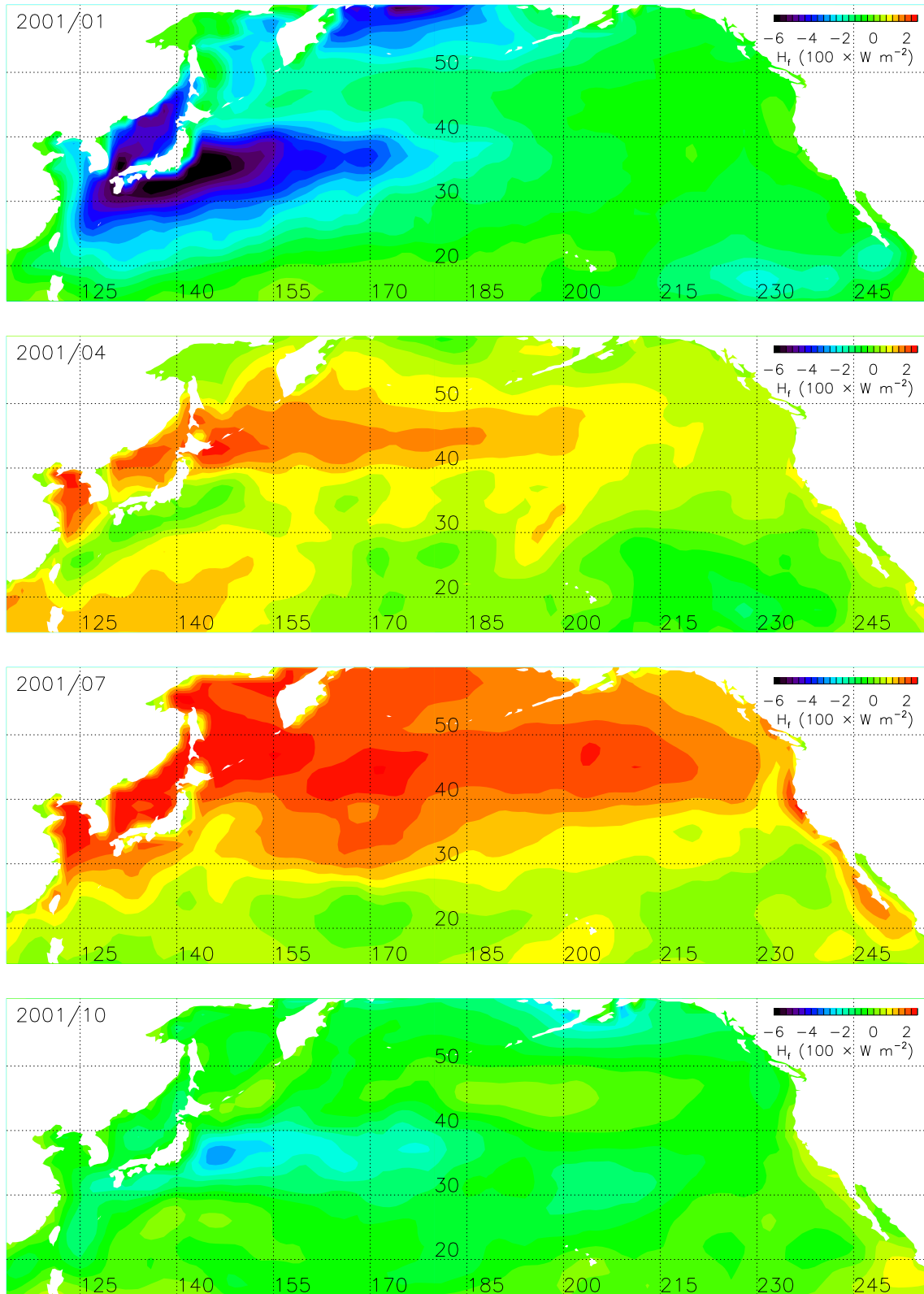


図 4.13 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均海面熱フラックス．各図の左上に年 / 月を示す．

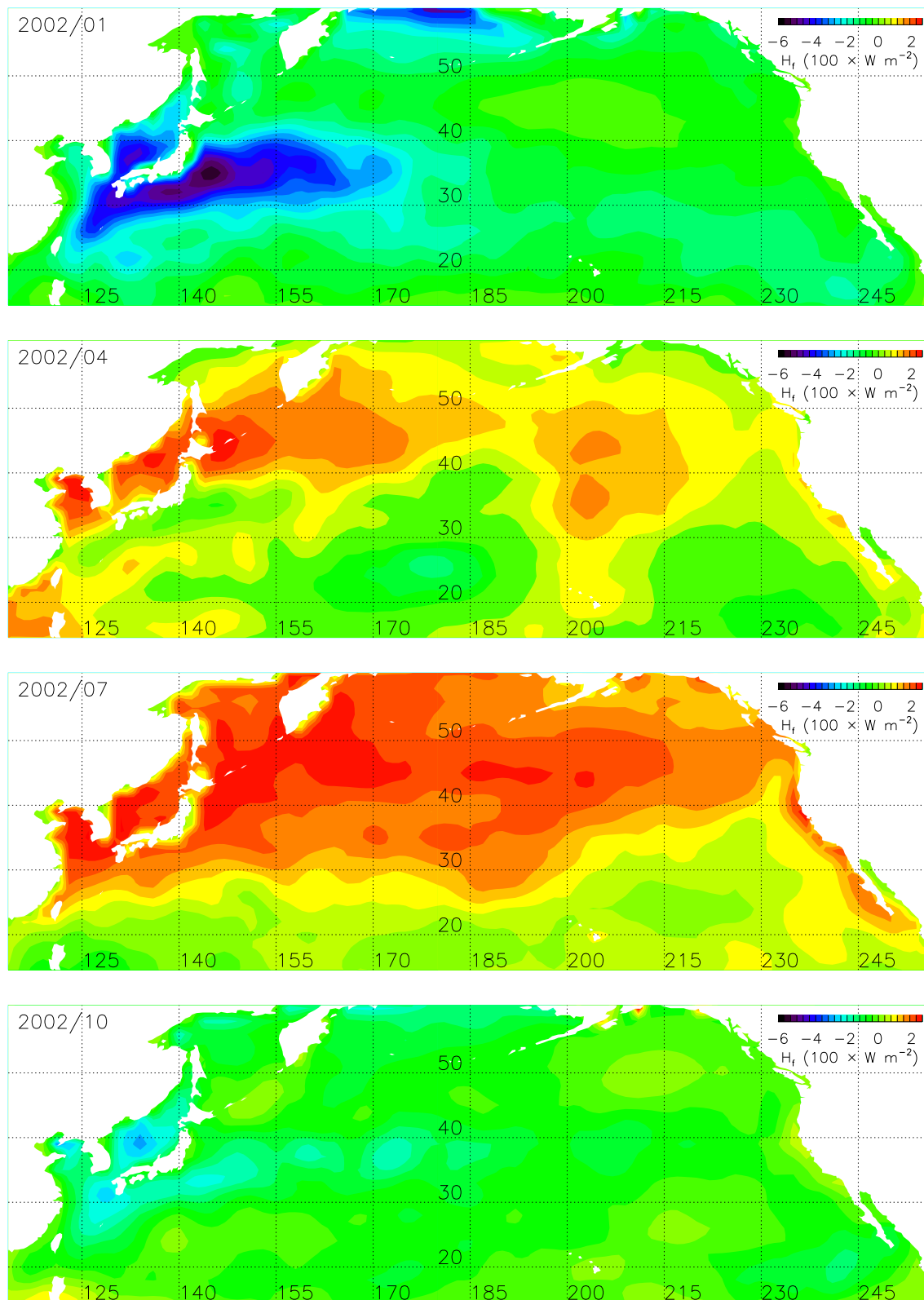


図 4.14 図 4.13 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

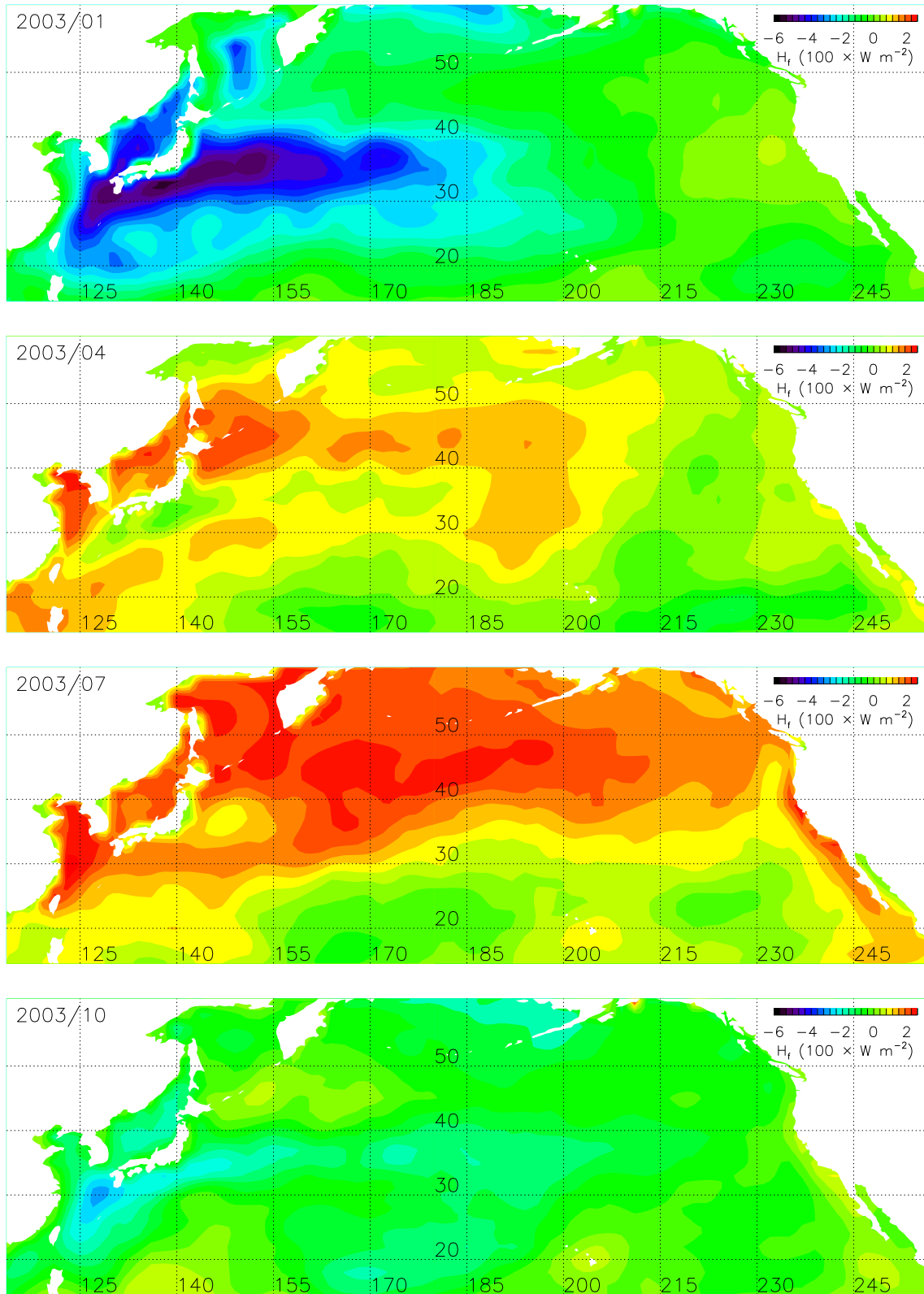


図 4.15 図 4.13 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

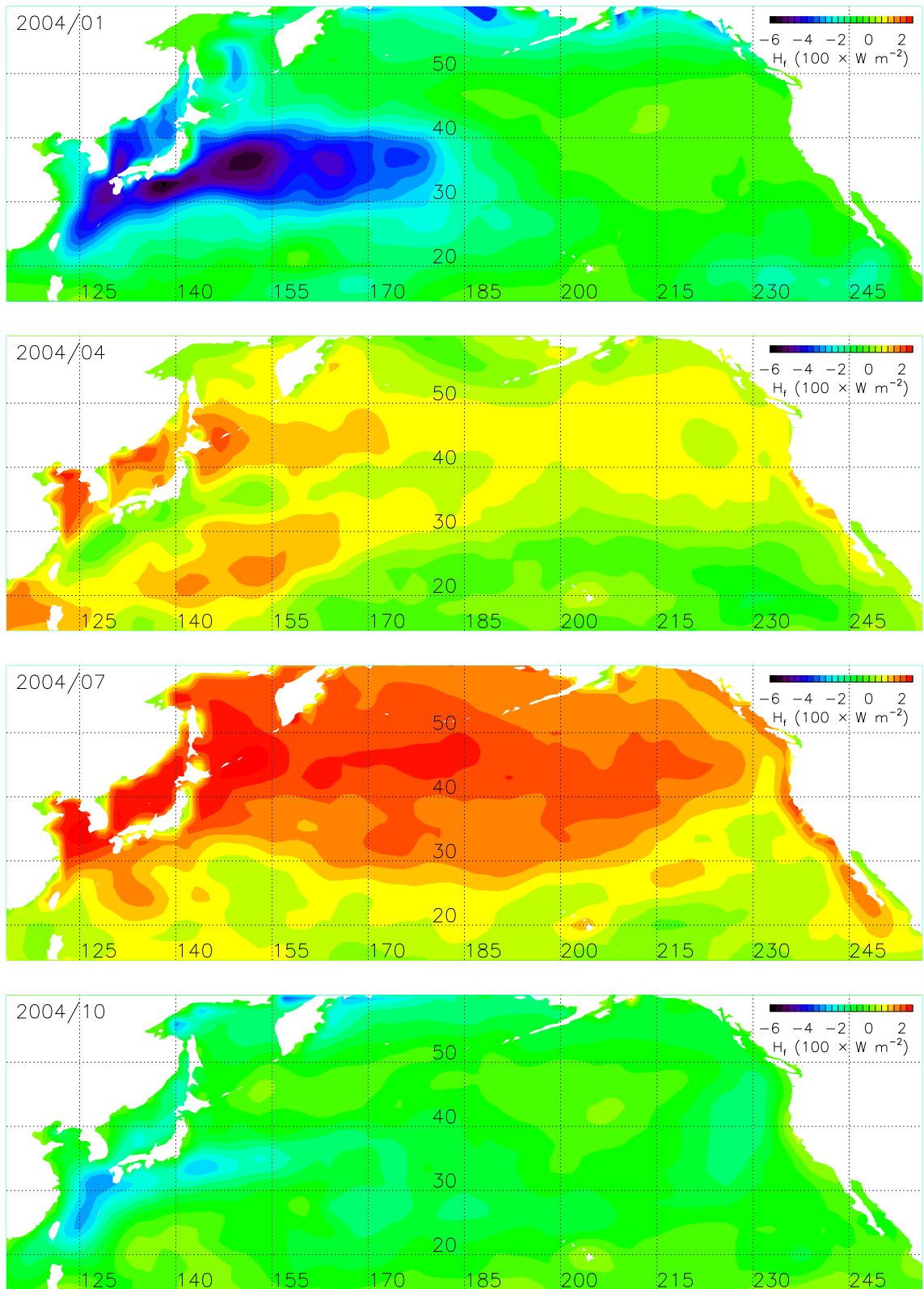


図 4.16 図 4.13 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

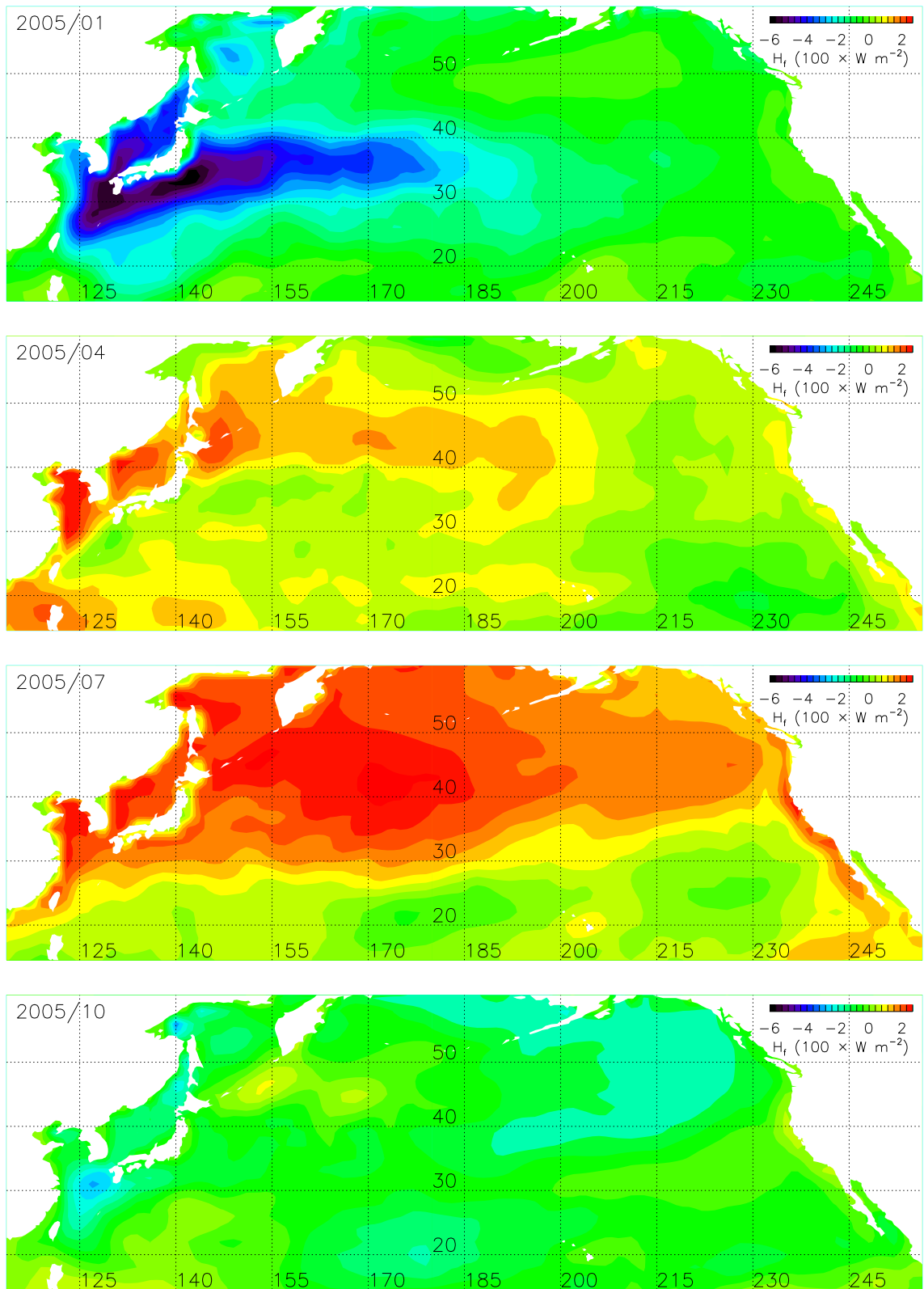


図 4.17 図 4.13 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

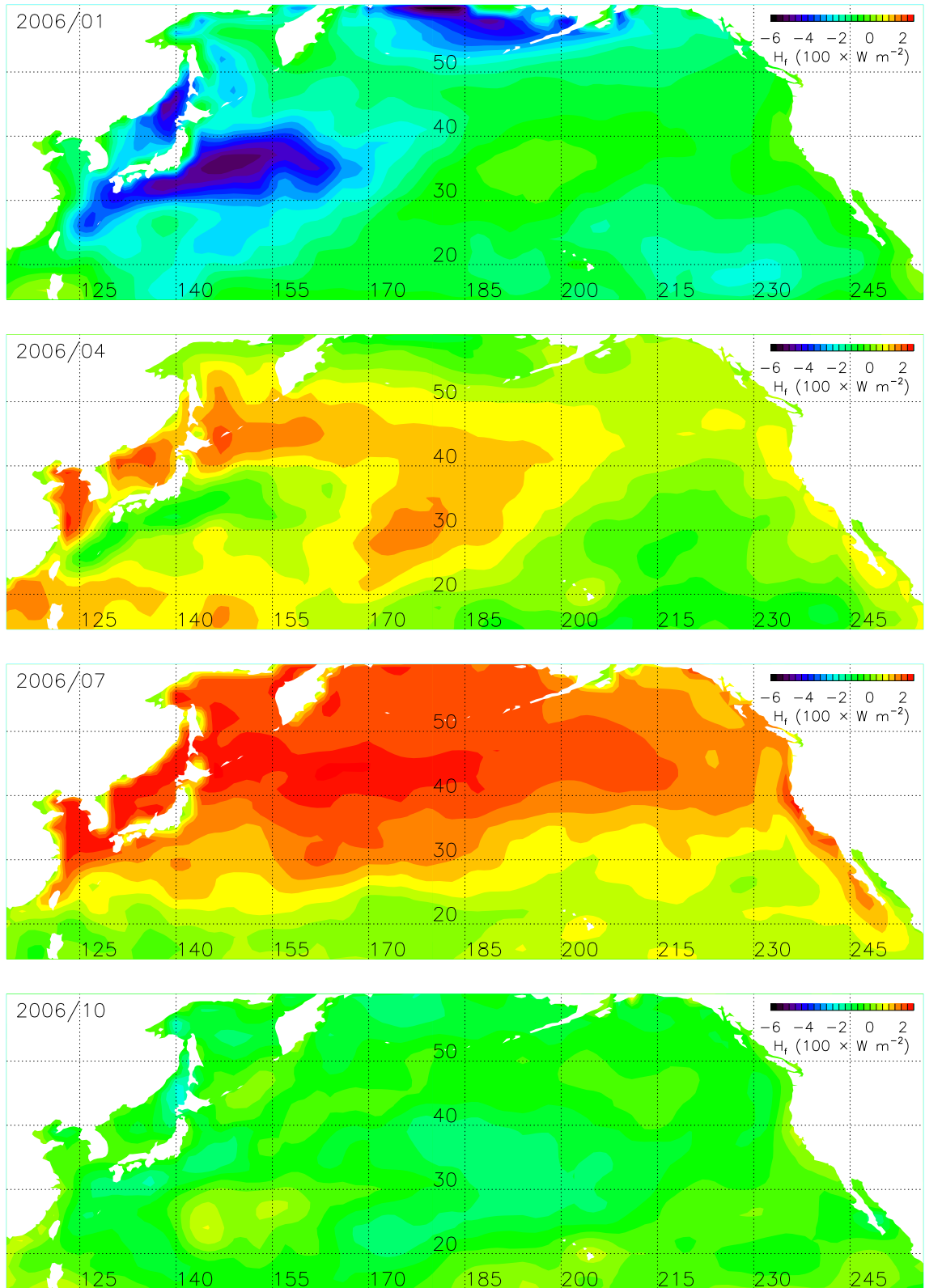


図 4.18 図 4.13 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

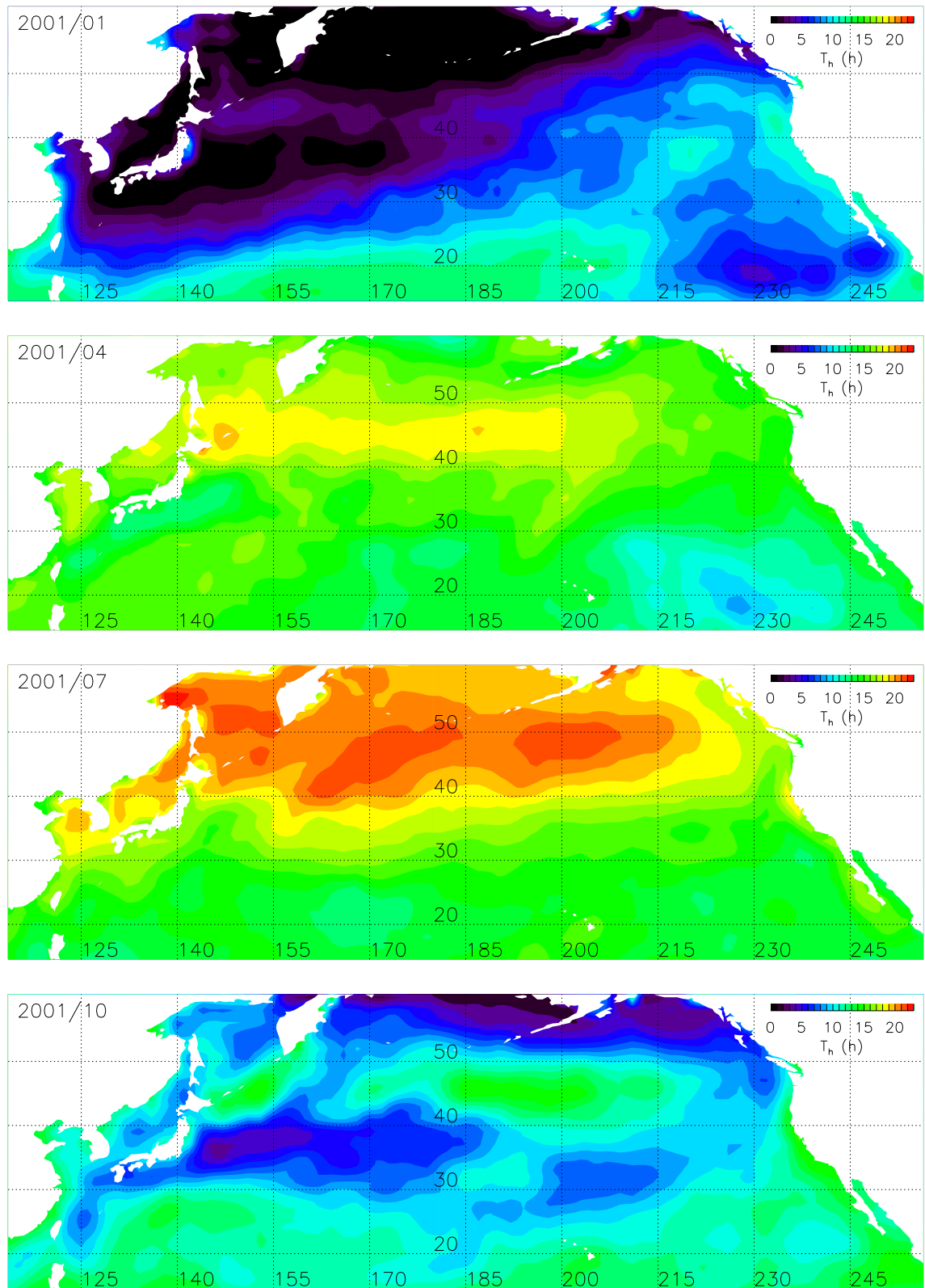


図 4.19 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均  $T_h$  . 各図の左上に年 / 月を示す .

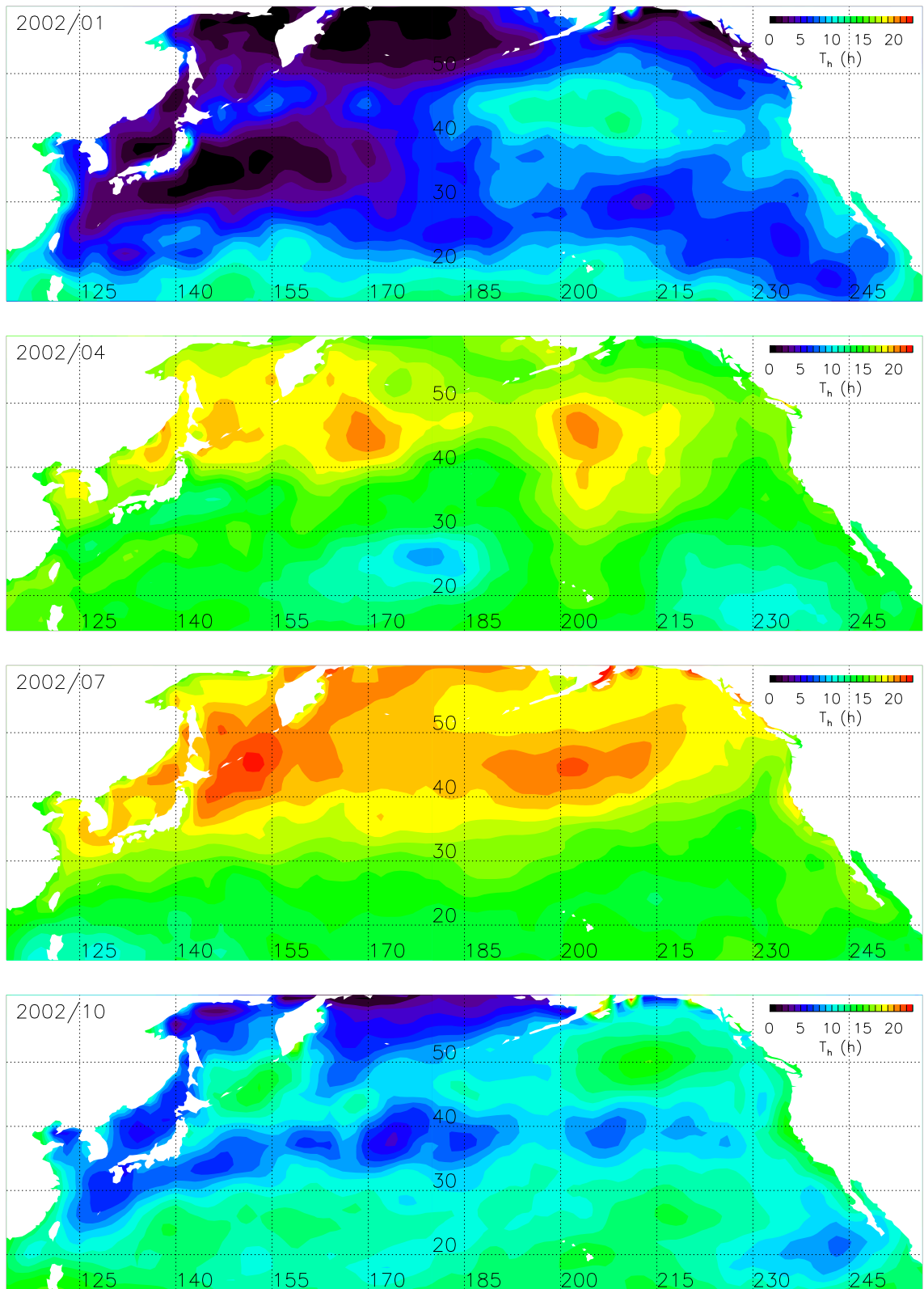


図 4.20 図 4.19 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

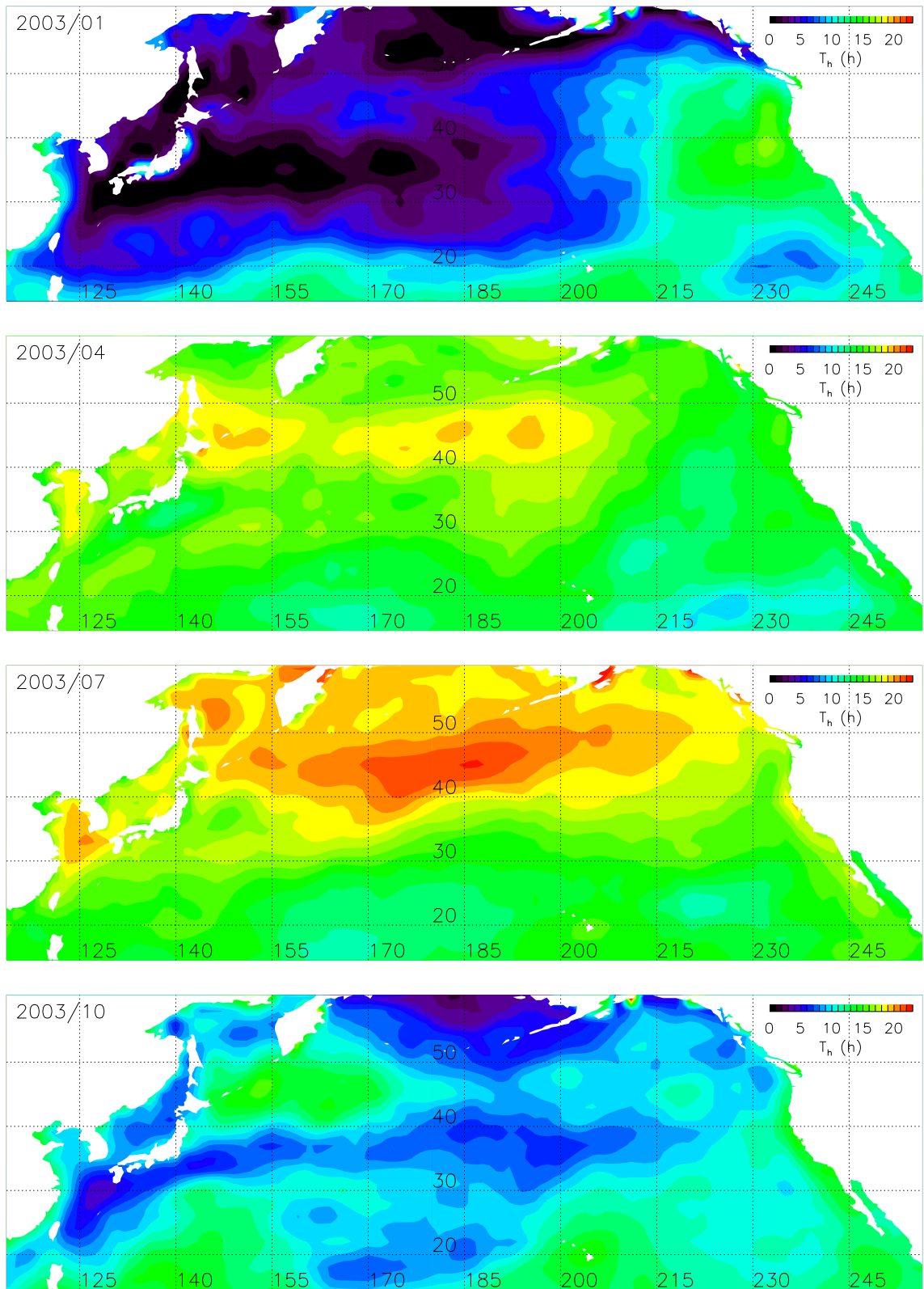


図 4.21 図 4.19 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

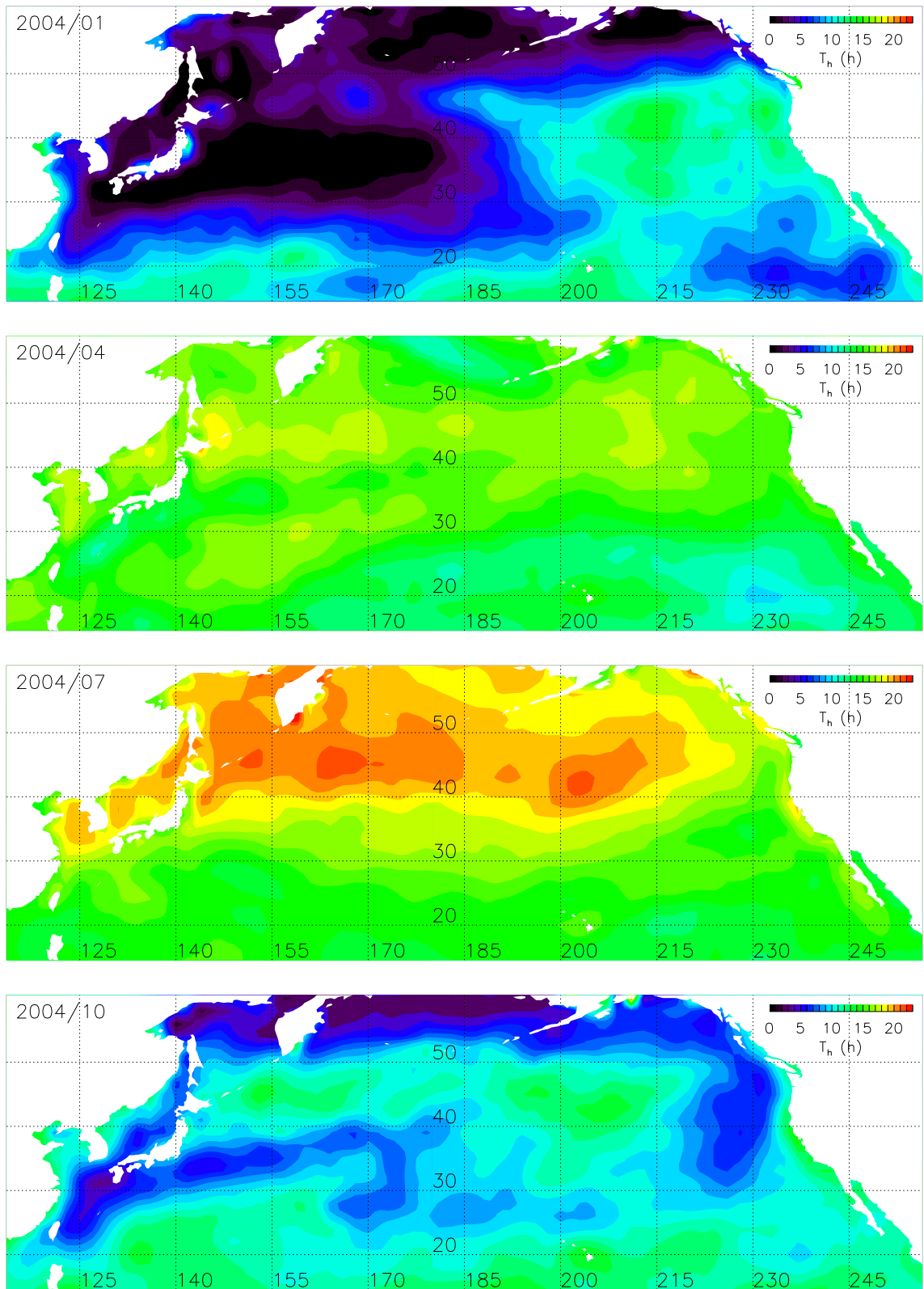


図 4.22 図 4.1 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

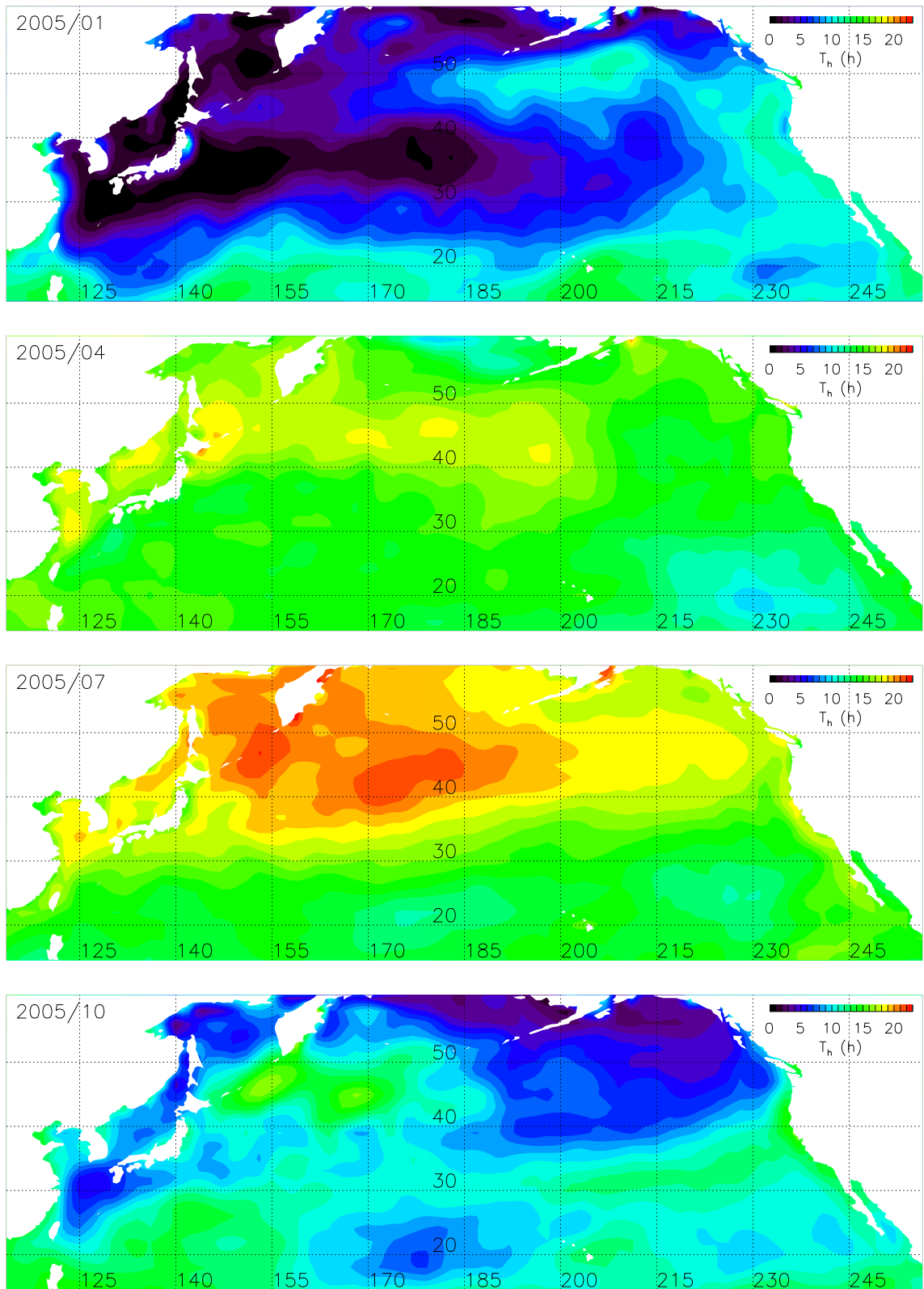


図 4.23 図 4.19 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

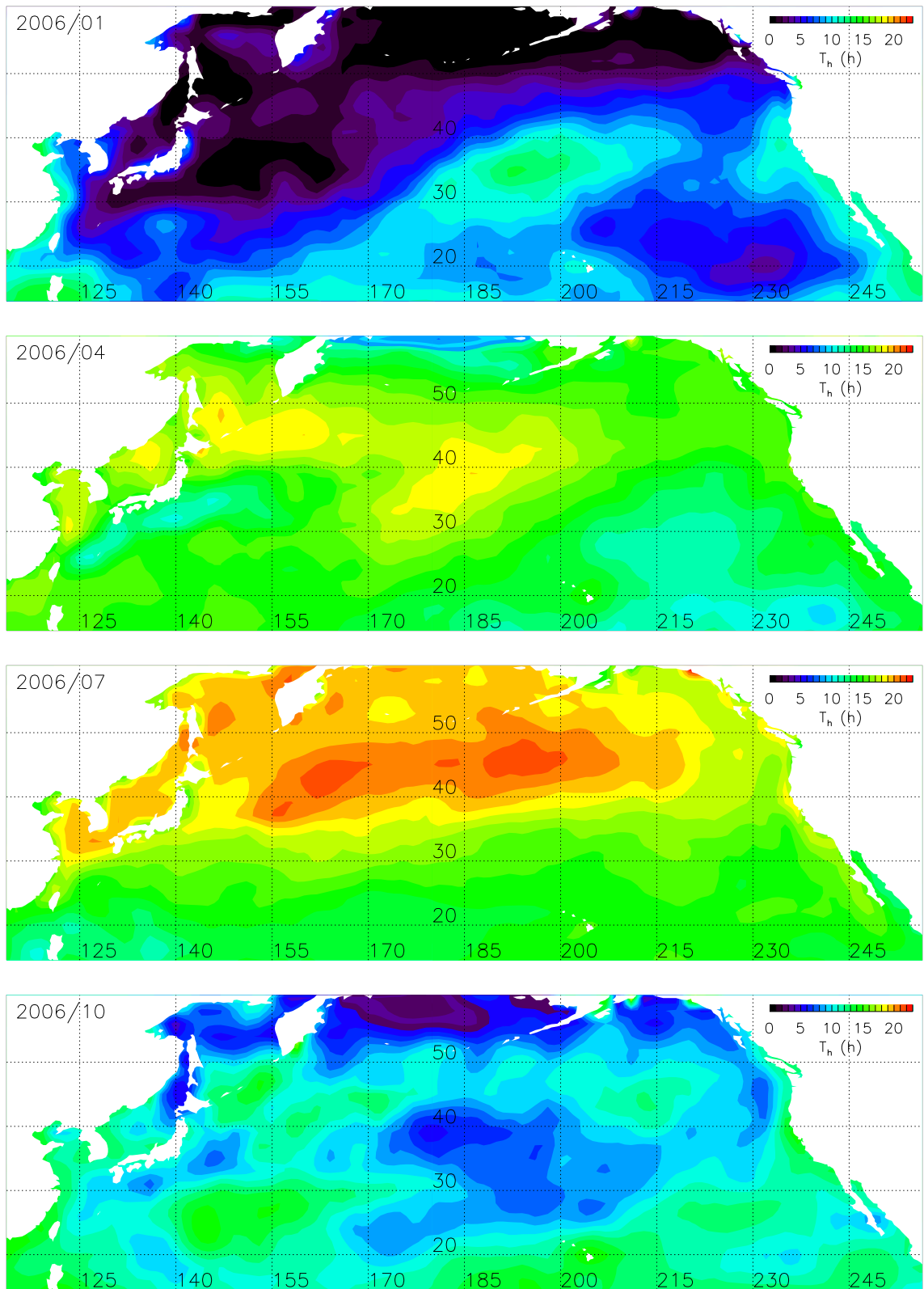


図 4.24 図 4.19 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

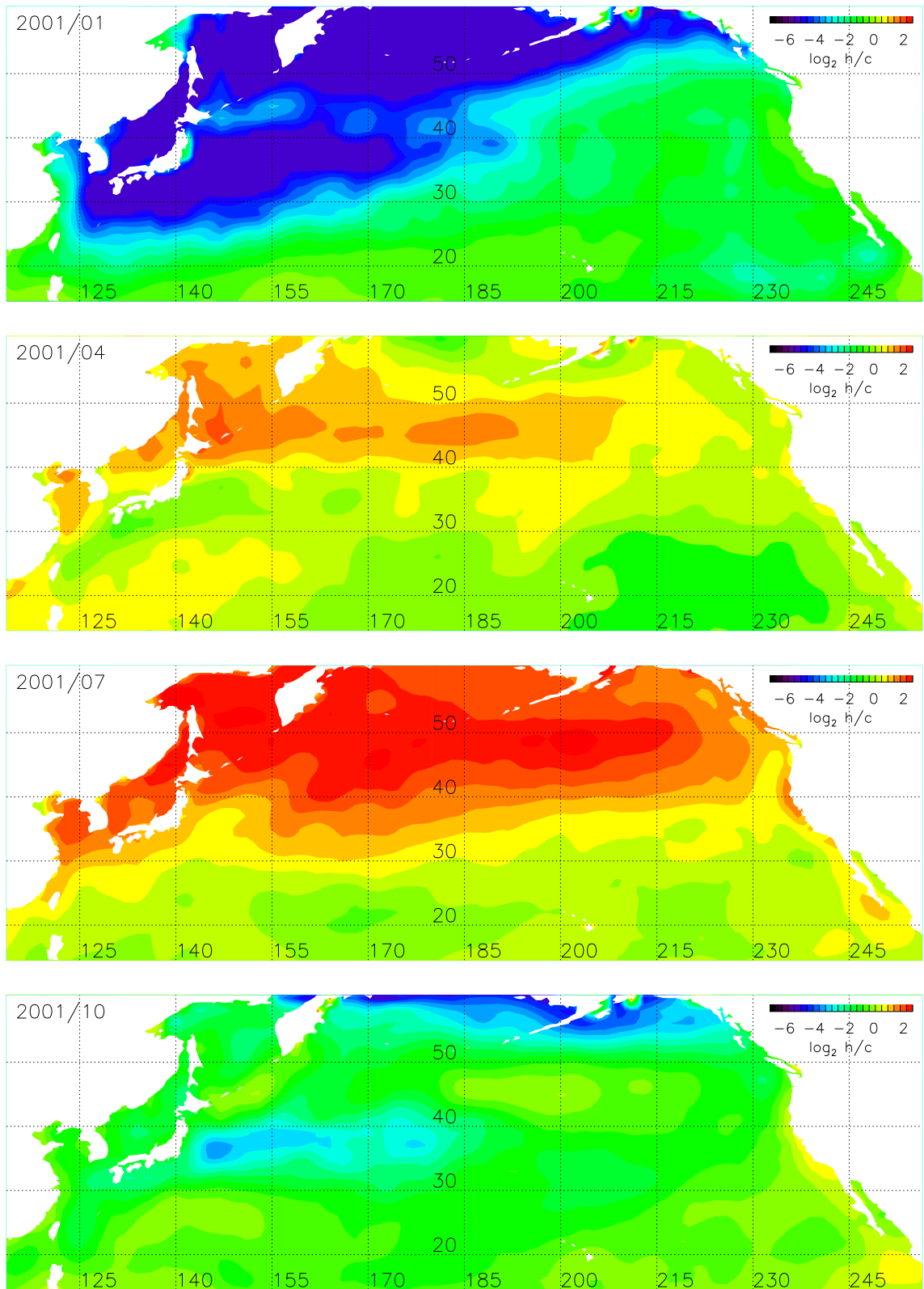


図 4.25 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均  $h/c$  . 各図の左上に年 / 月を示す .

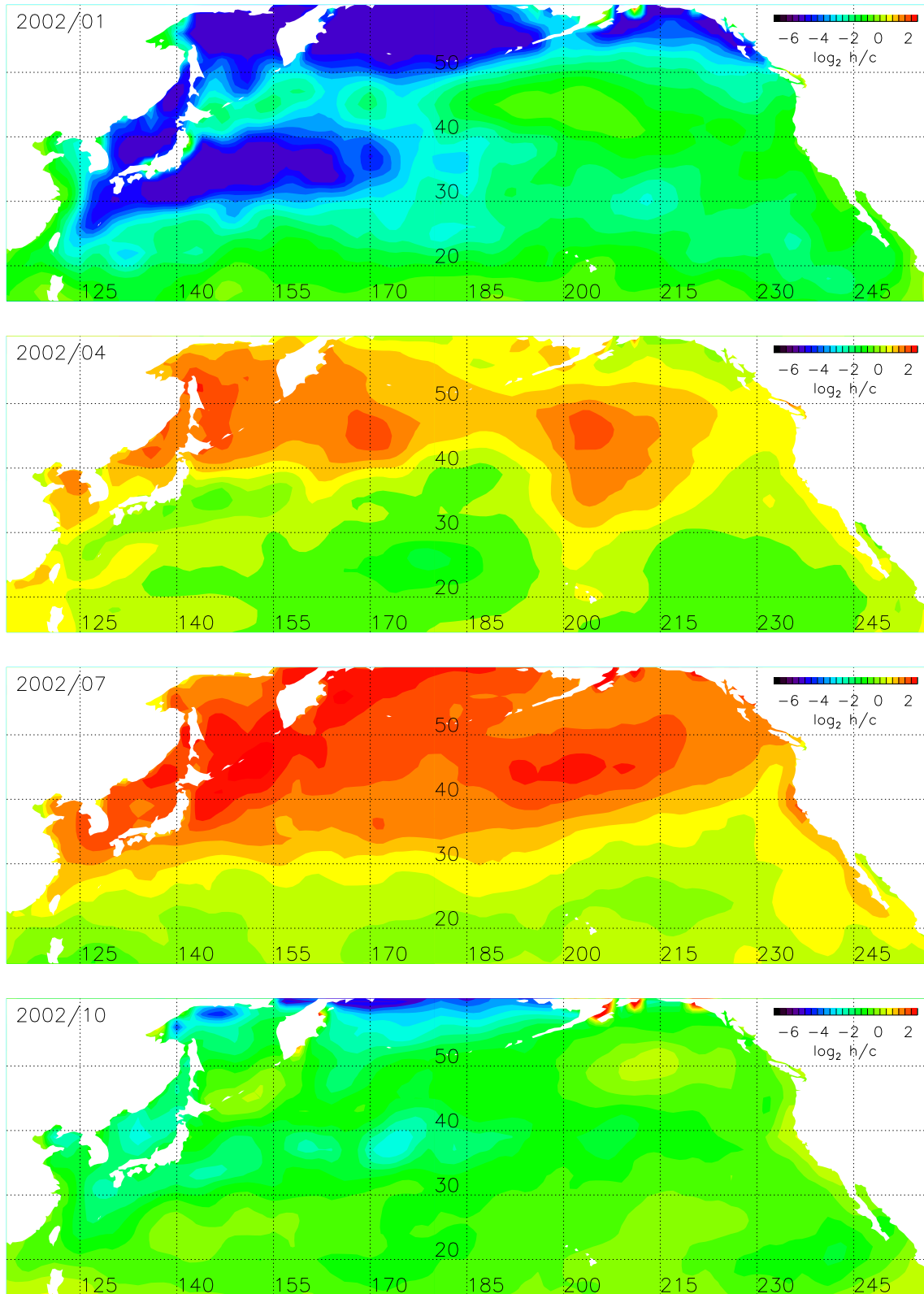


図 4.26 図 4.25 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

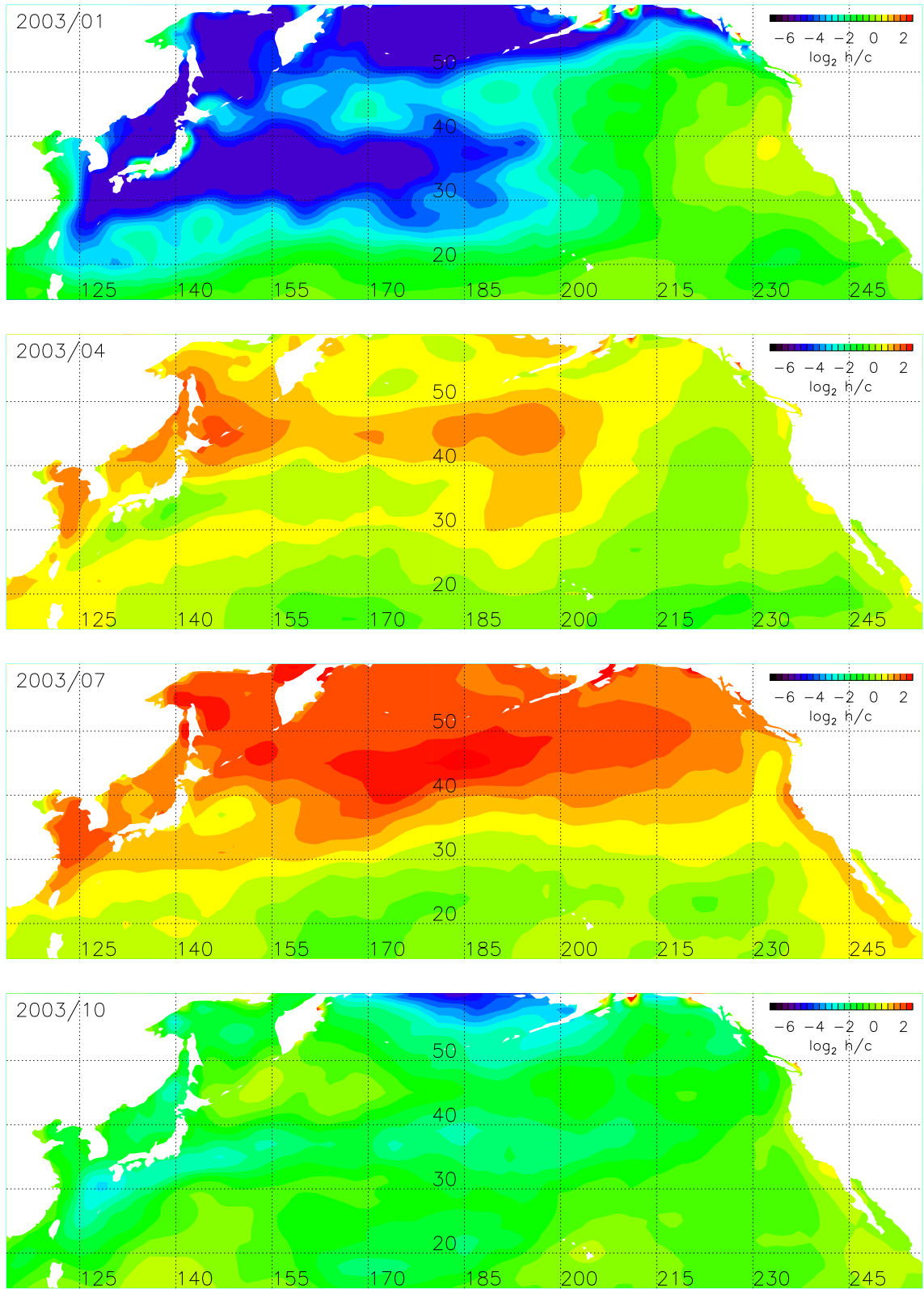


図 4.27 図 4.25 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

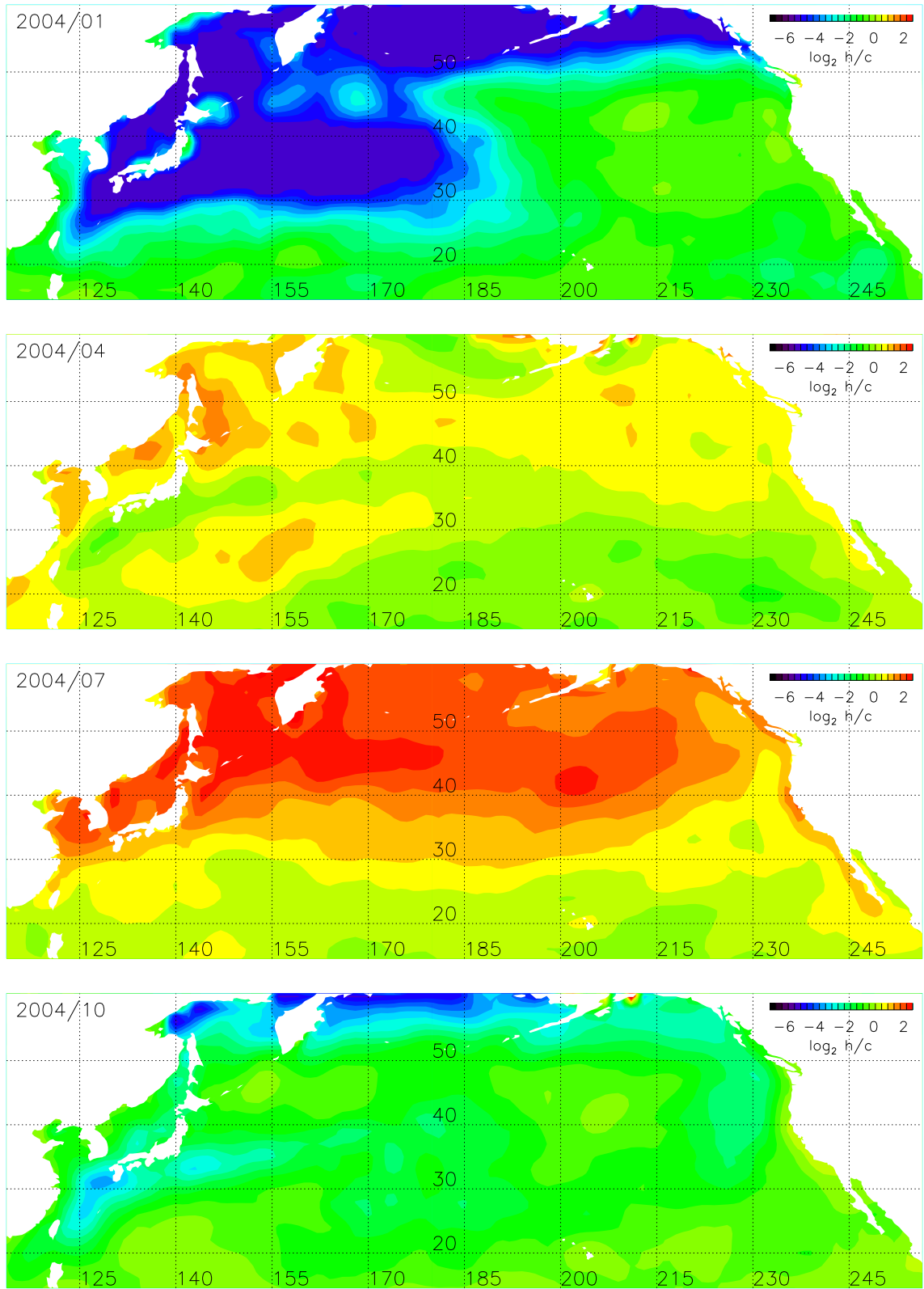


図 4.28 図 4.25 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

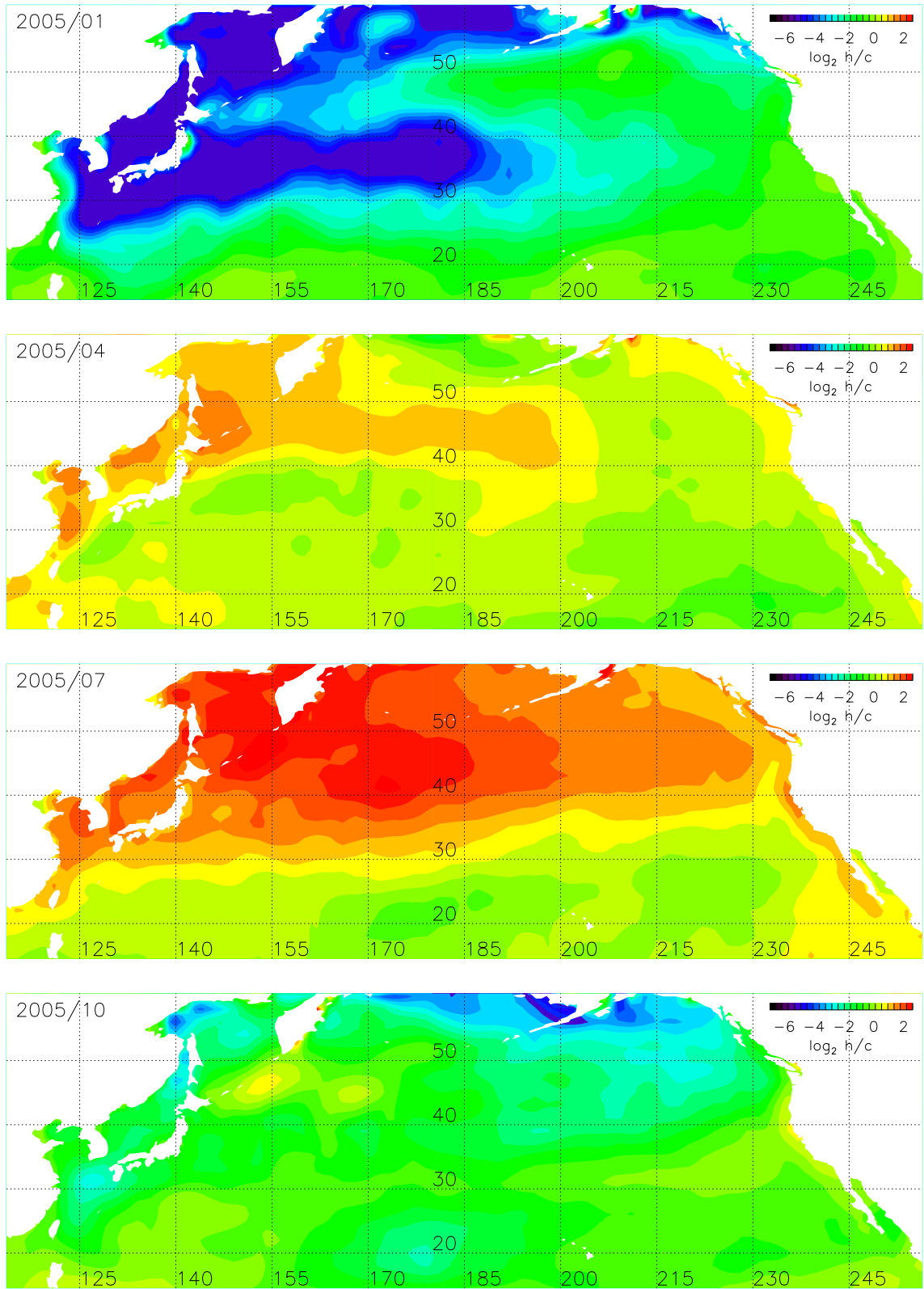


図 4.29 図 4.25 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

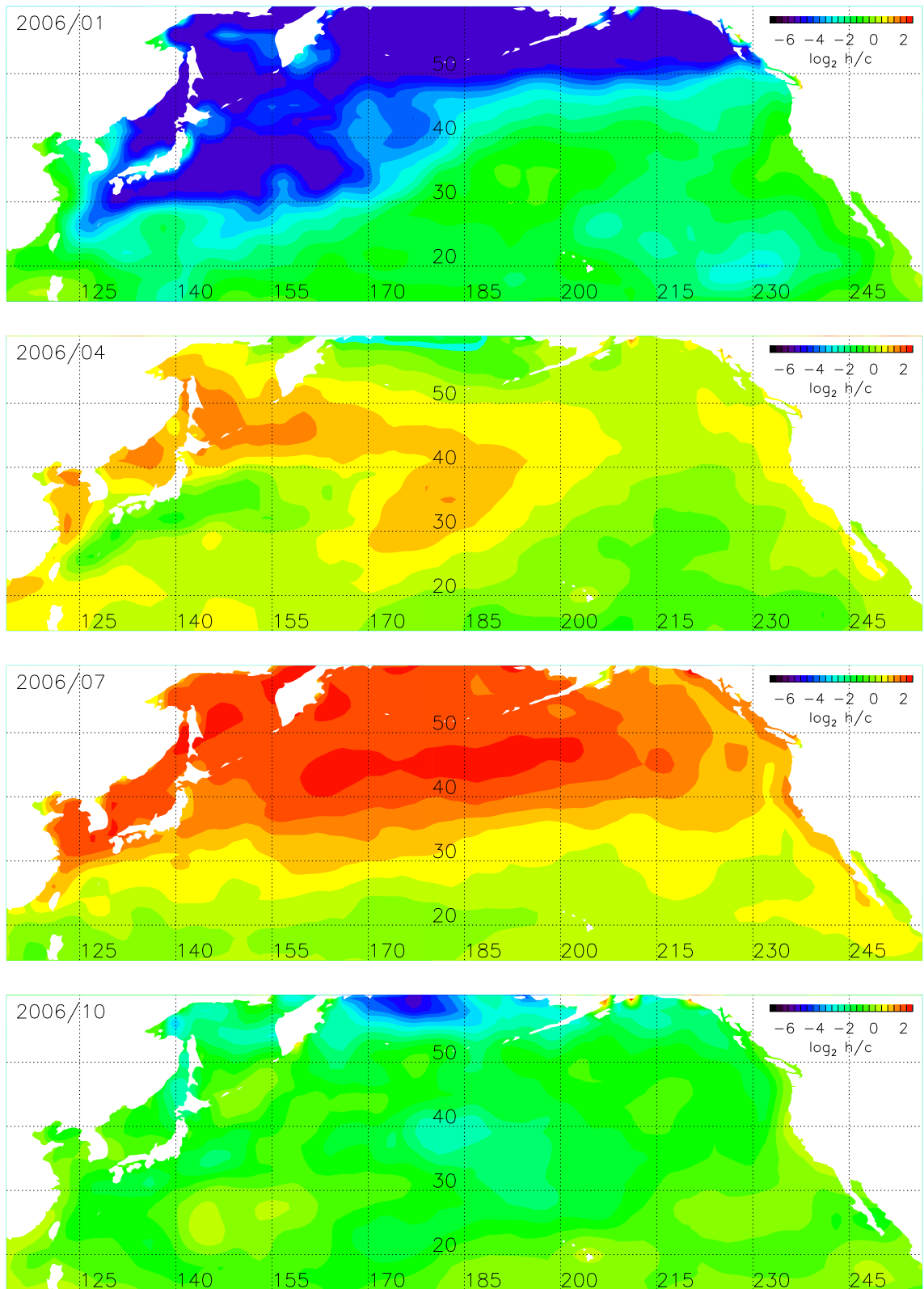


図 4.30 図 4.25 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

## 4.3 表層吹送流の空間及び季節依存性

第 4.1 節で示した三つの推定方法から導出した表層吹送流 ( $U_{ET}$ ,  $U_{STD}$  及び  $U_{DC}$ ) について、対象海域での空間及び季節変化を示す。

### 4.3.1 海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合

図 4.32 は海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮しない場合における吹送流 ( $U_{ET}$ ) ベクトル場を示す。すべての季節において 20 度以南では、強い貿易風によって北西向きの吹送流が生じている。ハワイ北方には高気圧性の風に対応する渦が存在する。渦は風の場に依ってその位置を変化させ、冬季 (夏季) にもっとも南下 (北上) する。しかし、風の渦は発散場なのに対して流れの渦の中心付近は収束場となっている。日本近海では冬季吹送流流向は南向きであり、その流速は大きい。一方、夏季吹送流は北向きであり、流速は冬季に比べ小さい。これらはどの年にも共通する特徴である。

式 (4.1) は以下のように書ける。

$$\frac{U_{ET}}{U_*} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{C_\mu}}. \quad (4.7)$$

すなわち、 $U_{ET}/U_*$  は  $U_*$  及び  $f$  に依存しない。従って、 $S_f$  及び  $D_a$  は時間・空間的に一定であり、それらの値はそれぞれ  $C_\mu^{-1/2} (= 15)$  及び 45 度である。

### 4.3.2 海面熱フラックスの季節変化を考慮した場合

図 4.39 は海面熱フラックスの季節変化が吹送流に与える影響を考慮した場合の吹送流 ( $U_{STD}$ ) ベクトル場を示す。冬季または秋季において、 $H_f$  の月平均値は北太平洋上の広い範囲で負であるため (図 4.13)、その季節の  $U_{STD}$  の流速はほとんどの領域で 0 である。一方、月平均海面加熱が正であるとき、 $U_{STD}$  は式 (4.1) に従うため、夏季及び春季北太平洋では流速が大きい場所が多い。特に、ほとんどの領域で  $H_f$  の月平均値が正である夏季には、 $U_{STD}$  のベクトル場は  $U_{ET}$  のそれにほぼ等しい。

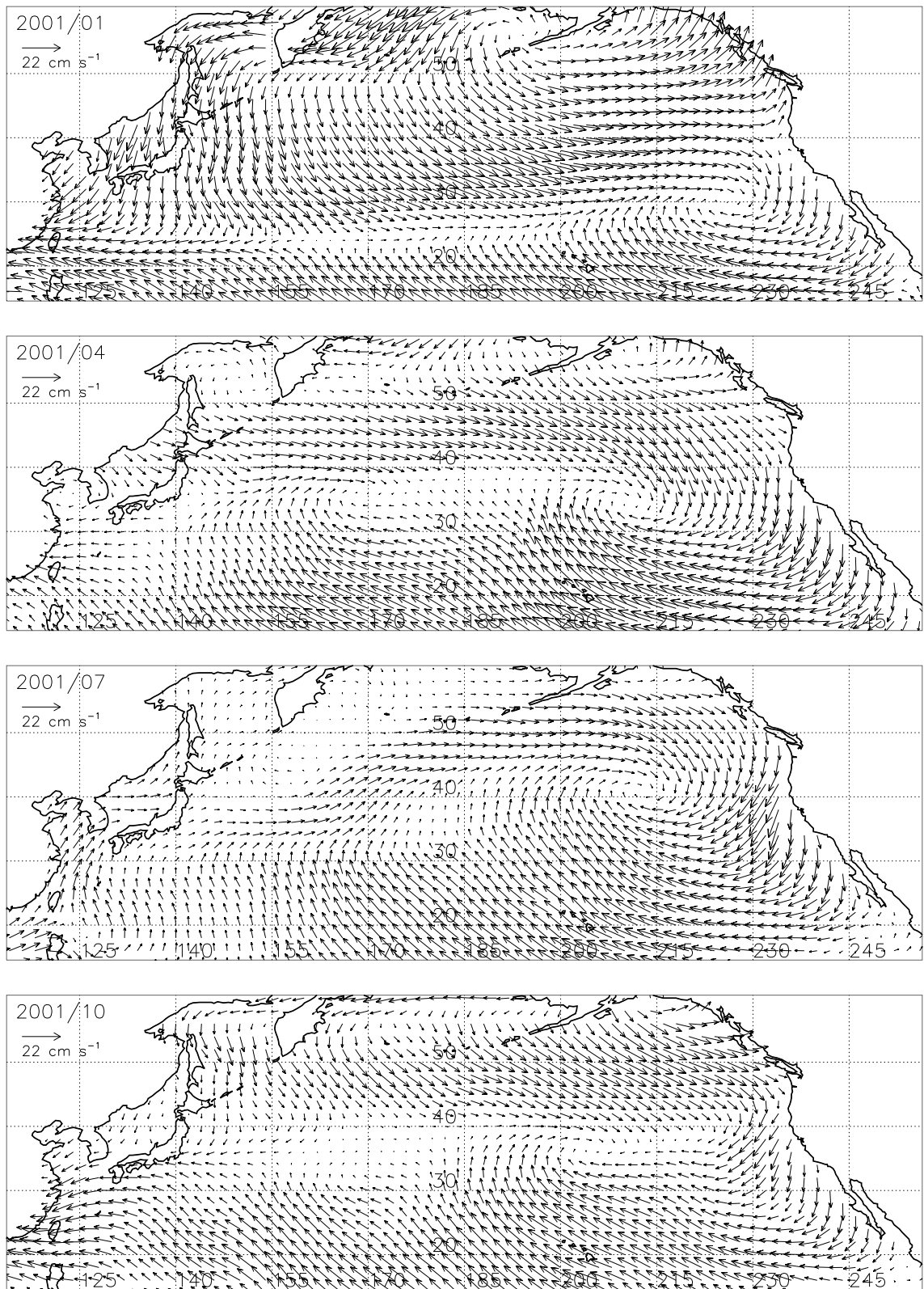


図 4.31 2001 年における各季節毎の北太平洋上の月平均  $U_{ET}$  . 各図の左上に年 / 月を示す .

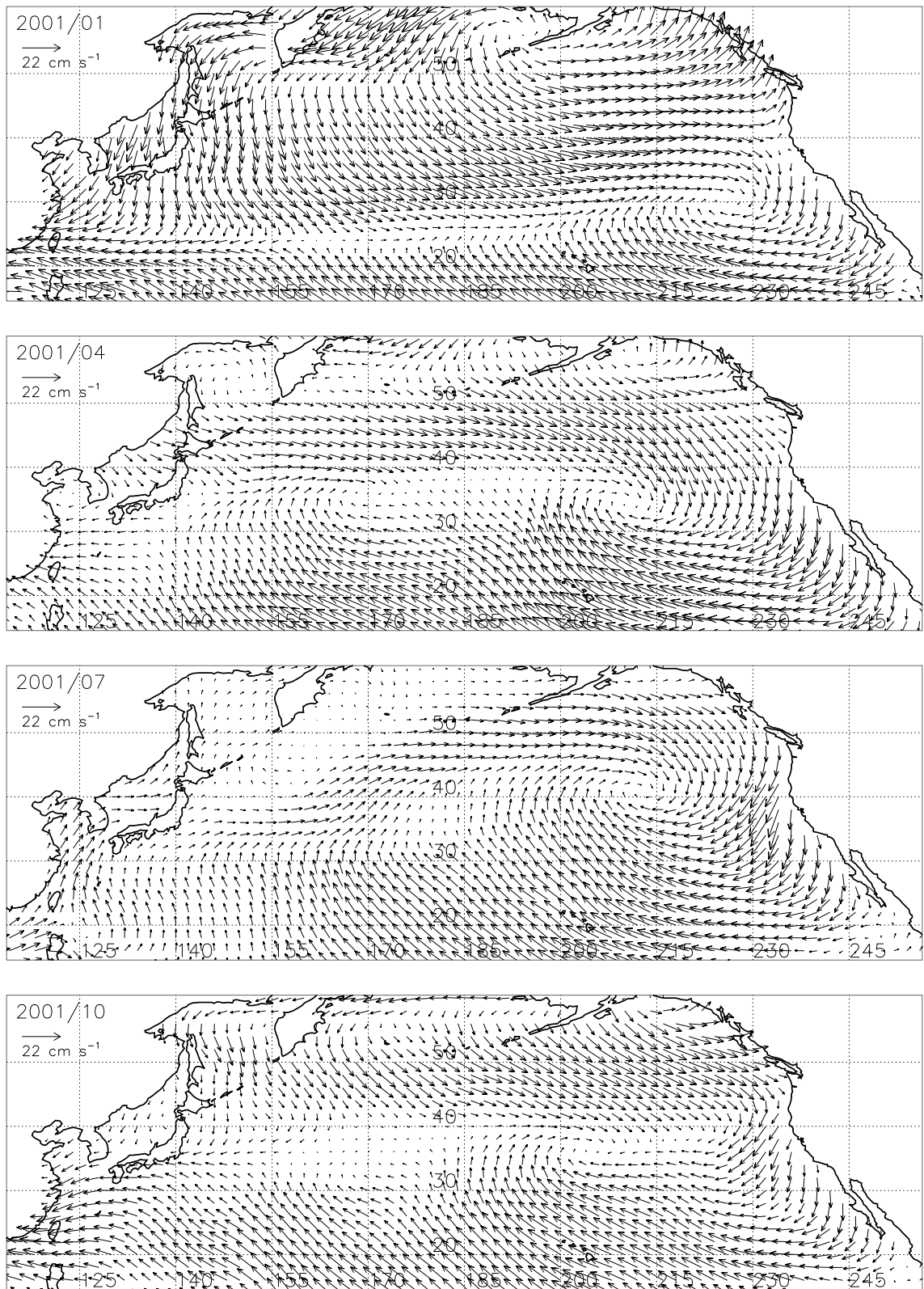


図 4.32 図 4.32 と同様 . ただし , 2001 年の場合 .

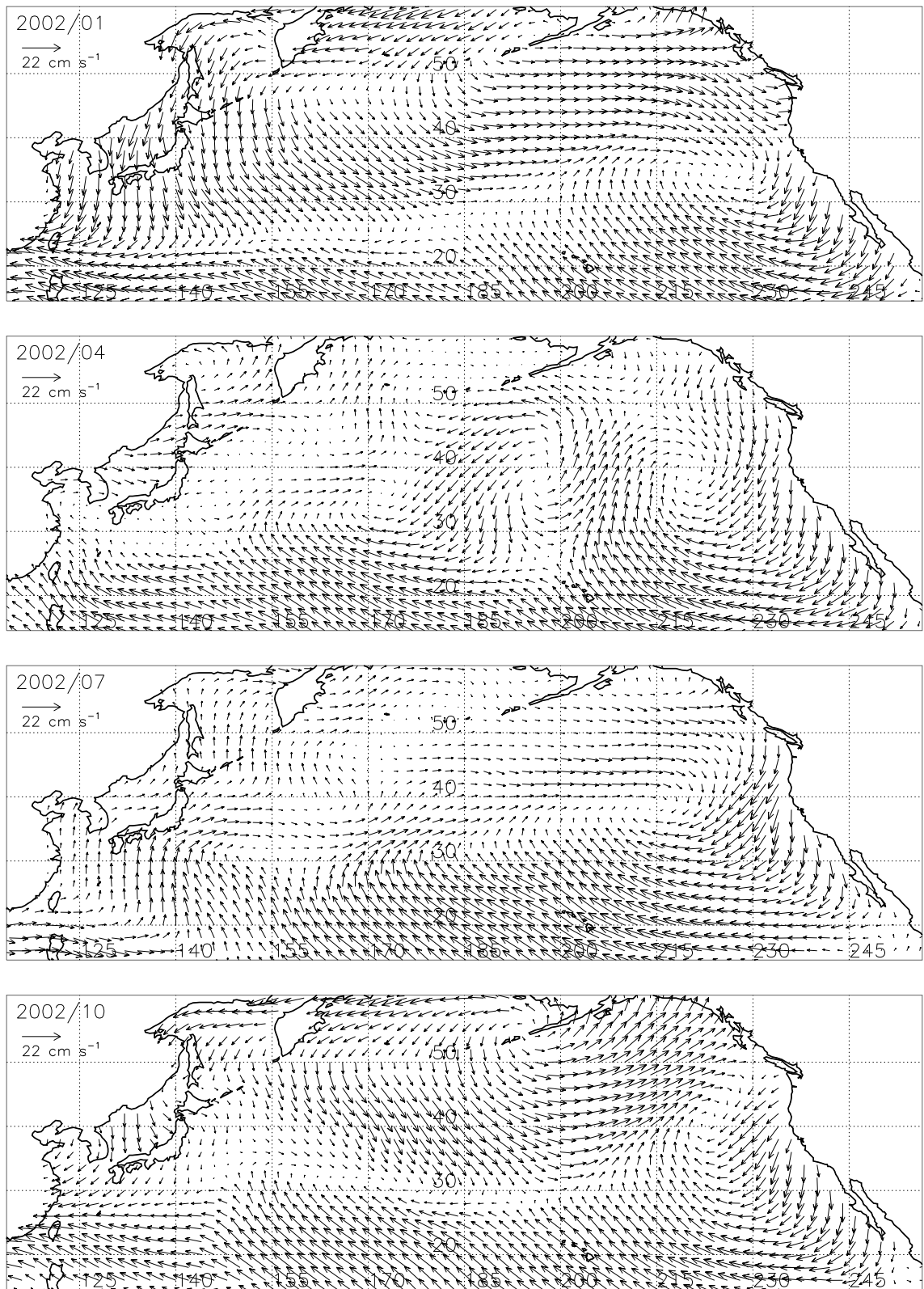


図 4.33 図 4.32 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

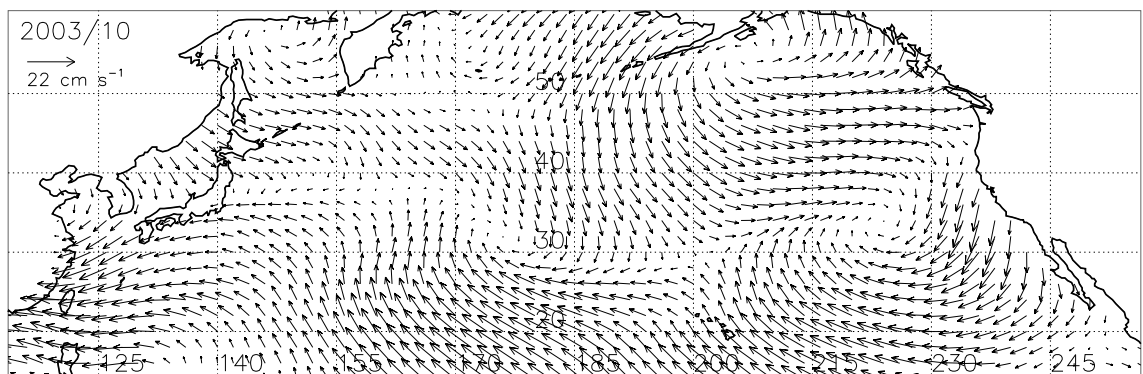
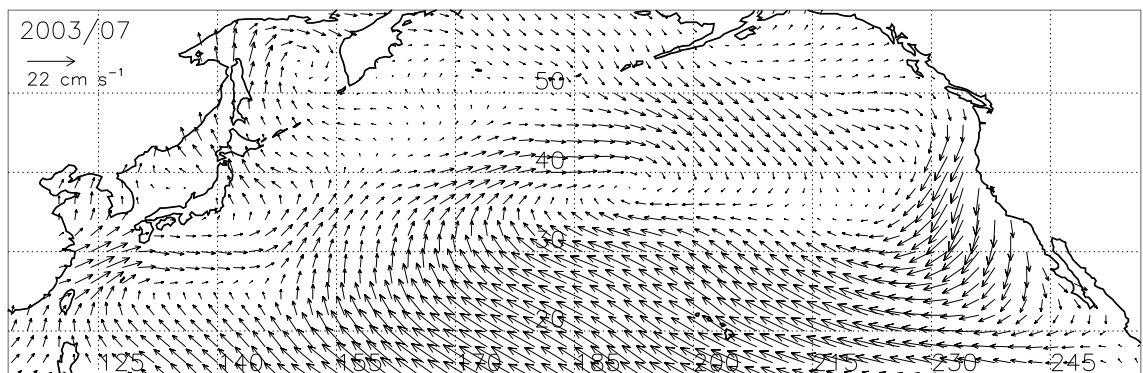
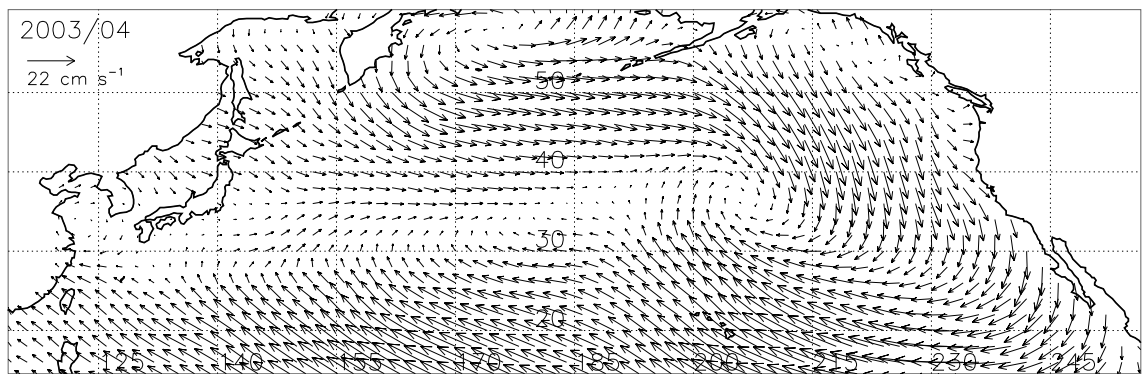
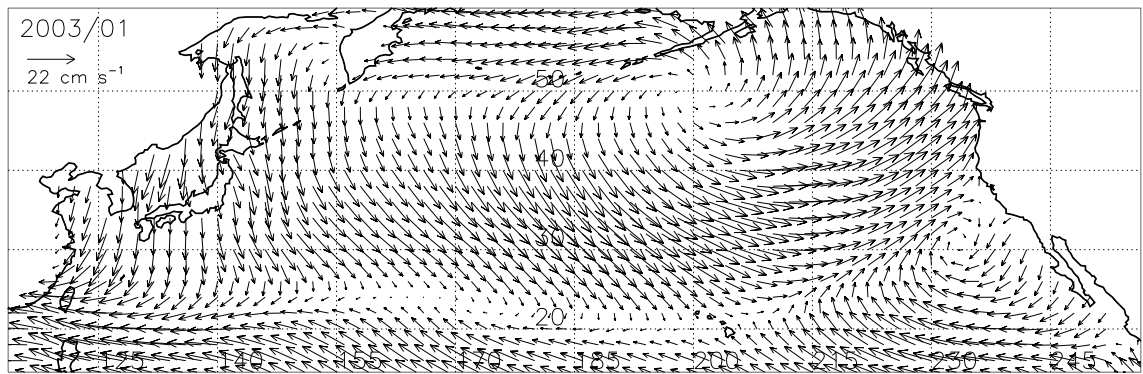


図 4.34 図 4.32 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

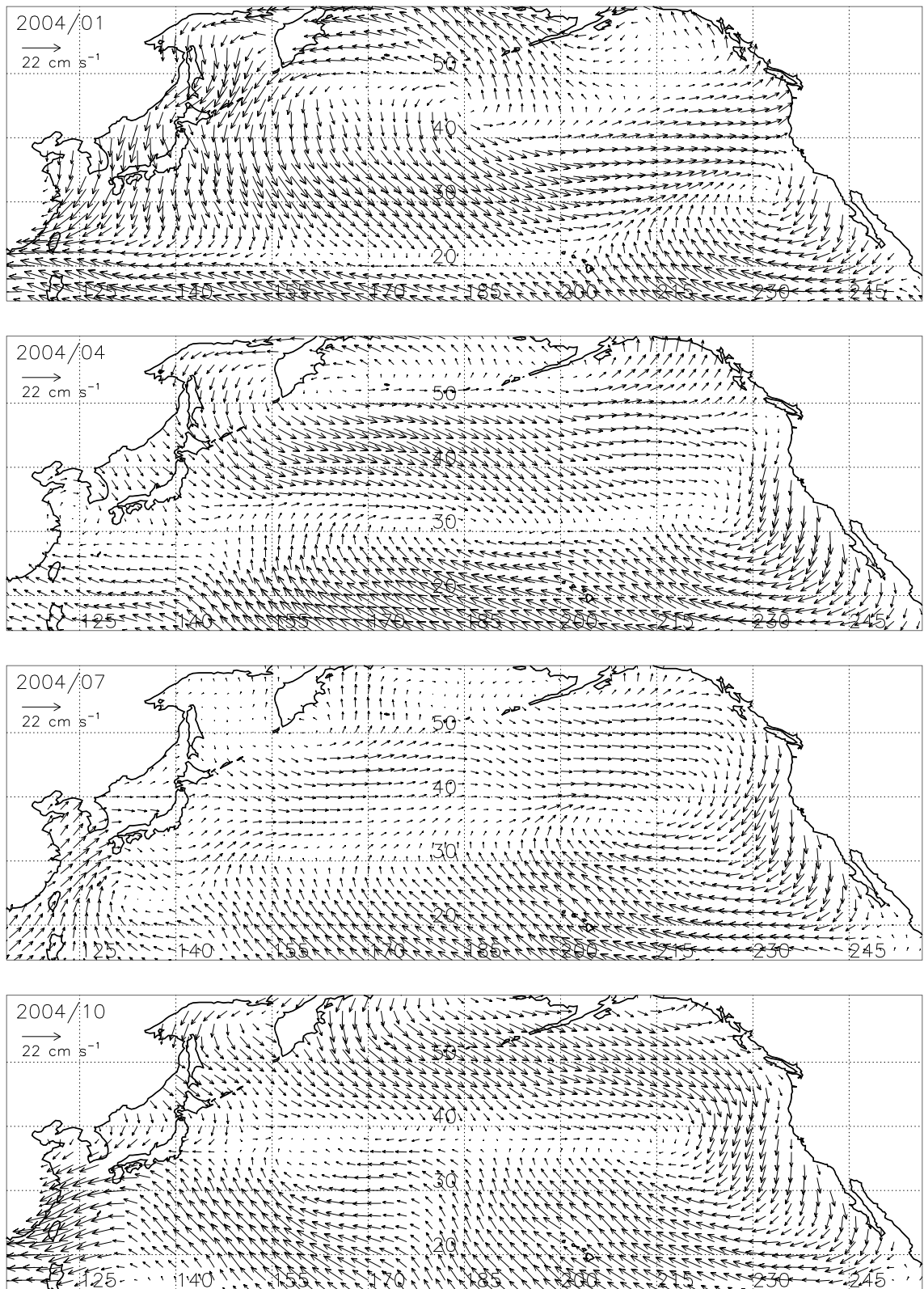


図 4.35 図 4.32 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

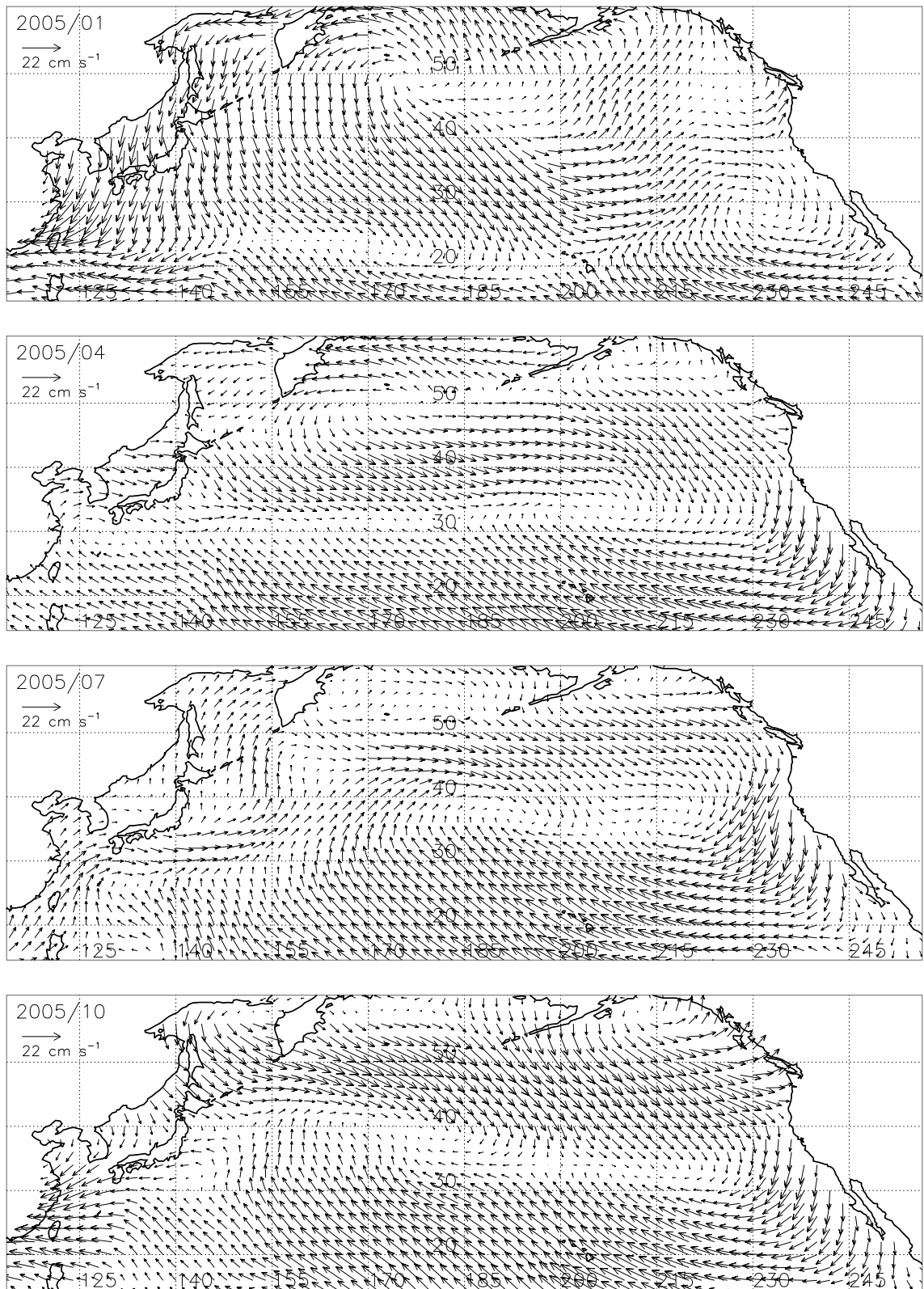


図 4.36 図 4.32 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

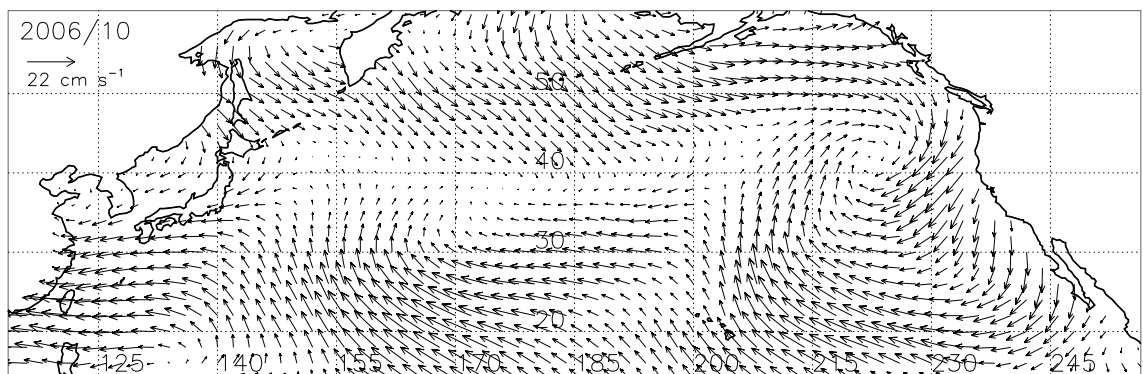
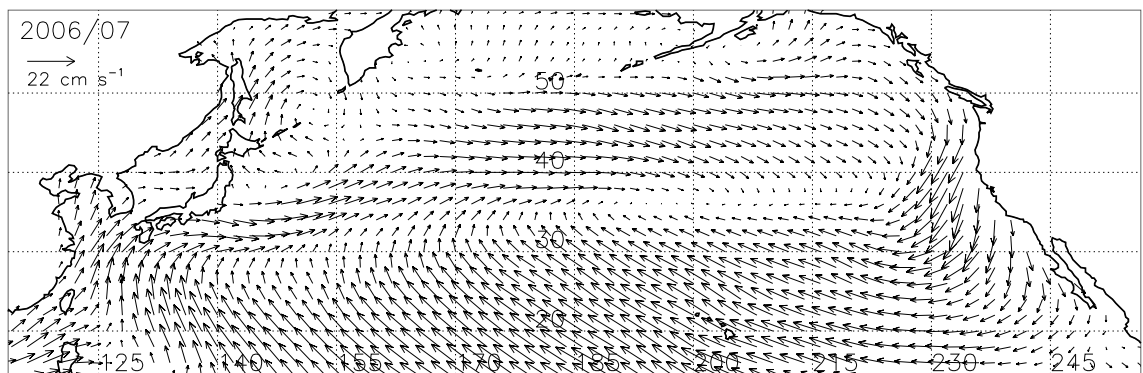
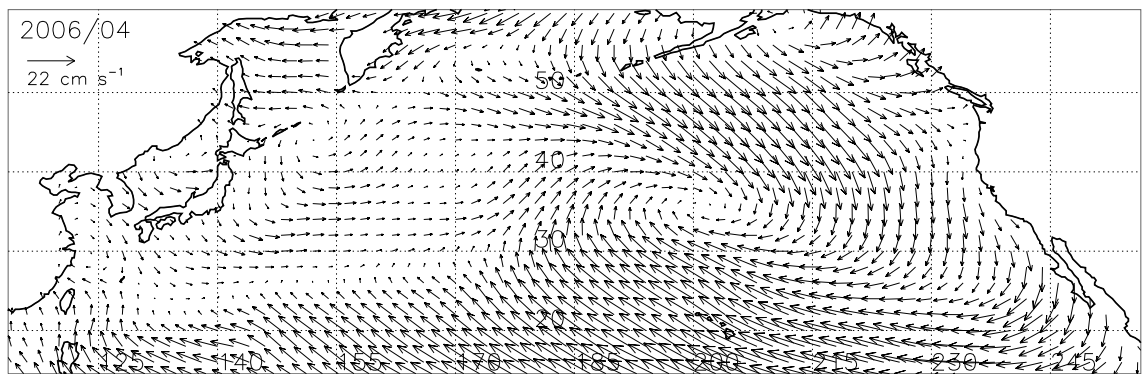
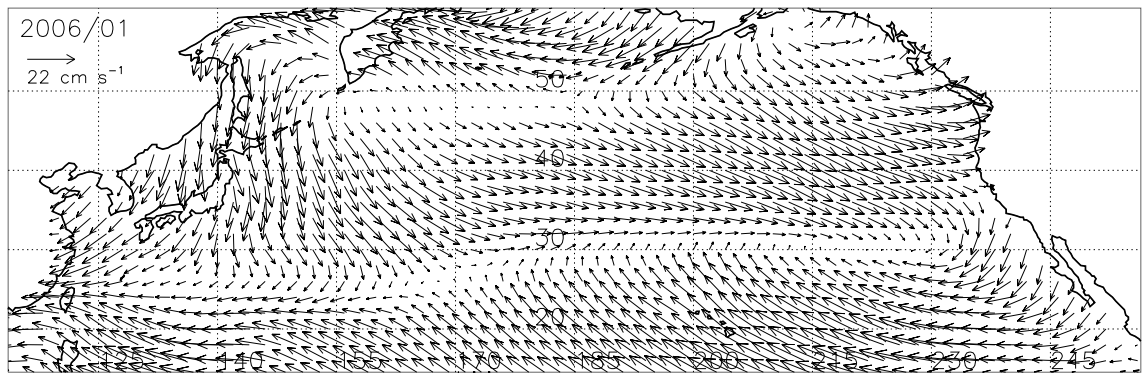


図 4.37 図 4.32 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

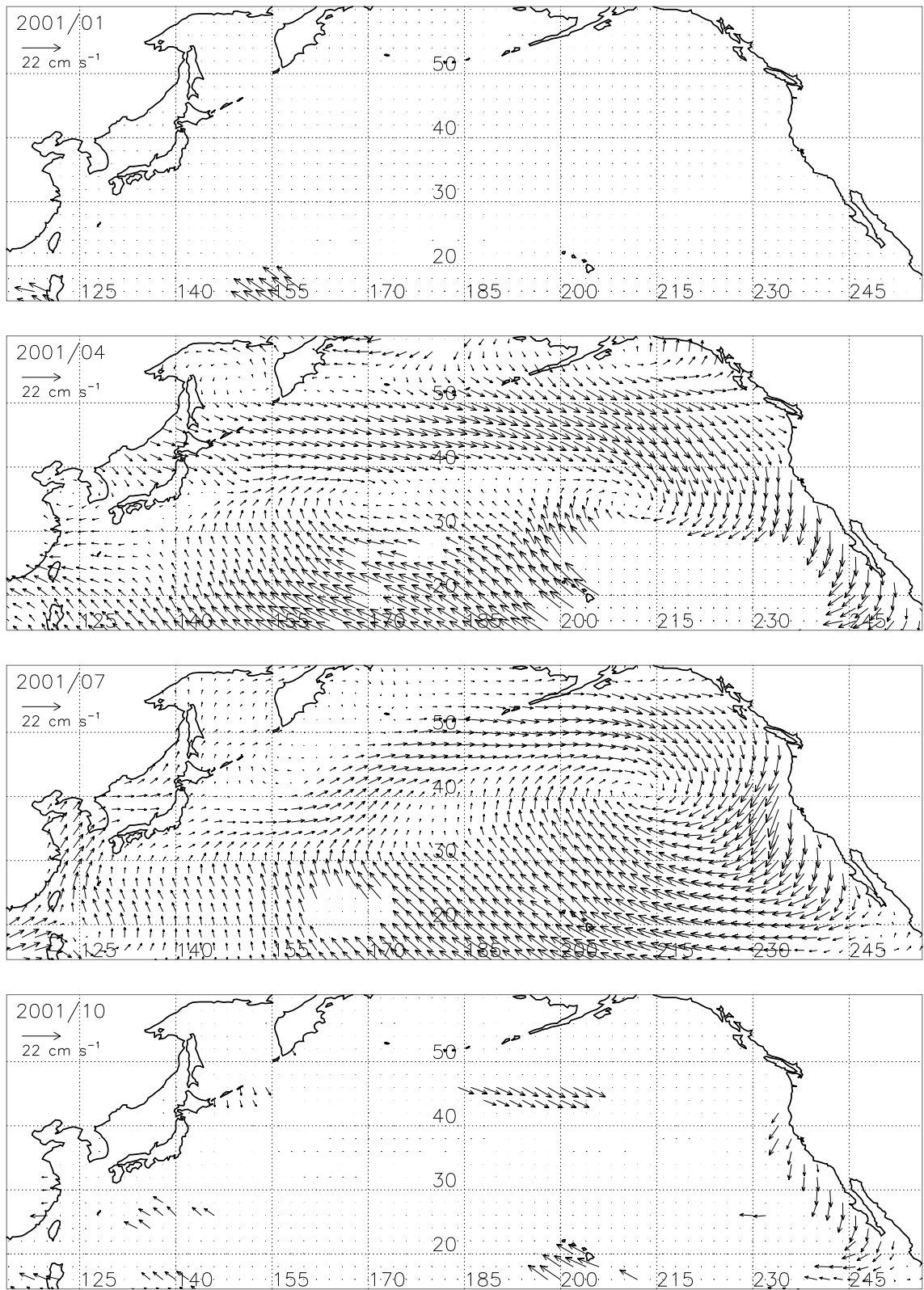


図 4.38 図 4.32 と同様 . ただし ,  $U_{STD}$  の場合 .

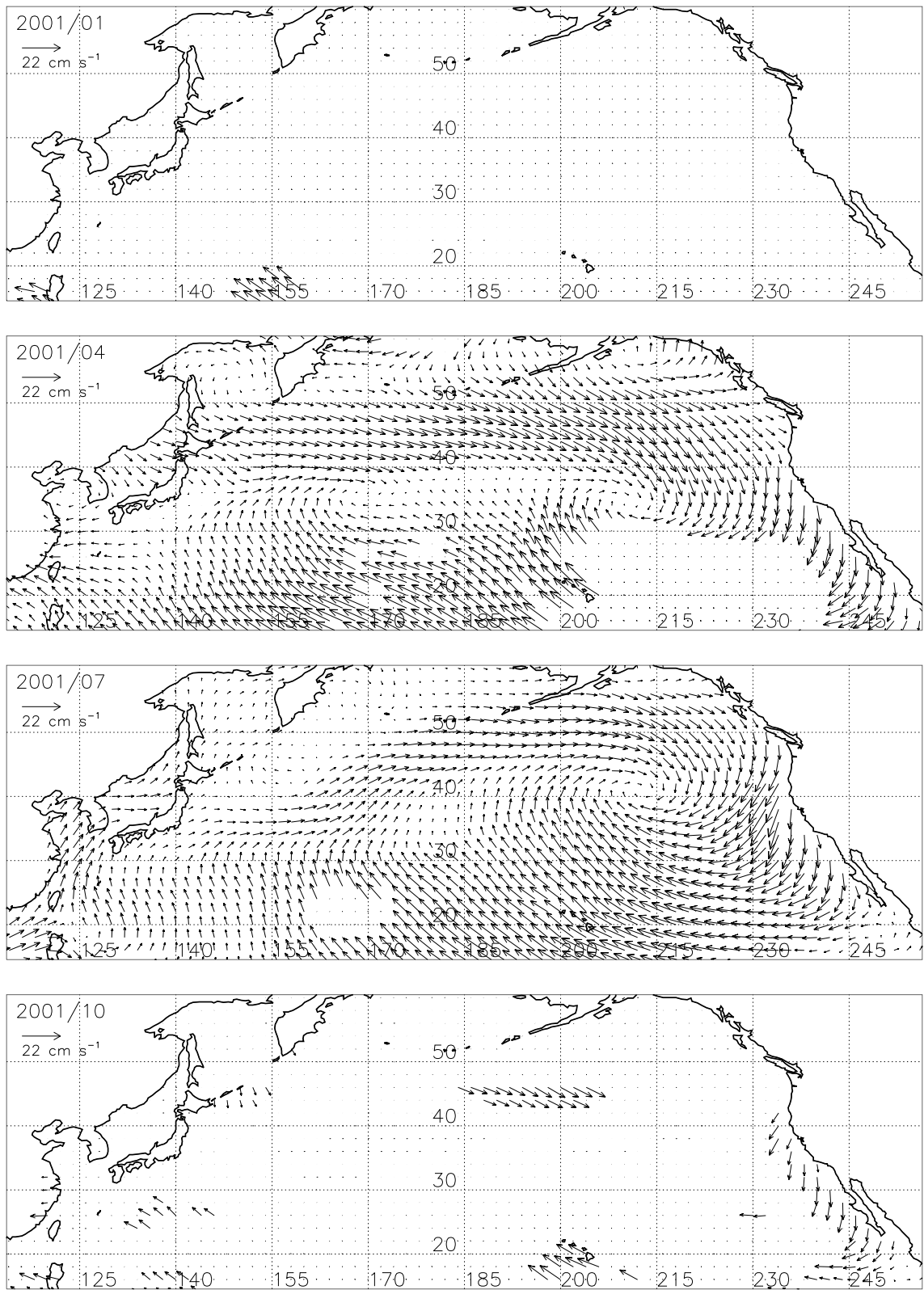


図 4.39 図 4.39 と同様 . ただし , 2001 年の場合 .

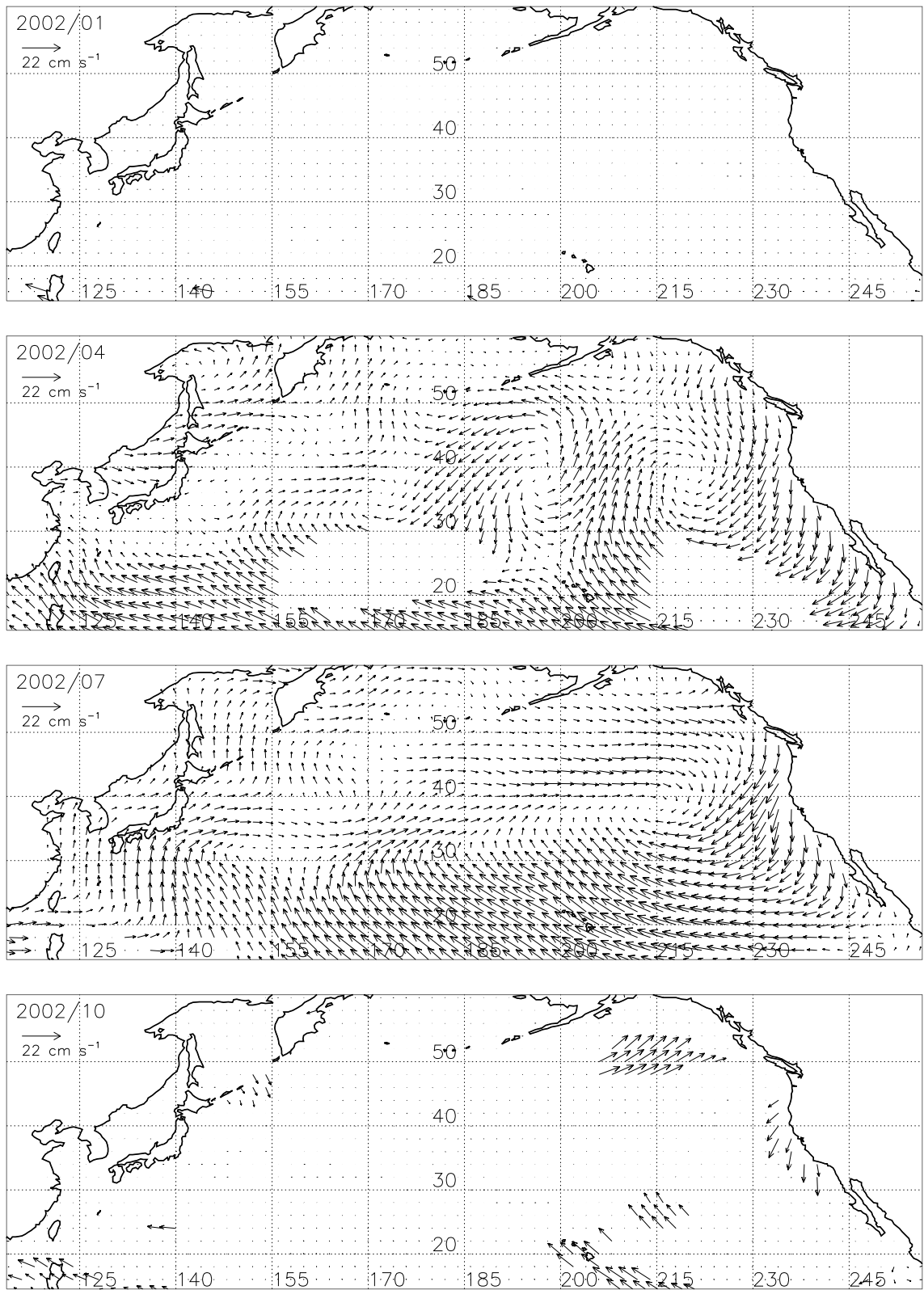


図 4.40 図 4.39 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

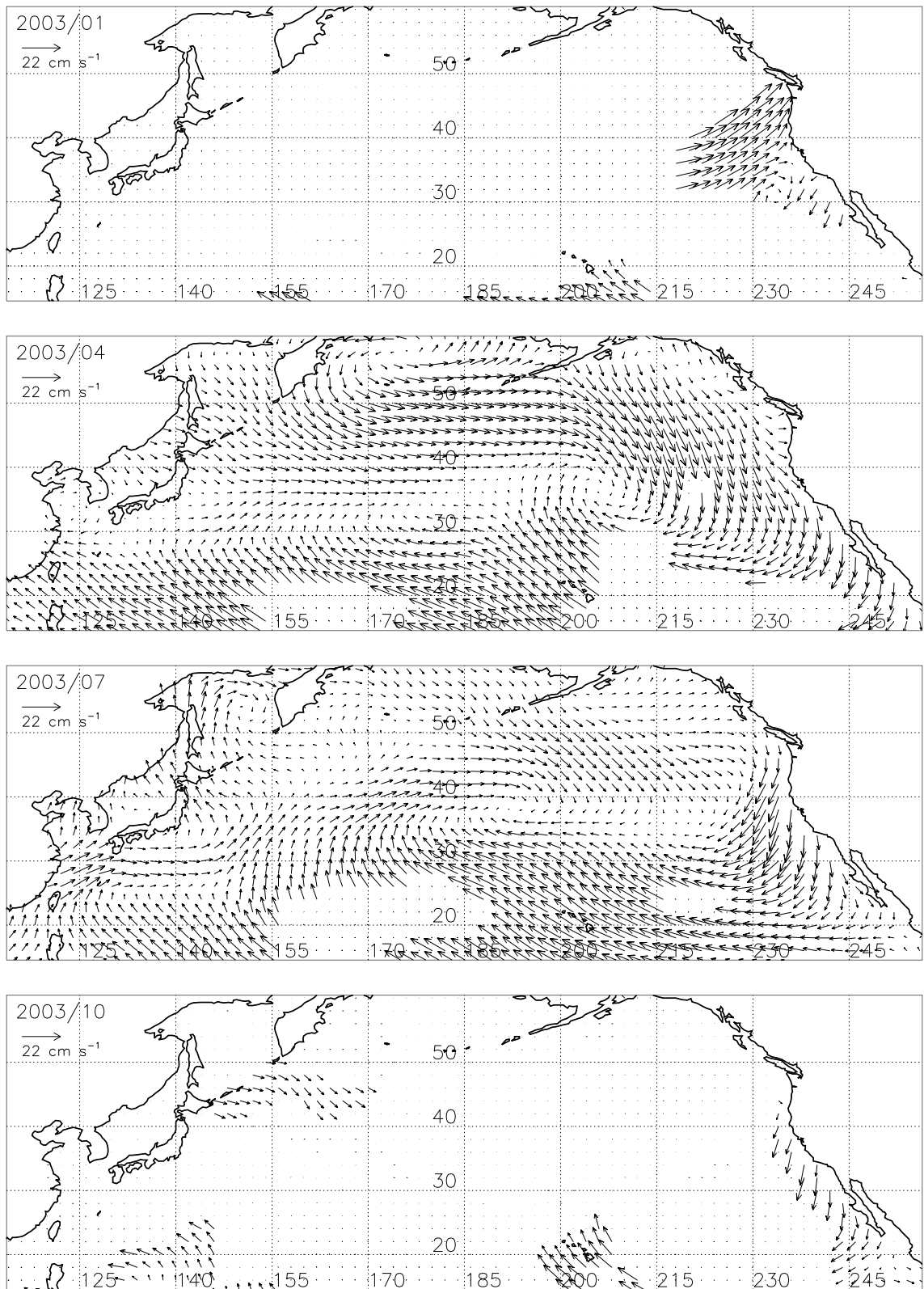


図 4.41 図 4.39 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

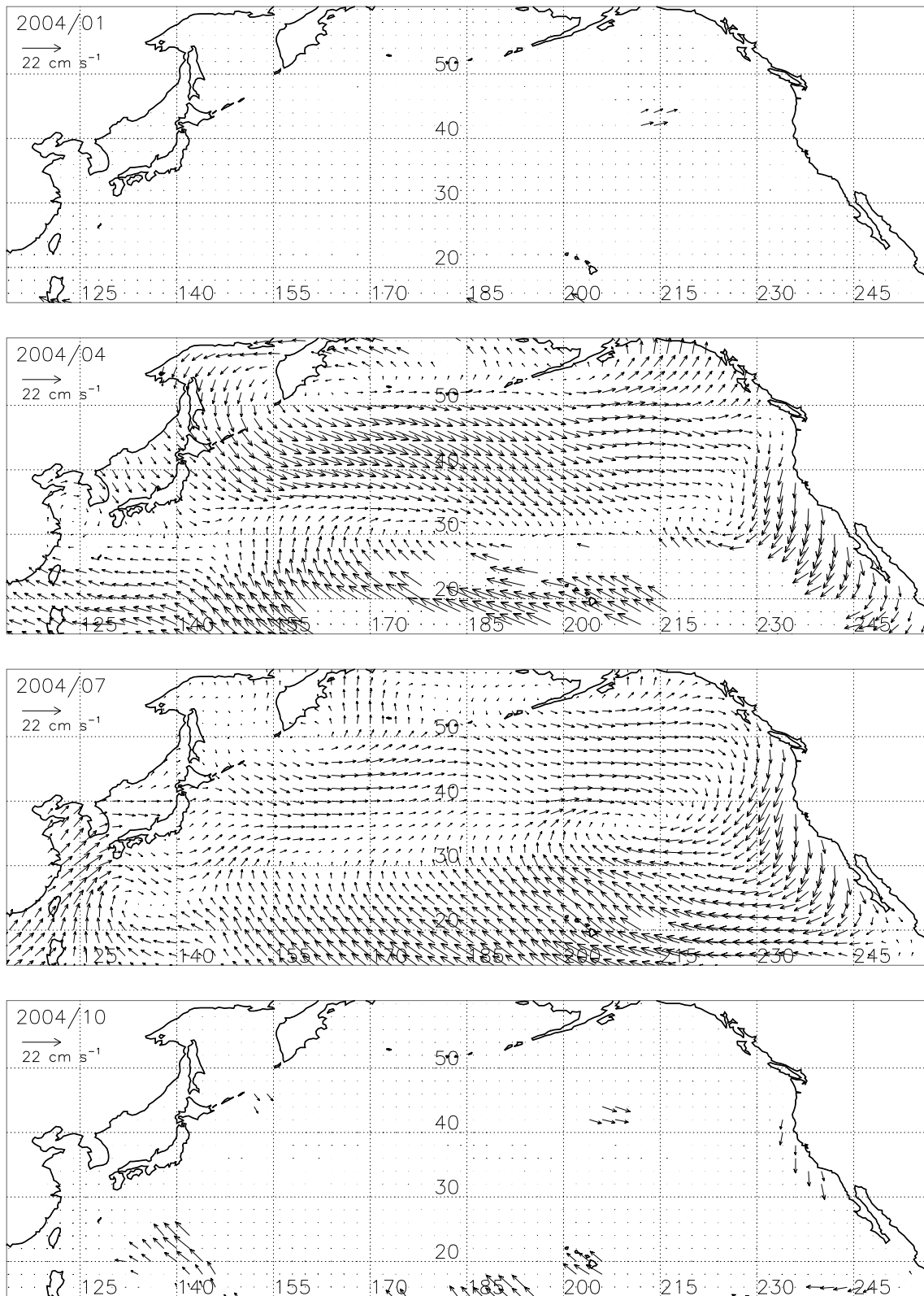


図 4.42 図 4.39 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

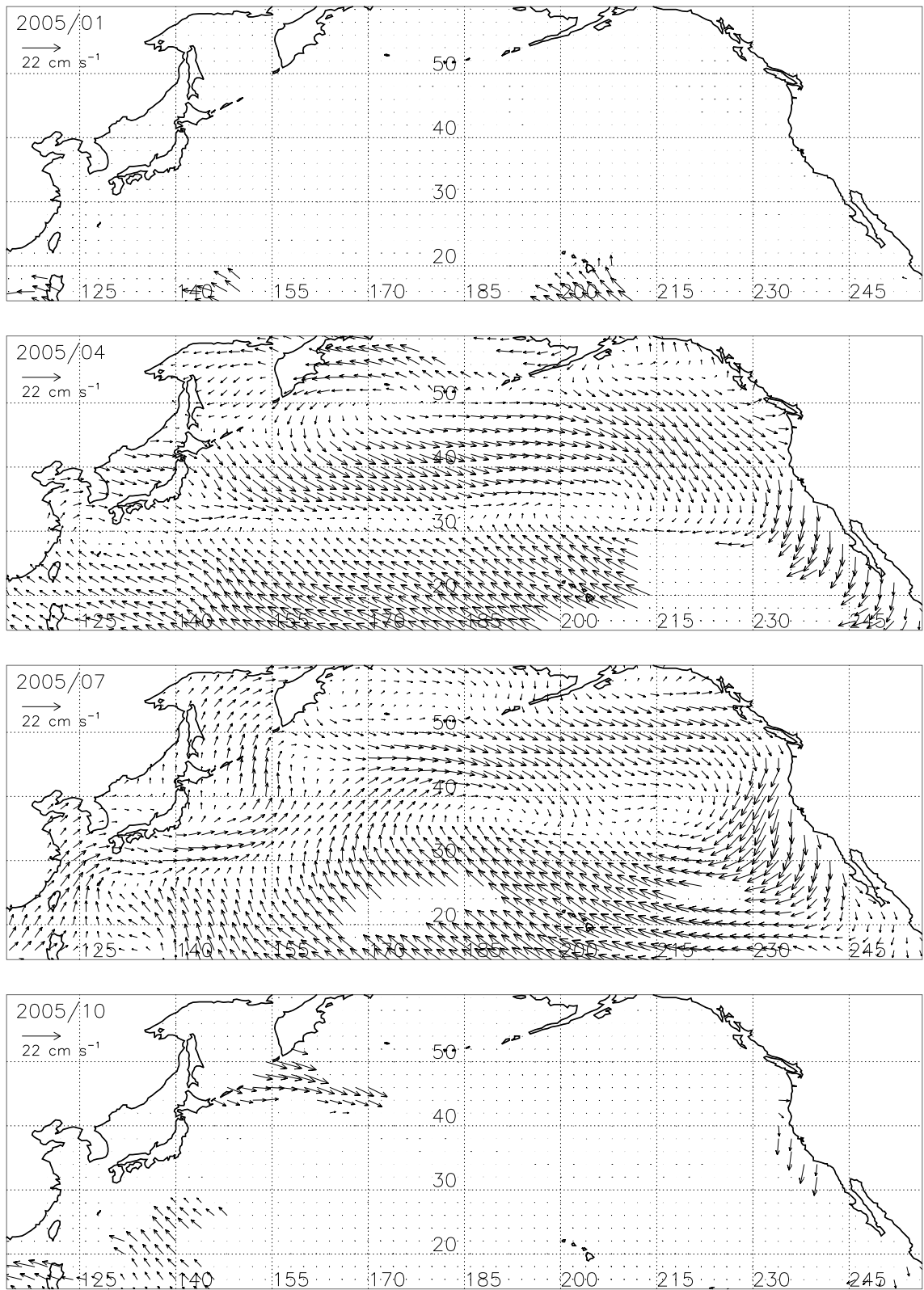


図 4.43 図 4.39 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

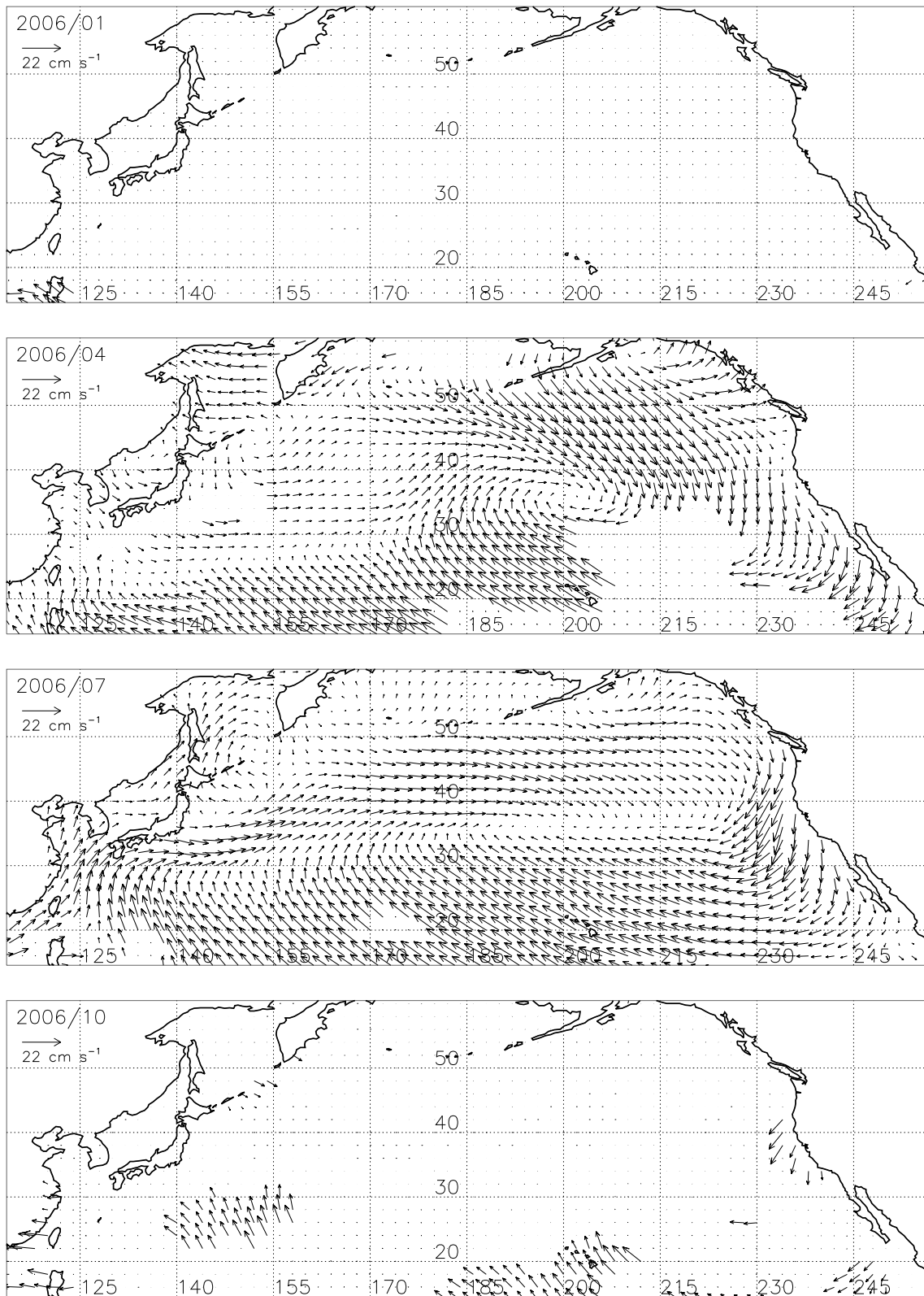


図 4.44 図 4.39 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

$H_f$  の月平均値が正である月及び空間では  $S_f$  は  $C_\mu^{-1/2}$  となる一方、 $H_f$  が負の場合は  $S_f$  が 0 である。このため、時間及び空間的に急激な流速の変化が生じる。

### 4.3.3 海面熱フラックスの日変化を考慮した場合

図 4.46 は海面熱フラックスが吹送流に与える影響を考慮した場合の吹送流 ( $U_{DC}$ ) ベクトル場を示す。秋季、冬季における黒潮・黒潮続流域を含んだ日本近海では  $U_{ET}$  に比べ流速が小さい。これは、この季節の小さな  $T_h$  及び  $h/c$  (図 4.25, 4.19) によって  $S_f$  が小さくなるためである (図 4.52)。しかし、海面加熱時間は 0 ではないため、流速は 0 ではない。 $D_a$  もまた黒潮・黒潮続流域で小さい (図 4.58)。第 3 章で示した通り、 $S_f$  は  $f$  や  $\tau$  にはほとんど依存せず、 $H_f$  に強い依存性を持つ。従って、 $H_f$  に対応して高緯度で小さく、低緯度で大きい。春季、夏季の  $S_f$  は冬季に比べ大きい。その空間分布は冬季とは逆に高緯度で  $S_f$  が大きく、低緯度では小さい。これも  $H_f$  に対応した変化である。 $D_a$  は北緯  $20^\circ$  以南で  $50^\circ$  より大きな値となるが、それ以外の領域では  $40^\circ$  前後となりその空間変化は小さい。以上より吹送流の日変化を考慮した場合、吹送流の季節変化は低緯度より高緯度及び黒潮・黒潮続流域でその季節変化が大きいと言える。

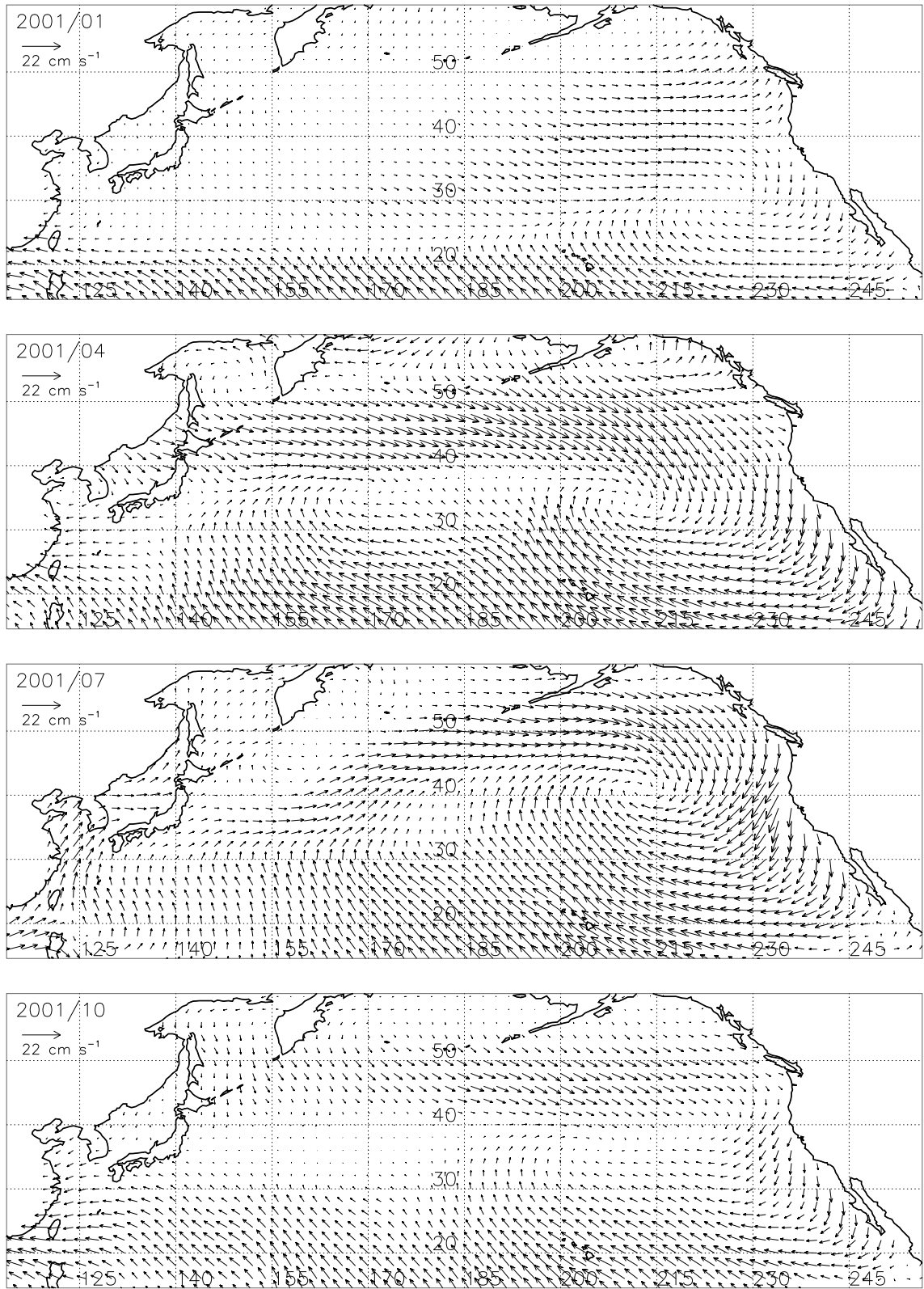


図 4.45 図 4.32 と同様 . ただし ,  $U_{DC}$  の場合 .

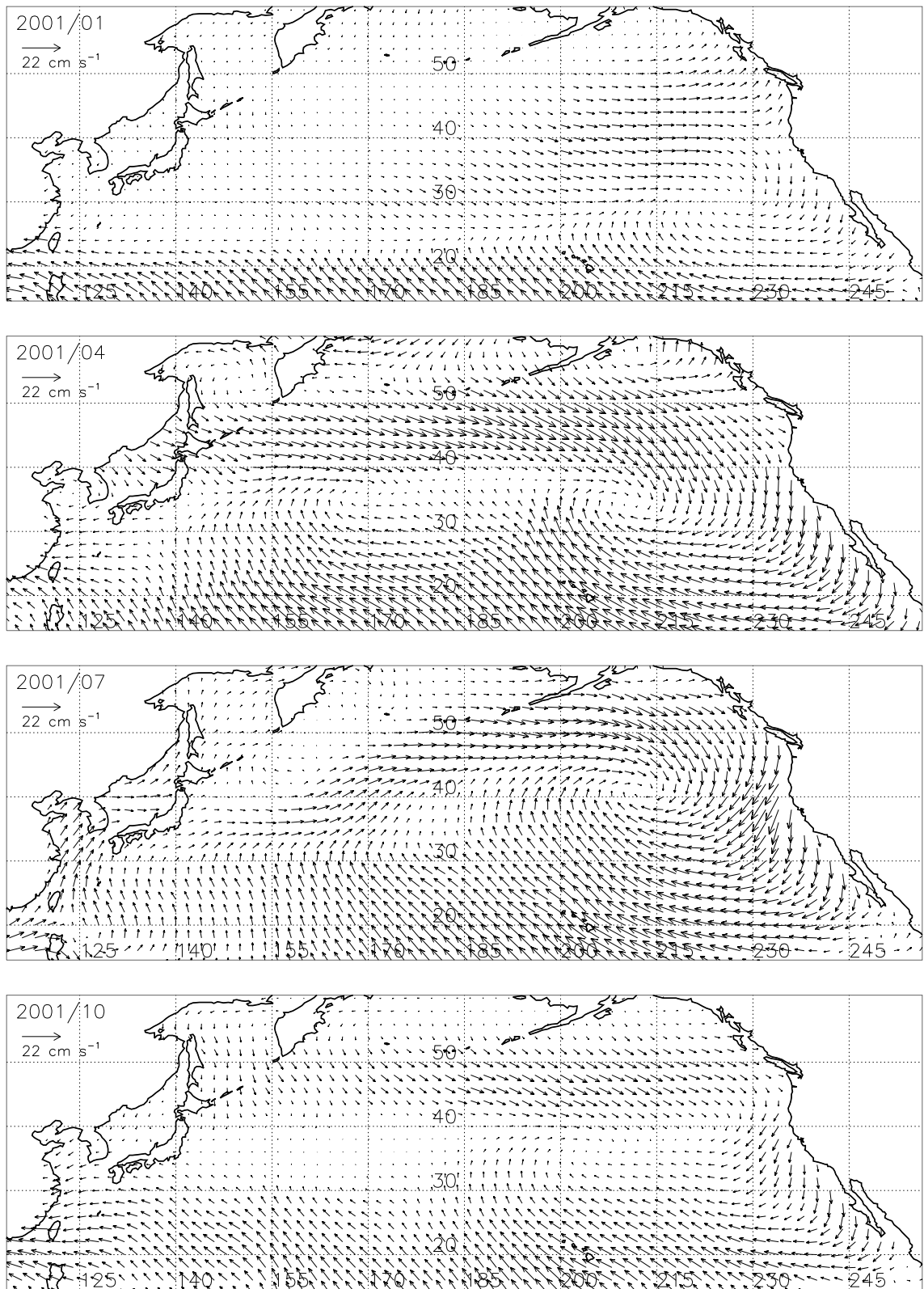


図 4.46 図 4.46 と同様 . ただし , 2001 年の場合 .

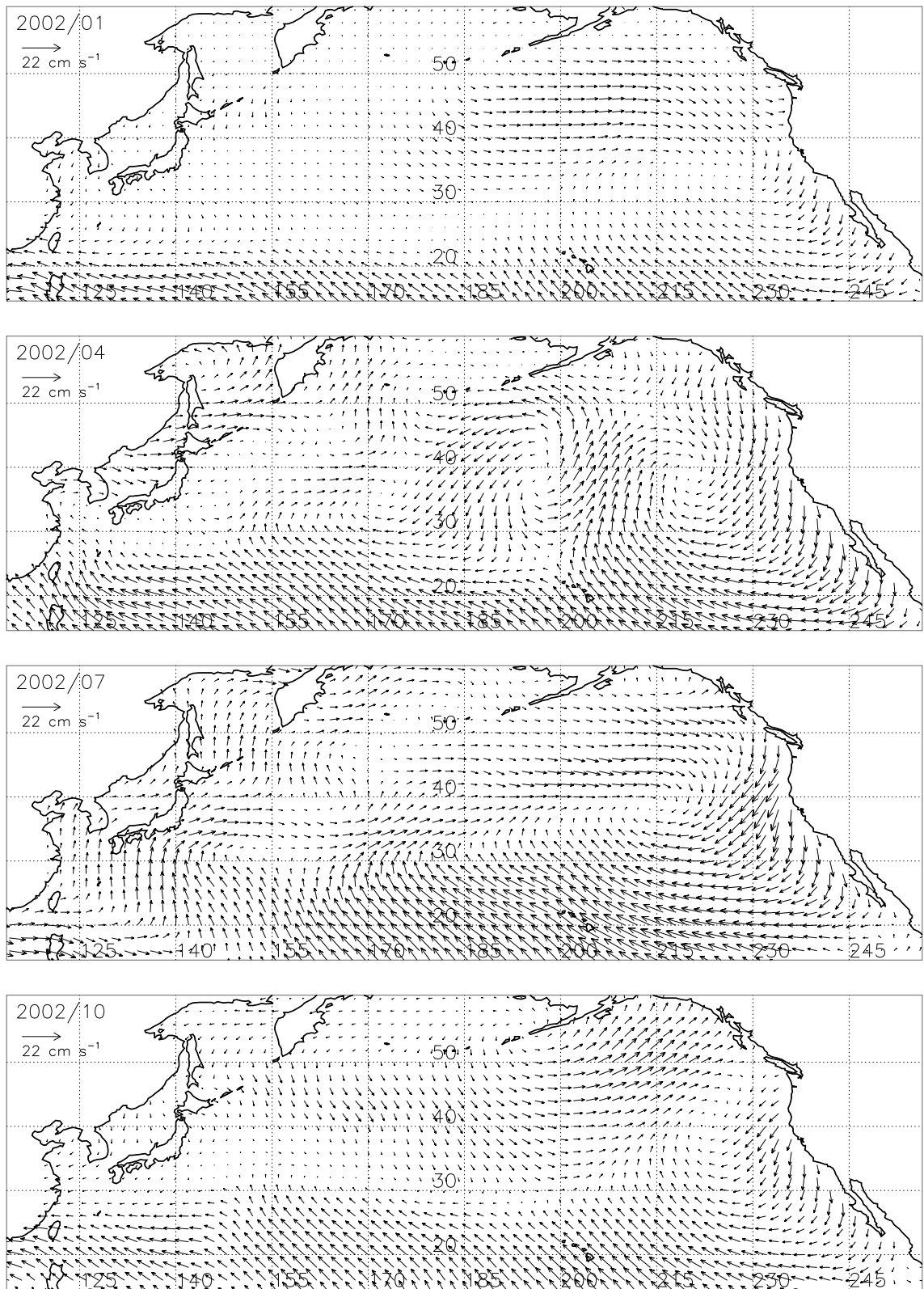


図 4.47 図 4.46 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

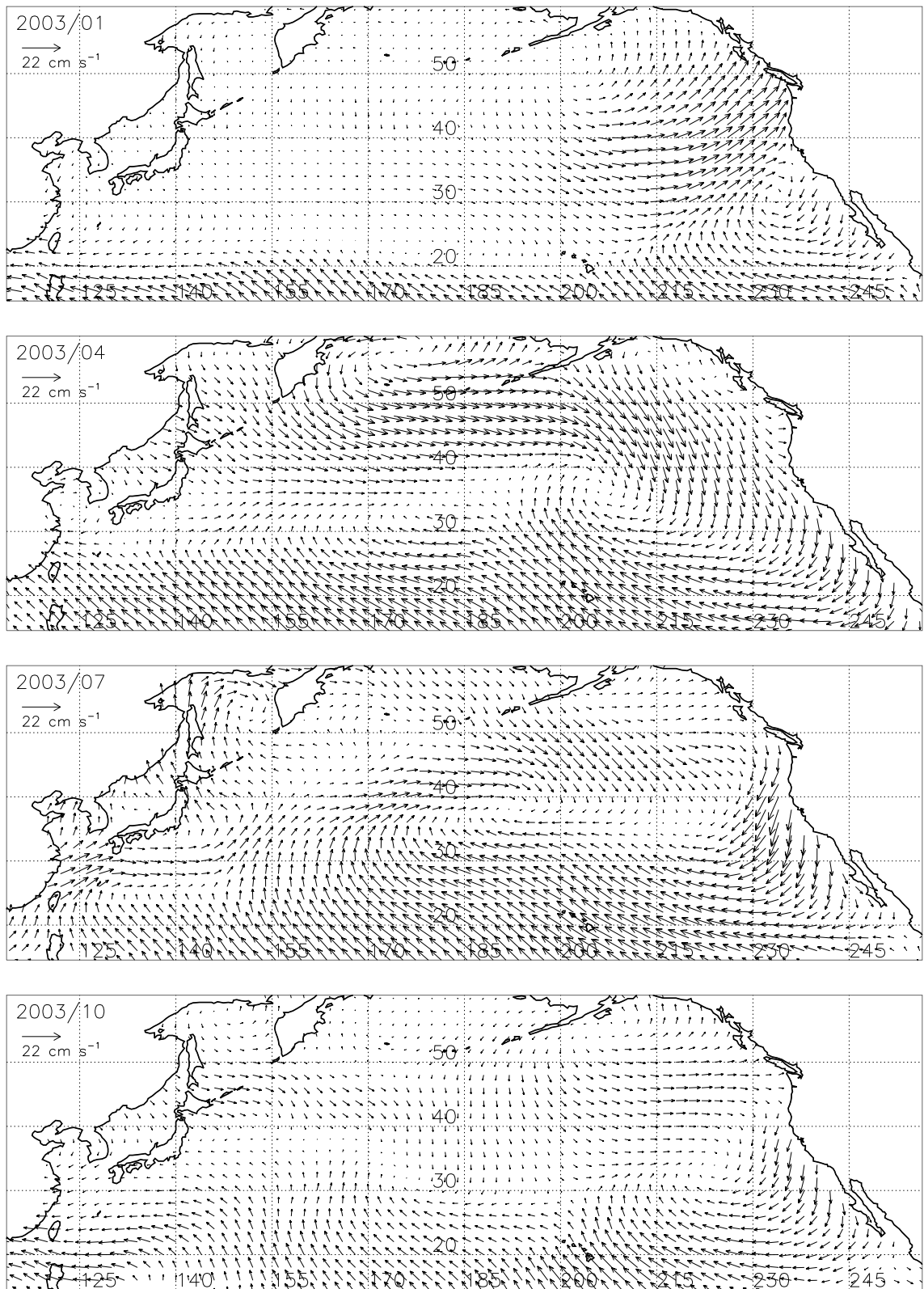


図 4.48 図 4.46 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

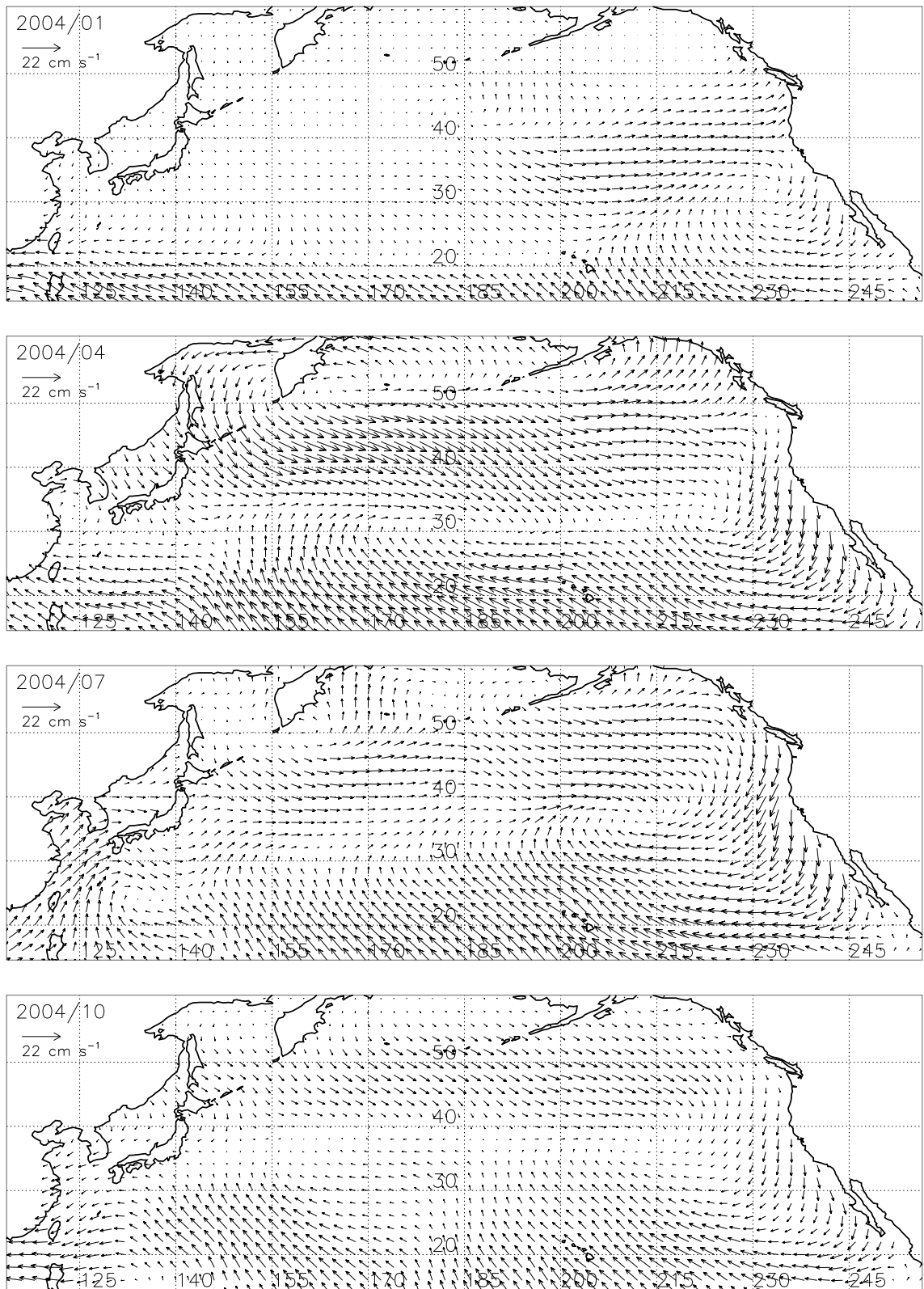


図 4.49 図 4.46 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

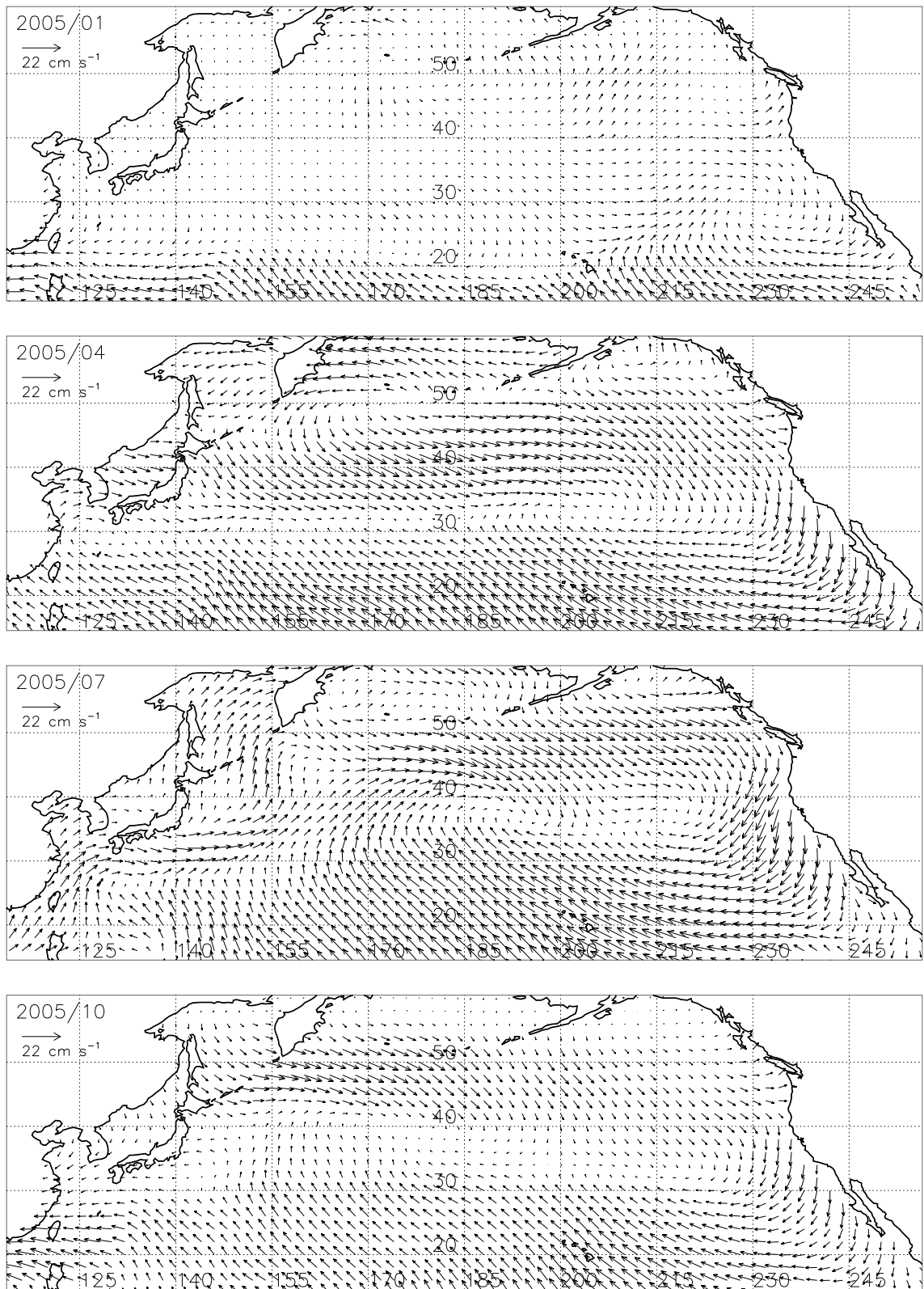


図 4.50 図 4.46 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

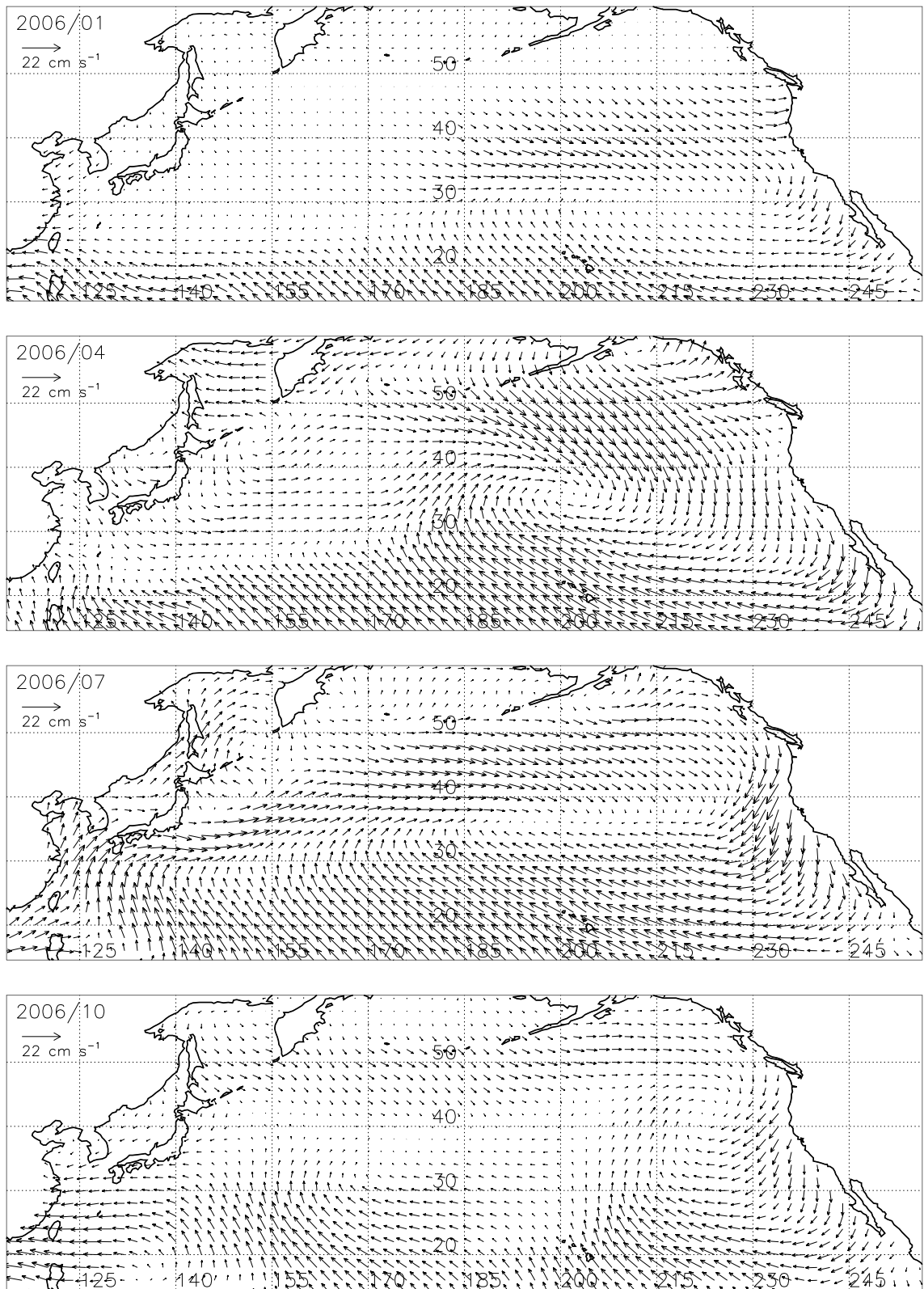


図 4.51 図 4.46 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

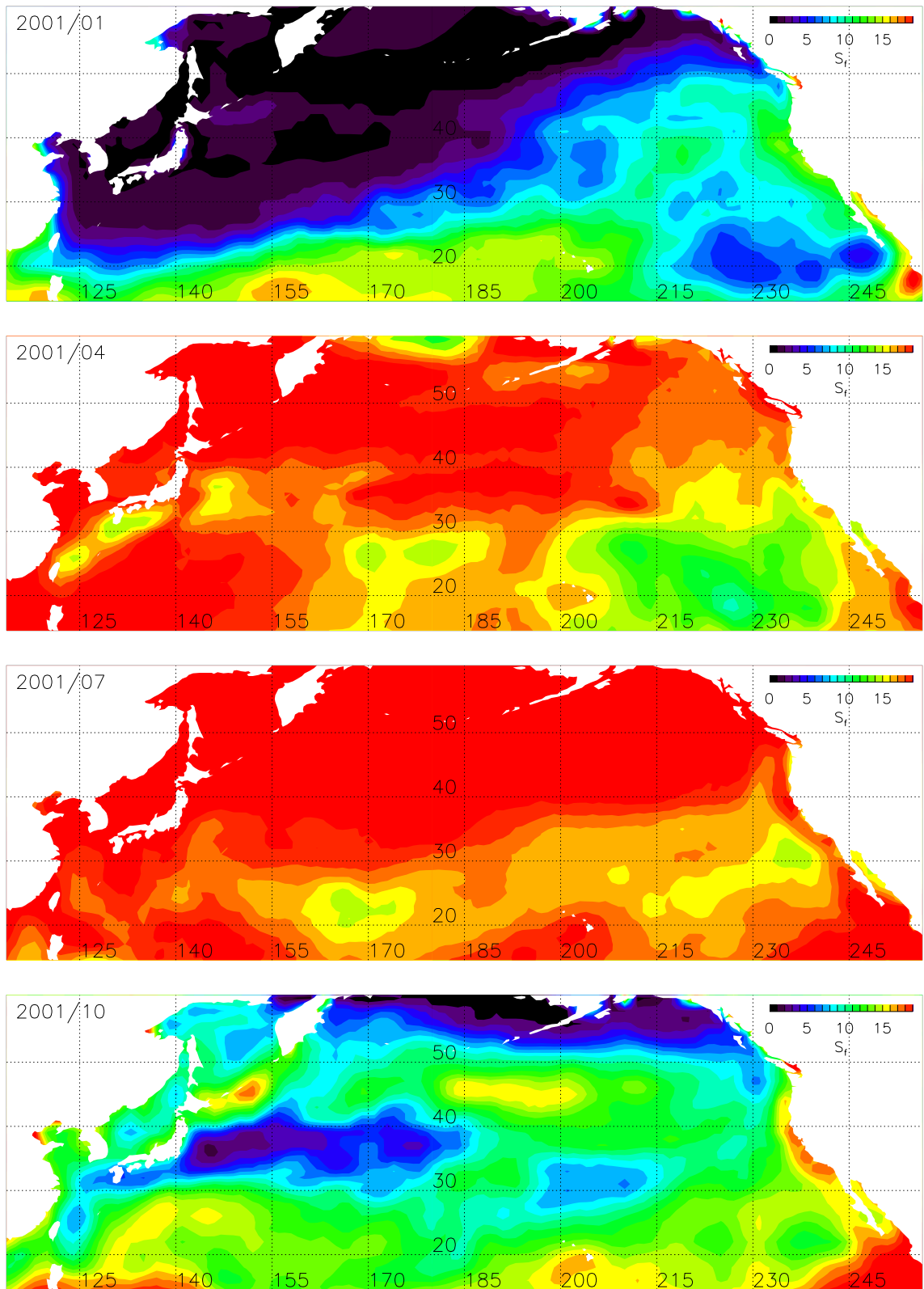


図 4.52 2001 年における各季節毎の北太平洋上の  $S_f$  . 各図の左上に年 / 月を示す .

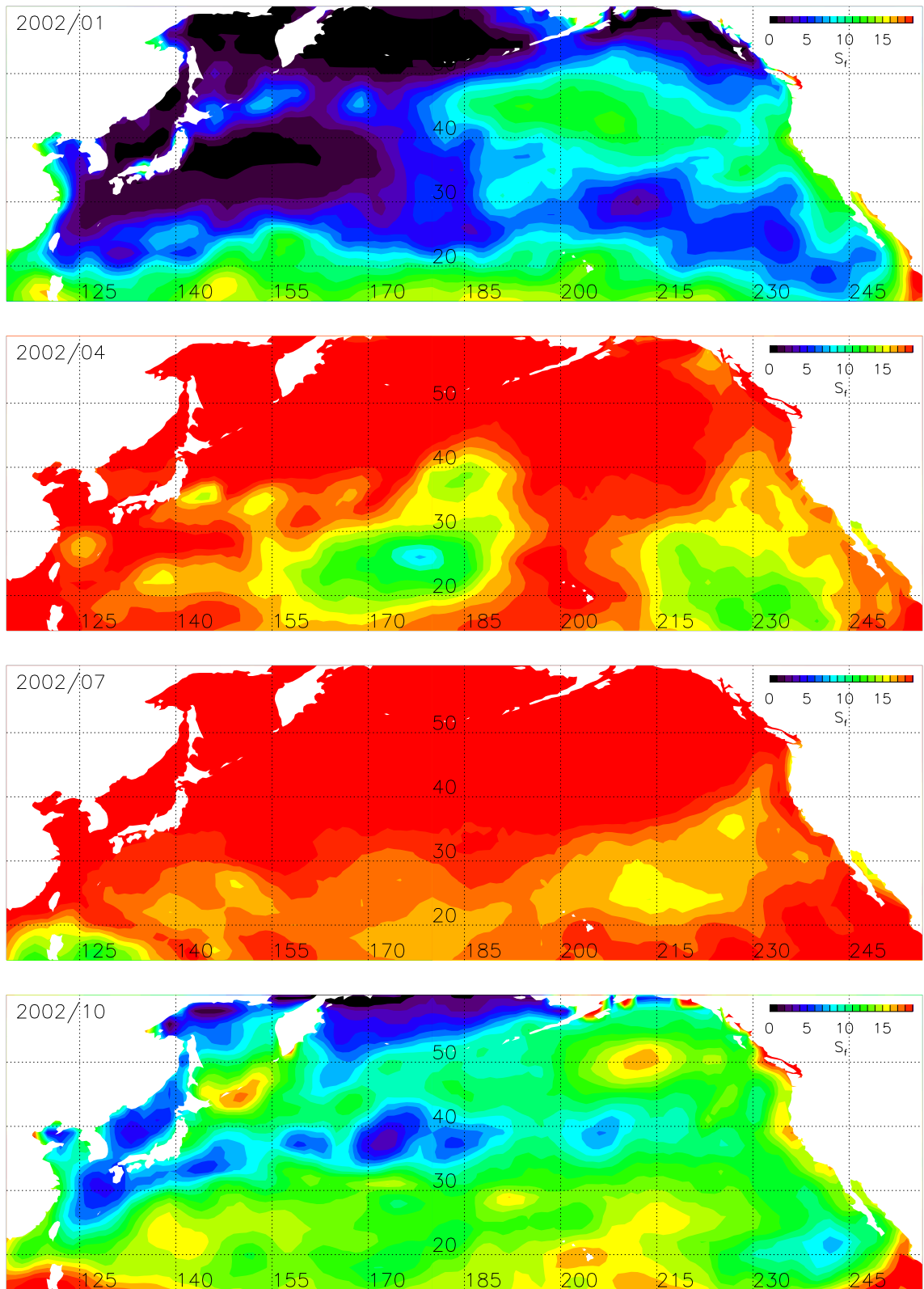


図 4.53 図 4.52 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

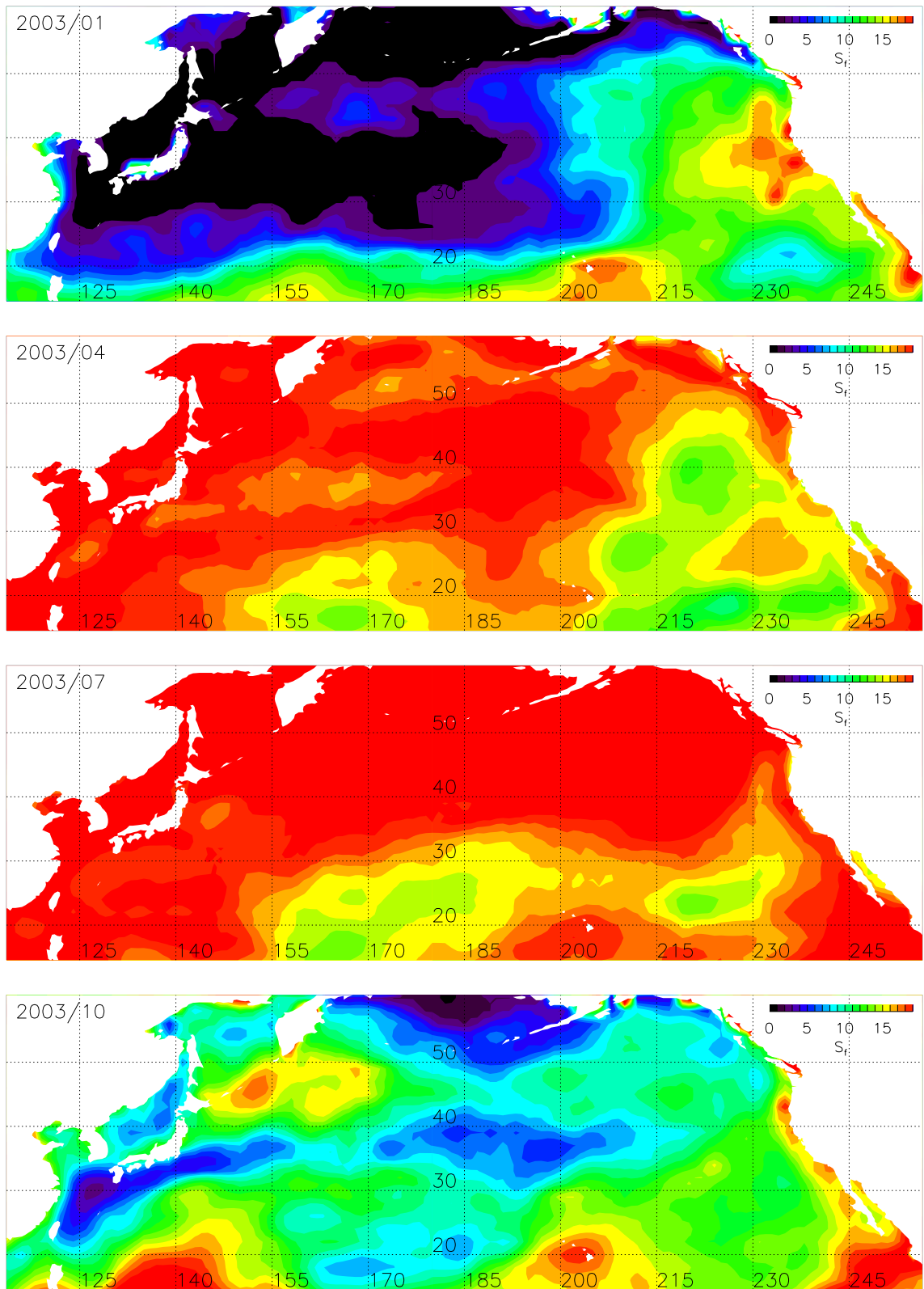


図 4.54 図 4.52 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

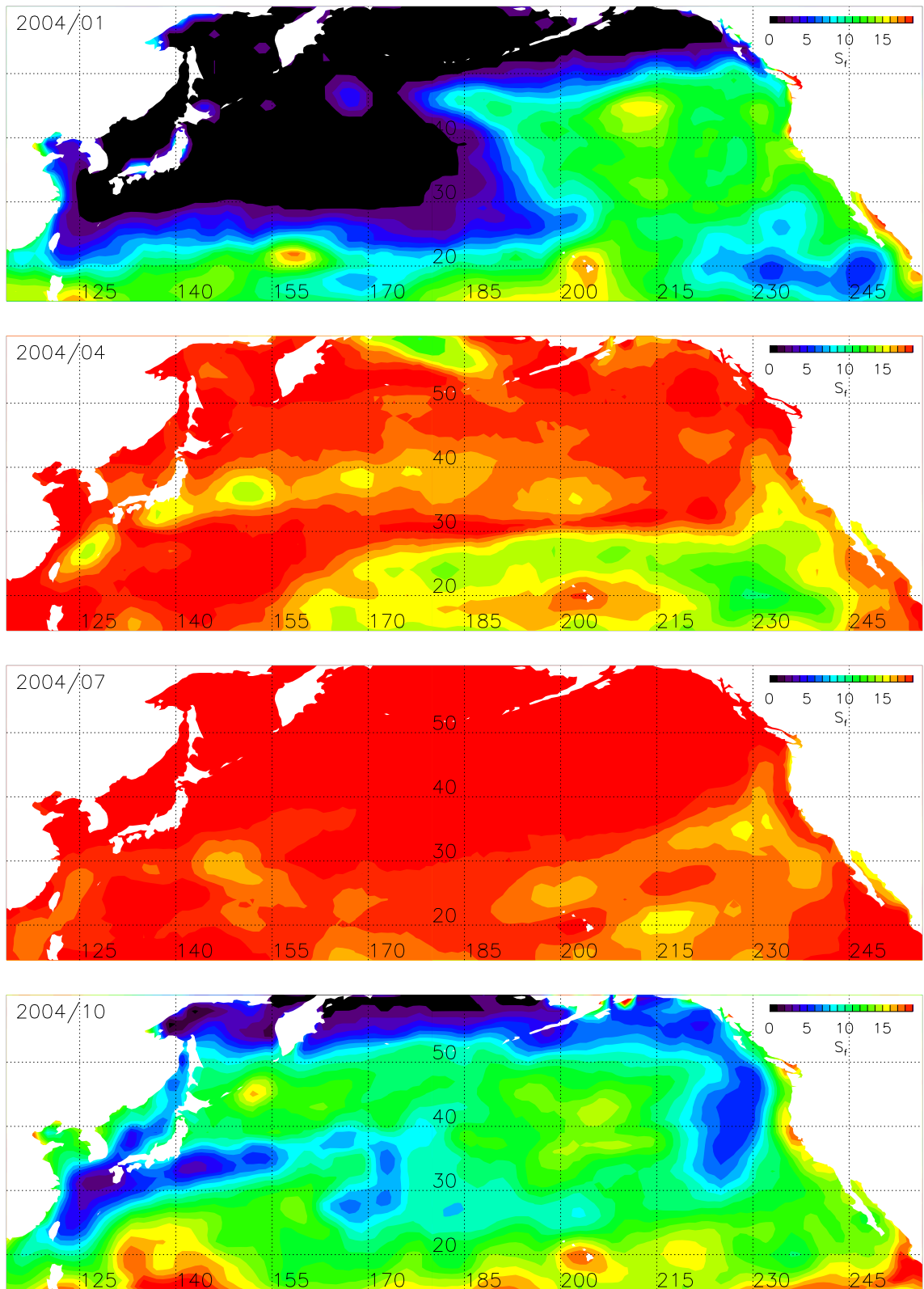


図 4.55 図 4.52 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

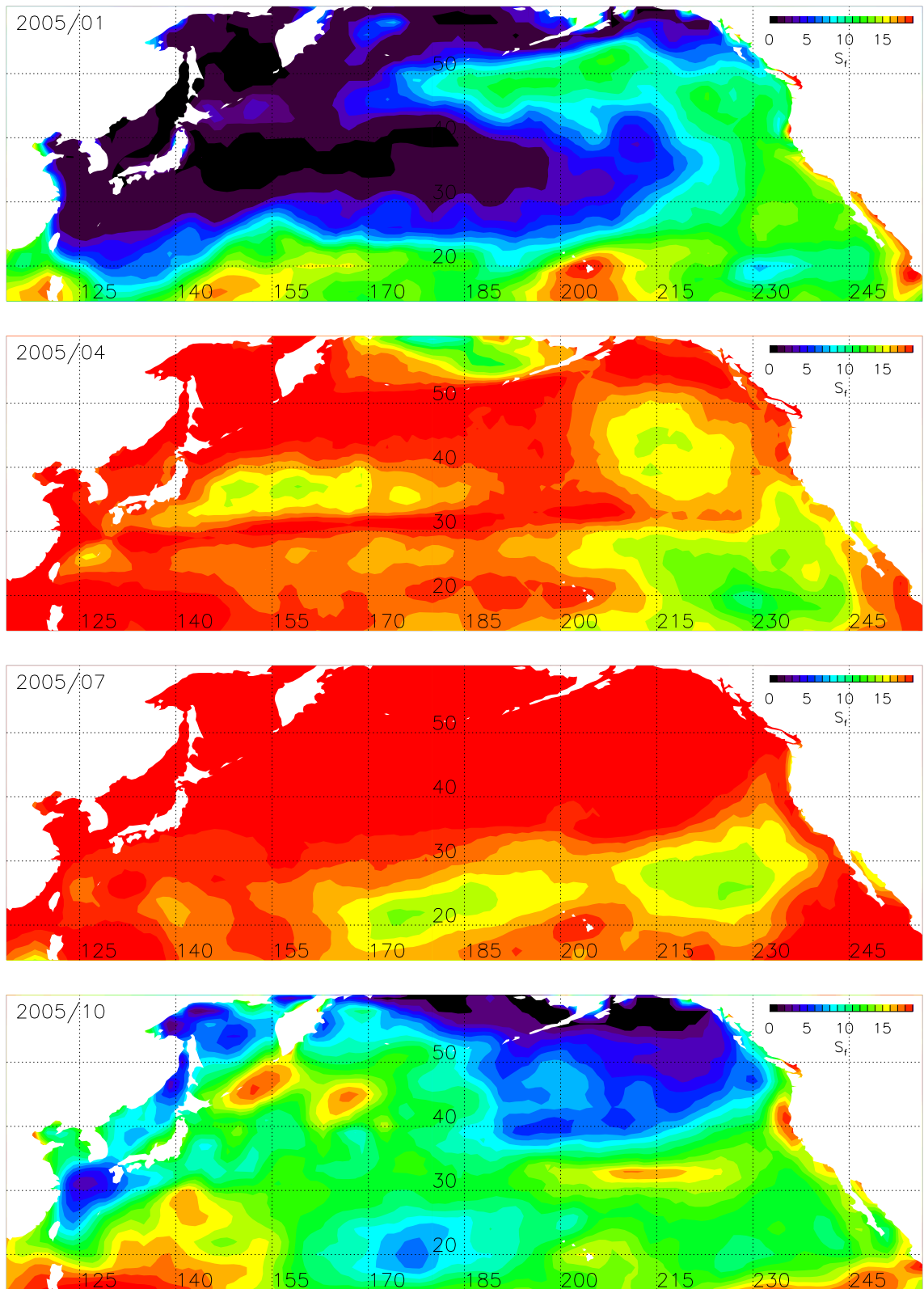


図 4.56 図 4.52 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

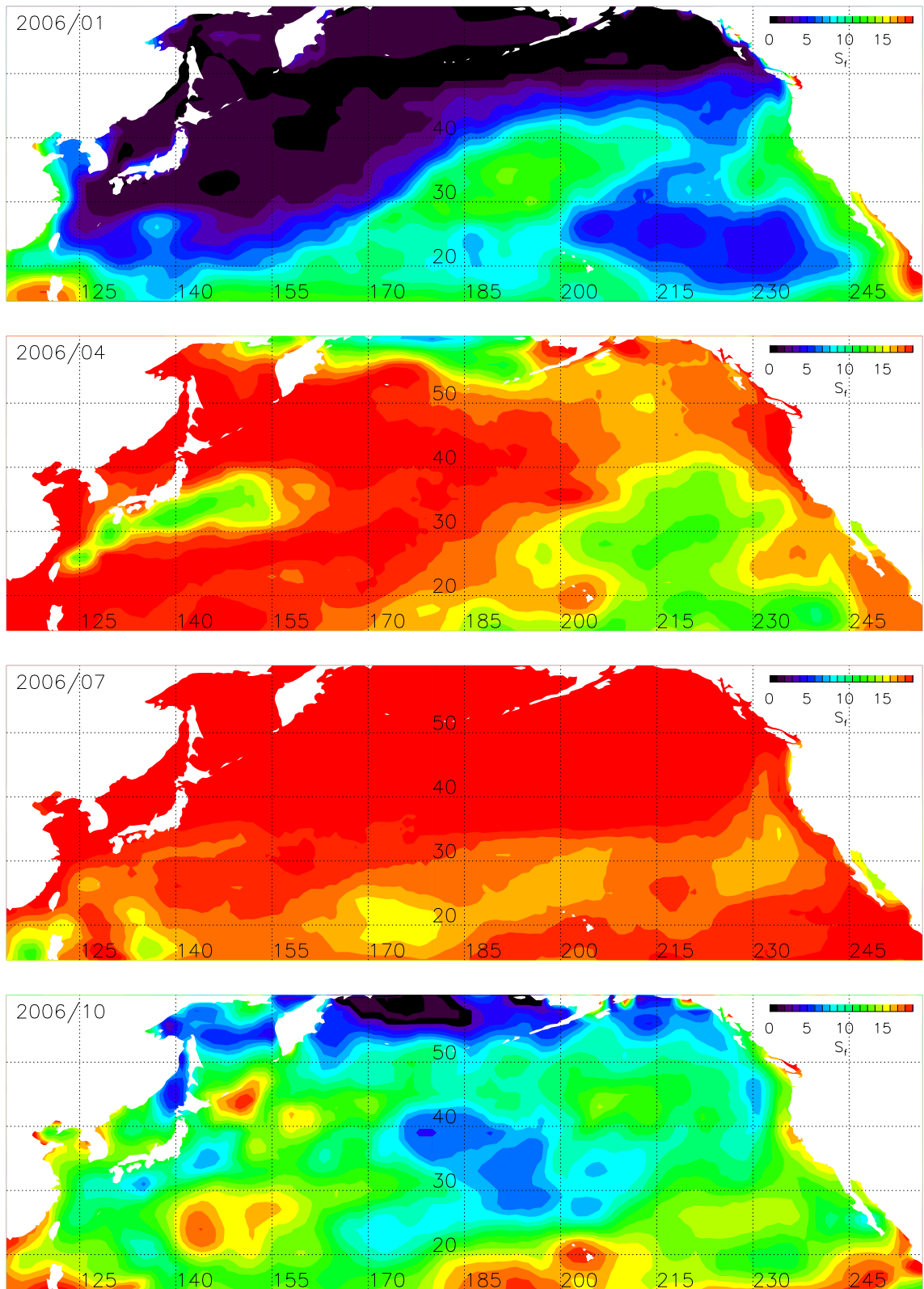


図 4.57 図 4.52 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

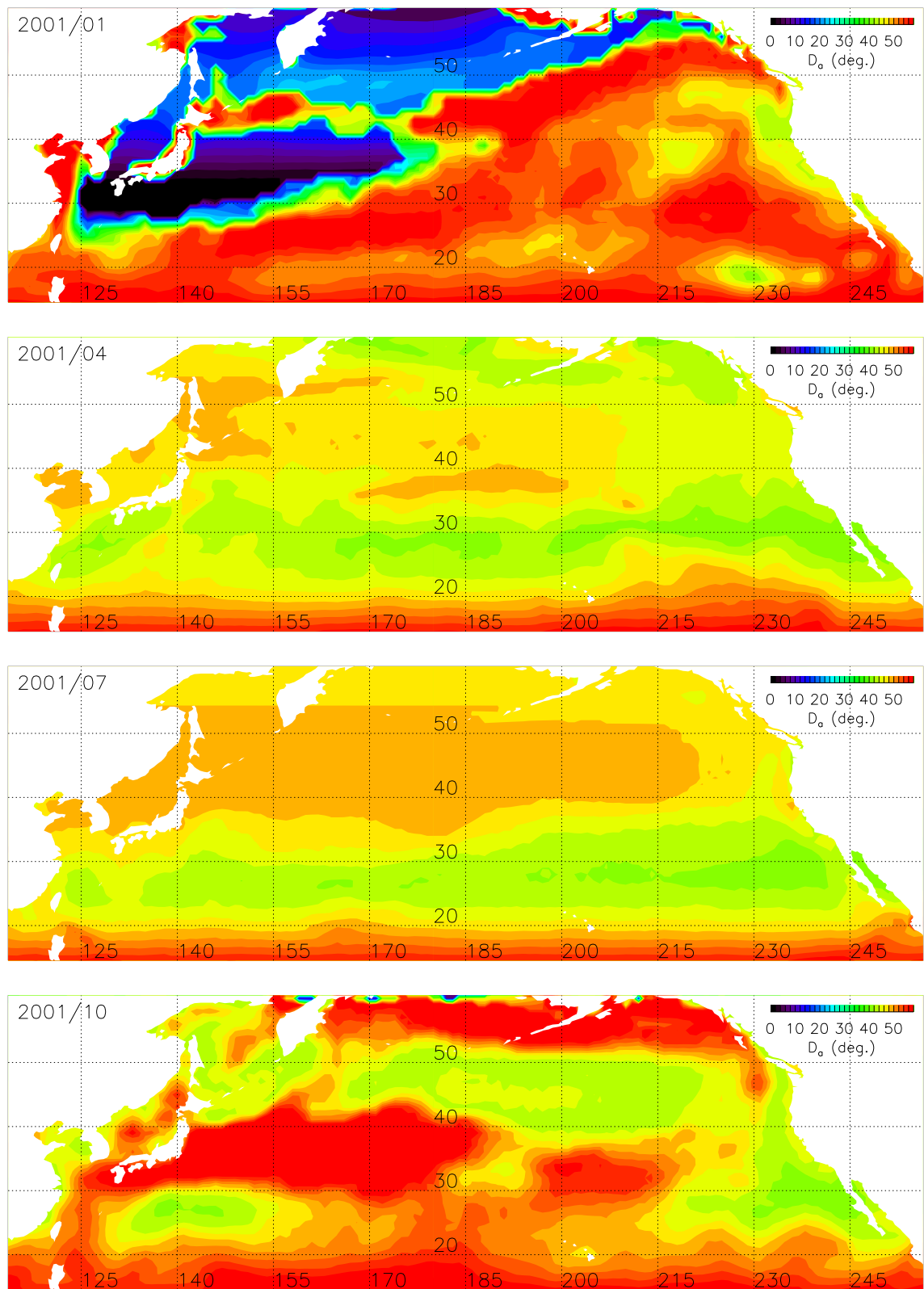


図 4.58 2001 年における各季節毎の北太平洋上の  $D_a$  . 各図の左上に年 / 月を示す .

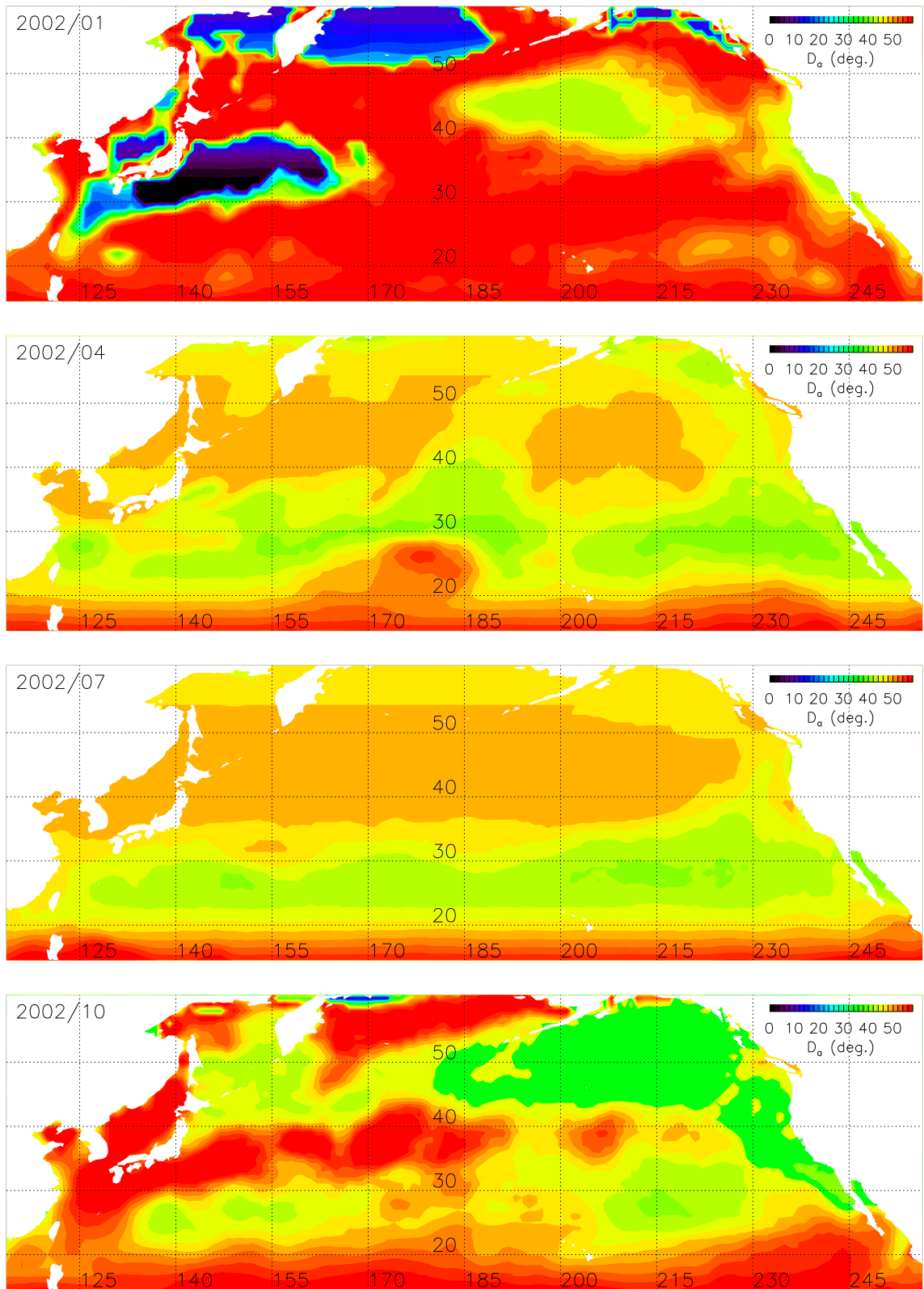


図 4.59 図 4.58 と同様 . ただし , 2002 年の場合 .

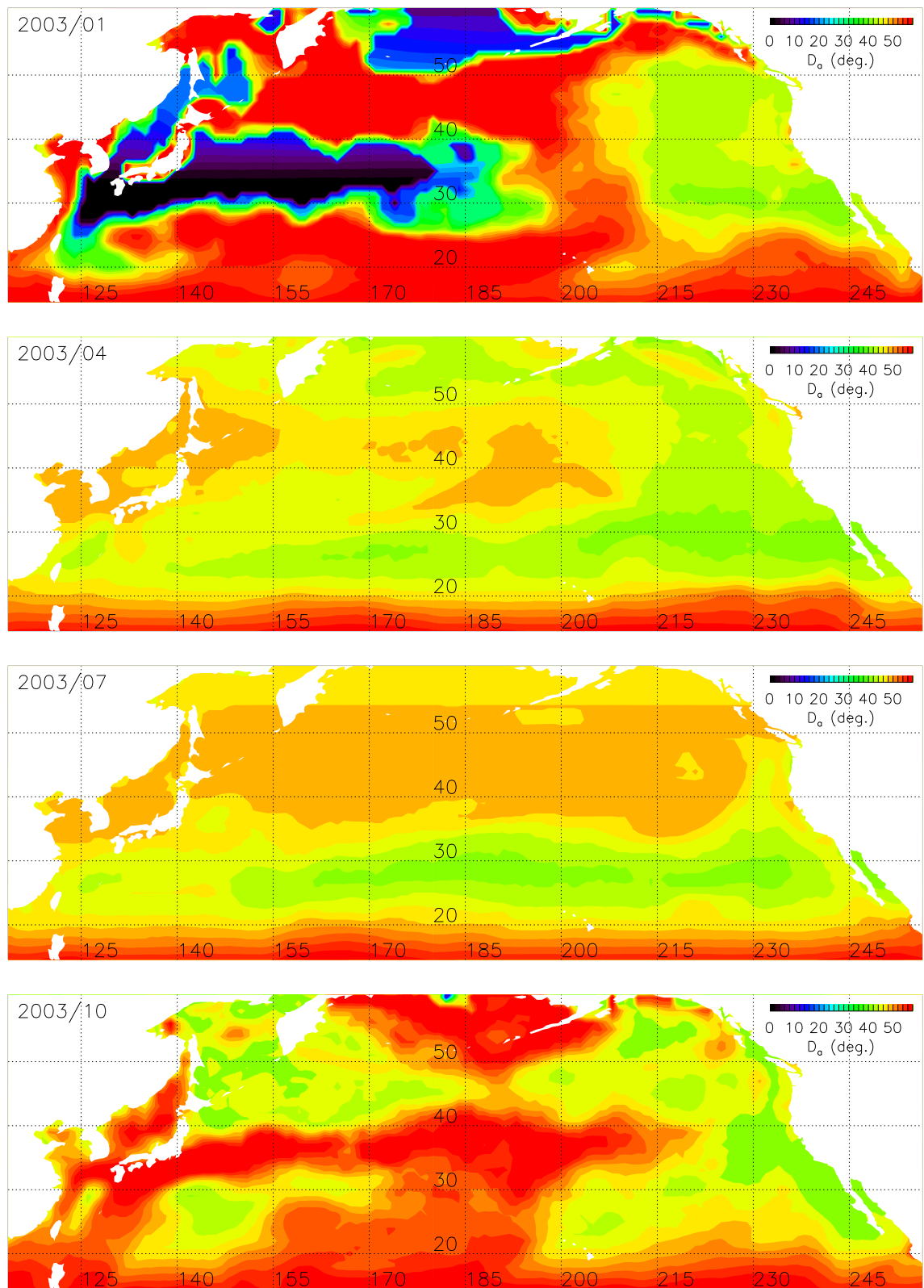


図 4.60 図 4.58 と同様 . ただし , 2003 年の場合 .

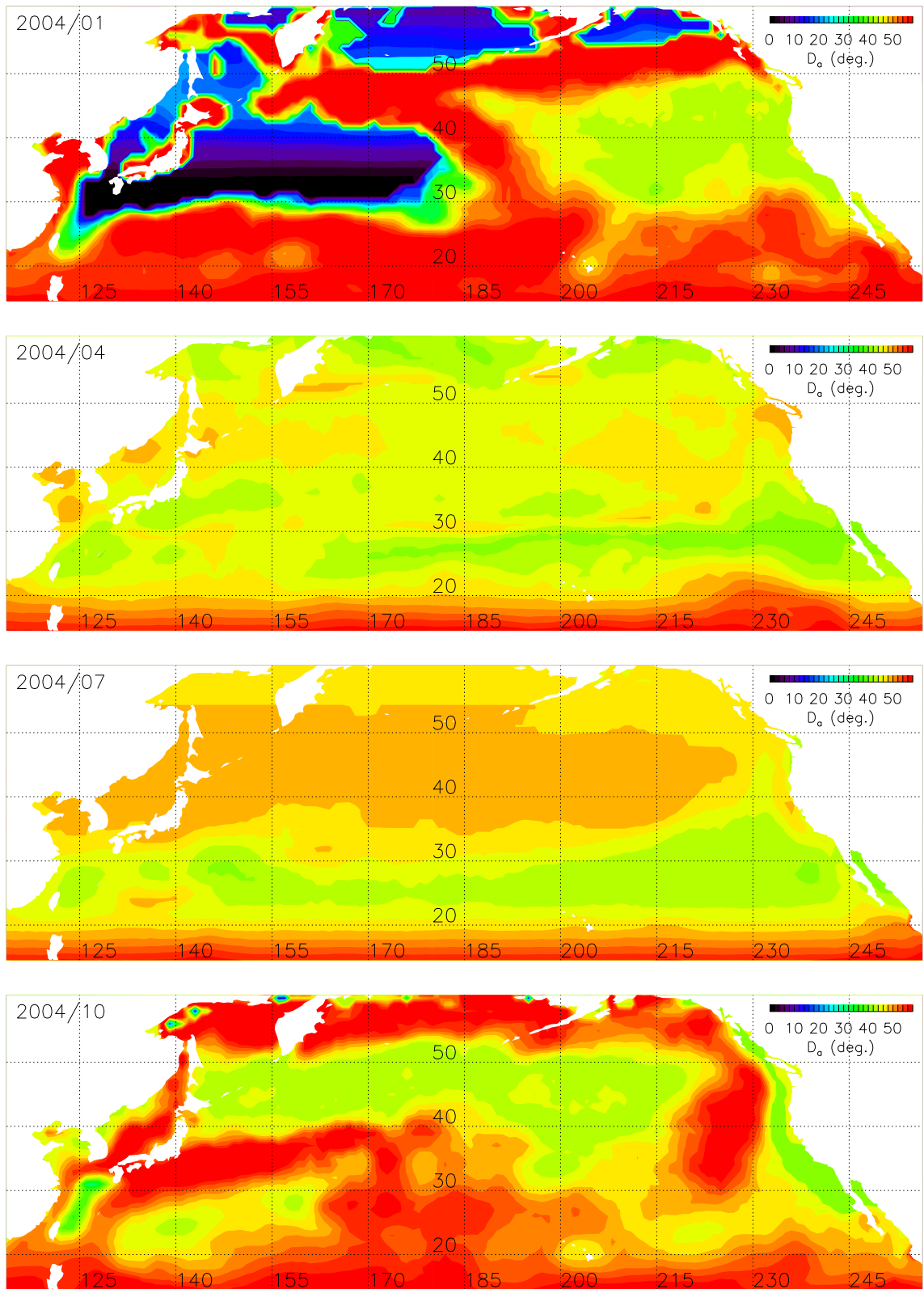


図 4.61 図 4.58 と同様 . ただし , 2004 年の場合 .

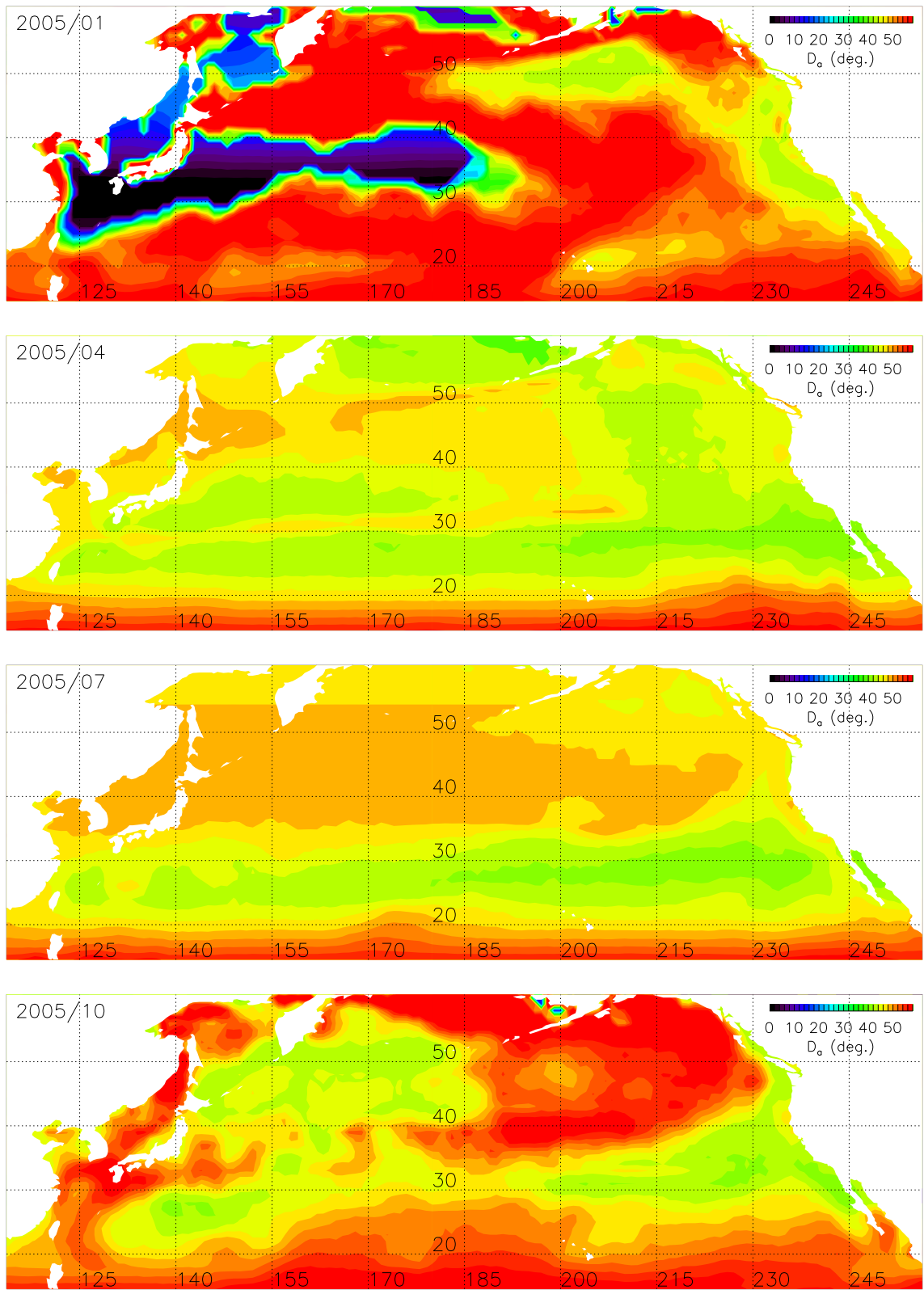


図 4.62 図 4.58 と同様 . ただし , 2005 年の場合 .

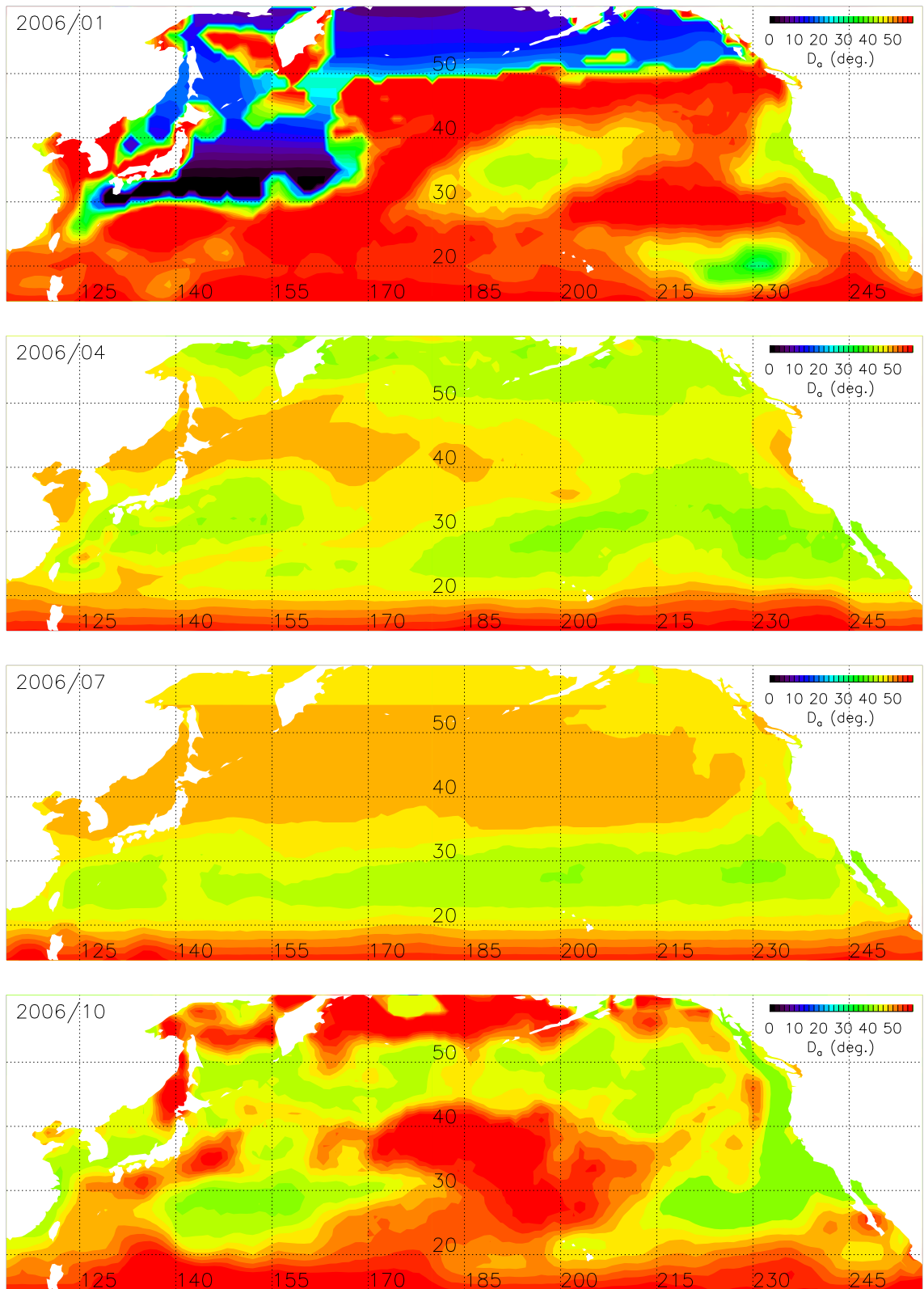


図 4.63 図 4.58 と同様 . ただし , 2006 年の場合 .

## 4.4 粒子追跡実験結果

### 4.4.1 粒子密度

北太平洋上全体の粒子について、その振る舞いを調べるため、“粒子密度”を定義する。これはある点を中心として緯度経度方向に幅  $5^\circ \times 5^\circ$  の範囲を考える。その範囲内に存在する粒子数を計算し、その時刻での海洋内の最大値で規格化したものを粒子密度と定義する。従って、粒子が初期配置されたときの粒子密度は全領域で 1 となる。本小節ではこの粒子密度に注目して粒子の時間変化を追っていく。

図 4.64、図 4.65 及び図 4.66 には第 4.1 節で示した 3 つの異なる吹送流 ( $U_{ET}$ ,  $U_{STD}$  及び  $U_{DC}$ ) から計算した表層流を用いて粒子追跡実験 (今後、それぞれを実験 *ET*, 実験 *STD* 及び実験 *DC* と呼ぶ) を行った結果を示す。粒子は 2000 年 1 月 1 日に海洋上  $1^\circ \times 1^\circ$  間隔で放流される。

実験 *ET* では放流から半年後 (2000 年 7 月 1 日), 緯度  $30^\circ$  付近に高密度帯があり, 逆に高緯度及び低緯度では低密度化している。これは偏西風及び貿易風によって生じた吹送流によって, 粒子が中緯度に集められたためである。また黒潮続流域での密度も疎であり, これは粒子が強流帯に乗って東へ輸送された結果である。さらに半年後 (2001 年 1 月 1 日), 密度分布はもっと集中的になり  $30^\circ$  付近に細い帯状の構造を持つ。ハワイ北東の緯度  $35^\circ$  経度  $217^\circ$  に極大値が存在する。その一年後 (2002 年 1 月 1 日) には帯状の構造は消え, ハワイ北東にほとんどの粒子が集中する。これは中緯度に集められた粒子は北太平洋海流や亜寒帯海流 (Tabata (1975)) によって東へ移動させられた後, 亜熱帯高気圧に駆動されるエクマン収束によって漂流物質はハワイ北東部に集積されたことを示す。この集積メカニズムは Kubota (1994) で示されたものと一致する。その後, 高密度領域はその形や位置を若干変えるもののほとんど変化しない。最終的な高密度領域は密度が 1 を中心とし, 密度が 0.1 までの距離が約 3 度の円形となる (2003 年 7 月 1 日 ~ 2006 年 1 月 1 日)。実験 *STD* と実験 *DC* に関しても, その収束メカニズムは同様であり, 最終的な収束場所に大きな変化はない。しかし, 実験 *STD* については最終的な高密度領域の範囲が他の二つと比較して広い。すなわち, 他の実験に比べ粒子が集中していない。ハワイ北東

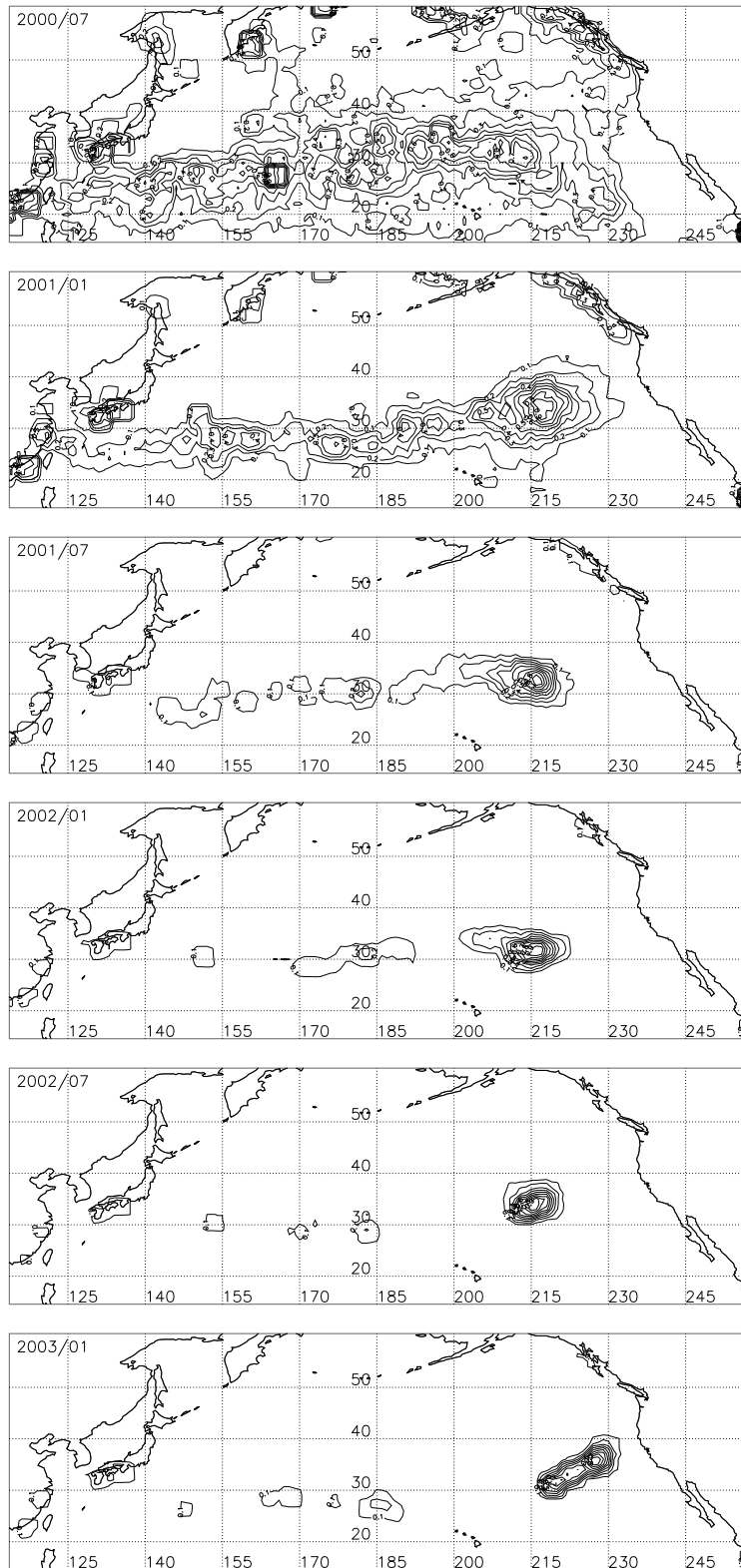


図 4.64 実験 *ET* における粒子密度の時間変化．粒子放流日（2000 年 1 月 1 日）後，一年毎の粒子密度を示す．等値線は 0.1 毎に表示している．

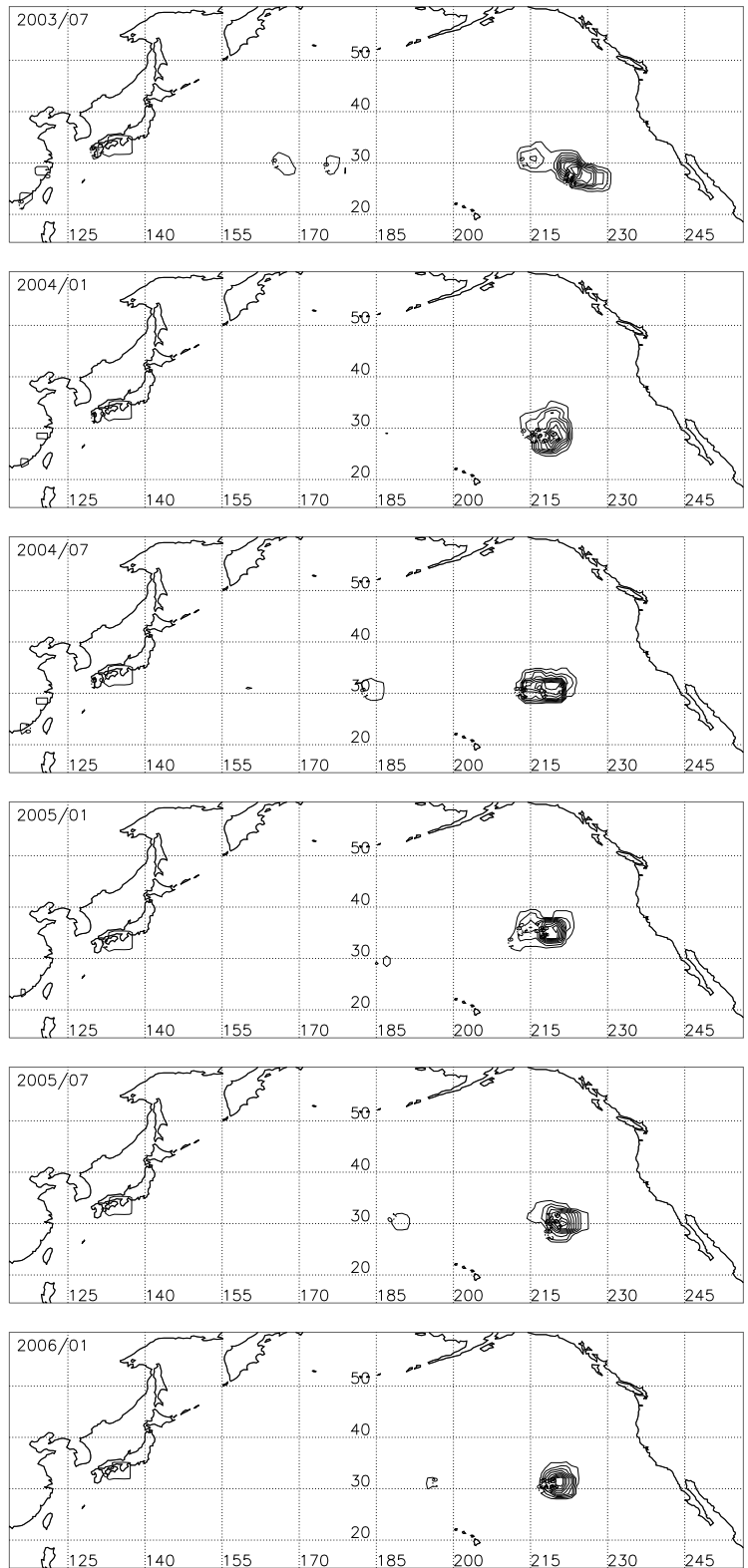


図 4.64 続き .

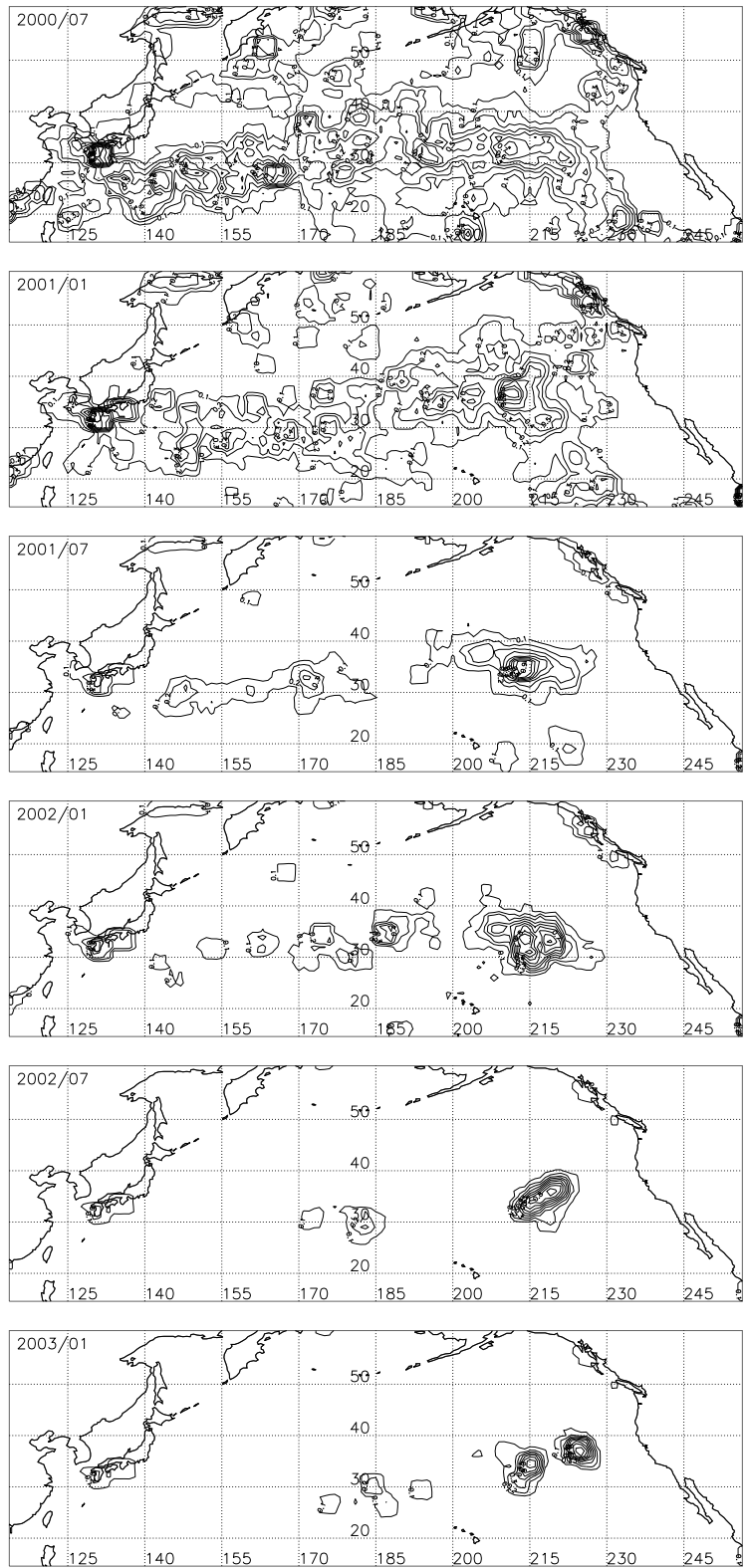


図 4.65 図 4.64 と同様 . ただし , 実験 STD の場合 .

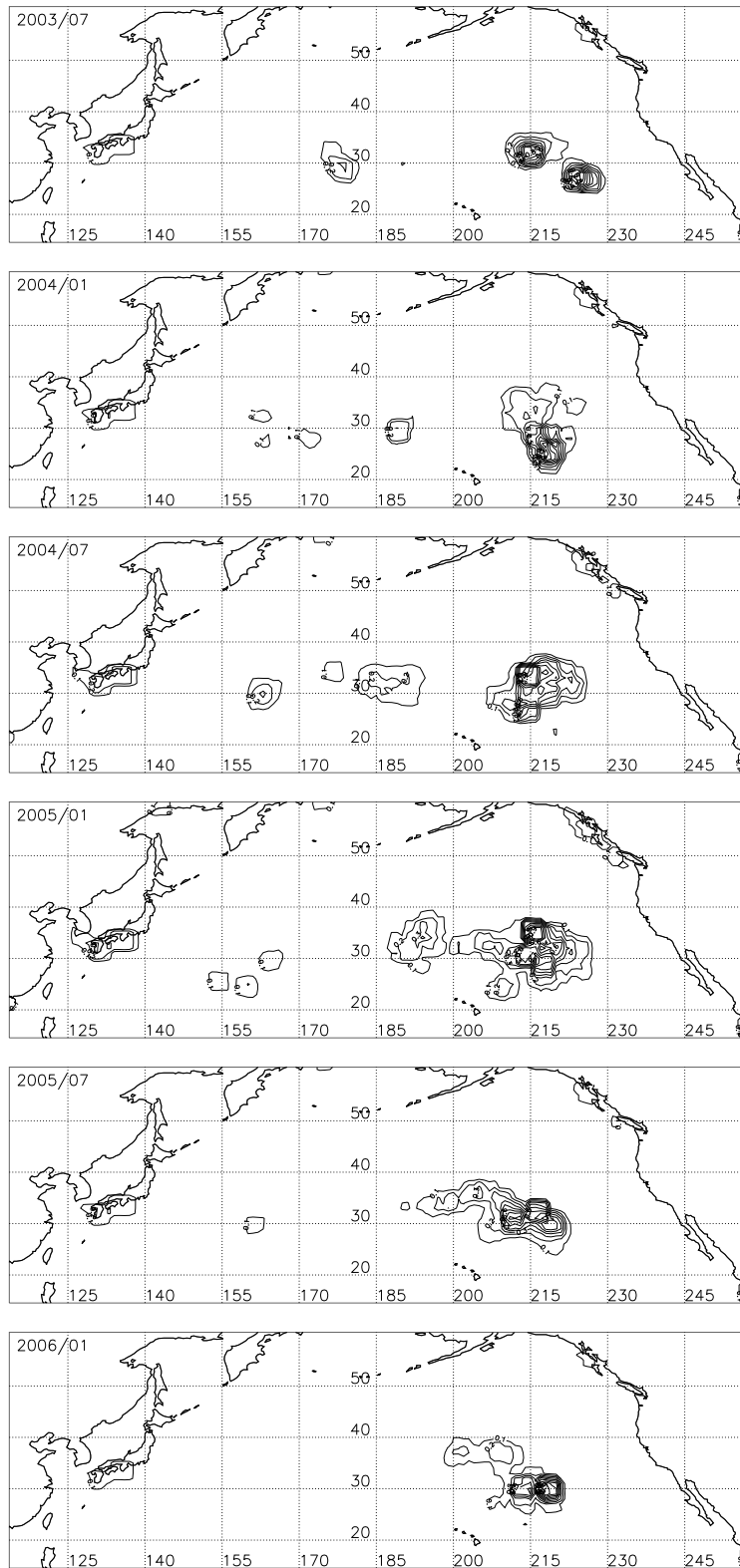


図 4.65 続き .

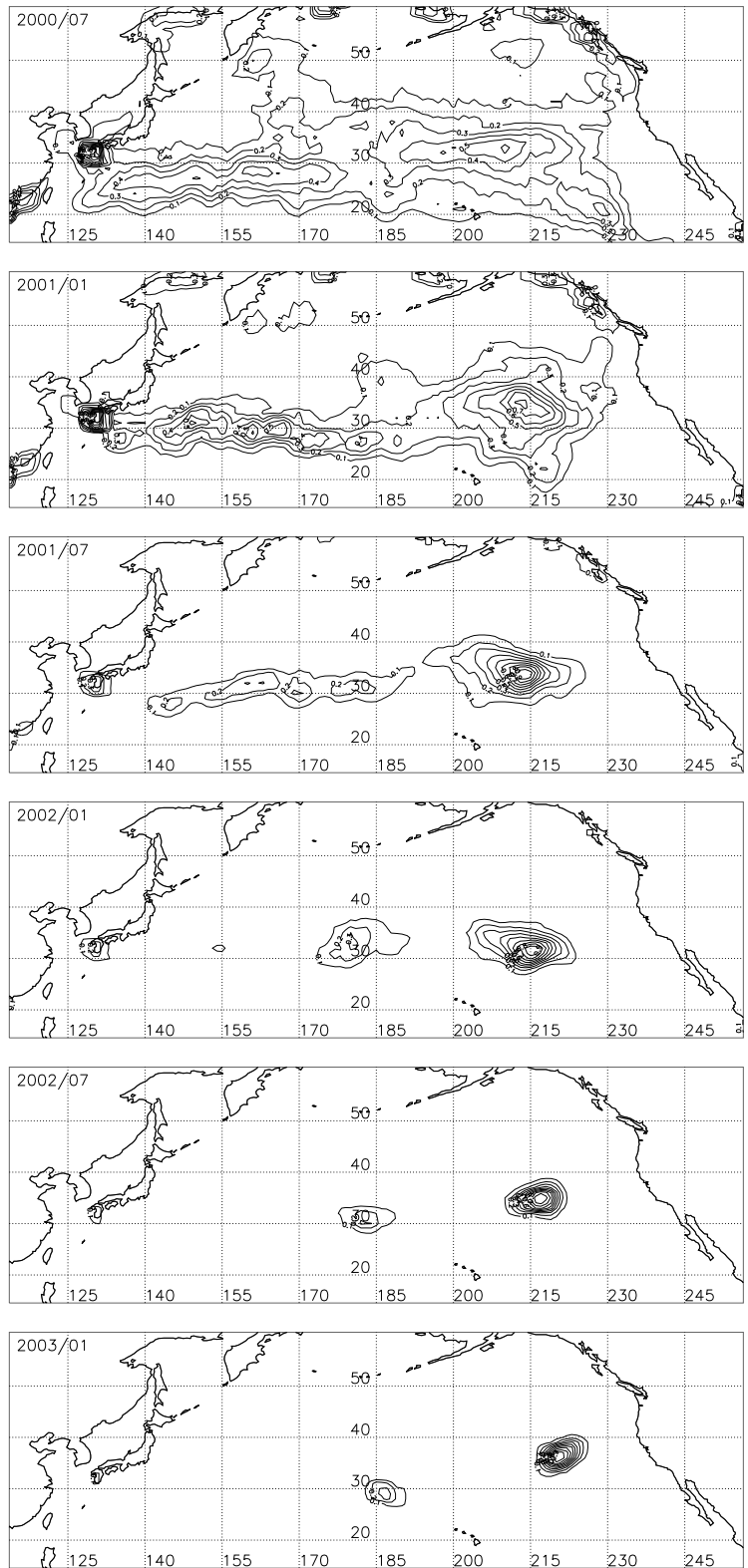


図 4.66 図 4.64 と同様 . ただし , 実験 DC の場合 .

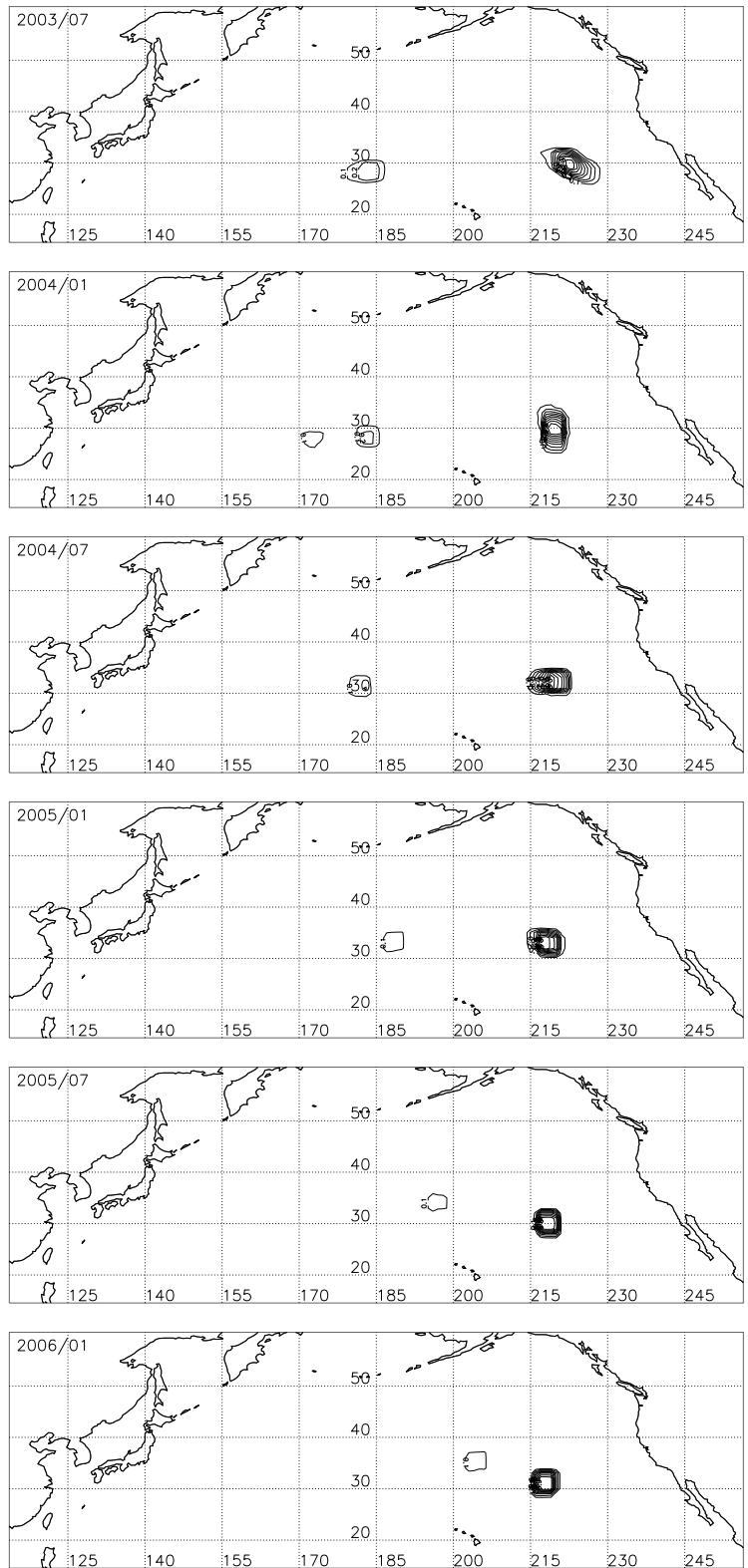


図 4.66 続き .

部への粒子の集積は吹送流の収束によって行われる．実験 *STD* における冬季吹送流の流速は非常に弱く粒子を集積させることができない（第 4.3.2 小節）．上記の例では 2000 年 1 月 1 日（冬季）に粒子が放流された例であったが，異なる時期に粒子を放流しても収束メカニズムや高密度領域の特徴に変化はない．図 4.67～図 4.69 は 2000 年 7 月 1 日（夏季）に粒子を放流したときの例である．

#### 4.4.2 移動距離と移動方位

前節では粒子全体の大まかな振る舞いを長期間（数年間）に渡って見た．ここでは比較的短期間（1 年後）での粒子の挙動について調べる．個々の粒子が初期配置された位置から 1 年後にどの場所にあるかを測るため，粒子の移動距離（ $M_R$ ）及び移動方位（ $M_\Theta$ ）を定義する．これは 1 年後の粒子位置について初期位置から見た距離及び方位を球座標上で示したものであり，以下のように表せる．

$$M_R = R_e \arccos (\cos \Psi_1 \cos \Psi_2 \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 + \cos \Psi_1 \cos \Psi_2 \sin \Theta_1 \sin \Theta_2 + \sin \Psi_1 \sin \Psi_2),$$

$$M_\Theta = \arctan \left( \frac{\cos \Psi_2 \sin (\Theta_2 - \Theta_1)}{\cos \Psi_1 \sin \Psi_2 - \sin \Psi_1 \cos \Psi_2 \cos (\Theta_2 - \Theta_1)} \right),$$

添字の 1, 2 はそれぞれ初期位置及び 1 年後の粒子の位置を表す．以下では冬季（12 月）と夏季（6 月）に粒子を初期配置し，それぞれの  $M_R$ ,  $M_\Theta$  を求める．図 4.70, 図 4.71 は実験 *ET*, 実験 *STD* 及び実験 *DC* における  $M_R$  を冬季及び夏季について示す．全ての実験及び両季節において黒潮・黒潮続流域周辺で  $M_R$  が大きい．これは粒子が強流帯に乗って高速で移動したためである．また北緯 20 度以南においても貿易風によって粒子が遠くへ移動している．一方，北緯 20 度から 30 度及びハワイ北東部の粒子収束領域及び高緯度では  $M_R$  は小さい．

黒潮続流域とその周辺における  $M_R$  が大きな領域に着目する．冬季において（図 4.70），各実験間でその領域の緯度方向の幅に違いがある．緯度方向の幅が最も広いのは実験 *ET* であり，北緯 35 度から 50 度付近まで  $M_R$  が大きい．最も幅が狭いのは実験 *STD* であり，北緯 35 度付近の黒潮・黒潮続流域上で大きい．実験 *DC* での幅の広さは実験 *ET* と実験 *STD* の中間であり，実験 *STD* より広く実験 *ET* より狭い．夏季については，全て

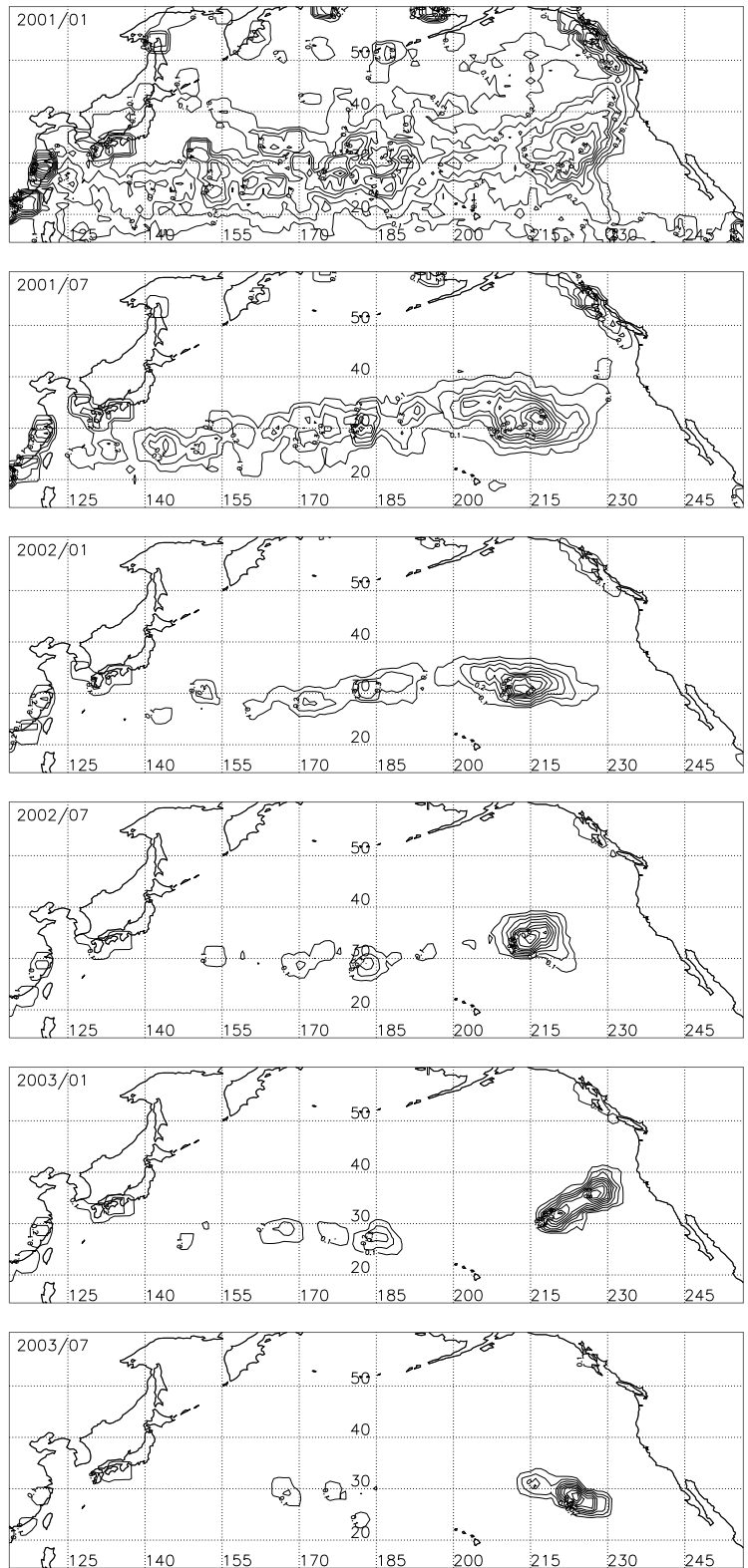


図 4.67 図 4.64 と同様 . ただし , 2000 年 7 月 1 日に粒子を放流した場合 .

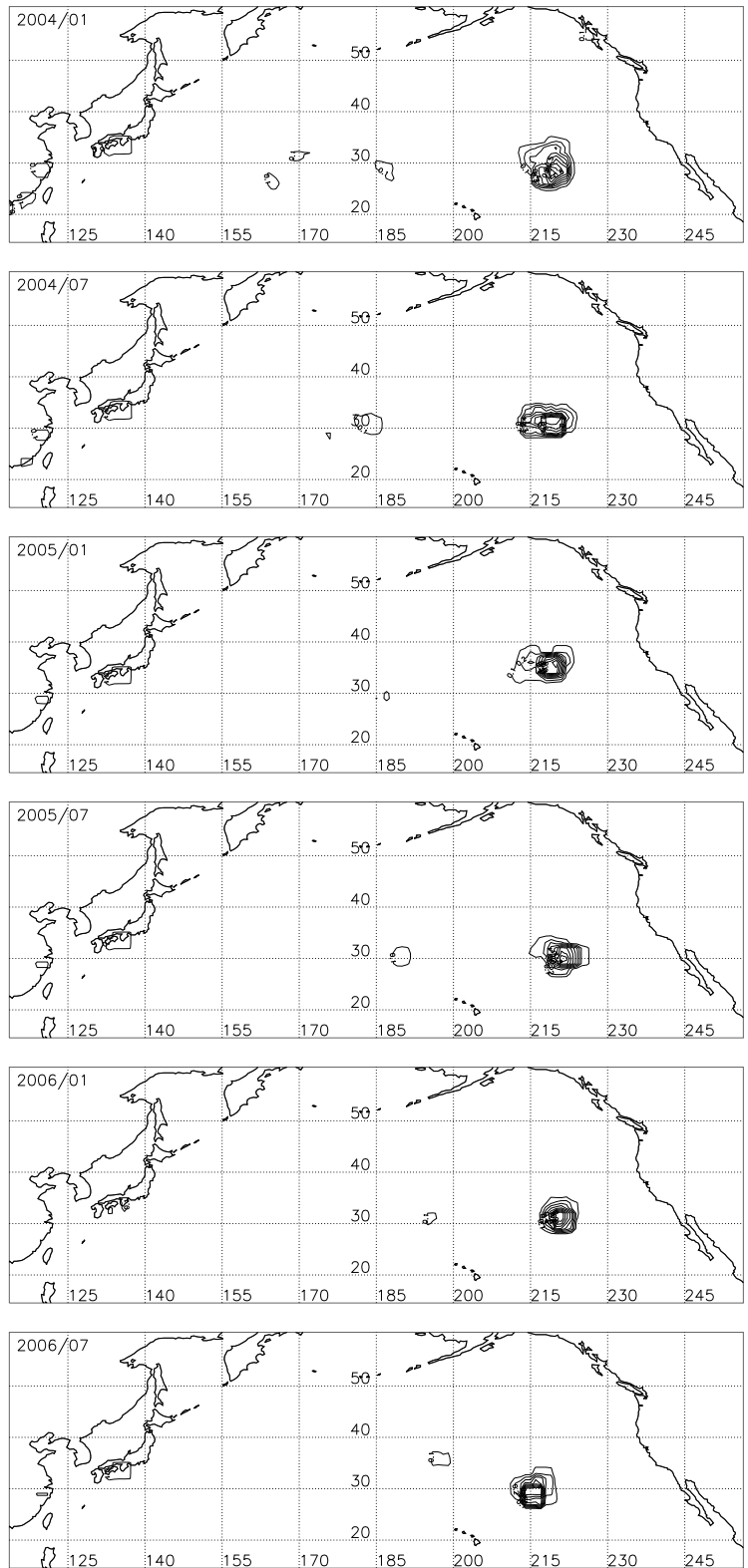


図 4.67 続き .

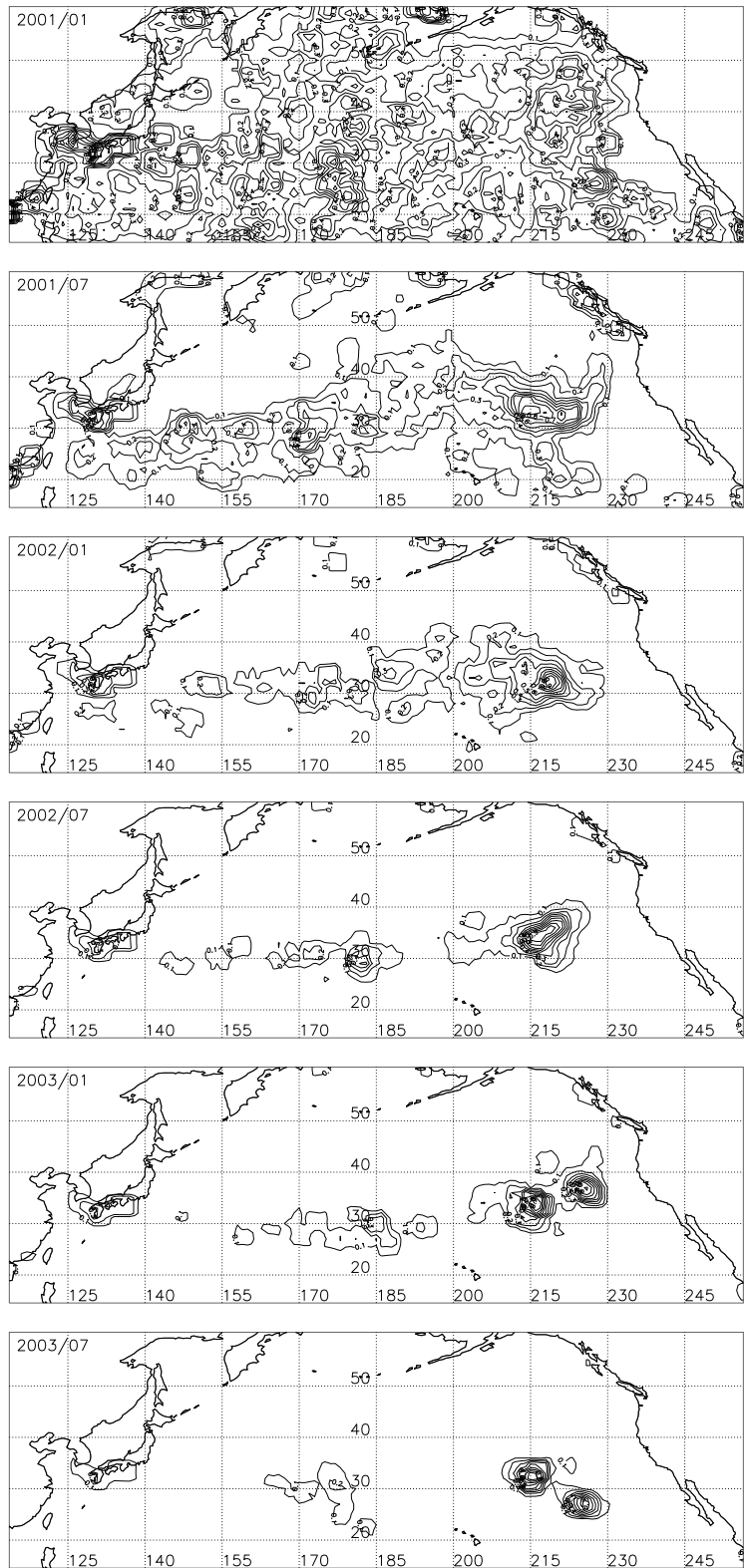


図 4.68 図 4.67 と同様 . ただし , 実験 *STD* の場合 .

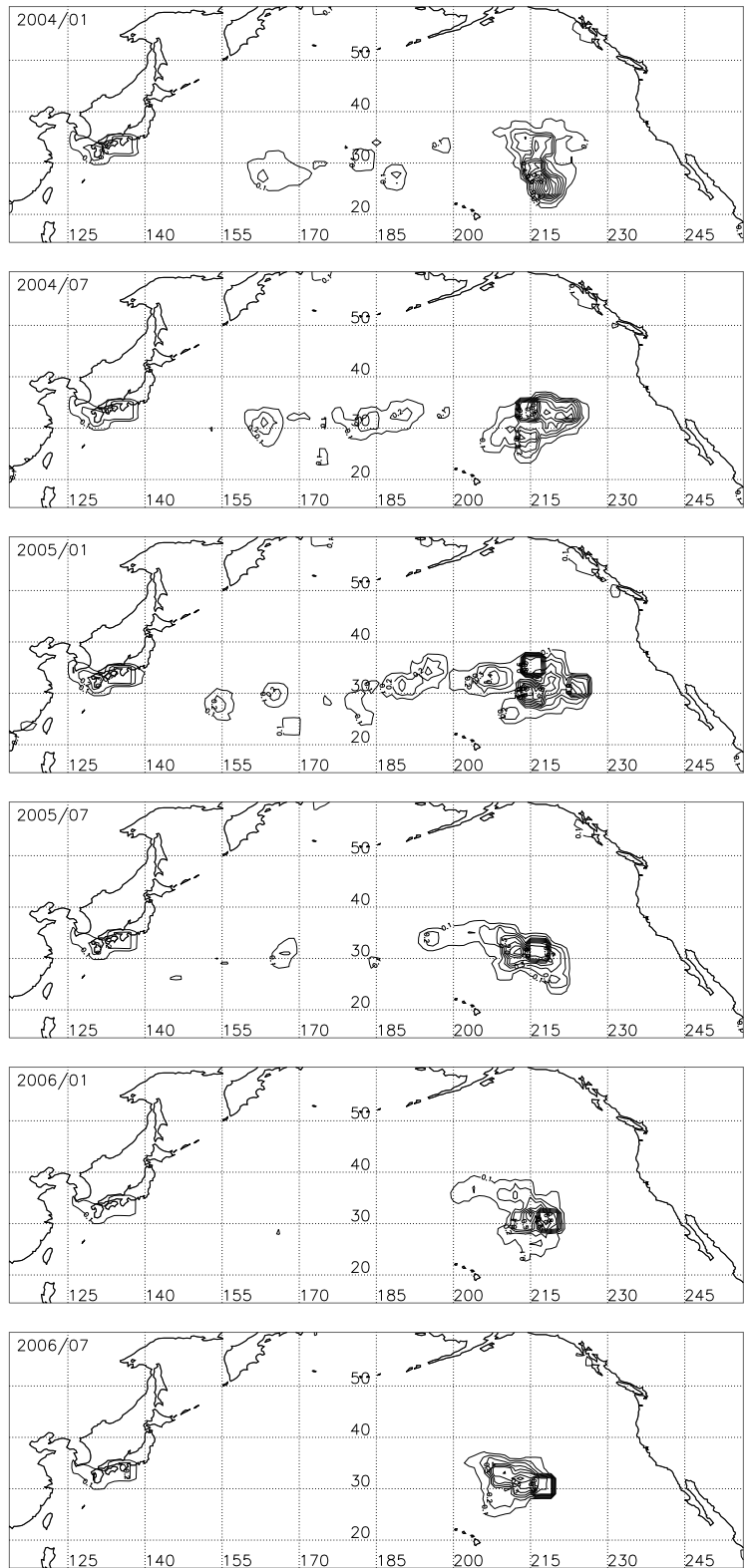


図 4.68 続き .

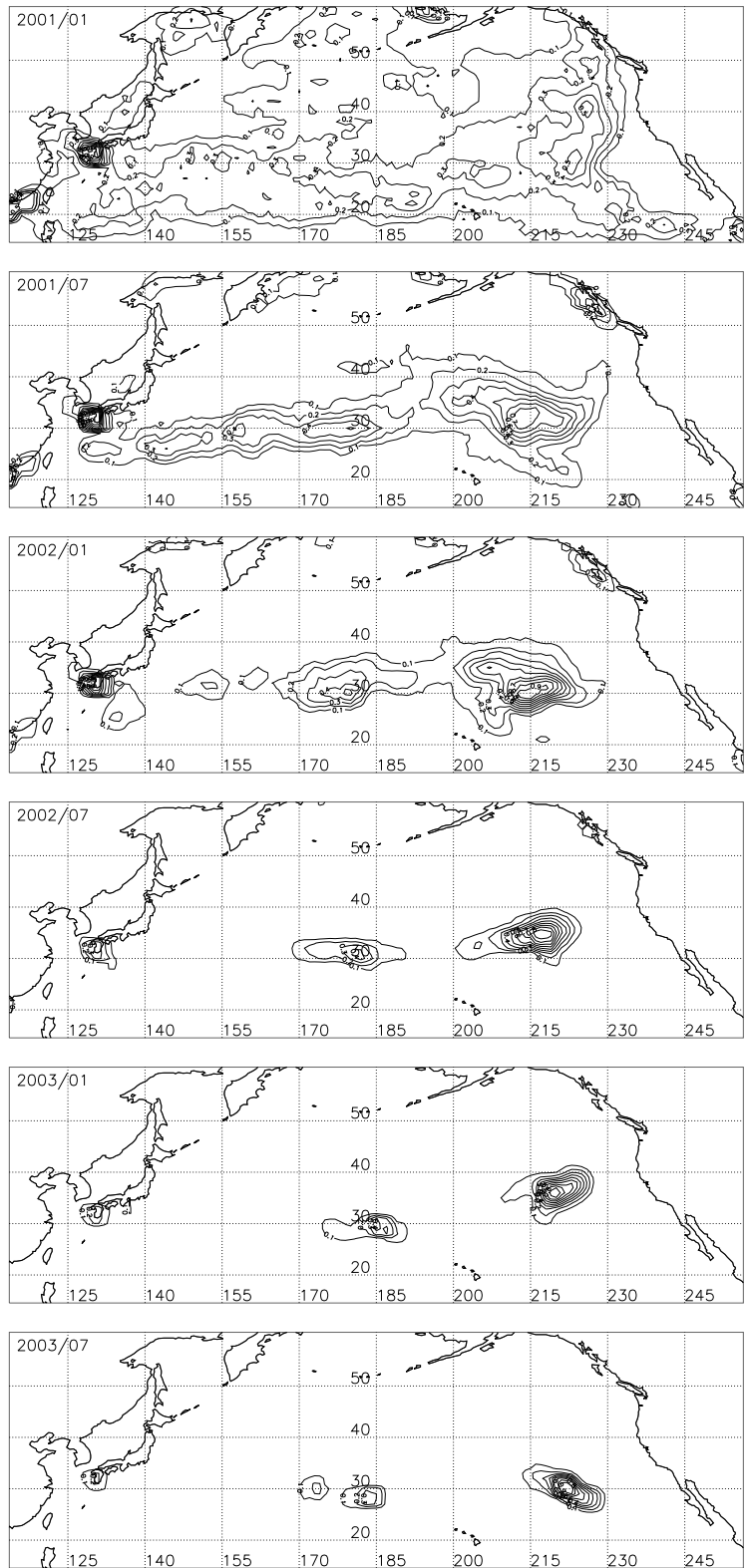


図 4.69 図 4.67 と同様 . ただし , 実験 DC の場合 .

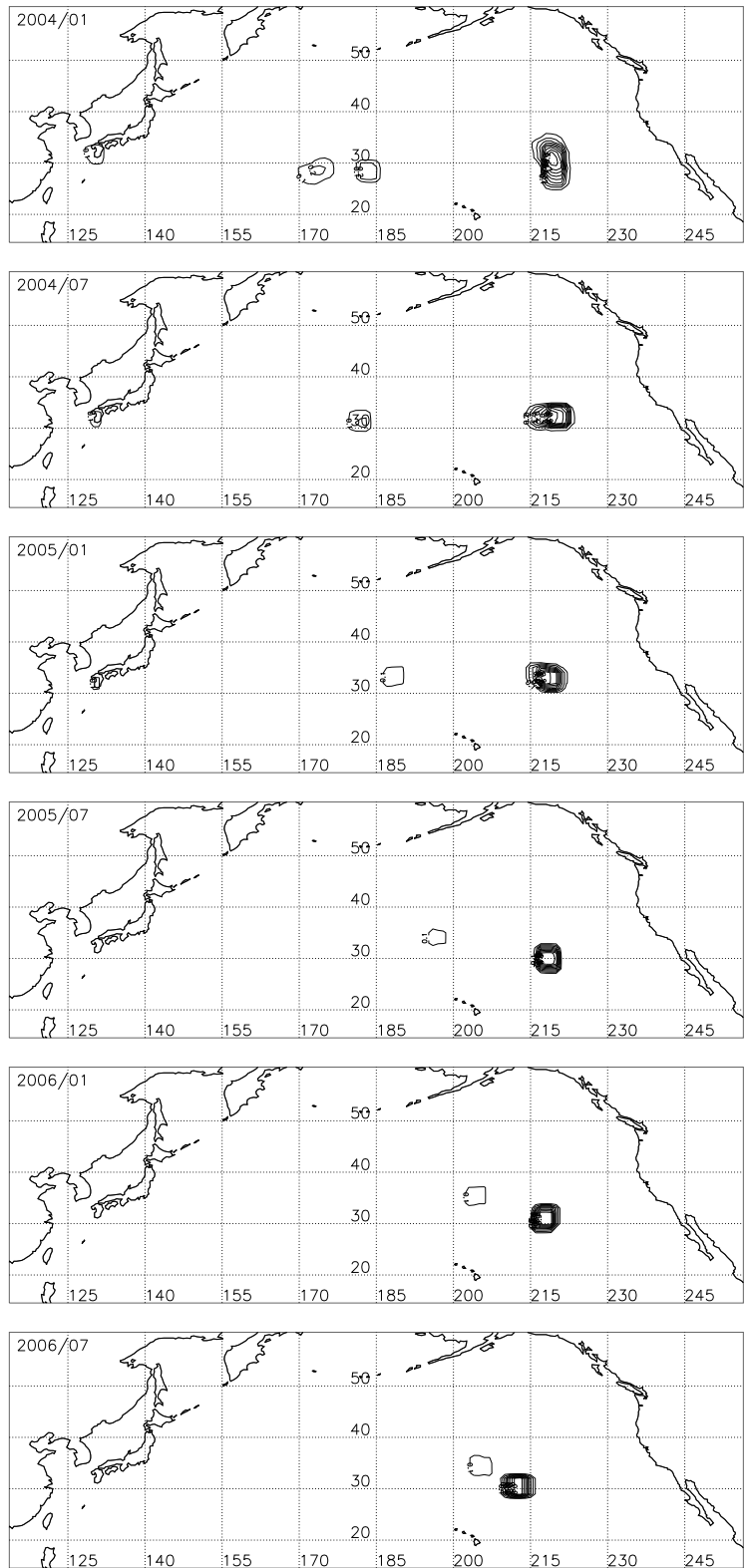


図 4.69 続き .

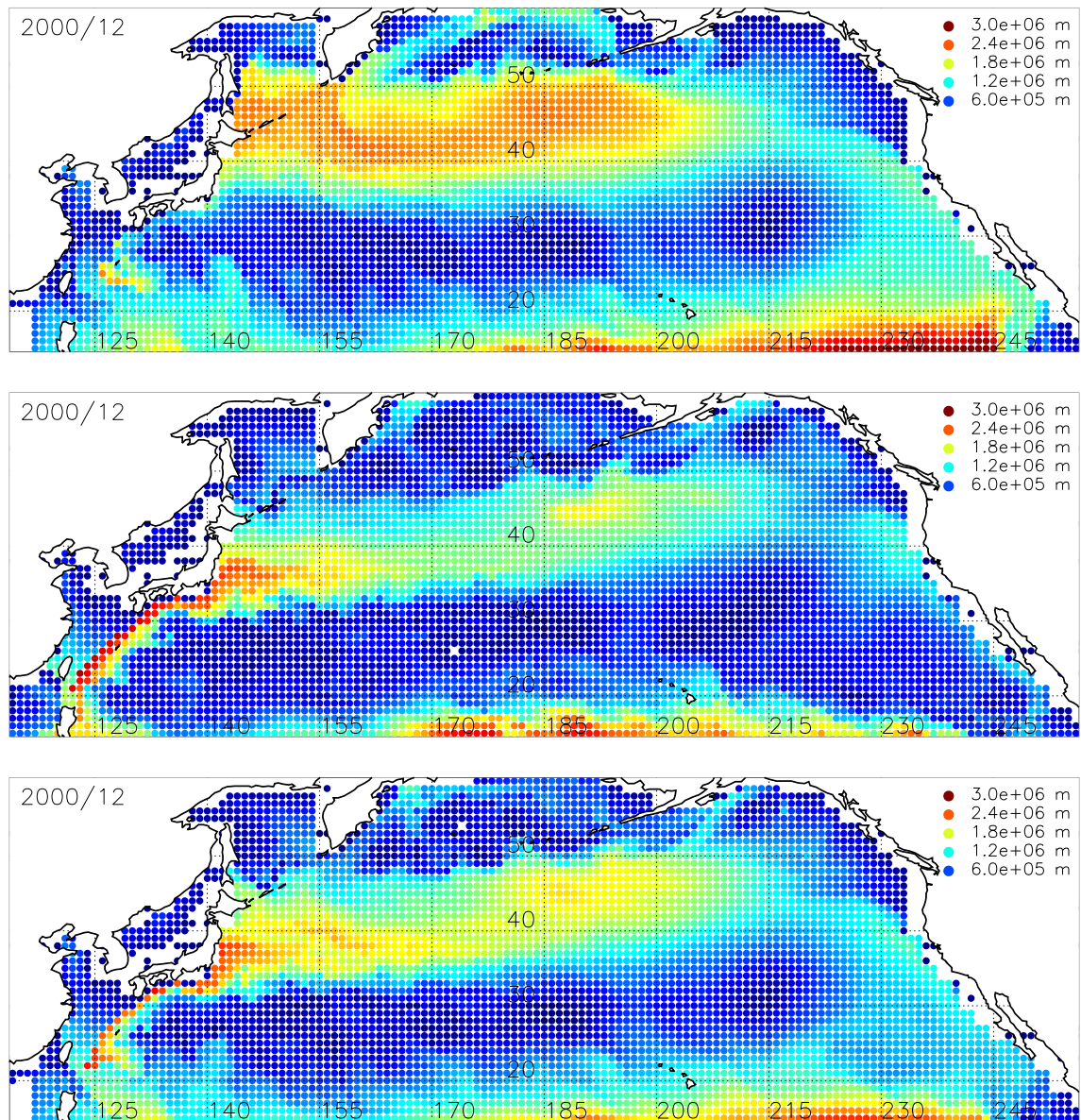


図 4.70 2000 年冬季における各実験間での  $M_R$  の比較．上から，実験 ET，実験 STD，実験 DC を示す．色に対応する  $M_R$  の値を右上に示す（青は  $M_R$  が小さく，赤は大きい）．

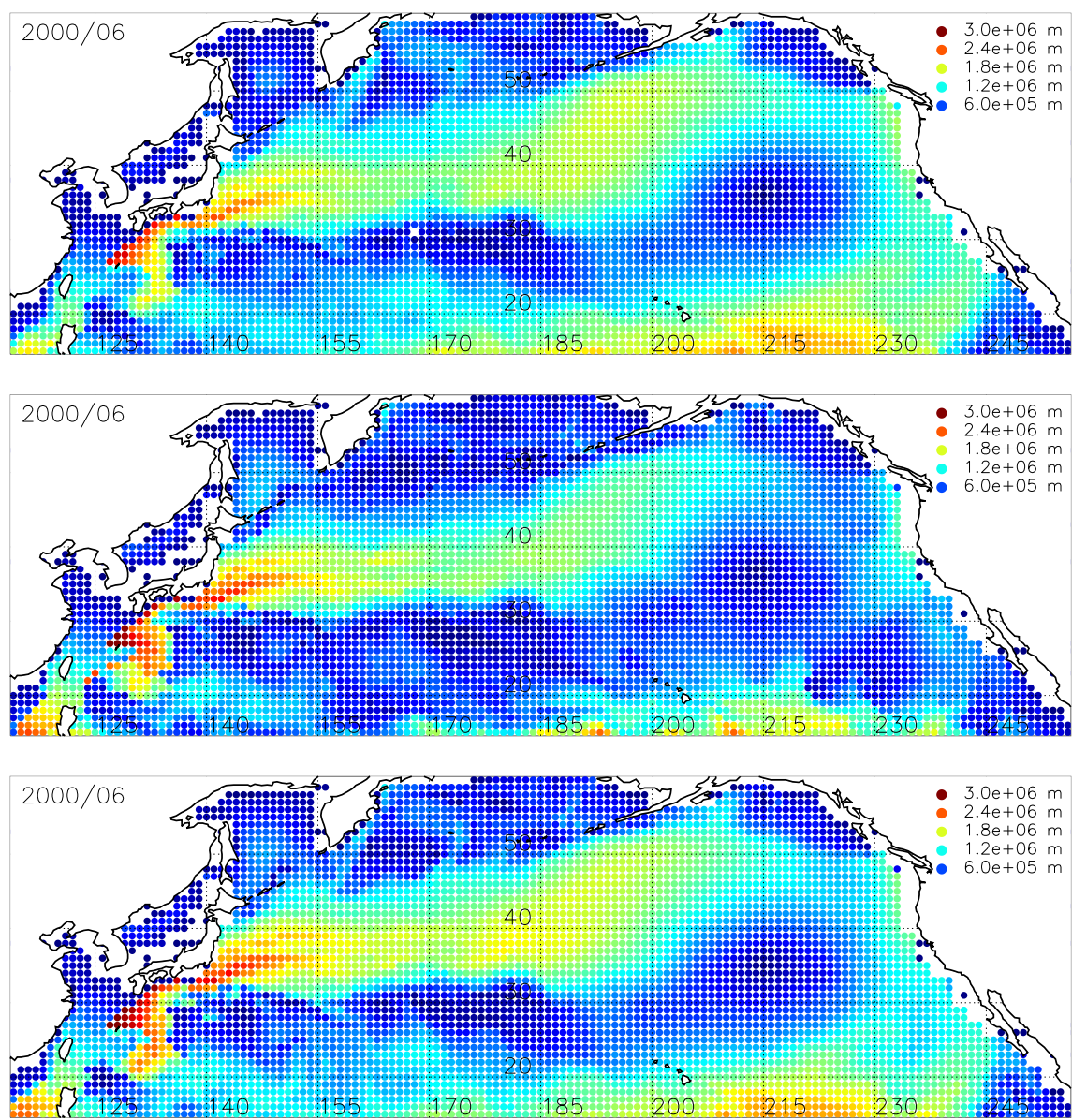


図 4.71 図 4.70 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

の実験間で  $M_R$  の空間分布はほぼ等しい (図 4.70). これらの特徴は他の年についても同様に確認できる. 図 4.72 には, 各季節での  $M_R$  について実験 ET の実験 DC からの差を示す. 冬季において, 黒潮続流域では実験 DC の  $M_R$  が実験 ET に比べ大きく, その北方の海域では逆に実験 ET の  $M_R$  が大きい. この差が大きな領域の間には差が小さい領域 (北緯 40 度付近) が存在する. 一方, 夏季はカムチャッカ半島及び台湾付近などで僅かな差があるが, 両実験間の差は冬季に比べ非常に小さい. これらの特徴は他の年にも同様に確認できる (図 4.73, 図 4.74). 図 4.75 には, 各季節での  $M_R$  について実験  $STD$  の実験 DC からの差を示す. 冬季において, 実験 ET の場合とは逆に黒潮続流域では実験 DC の  $M_R$  が実験  $STD$  に比べ小さく, その北方の海域では実験  $STD$  の  $M_R$  が大きい. 夏季は冬季に比べて両実験間の差が小さい. これらの特徴は他の年にも同様に確認できる (図 4.76, 図 4.77).

次に, 図 4.78, 図 4.79 に実験 ET, 実験  $STD$  及び実験 DC における  $M_\Theta$  を示す. 全ての実験の冬季と夏季ともに北緯 30 度から 50 度では粒子は東に移動し, 北緯 30 度以南では北西に移動している. また, ハワイ北東部 (冬季では北緯 30 度, 夏季では北緯 35 度の東経 215 度) へ向かって粒子が集まっていることが分かる. これらの特徴は解析した他の年についても同様に確認できる. 図 4.80 には, 2000 年における各季節での  $M_\Theta$  について実験 ET と実験 DC の差を示す. 冬季において, 黒潮続流域の南方でその差が大きい. この領域は実験 ET に比べ実験 DC の  $M_R$  が大きな領域である. また, オホーツク海やアラスカ湾などで両実験間の差が大きい. 北海道東部領域では  $M_R$  の差は大きい,  $M_\Theta$  の差は小さい. また, 夏季は冬季に比べて両実験間の差が小さい. これらの特徴は解析した他の年についても同様に確認できる (図 4.81, 図 4.82). 図 4.83 には, 各季節での  $M_\Theta$  について実験  $STD$  と実験 DC の差を示す. 実験 ET の場合と同様に, 冬季において黒潮続流域の南方でその差が大きく, 夏季は冬季に比べて両実験間の差が小さい. これらの特徴は解析した他の年についても同様に確認できる (図 4.84, 4.85).

両実験間での冬季における  $M_R$  及び  $M_\Theta$  の差の原因を探る. 図 4.86 は実験 ET 及び実験 DC における粒子の軌跡を示す. 冬季において, 北緯 46 度から放流された粒子 (上図の赤線) の軌跡に注目する. この位置での地衡流は小さく, 海面冷却による対流混合が卓越しているため実験 DC の吹送流も小さい. 従って, 粒子は初期位置からほとんど動か

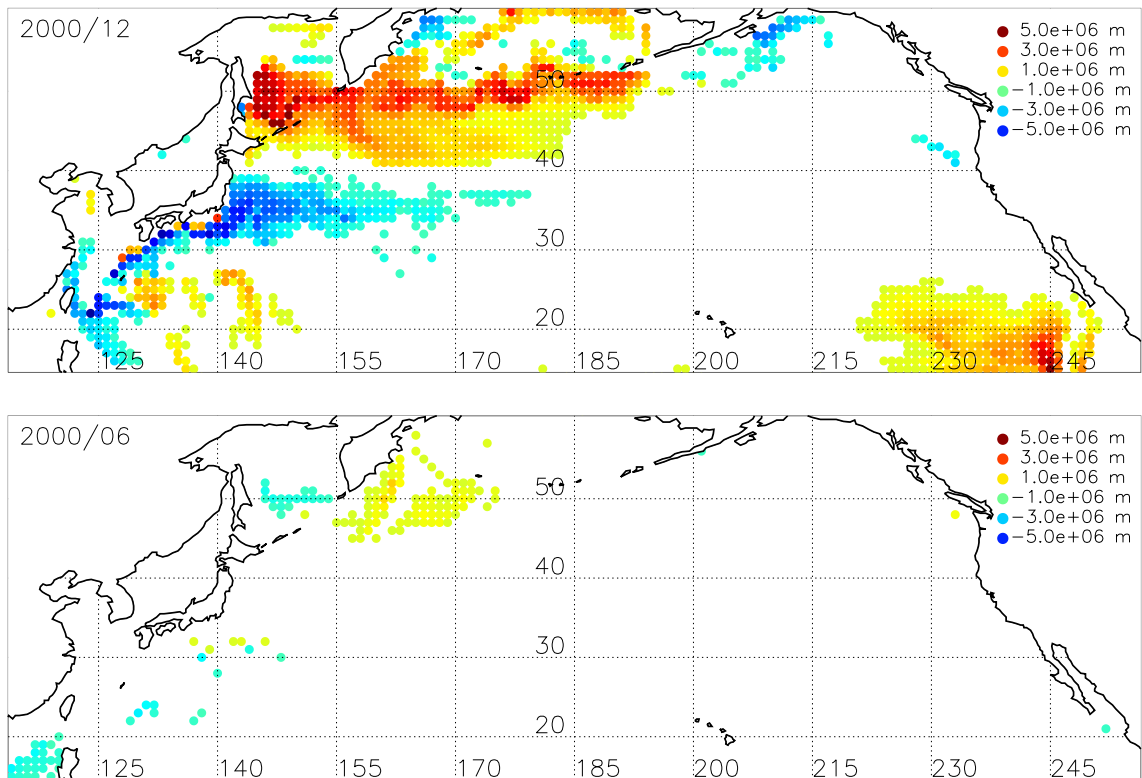


図 4.72 冬季（上図）及び夏季（下図）における，実験 ET の実験 DC からの  $M_R$  の差．青は負（実験 DC の  $M_R$  が大きい），赤は正（実験 DC の  $M_R$  が小さい）を示す．色と値の対応は右上に示す．ただし，差の絶対値が  $1.0 \times 10^6$  m より小さい場所は表示していない．

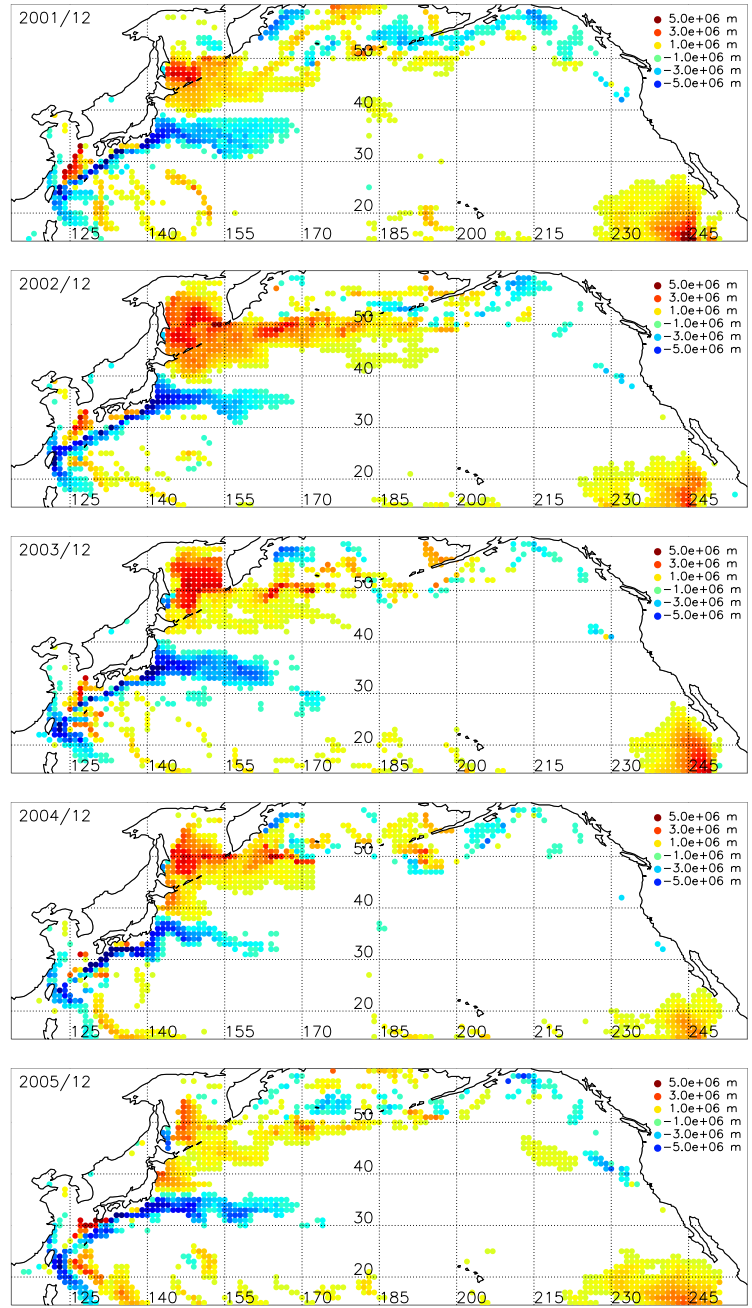


図 4.73 図 4.72 と同様 . ただし , 2001 年から 2005 年までの冬季の場合 .

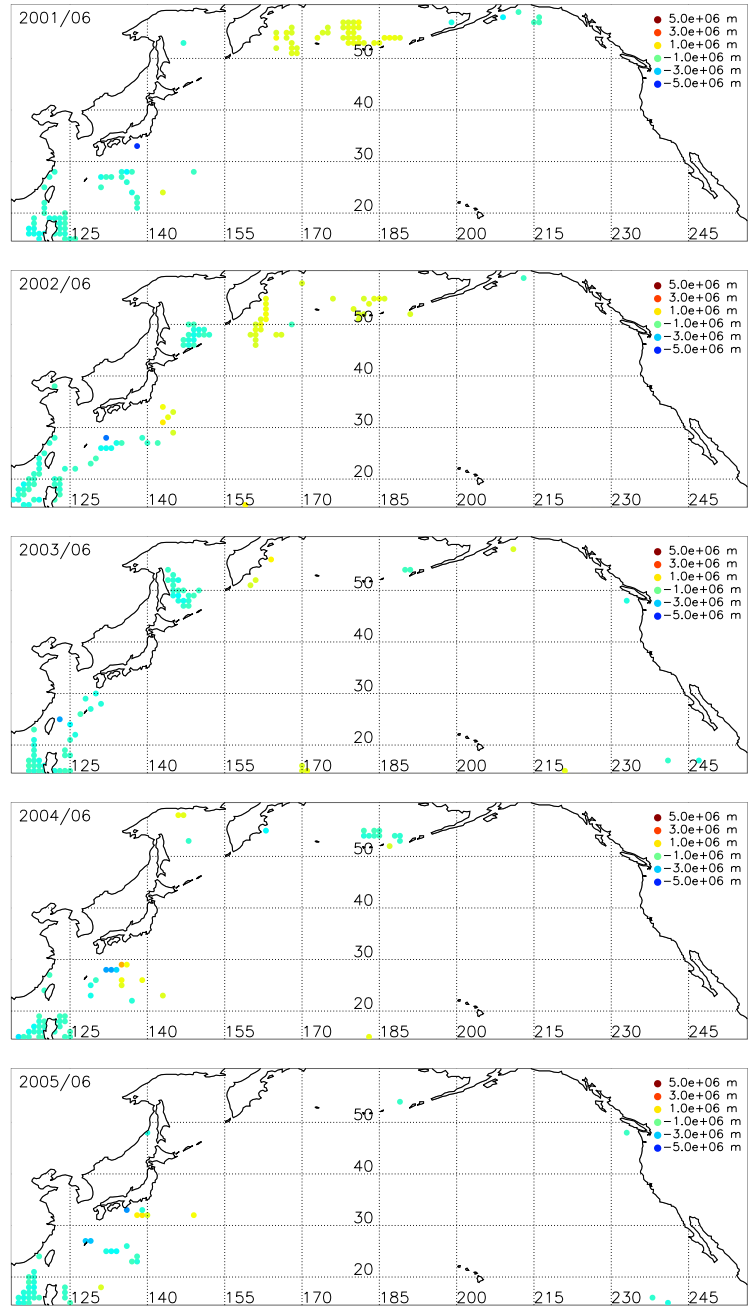


図 4.74 図 4.73 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

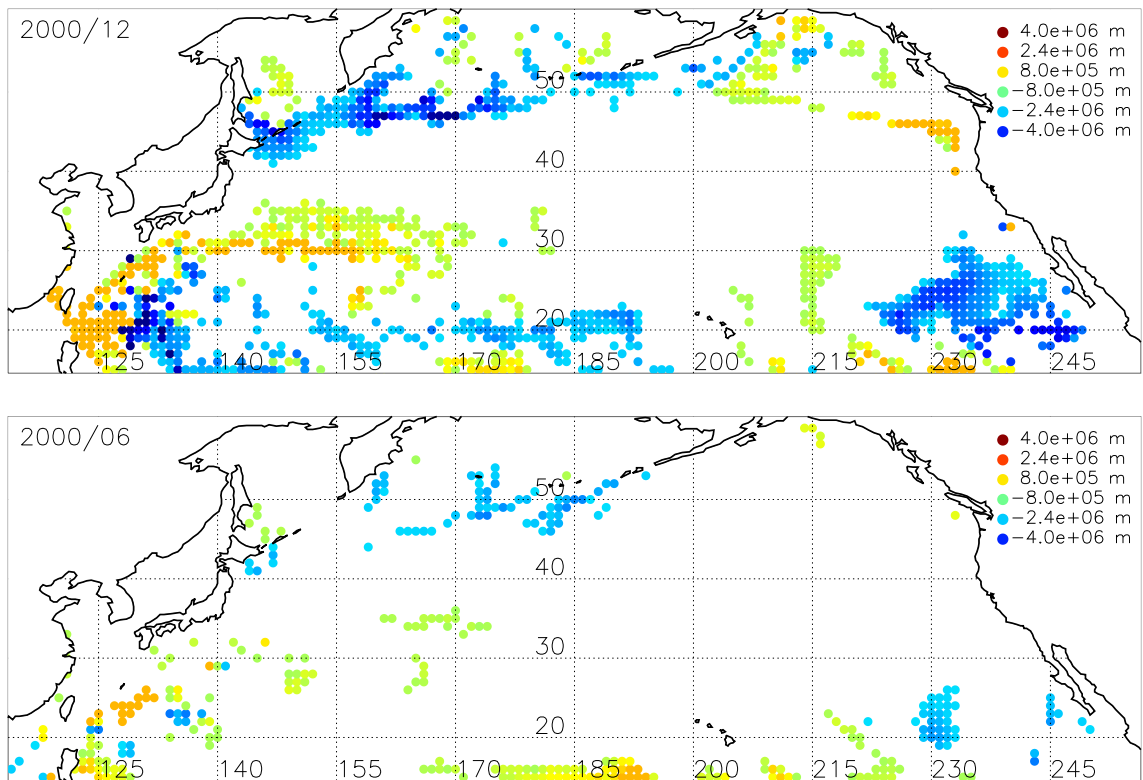


図 4.75 図 4.72 と同様．ただし，実験 DC に対する実験 *STD* の場合，差の絶対値が  $8.0 \times 10^5$  m より小さい場所は表示していない．

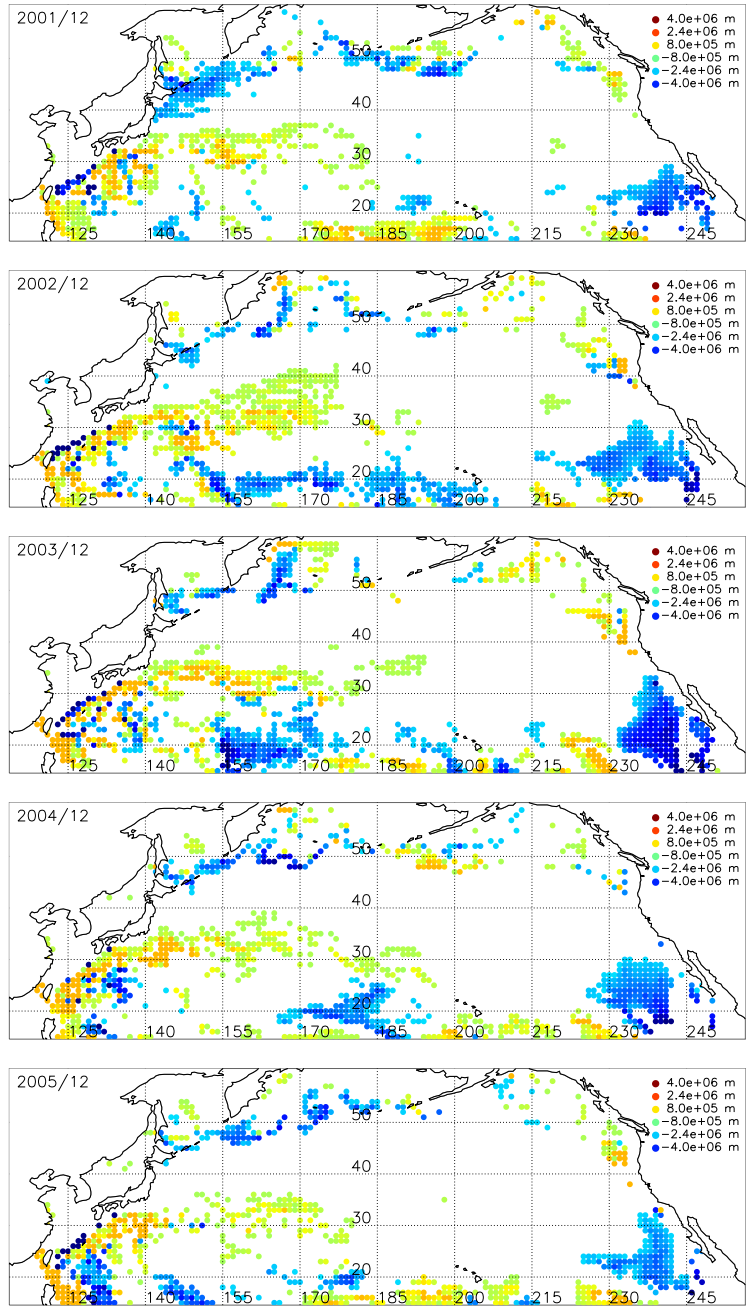


図 4.76 図 4.73 と同様 . ただし , 実験 *STD* の場合 .

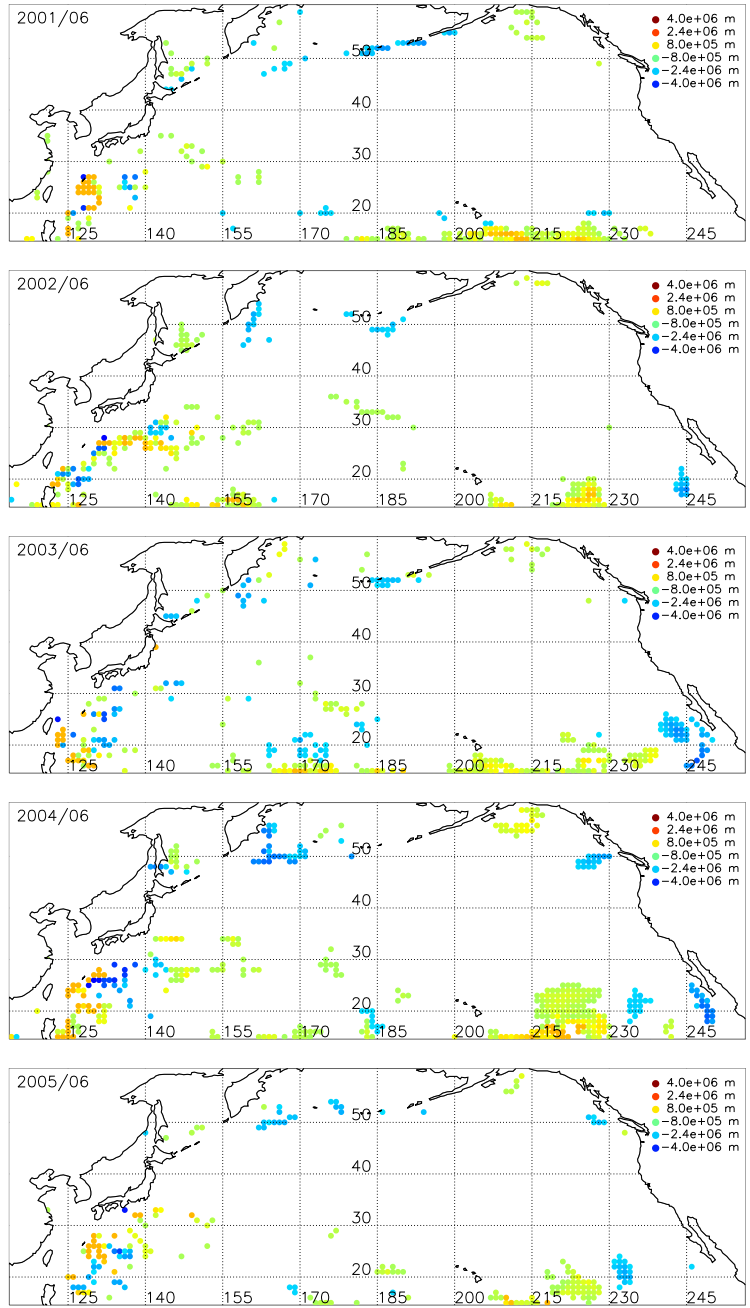


図 4.77 図 4.76 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

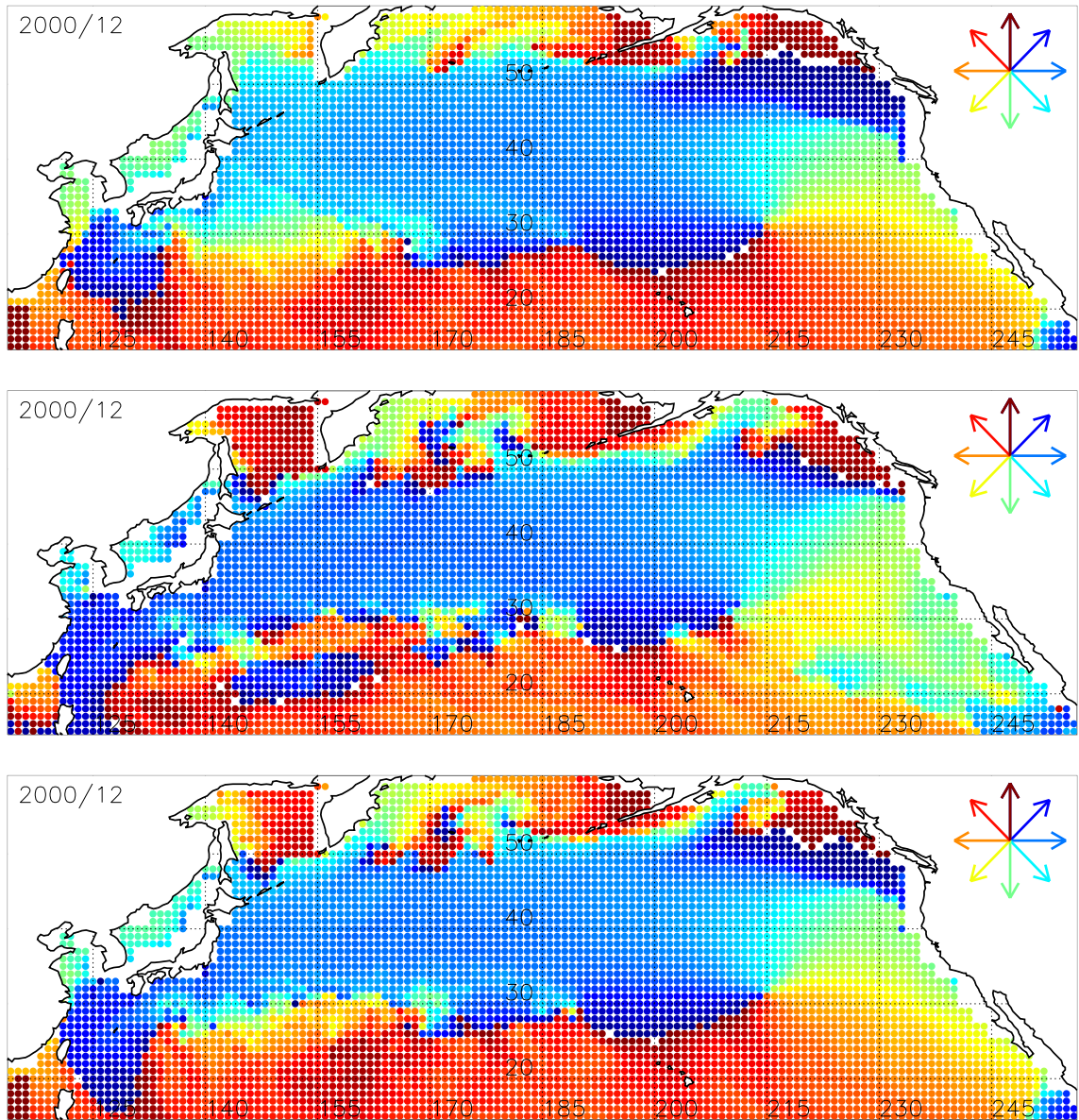


図 4.78 2000 年冬季における各実験間での  $M_{\theta}$  の比較．上から，実験 ET，実験 STD，  
 実験 DC である．色に対応する  $M_{\theta}$  を右上に示す．

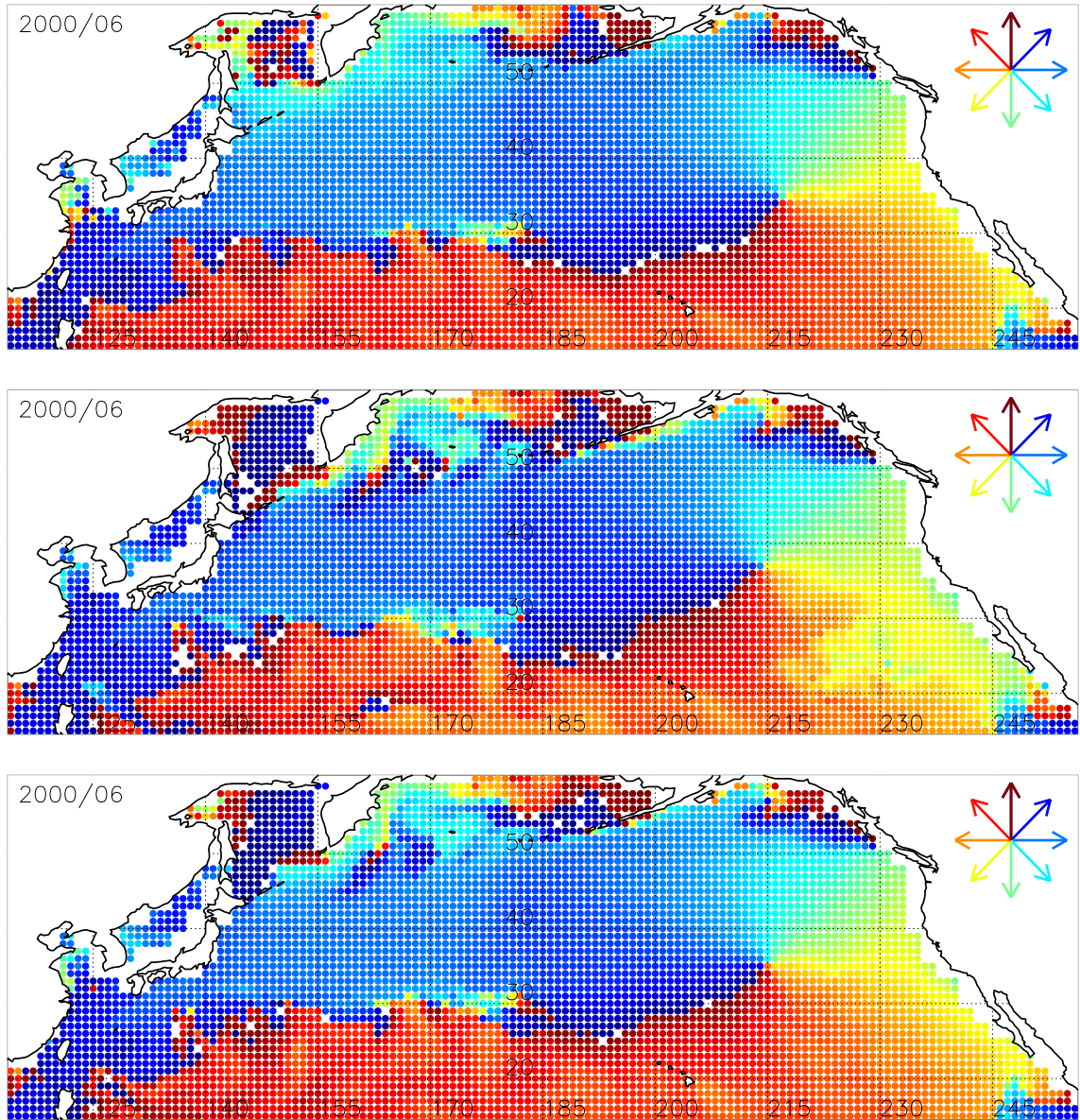


図 4.79 図 4.78 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

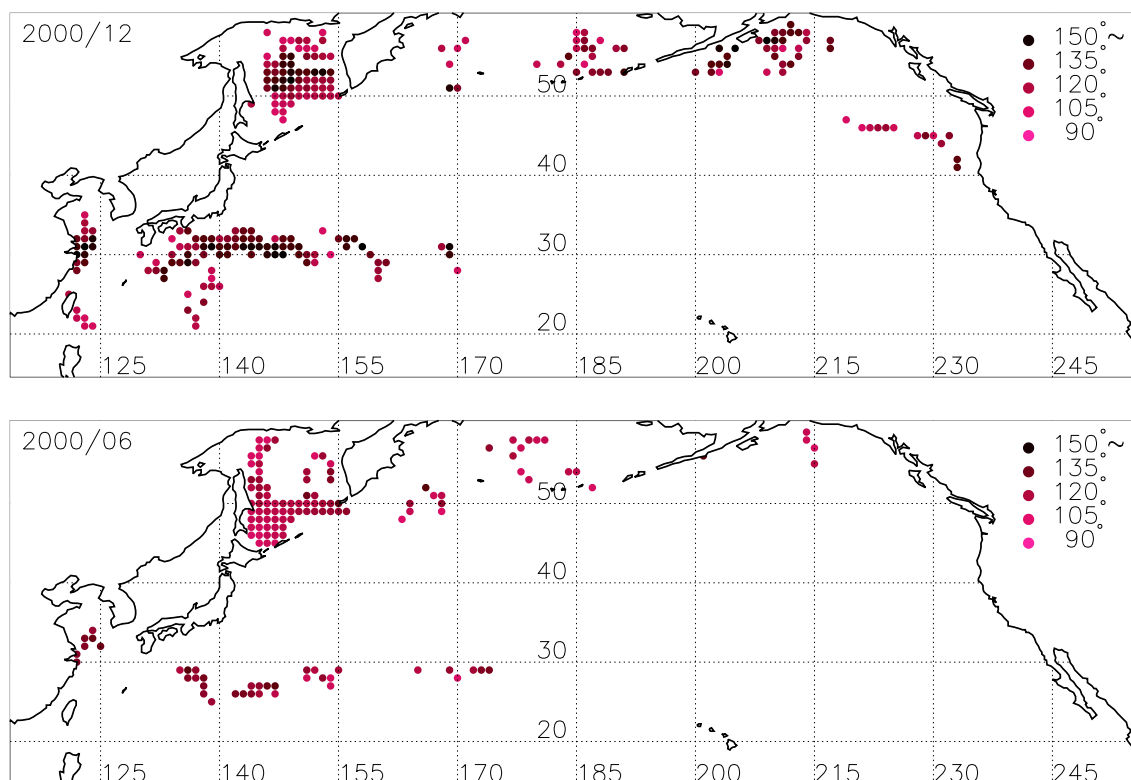


図 4.80 図 4.72 と同様 . ただし ,  $M_{\Theta}$  の場合 . 差の絶対値が  $90^{\circ}$  より小さい場所は表示していない .

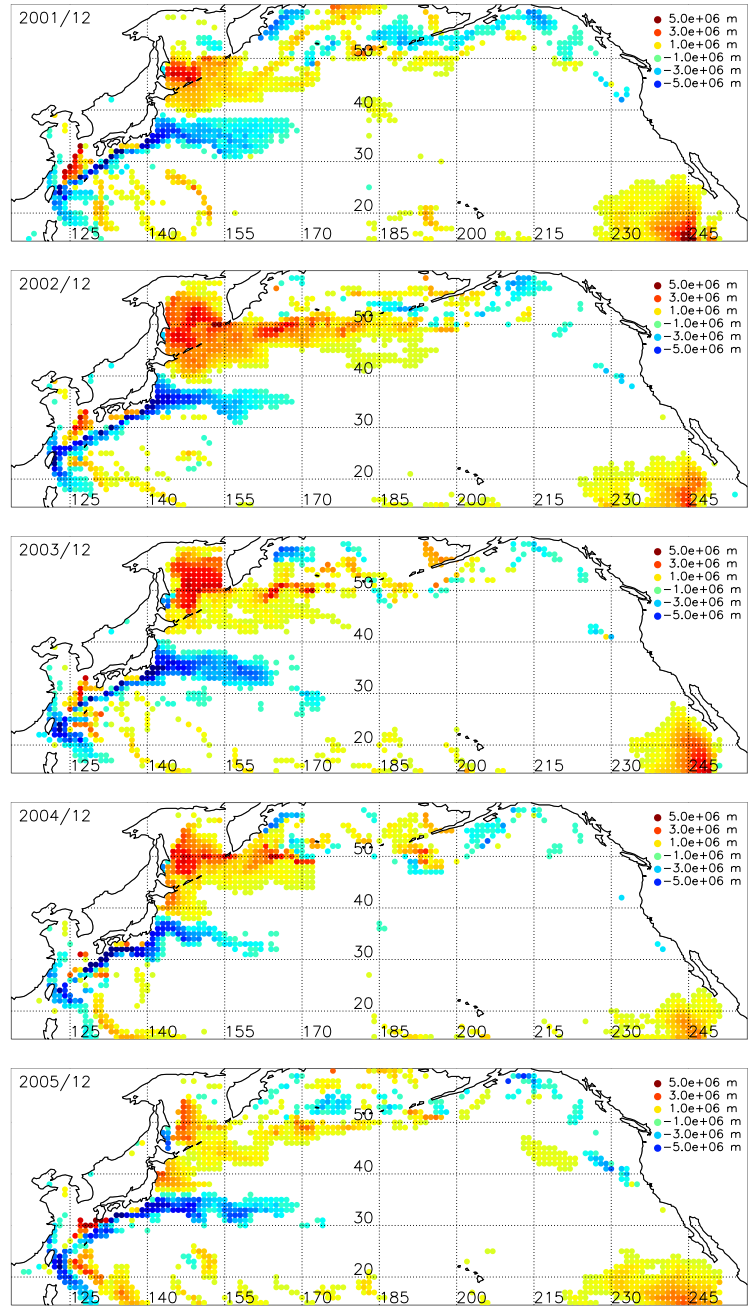


図 4.81 図 4.80 と同様 . ただし , 2001 年から 2005 年までの冬季の場合 .

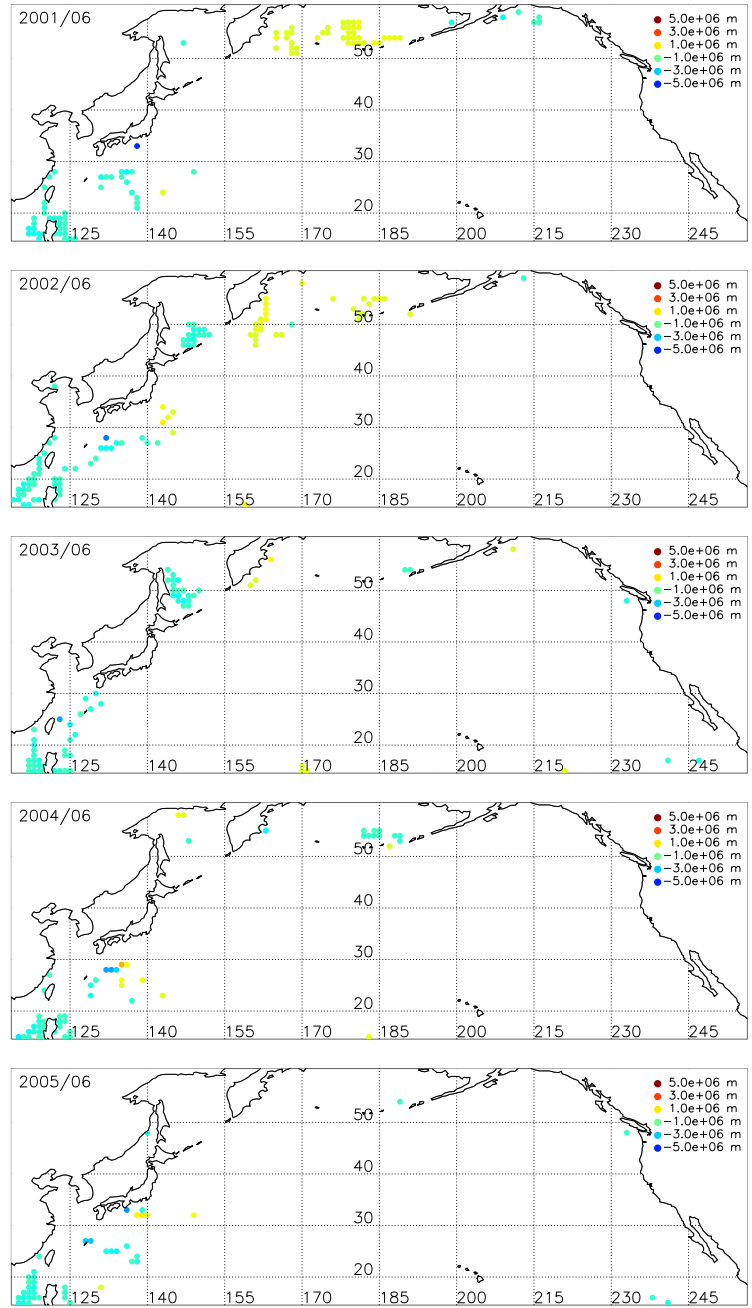


図 4.82 図 4.81 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

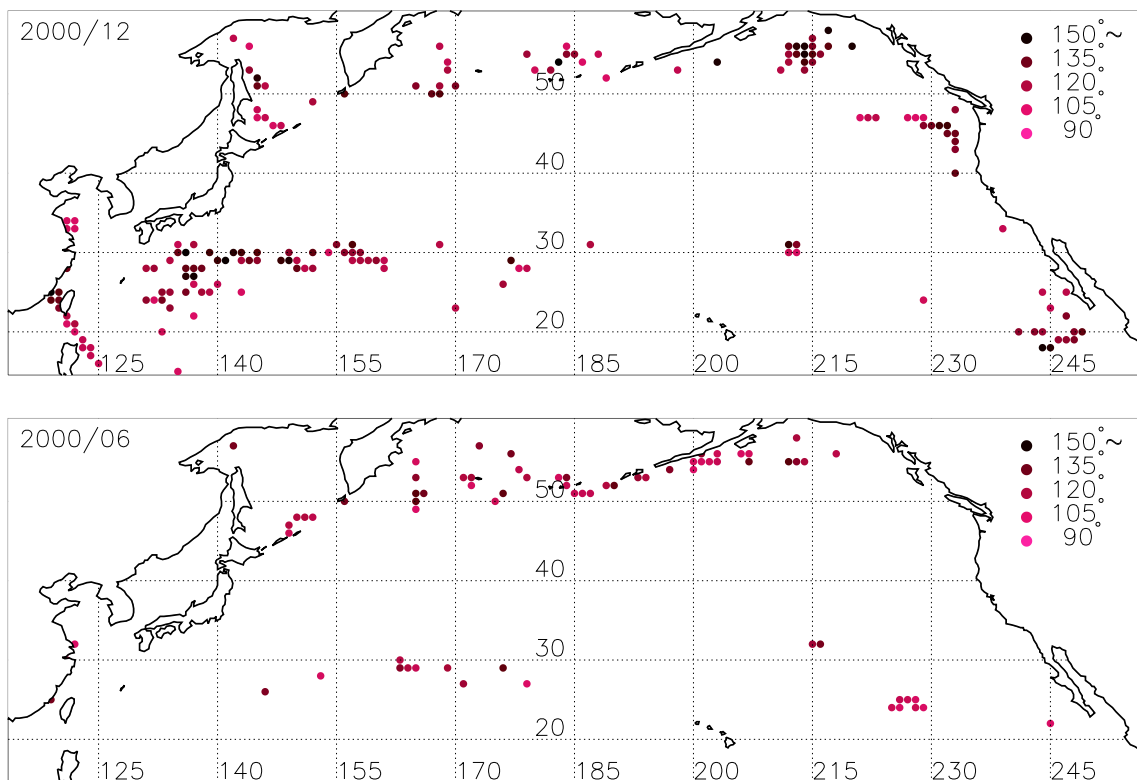


図 4.83 図 4.72 と同様 . ただし , 実験 DC に対する実験 *STD* の場合 .

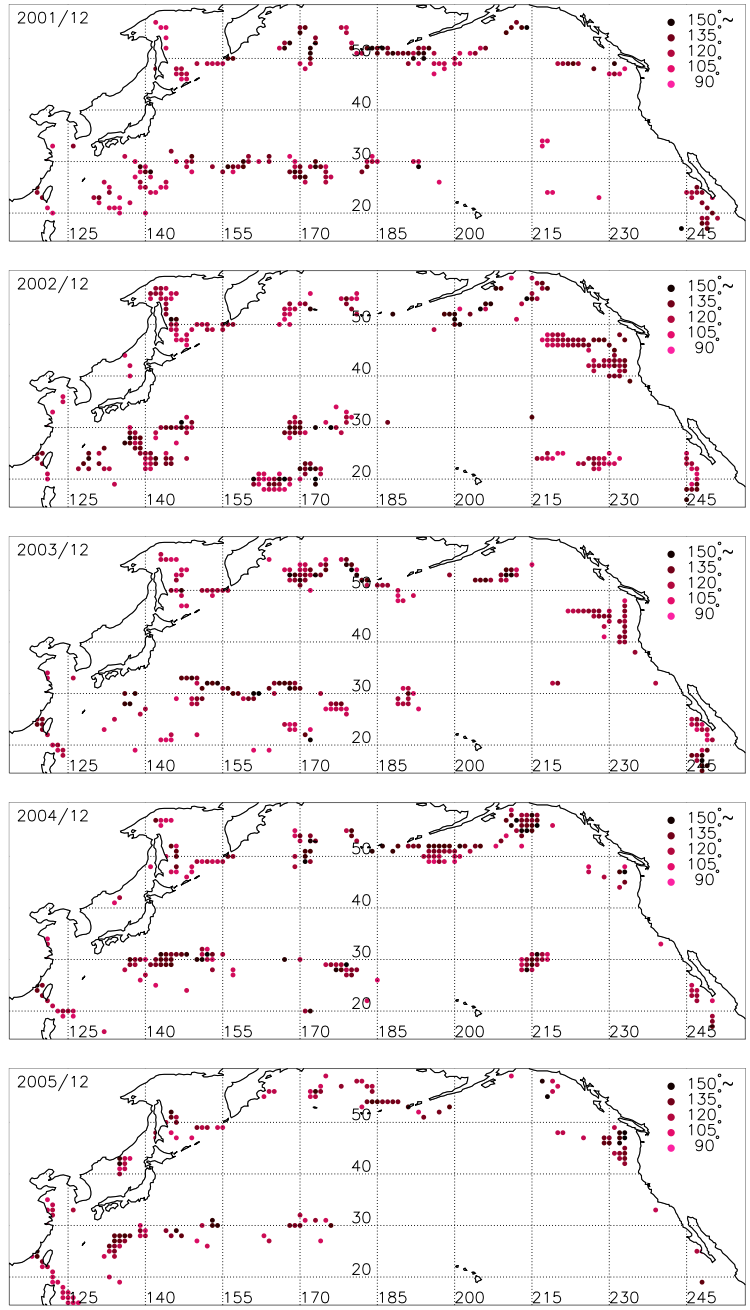


図 4.84 図 4.81 と同様 . ただし , 実験 *STD* の場合 .

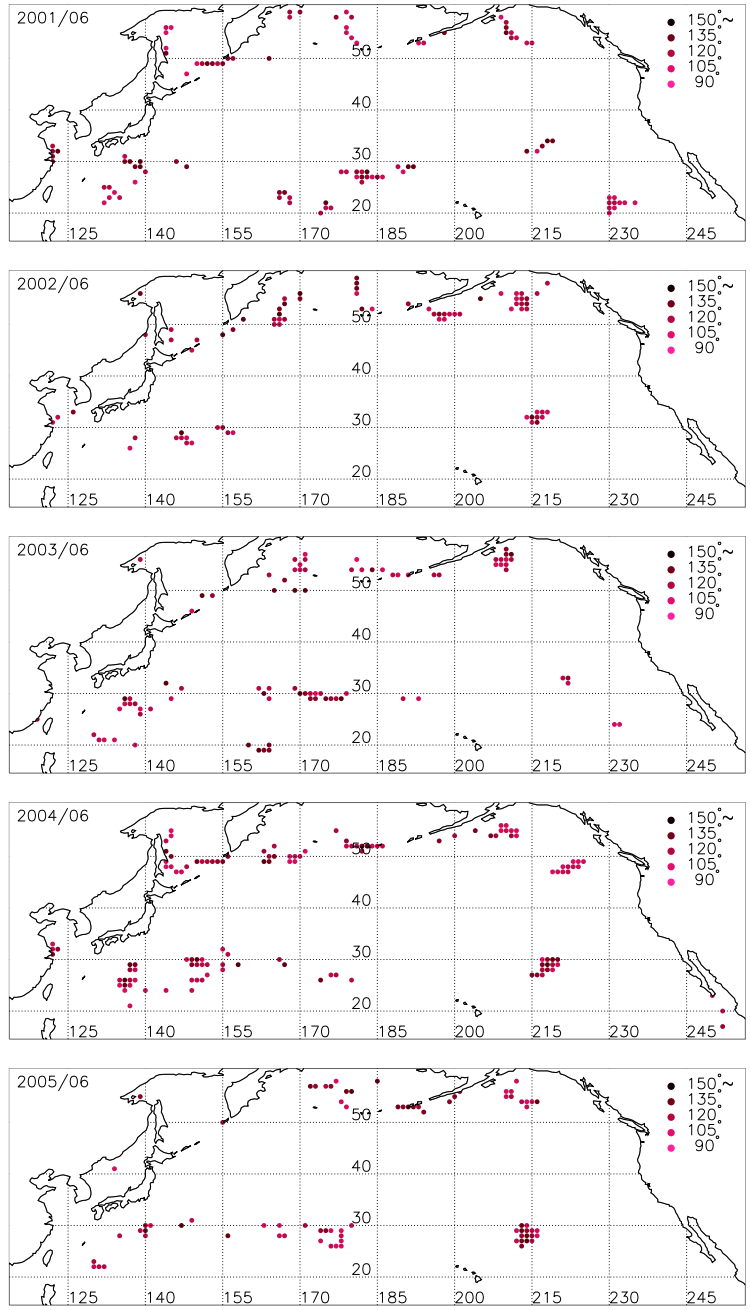


図 4.85 図 4.84 と同様 . ただし , 夏季の場合 .

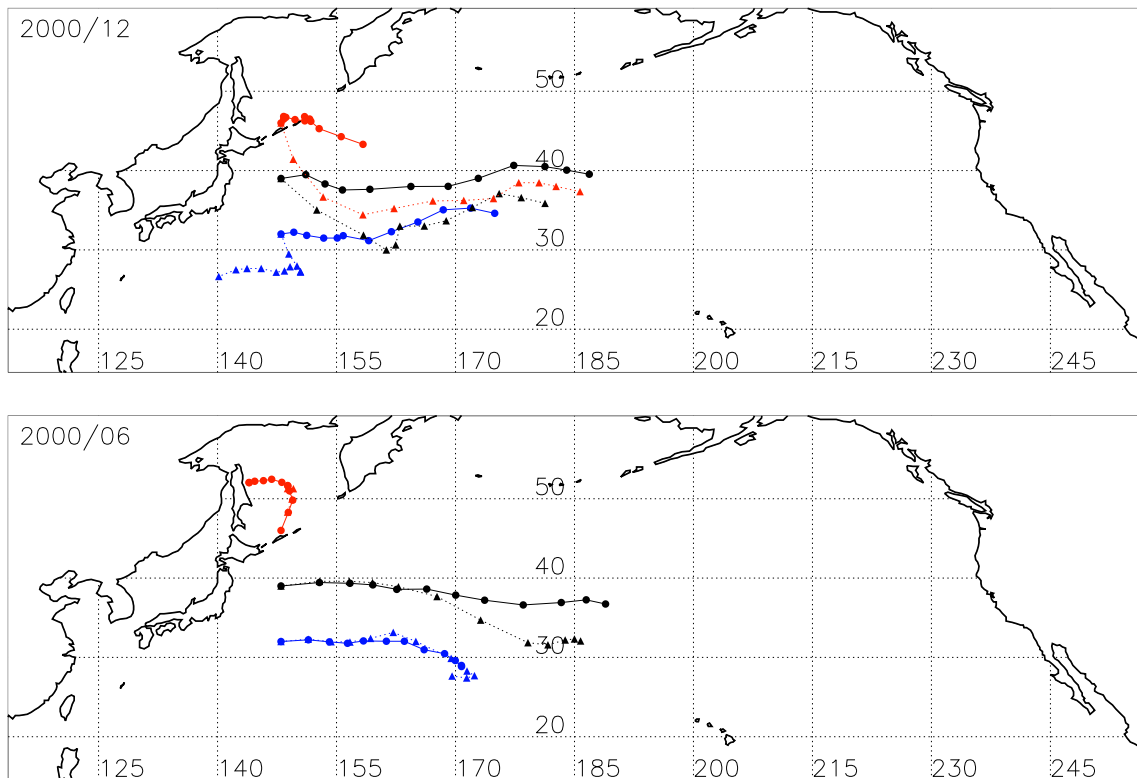


図 4.86 冬季（上図）及び夏季（下図）における実験 ET（点線）及び実験 DC（実線）における 1 年間の粒子軌跡．色は放流された初期位置（北緯 46 度（赤）、39 度（黒）及び 32 度（青）の東経 147 度）の違いを示す．●及び ▲ は実験 DC，実験 ET のそれぞれ 1 ヶ月毎の位置を示す．

ない．一方，実験 ET では海面冷却の影響を考慮していないため，冬季の南向きの吹送流によって粒子は強流帯の方向へ向かう．強流帯に乗ると高速で東へ輸送され 1 年後の位置は放流位置から遠く離れている．それゆえ，実験 ET と実験 DC 間の  $M_R$  の差が生じる．しかし，移動方位には違いはないため  $M_\Theta$  の違いは小さい．次に，北緯 32 度から放流された粒子（上図の青線）に注目する．この初期位置は黒潮続流域の下部に位置しており弱い東向き流れがある．実験 DC では徐々に粒子は東へ移動する．夏季に近づくと南風で高緯度へ移動する．それにより，粒子はより強い流れに乗り東へ向かう速度は増加する．一方，実験 ET は南向きの強い冬季吹送流によって強流域から外れる．粒子が運ばれた北緯 25 度付近は地衡流は小さく（図 4.1），1 年間を通して西向きの吹送流が存在する（図 4.32）．従って，粒子は初期位置からの移動距離が小さく，方位は南西にある．このため， $M_R$  と  $M_\Theta$  双方に違いが生じる．最後に，北緯 39 度から放流された粒子（上図の黒線）を見る．この初期位置は黒潮続流域の上部に位置している．実験 DC では強流帯に乗って東へ移動していき，その際緯度方向への変化は小さい．一方，実験 ET では東へ輸送されながら吹送流によって南へ流される．しかし，強流帯を出る前に風向きが変わり，再び北方へ戻されるため強流体をでることはない．これより，最終的な粒子の位置は両実験間で差が無く， $M_R$  及び  $M_\Theta$  の違いは小さい．

夏季に放流した場合（図 4.86 の下図），北緯 46 度と 32 度から放流した粒子は 1 年間を通して，その経路にほとんど違いがない．北緯 39 度から放流した粒子の場合，10 月までの軌道はほぼ一致している．冬季に入り吹送流に違いが生じると，実験 ET の粒子が低緯度方向に移動する．しかし，その移動距離は大きくない．従って，これら 3 つの粒子について両実験間での差は僅かであり， $M_R$  及び  $M_\Theta$  の差も小さい．

実験 DC と実験 STD 間の  $M_R$ ， $M_\Theta$  の差も冬季吹送流流速の違いで説明される．冬季において，実験 STD は吹送流流速は 0 である（図 4.32）．すなわち，吹送流が存在しない．対して実験 DC の吹送流は弱いながらも存在する．そのため，実験 STD において黒潮続流域北方から放流された粒子は強流帯に乗れないか，あるいは乗る時期が遅れる．それゆえ， $M_R$  の差が生じる．また，黒潮続流域下部から放流された粒子について，実験 STD はそのまま強流帯に乗って東へ輸送されるが，実験 DC では強流帯から脱し西へ輸送される．従って， $M_R$  及び  $M_\Theta$  に差が生まれる．

## 4.5 まとめ

この章では海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響を、特定の緯度や時期だけでなく実際の海面熱フラックスデータを与えた解析解から北太平洋の表層吹送流を時空間的に調べた。その結果、海面熱フラックスの影響を受けない場合、季節変化の影響を受ける場合及び日変化の影響を受ける場合における吹送流の空間変化、季節変化に大きな違いが生じた。海面熱フラックスの影響を受けない場合の吹送流は対流混合の影響を受けないために流速が大きく、 $S_f$  と  $D_a$  は季節、場所を問わず一定値である。対して、海面熱フラックスの影響を受ける場合は冬季に  $S_f$  が小さく夏季に大きい。日変化を考慮した場合でも冬季の  $S_f$  が小さいが、季節変化のみを考慮した場合に比べると大きい。夏季にはこれら 3 つの場合において、冬季ほど大きな違いはみられなかった。また、日変化を考慮した場合の  $S_f$  及び  $D_a$  は高緯度または黒潮・黒潮続流域でその季節変化が大きく、低緯度では小さい。

次に、これらの違いが物質の漂流に及ぼす影響について粒子追跡実験を行った。当対象海洋に一様に分布した粒子の全体的な収束メカニズムや、最終的な粒子の集積位置に各実験間での違いは見られなかった。しかし、1 年間という粒子が完全に集積するには不十分である比較的短期間での粒子の動きに注目した結果、各実験間でその違いは顕著であった。特に、黒潮及び黒潮続流域付近では吹送流流速の違いによって粒子が高速輸送されるか否かが決まるため、各実験間の 1 年後の粒子位置に大きな違いが生じた。このように、吹送流自体による輸送距離は各実験間で大きくないが、強流域周辺ではその小さな違いが粒子の動きに大きな差を生む。このことは漂流問題を考える上で吹送流を高精度で予測することの重要性を示しており、そのためにも海面熱フラックスの日変化の効果は無視できない。

## 第 5 章 結論

本研究では海面熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす影響について詳細に調べた。第 2 章では、Yoshikawa and Masuda (2009) の対馬海峡の表層吹送流の季節変化に着目し、現実の外力を与えた LES 実験から海面熱フラックスの短周期変動が表層流の季節変化を説明するための重要な要素であることを明かにした。特に冬季対馬海峡においてはその影響が大きく、短周期変動を考慮せず一定の月平均値を与えた場合に比べ約 2 倍の流速となることが分かった。この結果は観測値をよく説明するものである。その後、海面熱フラックスの日変化に注目するため単純化した条件下で数値実験を行い、流速増加の仕組みを調べた。実験は対馬海峡の代表的な値を用いて行い、日変化を考慮する場合と考えずに月平均値を与える場合の 2 つを比較した。日変化を考慮した場合は、冬季でも日中の日射によって僅かな時間ではあるが海面が加熱される。海面加熱時は海洋表層で成層し、吹送流が発達する。その海面加熱時における大きな流速が日（月）平均値を増加させることを明かにした。さらに、対馬海峡の代表的な値のみでなく様々な日変化パターンについて調べた結果、表層流速の  $S_f$  と  $D_a$  は海面加熱時間 ( $T_h$ ) と加熱率と冷却率の比 ( $h/c$ ) に大きく依存することが分かり、それらの増加に伴って  $S_f$  と  $D_a$  も増加することが分かった。風応力に対する依存性も調べた結果、 $D_a$  は若干風応力によって変化するが  $S_f$  は風応力にはほとんど依存しないことを明かにした。最後に対馬海峡で観測された水温データと数値実験を比較し、使用した LES の有用性を確認した。HF レーダと ADCP データを使って冬季における表層吹送流の日変化が実際に存在することを示した。

第 3 章では、日変化する海面熱フラックスのもとで生じる吹送流についてさらに詳しいメカニズムを調べるため、解析解を導出した。解析解から  $T_h$  及び  $h/c$  が重要なパラメータであることが示され、大まかに  $D_a$  と  $S_f$  は  $T_h$  及び  $h/c$  と共に増加するという LES と同様の結果になることを確認した。解析解はエクマン螺旋項と慣性振動項から構成され、それぞれの項は吹送流の日平均値に異なる影響を及ぼす。エクマン螺旋項は日平均値の  $S_f$  を決めていて、 $D_a$  を増加させる効果を持つ。一方、慣性振動項は日平均値の  $S_f$  には影響を及ぼさず、 $D_a$  を減少させる効果を持つ。これらの項の影響力の大小を考えるこ

とで  $S_f$  及び  $D_a$  の  $T_h, h/c$  依存性を説明することができた．このことは緯度や風応力が変化しても成り立つ． $S_f$  はほとんどコリオリパラメーターに依存せず， $D_a$  は低緯度ほど小さくなる．また，風応力の変化に対しては  $S_f, D_a$  ともにほとんど依存しない．これらのことは吹送流を考える上で  $T_h$  と  $h/c$ ，すなわち海面熱フラックスの日変化がより重要な因子であると結論できる．

第4章では，第3章で導出した解析解を使用し北太平洋を対象に  $S_f$  及び  $D_a$  の時空間分布を調べた．対象海洋全体で  $S_f$  及び  $D_a$  が冬季に小さく，夏季に大きいといった季節変化が見られが，高緯度または黒潮・黒潮続流域で顕著である．さらに海面熱フラックスの影響を受けない場合，季節変化の影響を受ける場合及び日変化の影響を受ける場合に対して粒子追跡実験を行い比較することで，海面熱フラックスとその日変化が物質の漂流に与える影響を調べた．その結果，最終的な粒子の集積位置や収束メカニズムに各実験間での違いは見られなかったが，1年間という粒子が完全に集積するには不十分である短期間での粒子の動きに注目したところ，各実験間でその違いは顕著であった．特に，黒潮及び黒潮続流域付近では吹送流流速の違いによって粒子が高速輸送されるか否かが決まるため，各実験間の1年後の粒子位置に大きな違いが生じた．このように，吹送流自体による輸送距離は各実験間で大きくないが，水平シアが大きな領域ではその小さな違いが粒子の動きに大きな差を生む．このことは漂流問題を考える上で吹送流を高精度で予測することの重要性を示しており，そのためにも海面熱フラックスの日変化の効果は無視できないと言える．

本研究では海面熱フラックスの日変化が吹送流構造を決定する上で，非常に重要な役割を担っていることを明かにし，これは吹送流の推定精度を向上させ漂流経路の予測をより正確に行うために重要なことであることを示した．本研究では主に表層吹送流を中心に議論したが，内部流については観測が少ないこともあり深く述べていない．また，この日変化が大気海洋相互作用を通じて大気及び海洋にどのような影響をもたらすのかも調べる必要がある．さらに，ここでは波やラングミュア乱流の影響など風による関節的な混合を考えていない．これらは今後の研究課題である．

## 謝辞

本論文は、著者が九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻に入学したときから現在までに行った研究の成果をとりまとめたものです。京都大学理学研究科の吉川裕准教授には、九州大学応用力学研究所在籍中は指導教員として、また京都大学に異動後も継続して、研究の遂行および論文の作成にあたり懇切丁寧かつ温かいご指導を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。九州大学応用力学研究所の増田章教授には、研究や海洋物理学理論において数多くの貴重な助言をいただきました。同研究所の市川香准教授には研究や論文の準備について終始援助を受けました。同研究所の千手智准教授からは貴重な観測データを頂き大変助かりました。丸林賢次技術職員ならびに石橋道芳技術職員、油布圭技術職員には研究生活において甚大なる援助を受けました。池末あけみ女史には研究室の秘書として様々なことで大変お世話になりました。そして、大気海洋環境システム学専攻の院生諸君には日々大変お世話になりました。以上の方々に心から感謝致します。最後に、本研究は吉川裕准教授ならびに応用力学研究所の諸先生方および職員の皆様の協力のもと遂行されたことを重ねて記しておきます。

## 参考文献

- Aldoshina, E. I., 1957: Heat budget at the japan sea surface. *Selected Papers of Geophys.*, **12**, 411 – 442.
- Chereskin, T. K., 1995: Direct evidence for an ekman balance in the californis current. *J. Geophys. Res.*, **100**, 18,261 – 18,269.
- Craig, P. D. and M. L. Banner, 1994: Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Oceanog.*, **24**, 2546 – 2558.
- Cushman-Roisin, B. and B. Jean-Marie, 1994: *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics : Physical and Numerical Aspects(2ed ed.)*. International geophysics series.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a 3-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorol*, **18**, 495 – 527.
- Denbo, D. W. and E. D. Skillingstad, 1996: An ocean large&hyphen;eddy simulation model with application to deep convection in the greenland sea. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1095 – 1110, doi:10.1029/95JC02828.
- Ekman, V. W., 1905: On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. *Arch. Math. Astron. Phys.*, **2**, 1 – 52.
- Hirose, N., C. H. Kim, and J. H. Yoon, 1996: Heat budget in the japan sea. *Journal of Oceanography*, **52**, 553 – 574.
- Kang, I. S., M. K. Kim, and T. Shim, 1994: Seasonal variations of surface heat budgets and wind stress over the seas around the korean peninsula. *J. Korean Soc. Oceanogr.*, **29**, 325 – 337.
- Kara, A. B., P. A. Rochford, and H. E. Hurlburt, 2000: Efficient and accurate bulk parameterizations of air-sea fluxes for use in general circulation models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 1421 – 1438.
- Kim, Y. S., 1992: Estimate of heat transport across the sea surface near japan with bulk methods. *Doctoral Thesis, Univ. of Tokyo*, 124 pp.

- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Bound.-Layer Meteor.*, **9**, 91 – 112.
- Kraus, E. B., 1972: Atmosphere-ocean interaction. *Oxford University Press*, **98**, doi: 10.1002/qj.49709841816.
- Kubota, M., 1994: A mechanism for the accumulation of floating marine debris north of hawaii. *J. Phys. Oceanog.*, **24**, 1059 – 1064.
- Kubota, M., K. Takayama, and D. Namimoto, 2005: Pleading for the use of biodegradable polymers in favor of marine environments and to avoid an asbestos-like problem. *Appl Microbiol Biotechnol*, **67**, 469 – 476.
- Large, W. G. and S. Pond, 1982: Sensible and latent heat flux measurements over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 464 – 482.
- Lenn, Y. D. and T. K. Chereskin, 2009: Observations of ekman currents in the southern ocean. *J. Phys. Oceanog.*, **39**, 768 – 779.
- Manizza, M., C. L. Quere, A. J. Watson, and E. T. Buitenhuis, 2005: Bio-optical feedbacks among phytoplankton, upper ocean physics and sea-ice in a global model. *Geophysical Research Letters*, **32**, doi:10.1029/2004GL020778.
- Martinez, E., K. Maamaatuaiahutapu, and V. Taillandier, 2009: Floating marine debris surface drift: Convergence and accumulation toward the south pacific subtropical gyre. *Marine Pollution Bulletin*, **58**, 1347 – 1355.
- Maximenko, N., J. Hafner, and P. Niiler, 2012: Pathways of marine debris derived from tranjectories of Lagrangian drifters. *Marine Pollution Bulletin*, **65**, 51 – 62.
- McWilliams, J. C. and E. Huckle, 2006: Ekman layer rectification. *J. Phys. Oceanog.*, **36**, 1646 – 1659.
- McWilliams, J. C., E. Huckle, and A. F. Shchepetkin, 2009: Buoyancy effects in a stratified ekman layer. *J. Phys. Oceanog.*, **39**, 2581 – 2599.
- McWilliams, J. C. and P. P. Sullivan, 2000: Vertical mixing by langmuir circulations. *Spill Science and Technology Bulletin*, **6**, 225 – 237.
- Mishiro, K., 2013: Generation mechanism of small scale current velocity fluctuations off

- busan in the tsushima straits. *Doctoral Thesis*, 20 pp.
- Noh, Y., W. G. Cheon, S. Y. Hong, and S. Raasch, 2003: Improvement of the k-profile model for the planetary boundary layer based on large eddy simulation data. *Boundary-Layer Meteorology*, **107**, 401427.
- Price, J. F. and M. A. Sundermeyer, 1999: Stratified ekman layers. *J. Geophys. Res.*, **104**, 20,467 – 20,494.
- Price, J. F. and R. A. Weller, 1986: Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411 – 8427.
- Raasch, S. and D. Etling, 1998: Modeling deep ocean convection: Large eddy simulation in comparison with laboratory experiments. *J. Phys. Oceanog.*, **28**, 17861802.
- Schudlich, R. R. and J. F. Price, 1992: Diurnal cycles of current, temperature, and turbulent dissipation in a model of the equatorial upper ocean. *J. Geophys. Res.*, **97**, 5409 – 5422.
- Senjyu, T., S. Matsui, and I. S. Han, 2008: Hydrographic conditions in the tsushima strait revisited. *Journal of Oceanography*, **64**, 171 – 183.
- Soloviev, A. V., 1982: On vertical structure of the thin surface layer of the ocean at weak winds. *Fiz. Atmos Okeana.*, **18**, 751 – 760.
- Tabata, S., 1975: The general circulation of the pacific ocean and a brief account of the oceanographic structure of the north pacific ocean part i - circulation and volume transports. *Atmosphere*, **13**, 133 – 168.
- Takikawa, T., J.-H. Yoon, and K.-D. Cho, 2003: Tidal currents in the tsushima straits estimated from adcp data by ferryboat. *Journal of Oceanography*, **59**, 37 – 47.
- UNESCO, 1981: Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. *Unesco Technical papers in marine science*, **36**, 25 pp.
- Wakata, Y. and Y. Sugimori, 1990: Lagrangian motions and global density distributions of floating matter in the ocean simulated using shipdrift data. *J. Phys. Oceanog.*, **20**, 125 – 138.
- Wang, D., 2001: Large-eddy simulation of the diurnal cycle of oceanic boundary layer' sen-

- sitivity to domain size and spatial resolution. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13,959–13,974.
- Wang, D., W. G. Large, and J. C. McWilliams, 1996: Large-eddy simulation of the equatorial ocean boundary layer: Diurnal cycling, eddy viscosity, and horizontal rotation. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3649–3662.
- Wang, D., J. C. McWilliams, and W. G. Large, 1998: Large-eddy simulation of the diurnal cycle of deep equatorial turbulence. *J. Phys. Oceanog.*, **28**, 129–148.
- Yoshikawa, Y., 2015: Scaling surface mixing/mixed layer depth under stabilizing buoyancy flux. *J. Phys. Oceanog.*, **45**, 247–257, doi:10.1175/JPO-D-13-0190.1.
- Yoshikawa, Y. and A. Masuda, 2009: Seasonal variations in the speed factor and deflection angle of the wind-driven surface flow in the tsushima strait. *J. Geophys. Res.*, **114** (C12022), doi:10.1029/2009JC005632.
- Yoshikawa, Y., T. Matsuno, K. Marubayashi, and K. Fukudome, 2007: A surface velocity spiral observed with adcp and hf rader in the tsushima strait. *J. Geophys. Res.*, **112** (C06022), doi:10.1029/2006JC003625.
- Zikanov, O., D. Slinn, and M. Dhanak, 2003: Large-eddy simulations of the wind-induced turbulent ekman layer. *J. Fluid Mech.*, **495**, 343–368.
- Zilitinkevich, S., A. Baklanov, J. Rost, Ann-Sofismedman, V. Lykosov, and P. Calanca, 2002: Diagnostic and prognostic equations for the depth of the stably stratified ekman boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **128**, 25–46.

# 付録 A 有限水深海洋における解析解の導出

## A.1 非定常吹送流

解くべき方程式としてブシネスク近似下での移流項，圧力項，水平粘性・拡散項を無視した鉛直一次元運動方程式（水平成分），

$$\frac{\partial U}{\partial t} + ifU = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (U = u + iv),$$

を考える．初期条件は静止流体

$$U = 0$$

とし，境界条件として海面（ $z = 0$ ）で  $y$  軸方向に定常な風応力

$$\mu \frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{\tau}{\rho_0},$$

を与え，海底（ $z = -D$ ）では流速無し

$$U = 0,$$

とする．

ここで，

$$\tilde{U} = U \exp(ift)$$

と置き換えることで式 (3.1) は

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} = \mu \frac{\partial^2 \tilde{U}}{\partial z^2}, \tag{a.1}$$

となり，初期条件及び境界条件も

$$\tilde{U} = 0 \quad \text{at } t = 0, \tag{a.2}$$

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = i \frac{\tau}{\mu \rho_0} \exp(ift) \quad \text{at } z = 0, \tag{a.3}$$

$$\tilde{U} = 0 \quad \text{at } z = -D, \tag{a.4}$$

と書き換えられる。

まず，式 (a.1) の一般解を変数分離法を用いて求める． $\tilde{U} = \mathcal{T}(t) \cdot \mathcal{Z}(z)$  と表せるとして式 (a.1) に代入すると，

$$\begin{aligned}\frac{\mathcal{T}(t)}{\partial t} \mathcal{Z}(z) &= \mu \frac{\partial^2 \mathcal{Z}(z)}{\partial z^2} \mathcal{T}(t), \\ \frac{1}{\mathcal{T}(t)} \frac{\partial \mathcal{T}(t)}{\partial t} &= \mu \frac{1}{\mathcal{Z}(z)} \frac{\partial^2 \mathcal{Z}(z)}{\partial z^2} = \text{一定}.\end{aligned}$$

よって，

$$\begin{aligned}\frac{1}{\mathcal{T}(t)} \frac{\partial \mathcal{T}(t)}{\partial t} &= C, \\ \mu \frac{1}{\mathcal{Z}(z)} \frac{\partial^2 \mathcal{Z}(z)}{\partial z^2} &= C,\end{aligned}$$

ここで， $C$  は定数である． $\mathcal{T}(t) = A \exp(Bt)$  ( $A, B$  は定数) とすれば上式から  $B = C$ ，すなわち

$$\mathcal{T}(t) = A \exp(Ct),$$

となる．一方， $\mathcal{Z}(z) = A' \exp(B'z)$  ( $A', B'$  は定数) とすれば下式から  $B' = \pm(C/\mu)^{1/2}$ ，すなわち

$$\mathcal{Z}(z) = A'_1 \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) + A'_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) \quad (A'_1, B'_1 \text{ は定数}).$$

これら  $\mathcal{Z}(z)$  と  $\mathcal{T}(t)$  から  $\tilde{U}$  の一般解は

$$\begin{aligned}\tilde{U} &= A \exp(Ct) \left\{ A'_1 \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) + A'_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) \right\} \\ &= \left\{ A \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}} z\right) \right\} \exp(Ct),\end{aligned} \tag{a.5}$$

である．

続いて，式 (a.1) の同次解を同次境界条件，

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} &= 0 \quad \text{at } z = 0, \\ \tilde{U} &= 0 \quad \text{at } z = -D,\end{aligned}$$

から求める．これらから

$$A\sqrt{\frac{C}{\mu}} - B\sqrt{\frac{C}{\mu}} = 0,$$

$$A \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) + B \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) = 0.$$

すなわち，

$$A = B,$$

$$\exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) + \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) = 0, \quad (\text{a.6})$$

が成り立つ． $C$  は式 (a.6) を満たすには負でなければならない．そのため，

$$C = -C_p < 0 \quad (C_p > 0),$$

と置き直せば，式 (a.6) の左辺は

$$\begin{aligned} \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) + \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\mu}}D\right) &= \exp\left(-i\sqrt{\frac{C_p}{\mu}}D\right) + \exp\left(i\sqrt{\frac{C_p}{\mu}}D\right) \\ &= 2 \cos\left(\sqrt{\frac{C_p}{\mu}}D\right), \end{aligned}$$

である．これが 0 になるには

$$\sqrt{\frac{C_p}{\mu}}D = \left(\frac{2n+1}{2}\right)\pi \quad (n = 0, 1, \dots),$$

となる必要があり，このとき  $C_p$  は

$$C_p = \frac{\mu}{D^2} \left\{ \frac{(2n+1)\pi}{2} \right\}^2 = \frac{P_n^2}{T_\mu}$$

となる．ただし， $P_n = (2n+1)\pi/2$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) 及び  $T_\mu = D^2/\mu$  である．以上，

$$A = B, \quad C_p = \frac{P_n^2}{T_\mu}, \quad T_\mu = \frac{D^2}{\mu}$$

を式 (a.5) に代入すれば

$$\begin{aligned}
\tilde{U} &= \left\{ A \exp \left( \sqrt{-\frac{P_n^2}{D^2}} z \right) + A \exp \left( -\sqrt{-\frac{P_n^2}{D^2}} z \right) \right\} \exp \left( -\frac{P_n^2}{T_\mu} t \right) \\
&= A \left\{ \exp \left( i \frac{P_n}{D} z \right) + \exp \left( -i \frac{P_n}{D} z \right) \right\} \exp \left( -\frac{P_n^2}{T_\mu} t \right) \\
&= A \left\{ \cos \left( \frac{P_n}{D} z \right) + i \sin \left( \frac{P_n}{D} z \right) + \cos \left( -\frac{P_n}{D} z \right) + i \sin \left( -\frac{P_n}{D} z \right) \right\} \exp \left( -\frac{P_n^2}{T_\mu} t \right) \\
&= 2A \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \exp \left( -\frac{P_n^2}{T_\mu} t \right)
\end{aligned}$$

である．同次解の一般解は上式の重ね合わせで表現できるので

$$\tilde{U}_g = \sum_{n=0}^{\infty} E_n \exp \left( -\frac{P_n^2}{T_\mu} t \right) \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right), \quad (\text{a.7})$$

となる．

次に特解を求める．式 (a.5) を海面境界条件 (式 (a.3)) に代入すれば

$$\left\{ A \sqrt{\frac{C}{\mu}} \exp \left( \sqrt{\frac{C}{\mu}} z \right) - B \sqrt{\frac{C}{\mu}} \exp \left( -\sqrt{\frac{C}{\mu}} z \right) \right\} \exp (Ct) = i \frac{\tau}{\mu \rho_0} \exp (ift).$$

上式をすべての  $t (> 0)$  で満足するために  $C = if$  となる．従って，

$$\sqrt{\frac{C}{\mu}} = \sqrt{i \frac{f}{\mu}} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{f}{\mu}} = \frac{1+i}{\delta_f},$$

となる．これを海面及び海底境界条件に代入すれば，

$$\begin{aligned}
A \frac{1+i}{\delta_f} - B \frac{1+i}{\delta_f} &= i \frac{\tau}{\mu \rho_0}, \\
A \exp \{-(1+i)D'_\delta\} + B \exp \{(1+i)D'_\delta\} &= 0,
\end{aligned}$$

となる．これら 2 式から  $A$  と  $B$  を決定する．表層境界条件から

$$\begin{aligned}
A \frac{1+i}{\delta_f} - B \frac{1+i}{\delta_f} &= i \frac{\tau}{\mu \rho_0}, \\
A - B &= i \frac{\tau}{\mu \rho_0} \frac{\delta_f}{1+i} \equiv W.
\end{aligned} \quad (\text{a.8})$$

海底境界条件から

$$A \exp \{-(1+i)D'_\delta\} + B \exp \{(1+i)D'_\delta\} = 0$$

$$A = -B \frac{\exp \{(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}}, \quad (\text{a.9})$$

$$-B = A \frac{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{(1+i)D'_\delta\}}. \quad (\text{a.10})$$

式 (a.10) を式 (a.8) に代入して

$$A + A \frac{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{(1+i)D'_\delta\}} = W,$$

$$\begin{aligned} A &= \frac{W}{1 + \frac{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{(1+i)D'_\delta\}}} = \frac{W \exp \{(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{(1+i)D'_\delta\} + \exp \{-(1+i)D'_\delta\}}, \\ &= \frac{W}{2 \cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \exp \{(1+i)D'_\delta\}. \end{aligned}$$

(a.9) 式を (a.8) 式に代入して

$$-B \frac{\exp \{(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}} - B = W,$$

$$\begin{aligned} B &= -\frac{W}{1 + \frac{\exp \{(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{-(1+i)D'_\delta\}}} = -\frac{W \exp \{-(1+i)D'_\delta\}}{\exp \{(1+i)D'_\delta\} + \exp \{-(1+i)D'_\delta\}}, \\ &= -\frac{W}{2 \cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \exp \{-(1+i)D'_\delta\}. \end{aligned}$$

まとめると,  $A$ ,  $B$  及び  $C$  は

$$A = \frac{W}{2 \cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \exp \{(1+i)D'_\delta\},$$

$$B = -\frac{W}{2 \cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \exp \{-(1+i)D'_\delta\},$$

$$C = -if.$$

これらを式 (a.5) に代入して特解

$$\tilde{U}_s = W \frac{\sinh \{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh \{(1+i)D'_\delta\}} \exp (ift), \quad (\text{a.11})$$

を得る .

一般解は同次解 (式 (a.7)) 及び特解 (式 (a.11)) の和で表現できるため,

$$\begin{aligned}\tilde{U} &= \tilde{w}_g + \tilde{w}_s \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} E_n \exp\left(-\frac{P_n^2}{T_\mu} t\right) \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) + W \frac{\sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \exp(ift).\end{aligned}\tag{a.12}$$

となる.  $E_n$  は初期条件 ( $\tilde{U} = 0$  at  $t = 0$ ) から決まる. すなわち,

$$\sum_{n=0}^{\infty} E_n \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) = -W \frac{\sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh\{(1+i)D'_\delta\}}.$$

この式の両辺に  $\cos(P_m z'/D'_\delta)$ , ( $m = 0, 1, \dots$ ) を掛けて  $-D'_\delta \leq z' \leq 0$  の範囲で積分すると

$$\sum_{n=0}^{\infty} E_n \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{P_m}{D'_\delta} z'\right) \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' = -W \int_{-D'_\delta}^0 \frac{\sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \cos\left(\frac{P_m}{D'_\delta} z'\right) dz'\tag{a.13}$$

上式の左辺の積分部分について  $m = n$  の場合,

$$\begin{aligned}\int_{-D'_\delta}^0 \cos^2\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' &= \int_{-D'_\delta}^0 \frac{\cos\left(\frac{2P_n}{D'_\delta} z'\right) + 1}{2} dz' \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{2P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' + \int_{-D'_\delta}^0 dz' \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left[ \frac{D'_\delta}{2P_n} \sin\left(\frac{2P_n}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 + [z']_{-D'_\delta}^0 \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{D'_\delta}{2P_n} \sin(2P_n) + D'_\delta \right\} = \frac{D'_\delta}{2}.\end{aligned}$$

一方,  $m \neq n$  の場合,

$$P_n + P_m = (n + m + 1)\pi,$$

$$P_n - P_m = (n - m)\pi,$$

を考慮して，

$$\begin{aligned}
& \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) \cos\left(\frac{P_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{P_n + P_m}{D'_\delta} z'\right) dz' + \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{P_n - P_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{P_n + P_m} \sin\left(\frac{P_n + P_m}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 + \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{P_n - P_m} \sin\left(\frac{P_n - P_m}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 \\
&= \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(m+n+1)\pi} \sin\{(m+n+1)\pi\} + \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(n-m)\pi} \sin\{(n-m)\pi\} \\
&= 0.
\end{aligned}$$

よって，式 (a.13) は  $n = m$  の場合のみを考えて，

$$\frac{D'_\delta}{2} E_n = -W \int_{-D'_\delta}^0 \frac{\sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz',$$

であり  $E_n$  は，

$$\begin{aligned}
E_n &= -W \frac{2}{D'_\delta} \int_{-D'_\delta}^0 \frac{\sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= -\frac{W}{D'_\delta \cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \int_{-D'_\delta}^0 2 \sinh\{(1+i)(z' + D'_\delta)\} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= -\frac{W}{D'_\delta \cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \left[ \exp\{(1+i)D'_\delta\} \int_{-D'_\delta}^0 \exp\{(1+i)z'\} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \right. \\
&\quad \left. - \exp\{-(1+i)D'_\delta\} \int_{-D'_\delta}^0 \exp\{-(1+i)z'\} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \right], \quad (\text{a.14})
\end{aligned}$$

である．式 (a.14) の積分部分を不定積分とし  $I, J$  とそれぞれ定義する．

$$\begin{aligned}
I &\equiv \int \exp\{(1+i)z'\} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz', \\
J &\equiv \int \exp\{-(1+i)z'\} \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) dz'.
\end{aligned}$$

それぞれを計算すると

$$\begin{aligned}
I &= \int \exp \{(1+i)z'\} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \int \frac{d}{dz'} \left[ \frac{1}{1+i} \exp \{(1+i)z'\} \right] \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) + \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)} \int \exp \{(1+i)z'\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \\
&\quad + \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)} \int \frac{d}{dz'} \left\{ \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \right\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \\
&\quad + \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)} \left[ \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) - \int \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \frac{P_n}{D'_\delta} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \right] \\
&= \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) + \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)^2} \left[ \exp \{(1+i)z'\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) - \frac{P_n}{D'_\delta} I \right] \\
&= \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \frac{\left\{ \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) + \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \right\}}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J &= \int \exp \{-(1+i)z'\} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \int \frac{d}{dz'} \left[ \frac{1}{1+i} \exp \{-(1+i)z'\} \right] \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) + \frac{P_n}{-D'_\delta(1+i)} \int \exp \{-(1+i)z'\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \\
&\quad + \frac{P_n}{-D'_\delta(1+i)} \int \frac{d}{dz'} \left\{ \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \right\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
&= \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \\
&\quad + \frac{P_n}{-D'_\delta(1+i)} \left[ \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \right. \\
&\quad \left. - \int \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \frac{P_n}{D'_\delta} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \right] \\
&= \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \\
&\quad + \frac{P_n}{\{-D'_\delta(1+i)\}^2} \left[ \exp \{-(1+i)z'\} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) - \frac{P_n}{D'_\delta} J \right] \\
&= \frac{\exp \{-(1+i)z'\}}{-(1+i)} \frac{\left\{ \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) - \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \right\}}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2}.
\end{aligned}$$

$I, J$  ともに積分範囲を考えて,

$$\begin{aligned}
[I]_{-D'_\delta}^0 &= \left[ \frac{\exp \{(1+i)z'\}}{1+i} \frac{\left\{ \cos \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) + \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin \left( \frac{P_n}{D'_\delta} z' \right) \right\}}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \right]_{-D'_\delta}^0 \\
&= \frac{1}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} - \frac{\exp \{-(1+i)D'_\delta\} \cos(-P_n) + \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin(-P_n)}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \\
&= \frac{1}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} + \frac{\exp \{-(1+i)D'_\delta\} \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} (-1)^n}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \\
&= \frac{1}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \left\{ 1 + \exp \{-(1+i)D'_\delta\} \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} (-1)^n \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[J]_{-D'_\delta}^0 &= \left[ \frac{\exp\{-(1+i)z'\} \left\{ \cos\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) - \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin\left(\frac{P_n}{D'_\delta} z'\right) \right\}}{-(1+i) \left( 1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2 \right)} \right]_{-D'_\delta}^0 \\
&= \frac{1}{-(1+i)} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} - \frac{\exp\{(1+i)D'_\delta\} \cos(-P_n) - \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \sin(-P_n)}{-(1+i) \left( 1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2 \right)} \\
&= \frac{1}{-(1+i)} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} - \frac{\exp\{(1+i)D'_\delta\} \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} (-1)^n}{-(1+i) \left( 1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2 \right)} \\
&= -\frac{1}{1+i} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \left\{ 1 - \exp\{(1+i)D'_\delta\} \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} (-1)^n \right\}.
\end{aligned}$$

と求まる．これらを式 (a.14) に代入して

$$\begin{aligned}
E_n &= -\frac{W}{D'_\delta \cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \left[ \exp\{(1+i)D'_\delta\} \int_{-D'_\delta}^0 \exp\{(1+i)z'\} \cos\left(\frac{z'}{D'_\delta} P_n\right) dz' \right. \\
&\quad \left. - \exp\{-(1+i)D'_\delta\} \int_{-D'_\delta}^0 \exp\{-(1+i)z'\} \cos\left(\frac{z'}{D'_\delta} P_n\right) dz' \right] \\
&= -\frac{W}{D'_\delta \cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \\
&\quad \left[ \exp\{(1+i)D'_\delta\} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)} \right\}^2} \left\{ \frac{1}{1+i} + \frac{(-1)^n P_n \exp\{-(1+i)D'_\delta\}}{D'_\delta(1+i)^2} \right\} \right. \\
&\quad \left. + \exp\{-(1+i)D'_\delta\} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{D'_\delta(1+i)} \right\}^2} \left\{ \frac{1}{1+i} - \frac{(-1)^n P_n \exp\{(1+i)D'_\delta\}}{D'_\delta(1+i)^2} \right\} \right] \\
&= -\frac{W}{D'_\delta \cosh\{(1+i)D'_\delta\}} \frac{1}{1+i} \frac{\exp\{(1+i)D'_\delta\} + \exp\{-(1+i)D'_\delta\}}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \\
&= -\frac{2W}{(1+i)D'_\delta} \frac{1}{1 + \left\{ \frac{P_n}{(1+i)D'_\delta} \right\}^2} \\
&= -\frac{2W}{(1+i)D'_\delta} \frac{1}{1 + R_n^2}
\end{aligned}$$

ここで,  $R_n = P_n/\{(1+i)D'_\delta\}$  である．この  $E_n$  を式 (a.12) に代入して両辺を  $\exp(ift)$

で割ると式 (3.5) を得る .

$$U = W \frac{\sinh \{(1+i)(z' + D'_\delta)\}}{\cosh \{(1+i)D'_\delta\}} - \frac{2W}{(1+i)D'_\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{1+R_n^2} \exp \left\{ - \left( \frac{P_n^2}{T_\mu} + \frac{i}{T_f} \right) t \right\} \cos \left( \frac{z'}{D'_\delta} P_n \right).$$

この解は  $D \rightarrow 0$  で Fredholm 解へ近づく .

## A.2 非定常浮力

浮力に関する支配方程式 (式 a.32) の外力項は  $(\alpha gh / \rho_0 C_a) I_i \exp(z / \lambda_i)$  の  $i = 1, 2, 3$  までの線形の重ね合わせで表現できる . 従って , 解くべき支配方程式は , 各外力 ( $b_i$ ) に対する鉛直一次元の熱拡散方程式 ,

$$\frac{\partial b_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial b_i}{\partial z} + F_{bi} \right), \quad F_{bi} = \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} I_i \exp \left( \frac{z}{\lambda_i} \right) \quad (\text{a.15})$$

を考える . 初期条件は一様浮力

$$b_i = b_{0i}, \quad (\text{a.16})$$

とし , 境界条件として海面 ( $z = 0$ ) で定常な浮力フラックス

$$\frac{\partial b_i}{\partial z} = 0,$$

を与え , 海底 ( $z = -D$ ) では浮力フラックス無し

$$\frac{\partial b_i}{\partial z} = 0, \quad (\text{a.17})$$

とする . 最終的な浮力の解析解は各外力 ( $F_{bi}, i = 1, 2, 3$ ) に関して解いた解析解の和で表せる .

ここで ,

$$b'_i = b_i + \frac{\lambda}{\kappa} F_{bi}, \quad (\text{a.18})$$

を使用し , 式 (a.32) に代入すると ,

$$\frac{\partial b'_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial b'_i}{\partial z} \right),$$

を得る．さらに初期条件及び境界条件も

$$b'_i = b_0 + \frac{\lambda_i}{\kappa} \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} I_i \exp\left(\frac{z}{\lambda_i}\right) \quad \text{at } t = 0, \quad (\text{a.19})$$

$$\kappa \frac{\partial b'_i}{\partial z} = \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} I_i \quad \text{at } z = 0, \quad (\text{a.20})$$

$$\kappa \frac{\partial b'_i}{\partial z} = \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} I_i \exp\left(-\frac{D}{\lambda_i}\right) \quad \text{at } z = -D. \quad (\text{a.21})$$

となる．さらにここから，

$$\frac{\partial b'_i}{\partial z} = \tilde{b}_{zi} + \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} I_i \left\{ 1 + \frac{z}{D} - \frac{z}{D} \exp\left(-\frac{D}{\lambda_i}\right) \right\}, \quad (\text{a.22})$$

とすれば，浮力の支配方程式は，

$$\frac{\partial \tilde{b}_z}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \tilde{b}_z}{\partial z^2}, \quad (\text{a.23})$$

となる．さらに初期条件及び境界条件も，

$$\tilde{b}_{zi} = -\frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} I_i \left\{ 1 + \frac{z}{D} - \frac{z}{D} \exp\left(-\frac{D}{\lambda_i}\right) - \exp\left(-\frac{z}{\lambda_i}\right) \right\} \quad \text{at } t = 0, \quad (\text{a.24})$$

$$\tilde{b}_{zi} = 0 \quad \text{at } z = 0, \quad (\text{a.25})$$

$$\tilde{b}_{zi} = 0 \quad \text{at } z = -D. \quad (\text{a.26})$$

と書き直せる．

式 (a.36) の一般解を変数分離法を用いて求めるが，これは式 (a.1) の場合における式 (a.5) の  $\mu$  を  $\kappa$  に置き換えたものであるため，

$$\tilde{b}_{zi} = \left\{ A \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} z\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} z\right) \right\} \exp(Ct), \quad (\text{a.27})$$

である．海面及び海底の境界条件である，式 (a.38) 及び式 (a.39) より，

$$A \sqrt{\frac{C}{\kappa}} + B \sqrt{\frac{C}{\kappa}} = 0,$$

$$A \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) + B \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) = 0.$$

すなわち,

$$A = -B,$$

$$\exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}}D\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}}D\right) = 0, \quad (\text{a.28})$$

が成り立つ.  $C$  は式 (a.41) を満たすには負でなければならない. そのため,

$$C = -C_p < 0 \quad (C_p > 0),$$

と置き直せば, 式 (a.41) の左辺は

$$\begin{aligned} \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}}D\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}}D\right) &= \exp\left(-i\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}}D\right) - \exp\left(i\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}}D\right) \\ &= i2 \sin\left(\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}}D\right), \end{aligned}$$

である. これが 0 になるには

$$\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}}D = n\pi \quad (n = 0, 1, \dots),$$

となる必要があり, このとき  $C_p$  は

$$C_p = \frac{\kappa}{D^2} (n\pi)^2 = \frac{Q_n^2}{T_\kappa}$$

となる. ただし,  $Q_n = n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) 及び  $T_\kappa = D^2/\kappa$  である. 以上,

$$A = -B, \quad C_p = \frac{Q_n^2}{T_\kappa}, \quad T_\kappa = \frac{D^2}{\kappa}$$

を式 (a.40) に代入すれば

$$\begin{aligned} \tilde{b}_{zi} &= \left\{ A \exp\left(\sqrt{-\frac{Q_n^2}{D^2}}z\right) + A \exp\left(-\sqrt{-\frac{Q_n^2}{D^2}}z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa}t\right) \\ &= A \left\{ \exp\left(i\frac{Q_n}{D}z\right) + \exp\left(-i\frac{Q_n}{D}z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa}t\right) \\ &= A \left\{ \cos\left(\frac{Q_n}{D}z\right) + i \sin\left(\frac{Q_n}{D}z\right) + \cos\left(-\frac{Q_n}{D}z\right) + i \sin\left(-\frac{Q_n}{D}z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa}t\right) \\ &= 2A \cos\left(\frac{Q_n}{D_\delta}z'\right) \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa}t\right) \end{aligned}$$

である．一般解は上式の重ね合わせで表現できるので

$$\tilde{b}_{zi} = \sum_{n=1}^{\infty} F_{ni} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right), \quad (\text{a.29})$$

となる．ここで， $F_{ni}$  は初期条件（式 (a.37)）から決定される係数である． $t = 0$  のとき，

$$\sum_{n=0}^{\infty} F_{ni} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) = -\frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \left\{ 1 + \frac{z'}{D'_\delta} - \frac{z'}{D'_\delta} \exp\left(-\frac{D'_\delta}{\lambda'_i}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{\lambda'_i}\right) \right\},$$

であり，両辺に  $\sin(Q_m z'/D'_\delta)$ , ( $m = 0, 1, \dots$ ) を掛けて  $-D'_\delta \leq z' \leq 0$  の範囲で積分すると

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} F_{ni} \int_{-D'_\delta}^0 \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \quad (\text{a.30}) \\ &= -\frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} I_i \int_{-D'_\delta}^0 \left\{ 1 + \frac{z'}{D'_\delta} - \frac{z'}{D'_\delta} \exp\left(-\frac{D'_\delta}{\lambda'_i}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{\lambda'_i}\right) \right\} \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz'. \end{aligned} \quad (\text{a.31})$$

左辺の積分部分について  $m = n$  の場合，

$$\begin{aligned} \int_{-D'_\delta}^0 \sin^2\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz' &= \int_{-D'_\delta}^0 \frac{1 - \cos\left(\frac{2Q_n}{D'_\delta} z'\right)}{2} dz' \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \int_{-D'_\delta}^0 dz' - \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{2Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz' \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ [z']_{-D'_\delta}^0 - \left[ \frac{D'_\delta}{2Q_n} \sin\left(\frac{2Q_n}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ D'_\delta - \frac{D'_\delta}{2Q_n} \sin(2Q_n) \right\} = \frac{D'_\delta}{2} \end{aligned}$$

$m \neq n$  の場合，

$$Q_n + Q_m = (n + m)\pi,$$

$$Q_n - Q_m = (n - m)\pi,$$

を考慮して，

$$\begin{aligned}
& \int_{-D'_\delta}^0 \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{Q_n - Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' - \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos\left(\frac{Q_n + Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{Q_n - Q_m} \sin\left(\frac{Q_n - Q_m}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 - \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{Q_n + Q_m} \sin\left(\frac{Q_n + Q_m}{D'_\delta} z'\right) \right]_{-D'_\delta}^0 \\
&= \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(n - m)\pi} \sin\{(n - m)\pi\} - \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(n + m)\pi} \sin\{(n + m)\pi\} \\
&= 0.
\end{aligned}$$

よって，式 (a.43) は  $n = m$  の場合のみを考えて，

$$\frac{D'_\delta}{2} F_{ni} = -\frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} I_i \int_{-D'_\delta}^0 \left\{ 1 + \frac{z'}{D'_\delta} - \frac{z'}{D'_\delta} \exp\left(-\frac{D'_\delta}{\lambda'_i}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{\lambda'_i}\right) \right\} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz',$$

であり， $F_{ni}$  は

$$\begin{aligned}
F_{ni} &= -\frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \int_{-D'_\delta}^0 \left\{ 1 + \frac{z'}{D'_\delta} - \frac{z'}{D'_\delta} \exp\left(-\frac{D'_\delta}{\lambda'_i}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{\lambda'_i}\right) \right\} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz \\
&= \frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \left[ \frac{2}{Q_n} - \frac{\left(\frac{\lambda'_i}{D'_\delta}\right)^2 Q_n \left\{ 1 + (-1)^n \left(\frac{D'_\delta}{\lambda'_i Q_n}\right)^2 \exp\left(-\frac{D'_\delta}{\lambda'_i}\right) \right\}}{1 + \left(\frac{\lambda'_i}{D'_\delta} Q_n\right)^2} \right].
\end{aligned}$$

この  $F_{ni}$  を式 (a.42) に代入して，

$$\begin{aligned}
\tilde{b}_{zi} &= \frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{ni} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right), \\
\beta_{ni} &= \frac{2}{Q_n} - \frac{\left(\frac{\lambda'_i}{D'_\delta}\right)^2 Q_n \left\{ 1 + (-1)^n \left(\frac{D'_\delta}{\lambda'_i Q_n}\right)^2 \exp\left(-\frac{\lambda'_i}{D'_\delta}\right) \right\}}{1 + \left(\frac{\lambda'_i}{D'_\delta} Q_n\right)^2}
\end{aligned}$$

を得る．

$b_i$  を得るため，まず式 (a.35) に上式を代入して，初期値を  $b_{0i}$  とすれば，

$$b'_i = \frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D'_\delta}{Q_n} \beta_{ni} \left\{ \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) - 1 \right\} \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) + \frac{\lambda'_i}{\delta_f} \exp\left(\frac{z'}{\lambda'_i}\right) \right] + b_{0i},$$

となる．続いて， $b_i = b'_i + (\lambda_i/\kappa)F_{bi}$  であるから，

$$b_i = \frac{\alpha gh I_i}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D'_\delta}{Q_n} \beta_{ni} \left\{ \exp\left(-\frac{Q_n^2 t}{T_\kappa}\right) - 1 \right\} \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) + \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} \frac{t}{\delta_f D'_\delta} + b_{0i},$$

となる．最後に， $b$  は  $b_i (i = 1, 2, 3)$  の線形結合で表現できるため，これから  $b$  は以下のよう表せる．

$$b = \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D'_\delta}{Q_n} \sum_{i=1}^3 I_i \beta_{ni} \left\{ \exp\left(-\frac{Q_n^2 t}{T_\kappa}\right) - 1 \right\} \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) + \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a} \frac{t}{\delta_f D'_\delta} + b_0,$$

ここで， $b_0 = \sum_{i=1}^3 b_{0i}$  を使用した．

### A.3 $H_f$ の透過を考慮しない非定常浮力

解くべき方程式として鉛直一次元の熱拡散方程式，

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial b}{\partial z} \right), \quad (\text{a.32})$$

を考える．初期条件は一様浮力

$$b = b_0, \quad (\text{a.33})$$

とし，境界条件として海面 ( $z = 0$ ) で定常な浮力フラックス

$$\kappa \frac{\partial b}{\partial z} = \frac{\alpha gh}{\rho_0 C_a},$$

を与え，海底 ( $z = -D$ ) では浮力フラックス無し

$$b = 0, \quad (\text{a.34})$$

とする．

ここで，

$$\frac{\partial b}{\partial z} = b_z = \tilde{b}_z + \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \left( 1 + \frac{z}{D} \right), \quad (\text{a.35})$$

を使用し，式 (a.32) の両辺を  $z$  で微分した

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial b}{\partial z} \right) = \kappa \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\partial b}{\partial z} \right),$$

に代入することで

$$\frac{\partial \tilde{b}_z}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \tilde{b}_z}{\partial z^2}, \quad (\text{a.36})$$

を得ることができる．さらに初期条件及び境界条件も

$$\tilde{b}_z = -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \left(1 + \frac{z}{D}\right) \quad \text{at } t = 0, \quad (\text{a.37})$$

$$\tilde{b}_z = 0 \quad \text{at } z = 0, \quad (\text{a.38})$$

$$\tilde{b}_z = 0 \quad \text{at } z = -D, \quad (\text{a.39})$$

と書き直せる．

式 (a.36) の一般解を変数分離法を用いて求めるが，これは式 (a.1) の場合における式 (a.5) の  $\mu$  を  $\kappa$  に置き換えたものであるため，

$$\tilde{b}_z = \left\{ A \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} z\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} z\right) \right\} \exp(Ct), \quad (\text{a.40})$$

である．海面及び海底の境界条件である，式 (a.38) 及び式 (a.39) より，

$$\begin{aligned} A\sqrt{\frac{C}{\kappa}} + B\sqrt{\frac{C}{\kappa}} &= 0, \\ A \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) + B \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) &= 0. \end{aligned}$$

すなわち，

$$\begin{aligned} A &= -B, \\ \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) &= 0, \end{aligned} \quad (\text{a.41})$$

が成り立つ． $C$  は式 (a.41) を満たすには負でなければならない．そのため，

$$C = -C_p < 0 \quad (C_p > 0),$$

と置き直せば，式 (a.41) の左辺は

$$\begin{aligned} \exp\left(-\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{C}{\kappa}} D\right) &= \exp\left(-i\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}} D\right) - \exp\left(i\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}} D\right) \\ &= i2 \sin\left(\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}} D\right), \end{aligned}$$

である．これが 0 になるには

$$\sqrt{\frac{C_p}{\kappa}} D = n\pi \quad (n = 0, 1, \dots),$$

となる必要があり，このとき  $C_p$  は

$$C_p = \frac{\kappa}{D^2} (n\pi)^2 = \frac{Q_n^2}{T_\kappa}$$

となる．ただし， $Q_n = n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) 及び  $T_\kappa = D^2/\kappa$  である．以上，

$$A = -B, \quad C_p = \frac{Q_n^2}{T_\kappa}, \quad T_\kappa = \frac{D^2}{\kappa}$$

を式 (a.40) に代入すれば

$$\begin{aligned} \tilde{b}_z &= \left\{ A \exp\left(\sqrt{-\frac{Q_n^2}{D^2}} z\right) + A \exp\left(-\sqrt{-\frac{Q_n^2}{D^2}} z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \\ &= A \left\{ \exp\left(i\frac{Q_n}{D} z\right) + \exp\left(-i\frac{Q_n}{D} z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \\ &= A \left\{ \cos\left(\frac{Q_n}{D} z\right) + i \sin\left(\frac{Q_n}{D} z\right) + \cos\left(-\frac{Q_n}{D} z\right) + i \sin\left(-\frac{Q_n}{D} z\right) \right\} \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \\ &= 2A \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \end{aligned}$$

である．一般解は上式の重ね合わせで表現できるので

$$\tilde{b}_z = \sum_{n=1}^{\infty} F_n \exp\left(-\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t\right) \cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right), \quad (\text{a.42})$$

となる．ここで， $F_n$  は初期条件 (式 (a.37)) から決定される係数である． $t = 0$  のとき，

$$\sum_{n=1}^{\infty} F_n \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) = -\frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a \kappa} \left(1 + \frac{z'}{D'_\delta}\right),$$

であり，両辺に  $\sin(Q_m z'/D'_\delta)$ , ( $m = 0, 1, \dots$ ) を掛けて  $-D'_\delta \leq z' \leq 0$  の範囲で積分すると

$$\sum_{n=1}^{\infty} F_n \int_{-D'_\delta}^0 \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) dz' = -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \int_{-D'_\delta}^0 \left(1 + \frac{z'}{D'_\delta}\right) \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz'. \quad (\text{a.43})$$

左辺の積分部分について  $m = n$  の場合 ,

$$\begin{aligned}
 \int_{-D'_\delta}^0 \sin^2 \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) dz' &= \int_{-D'_\delta}^0 \frac{1 - \cos \left( \frac{2Q_n}{D'_\delta} z' \right)}{2} dz' \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \int_{-D'_\delta}^0 dz' - \int_{-D'_\delta}^0 \cos \left( \frac{2Q_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ [z']_{-D'_\delta}^0 - \left[ \frac{D'_\delta}{2Q_n} \sin \left( \frac{2Q_n}{D'_\delta} z' \right) \right]_{-D'_\delta}^0 \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ D'_\delta - \frac{D'_\delta}{2Q_n} \sin (2Q_n) \right\} = \frac{D'_\delta}{2}
 \end{aligned}$$

$m \neq n$  の場合 ,

$$Q_n + Q_m = (n + m)\pi,$$

$$Q_n - Q_m = (n - m)\pi,$$

を考慮して ,

$$\begin{aligned}
 &\int_{-D'_\delta}^0 \sin \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) \sin \left( \frac{Q_m}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
 &= \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos \left( \frac{Q_n - Q_m}{D'_\delta} z' \right) dz' - \frac{1}{2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos \left( \frac{Q_n + Q_m}{D'_\delta} z' \right) dz' \\
 &= \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{Q_n - Q_m} \sin \left( \frac{Q_n - Q_m}{D'_\delta} z' \right) \right]_{-D'_\delta}^0 - \frac{1}{2} \left[ \frac{D'_\delta}{Q_n + Q_m} \sin \left( \frac{Q_n + Q_m}{D'_\delta} z' \right) \right]_{-D'_\delta}^0 \\
 &= \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(n - m)\pi} \sin \{(n - m)\pi\} - \frac{1}{2} \frac{D'_\delta}{(n + m)\pi} \sin \{(n + m)\pi\} \\
 &= 0.
 \end{aligned}$$

よって , 式 (a.43) は  $n = m$  の場合のみを考えて ,

$$\frac{D'_\delta}{2} F_n = -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \int_{-D'_\delta}^0 \left( 1 + \frac{z'}{D'_\delta} \right) \sin \left( \frac{Q_m}{D'_\delta} z' \right) dz',$$

であり,  $F_n$  は

$$\begin{aligned}
F_n &= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \int_{-D'_\delta}^0 \left(1 + \frac{z'}{D'_\delta}\right) \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \\
&= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \left\{ \int_{-D'_\delta}^0 \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' + \int_{-D'_\delta}^0 \frac{z'}{D'_\delta} \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' \right\} \\
&= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \left\{ \int_{-D'_\delta}^0 \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right) dz' + \int_{-D'_\delta}^0 \frac{z'}{D'_\delta} \left(-\frac{D'_\delta}{Q_m} \cos\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right)\right)' dz' \right\} \\
&= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \left\{ \left[-\frac{D'_\delta}{Q_m} \cos\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right)\right]_{-D'_\delta}^0 \right. \\
&\quad \left. + \left[\frac{z'}{D'_\delta} \left\{-\frac{D'_\delta}{Q_m} \cos\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right)\right\}\right]_{-D'_\delta}^0 - \left[\frac{D'_\delta}{Q_m^2} \sin\left(\frac{Q_m}{D'_\delta} z'\right)\right]_{-D'_\delta}^0 \right\} \\
&= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \left\{ -\frac{D'_\delta}{Q_m} (1 - \cos Q_m) - \frac{D'_\delta}{Q_m} \cos Q_m \right\} \\
&= -\frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \frac{2}{D'_\delta} \left(-\frac{D'_\delta}{Q_m}\right) \\
&= \frac{2}{Q_m} \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a \kappa}
\end{aligned}$$

この  $F_n$  を式 (a.42) に代入して,

$$\tilde{b}_z = \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{Q_n} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \exp\left(-\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2\right),$$

を得る.

$b$  を得るため, まず式 (a.35) に上式を代入して,

$$\begin{aligned}
b_z &= \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{Q_n} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \exp\left(-\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2\right) + \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \left(1 + \frac{z'}{D'_\delta}\right) \\
&= \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{Q_n} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \exp\left(-\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2\right) + 1 + \frac{z'}{D'_\delta} \right]
\end{aligned}$$

である. 続いて,  $b_z = (1/\delta_f)(\partial b/\partial z')$  であるから,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial b}{\partial z'} &= \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{Q_n} \sin\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right) \exp\left(-\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2\right) + 1 + \frac{z'}{D'_\delta} \right] \\
b &= \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \left\{-\cos\left(\frac{Q_n}{D'_\delta} z'\right)\right\} \exp\left(-\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2\right) + z' + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{D'_\delta} \right] + D
\end{aligned}$$

となる．ここで  $D$  は積分定数であり初期条件（式 (a.33)）から決められ，

$$b_0 = \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) + z' + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{D'_\delta} \right] + D.$$

よって  $D$  は，

$$D = b_0 - \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) + z' + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{D'_\delta} \right].$$

これから  $b$  は以下のように表せる．

$$\begin{aligned} b &= b_0 + \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) \exp \left( -\frac{t}{T_\kappa} Q_n^2 \right) + z' + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{D'_\delta} \right] \\ &\quad - \frac{\alpha g}{\rho_0 C_a \kappa} h \delta_f \left[ - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) + z' + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{D'_\delta} \right] \\ &= \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t \right) \right\} + b_0 \end{aligned}$$

以上より  $b$  の形が決まった．鉛直分布を決定するには，ある時間  $t$  までに得た総浮力  $\delta_f \int_{-D'_\delta}^0 b - b_0 + E dz'$  と与えられた浮力  $\int_0^t (\alpha g h / (\rho_0 C_a)) dt$  とが等しいという条件，

$$\frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \int_{-D'_\delta}^0 \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) dz' \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t \right) \right\} + \delta_f \int_{-D'_\delta}^0 E dz' = \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a} t,$$

を満たす必要があり， $E$  は

$$E = \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a} \frac{1}{\delta_f D'_\delta} t$$

と決定される．よって，

$$b = \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a \kappa} \delta_f \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2D'_\delta}{Q_n^2} \cos \left( \frac{Q_n}{D'_\delta} z' \right) \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{Q_n^2}{T_\kappa} t \right) \right\} + \frac{\alpha g h}{\rho_0 C_a} \frac{1}{\delta_f D'_\delta} t + b_0,$$

となる．