

2)

## 学位申請論文

Study of the Data Assimilation System  
for Ocean Surface Circulations and Its  
Application to the Numerical Forecasting

(海洋表層循環のデータ同化システムの構築と  
その数値予測への応用に関する研究)

学位申請者

石川洋一

# 学位申請論文

海洋表層循環のデータ同化システムの構築と  
その数値予測への応用に関する研究

学位申請者

石川洋一

## 主論文

### 1. 題目

Study of the Data Assimilation System for Ocean Surface Circulations  
and Its Application to the Numerical Forecasting.

(海洋表層循環のデータ同化システムの構築とその数値予測への応用に関する研究)

### 2. 公表の方法・時期

学位授与後に「平成10年度地球惑星科学専攻・地球物理学分野博士論文集」に掲載

### 3. 冊数 1冊

参考文献3篇 そのうちThesisの基礎となったものは以下の3篇である。

#### 1. Successive Correction of the Mean Sea Surface Height by the Simultaneous Assimilation of Drifting buoy and Altimetric Data;

(漂流ブイと海面高度計データの同時同化による平均海面高度場の連続修正)

*Journal of Physical Oceanography*, 26巻, 11号, 2382頁-2397頁, 1996年

Ishikawa, Y., T. Awaji, K. Akitomo, B. Qiuの共著.

#### 2. Global Surface Circulation and Its Kinetic Energy Distribution Derived from Drifting Buoys;

(漂流ブイから得られた全球表層循環とその運動エネルギーの分布)

*Journal of Oceanography*, 53巻, 489頁-516頁, 1997年, Ishikawa, Y., T. Awaji, K. Akitomoの共著.

#### 3. Dynamical Initialization for the numerical Forecasting of Ocean Surface Circulations using a Variational Assimilation System;

(変分法同化システムを用いた海洋表層循環の数値予報に対する力学的初期値化)

*Journal of Physical Oceanography*に投稿中 Ishikawa, Y., T. Awaji, N. Komoriの共著.

## 主論文の要旨

海洋現象を解析し、そのメカニズムを明らかにするためには、現実的かつ力学的に整合性のとれた時系列データセットの作成が極めて重要である。データ同化システムは観測データと数値モデルを組み合わせることにより、そのような時系列データセットを作成することができるため、漂流ブイデータと海面高度計のデータを用いた海洋表層循環データ同化システムを開発し、その解析場及び数値予測への応用について検討した。

まず、漂流ブイデータそのものがどれだけ海洋表層循環の観測手法として有効であるか調べるために、カナダ海洋データセンターにアーカイブされている漂流ブイデータを用い全球の表層循環の気候学的平均場と季節変動場を求めた。その結果は、海面高度計データと同様、漂流ブイデータは表層循環の実況を捉える上で非常に有力なデータであることを示した。

次に、人工衛星海面高度計データと漂流ブイデータを最適内挿法を用いて1.5層プリミティブ方程式モデルに同化するデータ同化システムを作成し、その有効性を調べた。従来の研究では海面高度計をデータ同化システムに用いる場合、ジオイド面の不正確性に起因して海面高度場の時間変動成分のみしか用いられず、平均海面高度場については気候学的な値が代用されてきたが、この研究では漂流ブイデータを同時に同化することにより、海面高度場の時間変動成分のみならず平均成分の推定も可能とした。

しかしながら、上記の最適内挿法を用いたデータ同化システムの結果を予報モデルの初期値に用いると重力波が発生し、予報精度を低下させるという問題がある。この原因は最適内挿法では統計的な情報や地衡流バランスという非常に簡単な力学を用いて予報誤差共分散行列を決定しているために、得られた解析場に力学的不整合性が存在し、それを解消しようとする調節過程が働いたためであった。この問題を解決するために、変分法を応用してモデルの力学をより厳密に再現する同化手法を新たに開発した。この同化手法を用いて得られた解析場は非線形項などの非地衡的な成分についてもバランスしたものであり、最適内挿法を用いた場合の重力波に起因する高周波ノイズが見られなくなったばかりでなく、短期予報の絶対的な精度も向上した。このことは、黒潮や湾流などといった非地衡成分を無視することができない西岸境界流域において顕著であり、これらの海域の短期予測を行う上に、この変分法を用いたデータ同化システムは非常に有効である。

# 目次

1. はじめに	1
2. 漂流ブイデータから得られた全球海洋表層循環とその変動	8
2.1 観測データおよびその処理	8
2.2 平均流速場の分布	11
2.3 変動場の描象	13
2.3.1 渦運動エネルギー	13
2.3.2 季節変動流速場	15
2.4 議論	16
2.4.1 粗い分解能結果との比較	16
2.4.2 他の観測データとの比較	17
2.4.3 数値モデルとの比較	18
2.5 この章のまとめ	20
3. 漂流ブイデータとアルチメータデータの同時同化と平均海面高度場の連続修正	22
3.1 データ同化システム	23
3.1.1 数値モデル	23
3.1.2 観測データ	24
3.1.3 同化手法	25
3.2 漂流ブイデータと海面高度計データの同化実験	26
3.2.1 実験1: 漂流ブイデータの同化	26
3.2.2 実験2: 漂流ブイデータと海面高度計データの同時同化	28
3.2.3 実験3: 平均海面高度場の連続修正システム	30
3.3 この章のまとめと議論	31

4. 短期海洋変動予測のための2次元変分法データ同化システムを用いた力学的初期化	36
4.1 データ同化システム	36
4.1.1 数値モデル	36
4.1.2 変分法を用いたデータ同化手法	37
4.1.3 統計的制約条件	37
4.1.4 力学的制約条件	38
4.1.5 評価関数の勾配	39
4.1.6 1次元波動方程式を用いた変分法同化手法における力学的制約条件の特性解析	40
4.2 力学的制約条件を含んだ変分法同化手法と最適内挿法の比較	41
4.3 議論	43
4.4 この章のまとめ	45
謝辞	50
付録: 線形不偏最適推定理論と最適内挿法と変分法同化手法の導出	51
A.1 最適推定値の導出(その1):カルマンフィルターの基礎	52
A.2 最適推定値の導出(その2):変分法の基礎	53
A.3 バイアスが存在する場合への拡張	55
A.4 付録のまとめ	55
A.5 付録で用いたいくつかの公式	56
参考文献	57
図表	63

# 第1章: はじめに

海洋現象の正確な実態把握は海況変動予報を視野にいた海洋物理学の諸問題の基礎をなすものである。時空間的に異なった様々なスケールの海洋現象を解析し、その現象を支配するメカニズムを明らかにするには、物理的、力学的に整合性のとれたデータセットが不可欠であり、そのために、これまで観測的アプローチと理論的数値実験アプローチの両面から多くの研究が行われてきた (Fukumori and Malanotte-Rizzoli, 1995)。

観測的アプローチは、船舶等による現場観測データや近年飛躍的な進歩を遂げている人工衛星リモートセンシングデータをもとにデータセットを作成しようとするものであり、理論的数値実験アプローチに比べ、実際の観測データを扱うために、得られたデータセットは海洋循環の実態そのものを表すという大きな利点がある。しかしながら、実際に得られる観測データの量は限られており、しかもその分布は、通常、時空間的に偏っている。さらに、観測データの種類にも偏りがある。水温、塩分データは相対的に容易なXBT (eXpendable BathyThermograph)、CTD (Conductivity-Temperature-Depth) 観測によって比較的豊富に得られているが、流速の直接観測は難しく、近年のADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) などの測器開発によって機動的、効率的な観測がなされるようになったものの未だ流速データは非常に少ない。

流速場のデータセットは、海洋循環過程を明らかにし、気候変動システムにおける熱・物質循環に果たす海洋の役割を解明する上で極めて重要である。そのため、これまでに水温と塩分データから密度場を求め、地衡流バランスを仮定して流速場を求めるいわゆる力学計算や、トレーサーの保存則をもとにしたインバース法などによって、流速場のデータセットを作成する試みがなされてきた。これらの方法では、データ量は限られ、時間的、空間的に高分解能の流速データセットを得るのは難しく、また、力学計算における無流面の仮定など流速場を求める際に様々な仮定が必要で、非一様な時空間分布をした水温・塩分データからこの方法によって得られたデータセットの精度は、実際の観測誤差と比べてかなり低下する。

一方、理論的なアプローチとしては、運動方程式、質量保存方程式などをもとに、差分式を数値的に解くことにより循環場を近似的に求めるという数値モデルを用いる方法がある。この方法

では、計算機の能力の許す範囲内で時空間分解能を高くすることができ、かつ、全ての格子点で流速などの物理量を求めることができる利点がある。特定の物理現象に注目した数値モデルの作成も可能であり、海洋現象のプロセス研究には非常に有力な手法である。しかしながら、数値モデルが実際の海洋の物理過程を再現するためには、サブグリッドスケール現象のパラメタリゼーション等に未だ大きな問題を抱えており、さらに、数値モデルから得られるデータセットの精度は用いる初期及び境界条件の精度に大きく依存する。そのため、後述するように、現状の数値モデルによる海洋循環の再現性は良いとは言えない。

そこで、以上の問題を解決するために、これらの2つのアプローチの結合させ、観測データと数値モデルを組み合わせて海洋循環場を再現しようとする新たなアプローチ、すなわち4次元データ同化という手法が生まれた。データ同化システムは観測データを用いて数値モデルの初期・境界条件やパラメタリゼーションの不十分性を改善し、時空間的に不均一な観測データから物理的に整合性のとれた均一なデータセットを作成しようというものである。この4次元データ同化システムを用いる利点としては、大別すると次の4点があげられる。

#### 1. 観測データを統合し、物理的に整合性のとれたデータセットの作成

4次元データ同化システムによって現実的な海洋循環場の時系列データセットが得られるので、これをもとにして、海洋循環を支配するメカニズムの理解や、熱・物質の輸送過程を明らかにすることができる。さらに、データ同化手法の基礎となる線形不偏最適推定理論(付録参照)に基づき、観測データと(同化を行わない)数値モデルを、それぞれの誤差を考慮して結合すれば、データ同化システムから得られるデータセットは、もとの観測データ及び数値モデルの結果よりも精度が高くなる。また、数値モデルを媒介として、独立に観測された異種類のデータを比較的容易に統合することが可能である。

#### 2. 数値モデルにおけるパラメタリゼーションの改善

データ同化システムは、一般には観測データを用いて逆問題を解くことにより数値モデルの初期条件や境界条件を改善し、より良いデータセット(解析場)を得る手法であるが、これは容易に数値モデルに用いられる粘性・拡散係数などのパラメータの改善に拡張できる。すなわち、数値モデルの問題点の1つであるサブグリッドスケールの現象のパラメタリゼーションの改善を、観測データをもとにして行うことが可能である。

#### 3. 有効な観測システムの設計

データ同化システムでは、同化される観測データが結果の解析場に与えるインパクトの調査

ができるので、いつ、どこで、どのような物理量を同化すれば得られるデータセットの効率的な改善がなされるかがわかる。これは、効果的な観測計画の設計に役立つ。実際、Holland and Marlanotte-Rizzoli (1989) は、Geosat 海面高度計観測の実施にあたり、データの軌道間隔と観測頻度がデータ同化システムに与える影響を調べ、人工衛星の軌道決定に大きく貢献した。

#### 4. 数値予報への応用

データ同化システムによって得られる解析場は、観測データを活用して数値モデル結果のエラーを補正したものである。数値予報に対する最良の初期条件としてのポテンシャルを持っている。また、数値モデルのパラメータの改善を行なえるので、高精度の予報が可能である。この利点は、既に気象学の分野では現業的な数値天気予報に利用されている。

本研究は、上述したデータ同化システムの利点を活かし、物理的に整合性のとれた海洋表層循環のデータセットの作成をめざしたデータ同化システムの構築を目的とする。海洋表層循環は、大気海洋相互作用を担う主体であり、海洋中の熱・物質輸送過程において主要な役割を果たしているが、変動が激しく、その正確な流速場の把握は容易ではない。そのため、良好な海洋表層循環データ同化システムの構築は、海洋循環過程およびそれが気候変動に果たす役割を理解するために、またその予測可能性を検討する上に重要な課題と言えよう。

データ同化システムの構築とその応用は、気象学の分野では既にいくつか成果をあげているが、海洋物理学の分野には気象学のそれとは相違点があり、気象学で用いられているモデルをそのまま適用することはできない(Ghil and Malanotte-Rizzoli, 1991)。中でも最大の問題は、海洋の観測データ量が少ないことである。それは気象分野に比べ、両者の時空間スケールの違いを考慮に入れても約10分の1にしか満たない。しかし、近年のリモートセンシング技術の発達にともない、人工衛星によって広範囲にわたり繰り返し観測することが可能となり、その情報は海面に集中しているものの、データ量は飛躍的に増加しつつある。特に人工衛星アルチメータ(海面高度計)データは、海洋表層循環と密接に関連する海面高度場を与えるので、海洋循環のモニタリングに非常に有力であり、1980年代後半以降、アルチメータデータを用いた同化システムの構築とそれを用いた実験的研究がなされるようになった(Holland and Malanotte-Rizzoli, 1989; White et al., 1989; Mellor and Ezer, 1991 など)。近年ではさらに、アルチメータデータから、表層循環だけでなく中層、深層の流れを求める研究も行われるようになり、例えば、Fukumori and Malanotte-Rizzoli (1995)やCong and Ikeda (1995)は、カルマンフィルターやadjoint法を用いた海洋の内部構造の推定手法を提案している。

しかしながら、アルチメータデータの利用に際しては改善しなければならないいくつかの重要な問題がある。中でも、ジオイドの不正確性に起因した平均海面高度場の推定は大きな問題である。海洋循環と関連の深い力学海面高度はジオイド面を基準とした海面高度であるが、海面高度計データは基準楕円体からの海面高度、つまり力学海面高度とジオイド高度の和を計測しているので、力学海面高度とジオイドの分離を行う必要がある。ジオイドの空間変動は海面力学高度のそれよりも大きいことから、数1000km以上の大きなスケールについてはある程度の精度でわかっているものの、数100km程度については誤差が大きい。そのため、アルチメータデータを用いた研究は、ジオイド場を平均海面高度場とともに取り除いた時間変動成分のみを使用するか、または、大洋スケールの循環のみに焦点を当てざるをえない (Stammer and Wunsch, 1994; Rapp et al., 1994; Le Traon et al., 1994; Nerem et al., 1994 など)。しかしながら、多くの海洋物理現象の研究には数100kmスケールの平均海面高度場が必要であり、特に西岸境界流やその続流域といった平均海面高度の空間変動が時間変動成分のそれと同程度であると考えられる領域では、平均海面高度場の推定が鍵となる。

平均海面高度場の推定に関してはこれまでにいくつかの方法が提案されている。Mellor and Ezer (1991) および Ezer et al. (1993) は、数値モデルの結果を平均をして平均海面高度場を求めている。この方法は全ての格子点で値を得ることができるので、平均場の推定を容易に行なえるが、精度という点では問題がある。そこで、Kelly and Gille (1990) はキネマティックジェットモデルを用いて、湾流域におけるより良い平均海面高度場の推定方法を開発し、さらに、Qiu et al. (1991) はこれを再循環流を含むモデルに拡張した。しかしながら、このモデルは黒潮続流や湾流域のようなジェット流域にしか適用できないという問題点がある。

平均海面高度場を推定するその他のアプローチとして気候学的水理データを用いる方法がある (Willebrand et al., 1990; Capotondi et al., 1995)。この気候学データから求めた平均海面高度場は全球をカバーできるという利点があり、上述のものより汎用性がある。しかし、その平均海面高度場の推定には無流面の仮定が必要であり、その結果、得られた絶対流速場（海面高度の空間変動）の信頼性には疑問が付きまとう。また、一般に、アルチメータデータからの平均場と気候学データから得られる平均場には無視できない相違が認められる。これは、両者の平均期間の相違（前者は数年、後者は数10年）から、海面高度場の経年変動成分は気候学平均では変動場としてみなされるが、アルチメータデータに対するものでは平均成分とみなされる部分が出てくるといふエイリアジングの問題から生じる (Qiu, 1994)。

そのため、気候学データから得られた平均場を改善しようとする試みがなされてきた。例えば Marshall (1985) は、アルチメータデータを数値モデルへ同化して海洋循環場を求める際に、ジオ

イド場も修正する手法を提案した。彼の手法には、観測データが得られるたびにジオイド場を連続的に同時修正できるという利点があり、事実、ジオイド場のエラーは減少している。しかしながら、シノプティックスケール( $\sim O(100)km$ )では、ジオイドのエラーがかなり残っており、海洋物理の研究に適用するには、この問題を解決する必要がある。また、Willebrand et al. (1990) は、漂流ブイデータから得られる流速を用いて、アルチメータデータから求めた海面高度場の修正を試みた。漂流ブイは表層循環の絶対流速場の直接測定が可能で、表層循環の有力な観測手段の一つとみなされている。彼らの研究では、漂流ブイデータが得られる点では海面高度場は改善されたが、ブイデータと海面高度計データ間の地衡流バランスの仮定のために、その他の領域、とりわけ西岸境界流域のように非地衡流成分も無視できない所ではほとんど改善されなかった。

そこで本研究では、Willebrand et al. (1990) と Marshall (1985) の研究を発展させ、両研究の利点を活かしながら、これらの問題点を解消することを考えた。つまり、漂流ブイデータとアルチメータデータを同時に数値モデルに同化し、気候学データや数値モデルの平均から得られる平均海面高度場を修正することを試みる。過去の研究の問題点であった漂流ブイデータとアルチメータデータを結合させる際の地衡流バランスは、非地衡成分も考慮にいたれた同化手法を用いることで解決できる。さらに、モデルに同化することで漂流ブイが存在する場所だけでなく、モデルの力学に従って観測情報が伝播することで、離れた領域の場についても修正できることが期待される。また、Marshall (1985) の研究における問題点であった海洋循環場とジオイド場の分離不可能性という問題は、海面高度データと独立な漂流ブイによる流速データの同化によって改善されるだろう。

漂流ブイデータは、平均海面高度場を修正する際に独立な流速観測値として非常に重要な役割を果たすと期待されるが、漂流ブイの展開はこれまで系統的・組織的に行われてこなかったため、そのカバーする領域や期間に偏りがあった。そのため、漂流ブイデータを用いた表層循環の過去の研究は北大西洋(Richardson, 1983; Krauss and Käse, 1984)や南大洋(Patterson, 1985; Piola et al., 1987)といった特定の海域に限られてた。さらに、データの空間的な制約は、単に対象海域の制限にとどまらず、表層の流速場の発散が大きい場合には見積値に大きなエラーが含まれるという問題があった(Hoffman, 1985)。幸いにも、近年の国際的な漂流ブイ研究グループ(Niiler et al., 1987; Molinari et al., 1990; Wooding et al., 1990; Lukas et al., 1991など)の精力的な取り組みのおかげで、漂流ブイデータの世界センターであるカナダ海洋データサービス(Marine Environmental Data Service: MEDS)に蓄積される漂流ブイデータの数は大幅に増加しつつある。しかも、その漂流ブイデータは以前のものよりはるかに高分解能で全球をカバーしているため、それを用いて全球表層循環の実況の把握が可能だと考えられる。

そこで、第2章では、このMEDSに蓄積された漂流ブイデータをもとに、全球の表層循環の流速分布や運動エネルギー分布を調べ、漂流ブイデータによって海洋表層循環の構造をどの程度捉えられるかについて定量的評価を行う。その際、平均場と変動成分の運動エネルギー分布を求めることにより、表層循環の平均場と時間変動場について検討する。さらに、この漂流ブイデータから得られた結果を海面高度計データや偏流観測データの結果と比較し、漂流ブイデータの特性を明らかにする。また渦分解海洋大循環モデルの結果と比較し、現状の数値モデルの性能を評価し、このような数値モデルと漂流ブイデータ及び海面高度計データを統合する際の情報を得ることとした。

観測データを数値モデルへ組み込む際の同化手法は、同化システムの性能を決定する要因である。観測データの補間や変数間の変換はデータ同化手法によってなされ、得られた解析場やその解析場を用いて行う数値予報の精度はこの手法に依存するといっても過言ではない。そのため、同化手法としては数値モデルの力学を考慮したadjoint法やカルマンフィルターなどの高度な手法を用いることが望ましいが、これらはいずれも計算的な負荷が高く、現状では海洋大循環モデルを用いたデータ同化システムに用いることは難しい。

このような事情から、カルマンフィルターを大幅に簡略化した客観解析手法である最適内挿法が、データ同化システムに多く用いられている。カルマンフィルターは予報誤差共分散行列を数値モデルの力学を用いて計算しており、これが最も計算負荷の高い部分となっているが、最適内挿法ではこの予報誤差共分散行列をガウス関数や統計的な相関(Ezer and Mellor, 1994)を用いたり、地衡流バランスのような非常に簡単な力学(Hurlburt, 1986)を仮定して大幅に計算負荷を減らしている。第3章では、このような最適内挿法の利点を活かして、漂流ブイデータと海面高度計データを同時に同化できるデータ同化システムを構築し、それを用いた平均海面高度場の連続修正及び表層循環解析場の有効性に関する定量的議論を行う。

第4章では、最適内挿法によって得られた解析場を数値予報モデルの初期条件に用いる際の問題点である重力波ノイズによる予報場の汚染(Hurlburt, 1986)を防ぐために、最適内挿法の利点を活かしながら、より力学的なデータ同化を行える変分法を応用したデータ同化手法について説明する。変分法を応用したデータ同化手法は、既に客観解析や予報モデルの初期化に関していくつか提唱されている。中でも、Derbar and Rosati (1989) や Ji et al. (1995) は、アメリカ環境予報センター(National Center for Environmental Prediction: NCEP)において開発された“3D-VAR”と呼ばれる手法を用いた海洋大循環データ同化システムの研究を進めている。しかしながら、彼らの手法の誤差共分散行列は最適内挿法と同様に統計的に決定されており、その結果は最適内挿法の域をこえるものではない(McIntosh, 1990)。一般に、変分法を応用した同化手法は、ある物

理的制約条件を付加して解析場を得るのに優れた手法である。従って、最適内挿法の統計的な条件に加え、プリミティブ方程式系に従う力学的な制約を課せば、従来の最適内挿法では困難であった西岸境流域においても、より良い流速場を求めることが可能となるであろう。これはまた、予報モデルの初期条件としての力学的整合性を保つことにつながり、予報場における重力波ノイズを抑え、時系列データの力学的妥当性を高めることになるであろう。

なお、本研究の着想は申請者と共同研究者の淡路敏之、秋友和典、Bo Qiu、小守信正各氏との討論から生まれたものであるが、その遂行において、申請者は漂流ブイデータの解析、データ同化システムの開発、改良から結果の考察までの全過程の中心となって行った。

## 第2章: 漂流ブイデータから得られた全球 海洋表層循環とその変動

アルチメータデータに加えた漂流ブイデータの数値モデルへの同化は、アルチメータデータのみの同化に主眼がおかれた従来のデータ同化システムと比べ、独立な流速場情報を加えた力学的な補間が可能となるので、得られるデータセットの質的改善につながると考えられる。しかし、漂流ブイデータを用いた海洋循環の研究はこれまで十分になされてきたとは言えず、それによってどの程度海洋表層循環の実況把握が可能であるかを具体的に検討しておく必要がある。そこで、この章では、漂流ブイデータの世界センターであるカナダ海洋データセンターにアーカイブされた1993年までの全漂流ブイデータの解析を行い、漂流ブイデータの特性を調べる。

### 2.1 観測データおよびその処理

本研究で用いた漂流ブイデータは、カナダ海洋環境データセンター (Marine Environmental Data Service: MEDS) および海上保安庁日本海洋データセンター (Japan Oceanographic Data Center: JODC) から提供されたものである。提供されたデータセットには2409個のブイデータが含まれていたが、そのうちいくつかは存在期間が1日以下と非常に短いものであったので、これらを除いた1864個の漂流ブイデータを対象とした。解析とした漂流ブイの平均寿命時間はおおよそ10ヶ月であった。図2-1に1978年からの各月におけるブイの数を示すが、漂流ブイデータの数には明らかな経年変化が見られ、その多くは1984年以降に世界海洋循環実験計画 (World Ocean Circulation Experiment: WOCE) に関連して展開されたものである。しかしながら、代表的な経年変動現象である ENSO (El Niño Southern Oscillation) の一連のイベントはこの期間に含まれており、これらのデータを用いた気候学的な表層循環の平均場、変動場についての解析は可能だと判断できる。また、図2-2に示した漂流ブイの放たれた位置から、このデータセットが大西洋およびインド洋の熱帯域を除いたほぼ全球をカバーしていることがわかる。

漂流ブイデータから表層流速場を求めるためには、それぞれのブイの特性は同様であるとみなす必要がある。Niiler et al.(1987)およびGeyer (1989)によると、ドローグの有無による漂流ブイの形状の違いは漂流特性に影響を与える可能性がある。しかし、残念ながら、今回解析に用いたデータセットにはブイの形状に関する情報は一切含まれていない。従って、漂流特性に系統的な違いが存在している可能性はあるが、その多くはWOCEプログラムと関連して1983年以降に放流されたものであり、これらのブイの形状はほぼ同じであるとみなせる。そこで、本研究では気候学的な表層循環の流速場を求める際に、このような系統的な違いによる影響は無視することにする。

漂流ブイの位置は衛星によって決定され、その回数は1日あたり数回である(平均間隔はおおよそ3時間)。位置の決定精度に関する過去の見積もりにはばらつきがあり、例えば古いタイプのRandom Access Measurement System (RAMS)による精度はほぼ5kmと言われている(McNally and White, 1985)。一方、最近のARGOSシステムでは1km (McNally and White, 1985; Piola et al., 1987) から100-200m (Richradson, 1983)程度にまで改善されている。今回用いたデータセットの位置決定精度に関する情報は明らかではないが、これらの範囲に含まれていると考えて良いであろう。この位置決定の誤差による流速の推定誤差は、3時間当たり1kmと考えると、ほぼ $10\text{cm s}^{-1}$ である。

漂流ブイの位置に関する時系列データから、次のような手順によってブイの軌跡上の流速を計算した。まず、MEDSによってフラッグをたてられた不良データを除去した後、全漂流ブイの軌跡を2次元のスプライン関数を用いて平滑化した。このような平滑化を行うのは、流速を求める際に位置データの誤差が増幅されることを防ぐためである(Patterson, 1985)。この平滑化された軌跡から1時間毎の位置を求め、中央差分法により流速場を求めた。

このようにして得られた1977年から1993年までの17年間の1時間毎の流速データから、月平均の気候学的データセットを $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドで作成した。まず、Patterson (1985)にならって、流速の東西、南北成分 $u$ 、 $v$ および運動エネルギー $E$ を各月および各グリッド内で平均する:

$$\bar{u}_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} u_{ij}, \quad \bar{v}_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} v_{ij}, \quad (2.1)$$

$$E_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \left( \frac{u_{ij}^2 + v_{ij}^2}{2} \right), \quad (2.2)$$

ここで、 $u_{ij}(v_{ij})$ は $j$ 月目( $j = 1 \sim 12$ )における $i$ 番目の東西(南北)流速成分であり、 $n_j$ は $j$ 月目の流速データの数である。平均を行うグリッドはこの研究では $2^\circ$ としたが、これは統計的な信頼性をなるべく保持しながら、詳細な流速場を得るためである。これらの解析において、異常に大きい不自然な流速データがときおり見られる。これはおそらく船舶に捕捉されたことによると考えられるので、強流域である西岸境界流域においても $300\text{cm s}^{-1}$ をこえる流速データは除去した。

さらに、各グリッドにおいて、平均流速との差が標準偏差の2倍をこえるもの(信頼限界95%に相当)についても取り除くというクオリティコントロールを行った。

図2-3は以上のようにして求めたデータセットの各グリッドにおける1時間毎の流速データの数を全期間にわたって示したものである。この図からわかるように、データの無い領域が、熱帯大西洋、インド洋北部、オーストラリアの北部、南極周辺に見られる。図2-4は流速データの存在する月数を各グリッド毎に示したものである。上記の海域に加え、北大平洋のベーリング海、オホーツク海、南大西洋のブラジル海流とマルビナス海流の合流域、およびインド洋西部では流速データ数が少ない。一方、黒潮域や熱帯太平洋などいくつかの海域においては十分な量の流速データが存在している。そこで、これらの海域においてはより詳しい海流分布を調べるために、 $1^\circ \times 1^\circ$ のマップも作成した。

得られたデータセットの検証および他の手法による流速場との比較を行うために、気候学的平均流速場と時間変動場の全球運動エネルギー分布を以下のようにして求めた。まず、流速場を時間平均値 $\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}, \bar{v})$ とそれからのずれの成分 $\mathbf{u}' = (u', v')$ に分離した:

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v'. \quad (2.3)$$

時間平均成分はさらにグリッドにおける空間平均値 $\langle \mathbf{u} \rangle$ とそれからのずれ $\bar{\mathbf{u}}$ に分ける:

$$\bar{u} = \langle \bar{u} \rangle + \bar{u}, \quad \bar{v} = \langle \bar{v} \rangle + \bar{v}. \quad (2.4)$$

つまり、全流速は次のように分解される。

$$u = \langle \bar{u} \rangle + \bar{u} + u', \quad v = \langle \bar{v} \rangle + \bar{v} + v'. \quad (2.5)$$

これらの流速値から、運動エネルギーは次のように定義できる:

- 全運動エネルギー (Total kinetic energy: TKE)

$$\text{TKE} = \frac{u^2 + v^2}{2} = \frac{\langle \bar{u} \rangle^2 + \langle \bar{v} \rangle^2}{2} + \frac{\langle \bar{u}^2 \rangle + \langle \bar{v}^2 \rangle}{2} + \frac{\langle \overline{u'^2} \rangle + \langle \overline{v'^2} \rangle}{2} \quad (2.6)$$

- 平均運動エネルギー (Mean kinetic energy: MKE)

$$\text{MKE} = \frac{\langle \bar{u} \rangle^2 + \langle \bar{v} \rangle^2}{2} \quad (2.7)$$

- 渦運動エネルギー (Eddy kinetic energy: EKE)

$$\text{EKE} = \frac{\langle \bar{u}^2 \rangle + \langle \bar{v}^2 \rangle}{2} + \frac{\langle \overline{u'^2} \rangle + \langle \overline{v'^2} \rangle}{2} \quad (2.8)$$

この定義において、MKEは時空間平均の運動エネルギーを表しており、EKEは時間変動成分のみならず、グリッドスケール以下の定在渦の寄与も含んでいる。一般には、MKEとEKE間のエネルギー分配は空間分解能に依存しており、その結果、 $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドでは完全には分解できない西岸境界流のような狭いジェット流は、時間的に定常な流れであっても、そのエネルギーはMKEだけでなくEKEにも含まれることになる(式(2.8)の第一項参照)。

## 2.2 平均流速場の分布

全球表層循環の気候学的年平均場は月平均流速データセットから次のようにして求めた。

$$\langle \bar{u} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \langle \bar{u} \rangle_j, \quad \langle \bar{v} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \langle \bar{v} \rangle_j, \quad (2.9)$$

ここで、 $m$ は図2-4に示されている各グリッドにおけるデータの存在した月数である。

平均運動エネルギー(MKE)は式(2.7)に式(2.9)の平均流速値を代入して求められるが、その推定値の信頼性をまず調べる。MKEの標準誤差は次のようになる:

$$ERR_{MKE} = \left[ \frac{\langle \bar{u} \rangle^2}{m^2} \sum_{j=1}^m \left( \frac{\sigma_{u_{ij}}^2}{n_j/240} \right) + \frac{\langle \bar{v} \rangle^2}{m^2} \sum_{j=1}^m \left( \frac{\sigma_{v_{ij}}^2}{n_j/240} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.10)$$

ここで、分散 $\sigma_{u_{ij}}^2$ と $\sigma_{v_{ij}}^2$ は

$$\sigma_{u_{ij}}^2 = \frac{1}{n_j - 1} \sum_{i=1}^{n_j} (u_{ij} - \langle \bar{u} \rangle_j)^2, \quad (2.11)$$

$$\sigma_{v_{ij}}^2 = \frac{1}{n_j - 1} \sum_{i=1}^{n_j} (v_{ij} - \langle \bar{v} \rangle_j)^2. \quad (2.12)$$

なお、上式において、観測データの統計的な独立性を表す時間スケールを過去の研究(Richardson, 1983; Krauss and Käse, 1984; Patterson, 1985)にならって10日(240時間)とした。この時間スケールは漂流ブイの軌跡から求められたものであるが、これは漂流ブイがこの期間(10日間)に1グリッド内に留まっていることを仮定している。従って、この期間より短い時間でグリッド間を移動した場合には、求めた誤差は過大評価されたことになる。

図2-5aに平均運動エネルギー(MKE)の全球分布を $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドの分解能で示した。また、図2-5bにこのMKEの信頼性を示すS/N比(= $MKE/ERR_{MKE}$ )を示した。図2-5bではMKEのS/N比は幅広い値となっており、いくつかの領域では、求められたMKEの信頼性は低くS/N比が1以下となっている。そこで、以下の議論においては、そのような信頼性の低い領域については除外し、S/N比が1以上の領域を対象に議論する。

図2-5aに見られるように、MKEが大きな領域は西岸境界流域、赤道海流系、南極周極流域である。これらの海域におけるMKEの値は $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  (約 $45 \text{ cm s}^{-1}$ に相当)を超える値を示しており、

これまでの観測的、理論的研究結果と定性的には合致しているが、定量的には検討の余地があるので、後に詳しく議論する。図2-5aに見られる興味深い事実は、南極周極流域にいくつかのMKEの大きな領域が点在していることである。これらの領域はWilkin and Morrow (1994)によっても指摘されているように、海底地形変化の大きな所に対応している。例えばMKEが $1000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ を超える値を示す領域は、海底地形が複雑であるアグルハス海流と南極周極流の合流点付近( $20^\circ\text{E}, 40^\circ\text{S}$ )、マダガスカル海山とクローゼー海山の間( $40^\circ\text{E}, 40^\circ\text{S}$ )、ケルゲレン海山の東( $70^\circ\text{E}, 45^\circ\text{S}$ )、マックオリイ海嶺の東( $170^\circ\text{E}, 55^\circ\text{S}$ )、大太平洋-南極海嶺周辺( $140^\circ\text{W}, 55^\circ\text{S}$ )である。また、ドレーク海峡( $70^\circ\text{W}, 60^\circ\text{S}$ )におけるMKEの値は $500\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ を超えている。これらの領域ではEKEもほぼ同程度であることから(次節参照)、海底地形が関連した平均流と変動場の強い相互作用が示唆される。

一方、小さなMKE( $200\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 以下; 流速  $20\text{cm}\text{s}^{-1}$ 以下に相当)の海域は、各循環の内部領域に広がっている。これらの海域内にはMKEの大きな領域が何ヶ所か見られ、内部ジェット流などの存在を示唆するものの、この海域のデータ数は少なく定量的検討を加えるには、今後の観測データの蓄積を待たなければならない。

MKEのS/N比が1以上の領域における気候学的平均場の流速ベクトルを図2-6に示した。この図に示された表層循環のパターンは、過去の研究において報告されたものと良い一致がある。例えば、流速が $50\text{cm}\text{s}^{-1}$ をこえる強い流れは、黒潮域や湾流域といった西岸境界流とその続流域、熱帯の赤道海流系、南極周極流域に見られる。平均流速場は、前述のとおり時間的な平均だけでなく空間的にも $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドで平均した値であるため、西岸境界流のような狭い強流帯はいくらかぼやけてしまっている。そのため、これらのジェット状の強流帯をあらわすためにはより高解像度のマップを作成する必要がある。

そこで、代表的な強流域である黒潮、湾流、アグルハス海流(南インド洋の西岸境界流)、および熱帯太平洋赤道海流域の平均流速場を $1^\circ \times 1^\circ$ の解像度で求めなおし、図2-7から図2-10に示した。図2-7は黒潮域でのベクトル図である。この図は、黒潮の源流が $15^\circ\text{N}$ 付近にコアを持つ強い西向流である北赤道海流(North Equatorial Current: NEC)のフィリピン沖での分岐による北向き分枝流であることを明瞭に示している。北上後、日本南岸( $32^\circ\text{N}, 140^\circ\text{E}$ 付近)では流軸が2本見られるが、これは黒潮がほぼ数年間隔で直進路と蛇行路の2つの安定した流路をとることを反映している。黒潮が日本沿岸から離岸する位置はほぼ $35^\circ\text{N}$ であり、その続流域が $160^\circ\text{E}$ あたりまで確認できる。この黒潮続流はシャツキー海山の付近で東向きと北向きの流れに分岐しているが、これは過去の報告(McNally et al., 1983; Qiu et al., 1991)とも一致している。

北大西洋の西岸境界流である湾流(図2-8)は、メキシコ湾を源流域とし、北米沿岸を陸棚斜面に沿って北上後、 $37^\circ\text{N}$ 付近で離岸している。その続流は $27^\circ\text{W}$ に存在する北大西洋海嶺付近まで

確認できる。図2-9はアグルハス海流について示したものであるが、アフリカ南端(40°S, 20°E付近)での反転の様子が確認され、その一部は波長数百 km 程度の蛇行路をとりながら、南極周極流に合流している。

図2-10に示した熱帯大平洋における流速ベクトル図は、交互に向きが東西に変化する赤道海流系の特長を鮮明に捉えている。すなわち、ほぼ10°Nより北の北赤道海流(NEC)、5°N付近における東向きの北赤道反流(North Equatorial Countercurrent; NECC)、赤道上と5°Sに2つの中心を持つ西向きの南赤道海流(South Equatorial Current; SEC)の4つのジェット構造が明確である。ここで示されたSECの2つの流軸構造は、Philander et al.(1987)によって示唆されていたが、本研究によってはじめてその存在を明らかにできた。西部熱帯大平洋の流速場は東西ジェット流の終着域であるとともに出発域であり、NECの南向き分枝流であるミンダナオ海流とその離岸に伴うミンダナオ渦や、SECの北向き分枝流であるニューギニア沿岸流とその離岸によるハルマヘラ渦、さらにはインド洋へいたるインドネシア通過流が存在するなど非常に複雑である。加えて、この海域の流速場はアジアモンスーンの影響を強く受け、季節変動が顕著である。この季節変動場については後に詳しく調べる。

## 2.3 変動場の描象

### 2.3.1 渦運動エネルギー

変動成分のエネルギー(ここでは渦運動エネルギー; Eddy Kinetic Energy (EKE) と呼ぶ)は式(2.8)によって求められるが、平均場の運動エネルギー(MKE)と流速の各月ごとのデータを使用すると次のように書くことができる:

$$EKE = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m E_j - MKE. \quad (2.13)$$

このEKEの推定誤差は次式のようになる。

$$ERR_{EKE} = \left( ERR_{LF}^2 + ERR_{HF}^2 \right)^{1/2}, \quad (2.14)$$

ここで、 $ERR_{LF}$ 及び $ERR_{HF}$ はそれぞれ後述するEKEの長周期、短周期成分の推定誤差である。EKEに関するS/N比は観測データが多い程大きくなり、より良い精度でEKEを求めることが可能となる(Patterson, 1985)。

2° × 2° グリッドの分解能で求めたEKEの全球分布と対応するS/N比の分布を図2-11に示す。EKEの大きな値を示す領域は、図2-5のMKEの大きな領域とよい対応がある。これらの領域で

はEKEの値はMKEの値とほぼ同程度かやや大きな値であり、平均流と変動成分の強い相互関係の存在が示唆される。一方、EKEが $200\text{cm}^2\text{s}^{-2}$  ( $20\text{cm}\text{s}^{-1}$ の流速変動に相当)より小さい値の領域は、MKEの場合と同様、内部領域に見られる。以上のEKEのS/N比は広い範囲にわたって1以上を示していることから、 $2^\circ \times 2^\circ$ グリッドで作成されたエネルギー分布図は十分な信頼性を持っていると判断できる。

そこで、変動場についてより詳しく調べるために、変動成分のエネルギーをPatterson (1985) にならって長周期と短周期成分に分離した。長周期成分(Low frequency part: LFEKE)は月平均流速の年平均値からの偏差によって定義する:

$$\text{LFEKE} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \frac{(u'_j)^2 + (v'_j)^2}{2}, \quad (2.15)$$

ここで、 $u'_j$  及び  $v'_j$  は  $j$  月目における平均流速の年平均からのずれの東西、南北成分である:

$$u'_j = \langle \bar{u} \rangle_j - \langle \bar{u} \rangle, \quad v'_j = \langle \bar{v} \rangle_j - \langle \bar{v} \rangle. \quad (2.16)$$

LFEKEは流速の分散であるので、その信頼度は $\chi^2$ 分布を用いてあらわされる:

$$\text{ERR}_{LF} = \frac{\nu \cdot \text{LFEKE}}{2} \left( \frac{1}{\chi^2_{1-\alpha/2}} - \frac{1}{\chi^2_{\alpha/2}} \right), \quad (2.17)$$

ここで、 $\chi = \chi(\nu)$  は自由度 $\nu$ の $\chi^2$ 分布であり、 $\alpha$ は信頼限界である。 $\alpha$ の値はここまでの解析との整合性を保つため0.68とした。また、各月の観測データはそれぞれ独立であると考え、自由度は $\nu = m - 1$ とした。

渦運動エネルギーの短周期成分(High frequency part: HFEKE)は渦運動エネルギーから長周期成分を除いたものとして定義する:

$$\text{HFEKE} = \text{EKE} - \text{LFEKE}. \quad (2.18)$$

本解析ではHFEKEは1時間毎の流速データの月平均成分に対するずれのエネルギーとなる。HFEKEの誤差はLFEKEと同様に、 $\chi^2$ 分布を用いて次のように与えられる:

$$\text{ERR}_{HF} = \frac{\nu \cdot \text{HFEKE}}{2} \left( \frac{1}{\chi^2_{1-\alpha/2}} - \frac{1}{\chi^2_{\alpha/2}} \right), \quad (2.19)$$

ここで自由度は $\nu = (n/240) - m - 1$ となる。

LFEKEとそのS/N比の分布はEKEのものと良く似た分布をしている(図2-12)。例えば、大きなLFEKEは西岸境界流域や熱帯太平洋に見られ、中でも西部熱帯太平洋はアジアモンスーンの影響による顕著な流速変動(Philander, 1990)を反映して大きな値を示している。また、太平洋

とインド洋の20°S から30°S帯において、バンド状のLFEKEの極大が見られるが、これはロスビー長波によるものであろう。

HFEKEのS/N比の値は西部熱帯大太平洋、大太平洋東部、北大西洋を除くと非常に小さい。これは、前節でも述べたように、HFEKEの誤差を見積もる際に用いた自由度の値が小さいため、その信頼性を過小評価している可能性がある。しかし、内部領域の多くのS/N比の値が小さいという事実は、内部領域における中規模渦などの変動によるエネルギーを見積もるには観測データ数が十分ではないことを意味している。そこで、HFEKEに関してはS/N比が1以上の領域を対象に若干の検討を試みる。HFEKE(図2-13)は基本的にはLFEKEと同様な分布をしているが、詳しく見ると完全には一致していない。例えば、湾流域におけるHFEKEの極大値は、LFEKEの極大値に比べて下流側にずれている。この事実から、湾流域における季節変動成分は離岸点に代表される上流側で卓越し、逆に下流側では傾圧不安定のようなより短周期の変動が卓越していると考えられる。同様な傾向は黒潮続流のような他の西岸境界流域においても見られると予想されるが、残念ながら湾流域以外では観測データ数が十分ではないためS/N比も小さく、検討できなかった。

### 2.3.2 季節変動流速場

海洋表層流速の季節変動場は、月平均データセットから年平均場と同様の方法を用いて季節毎に平均することにより求めた。季節平均は1-3月を冬、4-6月を春、7-9月を夏、10-12月を秋として行った。

図2-14に2°×2°グリッドの分解能で、季節平均された流速場の全球分布を示す。この図ではMKEの場合と同様にS/N比を計算し、その値が1以上の場合にのみ流速ベクトルを示した。流速データ数は各季節毎に平均を行っているので年平均場に比べ少なく、データが存在しない領域も広く分布している。従って、年平均場に比べ統計的な信頼性も低い。

しかしながら、いくつかの領域では顕著な季節変動の存在が捉えられている。例えばインド洋では、モンスーンの変動に関連して、5°N付近に見られる北赤道海流は冬には西向流であるが、夏には東向流に転じるという顕著な季節変動をしていることがわかる。このインド洋のNECの季節変動はReverdin (1985)によって部分的に指摘されていたが、その詳しい描象は本解析ではじめて明らかにしえた。他の特徴的なものとしては、赤道上に吉田ジェット(Yoshida, 1959)と呼ばれる東向流が春と秋にのみ見られ、また、インド洋西部ではソマリ海流の季節的な反転がそこでの季節変動を特徴づけている。

図2-14からは以下のような西岸境界流域の季節変動が見られる。親潮やラブラドル海流といった亜寒帯循環の西岸境界流については、観測データがそれほど多くないために変動の様子を詳細

に記述することはできないが、亜寒帯循環のスベルドラップ流量の季節変化に対応した流速の変化をしており、例えば親潮は冬に最大、夏に最小となっている。一方、亜熱帯循環の西岸境界流域では顕著な季節変動は見られない。また南大西洋の東岸境界流であるベンゲラ海流は、北半球の夏に流速が大きくなるという顕著な変動を呈している。これは、アグルハス海流の反転に伴う南大西洋への渦の切離(Zlotnicki et al., 1989; Shum et al., 1990)が季節的に変化することによると思われる。

熱帯太平洋は前節で述べたように季節変動の卓越した海域である。そこで、より詳細な季節変動の描像を得るために、 $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ グリッドで流速ベクトルを求め、その結果を図2-15に示した。この図から、東部太平洋における顕著な季節変動は、春の貿易風の弱まりに対応した北赤道反流の弱化であることがわかる。一方、西部熱帯太平洋の季節変動は複雑であるが、例えばミンダナオ海流は、春と夏にはインドネシア多島海へ流れ(つまり、これらの時期におけるインドネシア通過流の起源となっている)、秋と冬には東向きの北赤道反流とニューギニア沿岸流へと流れること、また、このニューギニア沿岸流は春から夏には西へ流れ、北赤道反流を強化していることなど、西部熱帯太平洋暖水プールの熱・物質バランスの研究に重要な観測的知見が得られた。これらの結果はMiyama et al. (1995)による数値モデル研究によって指摘されていたが、その結果を裏付けるものである。熱帯大西洋における季節変動に関してはPhilander (1990)によって理論的・数値実験的に研究されているが、その結果と比較検討できるだけの観測データがないために調べることは不可能であった。

## 2.4 議論

### 2.4.1 粗い分解能結果との比較

漂流ブイデータから求めた本研究の流速場とエネルギー場は、ブイデータを用いた過去の結果よりも高分解能で得られている(例えば、Patterson (1985)では $5^{\circ}$ 、Piola et al. (1987)では $4^{\circ}$ )。この利点を示すために、これまでの研究と同様に北半球における運動エネルギーを $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ グリッドで作成し、本研究での $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ のマップとの比較を行った。

図2-16aは $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ グリッドで作成した北大西洋におけるMKEの分布図である。この図では黒潮は明瞭には見られず、過去の研究では黒潮のような狭いジェット状の流れを分解できていないことを示す好例である。さらに、グリッドサイズの相違がエネルギー場の信頼性に与える影響を調べるために、MKE(図2-16b)とEKE(ここでは図示しない)のS/N比を比較検討した。平均場のエラーは式(2.10)から流速の分散と関連しているため、 $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ グリッドで求めた場合(図2-16b)には

2° × 2°グリッドで求めた場合(図2-5b)と比較してS/N比が小さくなっている。つまり、過去の研究のように5°グリッドで求めたマップは、黒潮のような狭いジェット流を分解することができないだけでなく、結果の信頼性も低い。一方、EKEに関しては式(2.14)、(2.17)、(2.18)から容易にわかるように、各グリッドにおけるデータ数が増加するため、粗いグリッドで求めた方が高いS/N比を示す。実際5° × 5°グリッドで求めたEKEのS/N比は広い範囲で2を超えていた。しかしながら、そこでのEKEには時間変動成分だけでなく、5°グリッド(約500km)よりも小さなスケールの空間変動現象を含んでいるおり、それらを一括して渦活動というには現状の認識にそぐわない。

#### 2.4.2 他の観測データとの比較

表層流速の観測手法には、漂流ブイデータを用いたもの以外にもいくつかの方法がある。そこで、この節ではそれらの観測結果との比較を行い、表層循環の観測における漂流ブイの意義もあわせて、この研究で得た結果について検討する。Wyrтки et al. (1976) (以降ではWMHと略す)は、船舶偏流観測データを用いて全球のMKEとEKEの分布を示している。WMHによるMKE及びEKE分布(図2-17)と今回の結果を比較すると、WMHのマップは5° × 5°と粗い分解能であるためにややぼやけた分布となっているが、定性的な比較を行う限り、両者の分布の特徴は非常に良く似ている。例えば、西岸境界流域におけるMKEは明確なバンド状の分布を示している。これは、Patterson (1985)が示唆しているように、船舶の運行は西岸境界流のような強流帯を順行するときには海流を利用する一方、逆行するときには避けるために、偏流データそれ自身がこのような流れを強調する傾向があるためである。

しかし、定量的な比較となると事情は異なる。中でも高エネルギーを示す領域におけるWMHのMKEとEKEの値は、両者ともに漂流ブイから得られたものよりも小さい。例えば、東部熱帯大平洋におけるMKEの値はWMHではおよそ $500\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ であるのに対し、今回の結果では $1000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ である。またEKEでも同様の傾向が見られ、例えばWMHで $1000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ の海域では、本研究では $2000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ となっている。一方、エネルギーの低い領域では逆にWMHの結果の方が大きな値を示している。例えばWMHで $400\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 程度のEKEを示している領域では、今回の結果では $200\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ となっている。このような相違は単に空間分解能の相違によるということだけでは理解できない。なぜならば、空間分解能が粗くなれば、MKEは減少するがEKEは増加するという一般的傾向があるが、そうはなっていないからである。これについてはRichardson (1983)が次のように説明している。WMHにおけるエネルギー分布は、偏流観測データが航海の日平均値であるため、およそ400km以下のスケールの中規模渦等をデータそれ自身が反映していない。そのため、船舶偏流観測によるエネルギーは、高いエネルギーの領域では小さくなってしまう。従って、

WMHによって求められたEKEのマップは、季節変動のような長周期の変動を主に反映していると考えられる。一方、エネルギーの小さな領域では、偏流観測の誤差のためにみかけのEKEが出現し、漂流ブイデータによるエネルギーよりも大きな値となる。この誤差に伴うみかけのEKEはおよそ $200\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 程度であろうと考えられる。

次に、Geosat海面高度計(例えばShum et al., 1990など)から得られたEKEを今回の結果と比較した。海面高度計と漂流ブイの間にはデータ特性の違いが存在するにもかかわらず、両者のマップは、海面高度計データからEKEを求める際の地衡流近似が成り立たない赤道域を除くと、良い一致を示した。しかしながら、詳細に比較すると、海面高度計データから得られたEKEは、漂流ブイデータから得られたものに比べて小さい。特に、湾流域やアグルハス海流域などEKEが $2000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ を超える海域で顕著である。これは、Geosatの場合17日周期で観測を行っているので、搭載された海面高度計は短周期の現象を分解できないためであろう。さらに、海面高度計データから算出される流速値は地衡流近似を使っており、エクマン流などの非地衡流成分が含まれていないことも影響していると考えられる。実際、Daniault and Ménard (1985)は、漂流ブイデータから得られたEKEとSeasat海面高度計データ(観測周期3日)によるEKEとを比較して、同様の結果を示している。彼らはSeasatデータで得られるものと同様の周期の成分だけを取り出して漂流ブイデータからEKEを求めたところ、バンドパスフィルターをかけられたEKEはSeasatのものと良い一致を示した。ただし、この結果は単に観測周期の違いが漂流ブイデータと海面高度計データから得られたEKEの違いであるということの意味しているわけではないことに注意する必要がある。なぜなら、漂流ブイデータから算出される流速の短周期成分は主に非地衡成分からなっており、フィルターをかけられたデータには流速の非地衡成分は含まれにくいからである。

### 2.4.3 数値モデルとの比較

前節で行った検討結果は、表層の流速場の実況を捉える上で漂流ブイデータは優れた利点を有していることを示している。従って、漂流ブイデータから得られた表層流速場と数値モデルから得られた平均場及び変動場の比較は、数値モデルの再現性を評価し、今後のモデルの改良に有益な情報を与えるものと思われる(Mellor and Ezer, 1991など)。そこで、ここでは、Semtner and Chervin (1992)による全球モデル(以降SCモデル)、南大洋を対象としたFine Resolution Antarctic Model (FRAM Group, 1991)、北大西洋のWorld Ocean Experiment (WOCE) model (Böning et al, 1991)の高解像度数値モデル結果をとりあげ、比較を行った。これらのモデルは、中規模変動現象の再現も対象とした現時点での代表的な渦分解海洋大循環モデルである。これらのモデルから得られた渦運動エネルギーについては既に様々な観測データと比較されているが、漂流ブイデータ

との比較は、Garraffo et al. (1992)がPiola et al. (1987)によって求められた $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ という粗い分解能での南大洋の結果を用いて行っているのみである。しかも、渦分解海洋大循環モデル結果と比較するにはPiola et al. (1987)の結果は粗すぎる。それ故、今回求めた全球 $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ グリッド、領域によっては $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ という高解像度のマップとの比較は、現状の渦分解数値モデルの評価にとって有益である。

まず、表層平均場の総観的なマップに関してSCモデル結果と比較した。モデル結果と漂流ブイから得られた結果の主な違いとして、SCモデルの湾流と黒潮の離岸点がかなり北にずれていることがあげられる。このような西岸境界流のオーバーシュートという問題点はこれまでのほぼ全ての数値モデルにおいて指摘されており、WOCEモデルも同様である。SCモデルにおける他の主な違いとして、例えば、インドネシア多島海、マダガスカル島及び北大西洋北端などのモデル海岸地形が実際のものからかなり修正されていることである。これらの地形の修正は、その海域周辺の局所的な流速場だけでなく、離れた海域に対しても大きな影響を与えている。例えばインド洋における南赤道海流は、インドネシア多島海の海峡が拡張されているために流速が強化されている。以上の相違を除けば、両者のマップの総観的な描像は定性的にはかなり一致している。

次に、数値モデル結果と漂流ブイを用いた本研究の結果との定量的な比較を、湾流域においてはWOCEモデル(Treguier, 1992)、黒潮海域と南大西洋においてはSCモデル(Garraffo et al., 1992)を用いて行った。WOCEモデルにおける湾流域の結果には、離岸域周辺に非現実的な渦がみられ、またモデルのグリッドサイズが小さいので、そのMKEレベルは漂流ブイデータから得られるMKEよりも大きな値となるとが予想されたが、結果は非現実的な渦を除くと、漂流ブイデータから得られたMKEのほぼ半分の値であった。

黒潮流域では、SCモデルのMKE(Garraffo et al., 1992)は漂流ブイデータで得られたもの比べて大きな値となっている。例えば、 $2000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ を超えるところでは、漂流ブイデータから得られた値は $1000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 程度である。この結果は、SCモデルの西岸境界流は西岸での粘着効果によるダンピングが不十分であるため、例えば黒潮の平均流量が100スベルドラップを超えるなど異常に強いことを反映している。黒潮続流域ではその南側におけるMKEは漂流ブイから得られたものと同程度であったが、北側の部分ではかなり小さい。一方、EKEは続流域の北部、南部とも特に上流域で目立って小さな値となっており、SCモデルでは変動を十分に再現できていないことが分かる。

アグルハス海流の反転する海域では、SCモデルでも、また今回得られた漂流ブイデータの結果でも不連続なエネルギー極大域がみられる。数値モデルから得られたエネルギーの大きさは、この極大域ではブイデータの結果とほぼ同じ程度であるが、その周辺域では約半分となっている。特

に、南大西洋の東岸境界流であるベンゲラ海流は、漂流ブイの結果では約 $200\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ のMKEの値( $20\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ に相当)を示しているが、モデルではこの流れは再現されていない。この理由は以下のように説明できると考えられる。ベンゲラ海流における漂流ブイは、その軌跡を調べると南極周極流域から流れてきていることがわかる。これらのブイは直接ベンゲラ海流に向かうものもある一方、アグルハス海流反転域の渦に一旦取り込まれてからベンゲラ海流へと流れていくものもある。このことはアグルハス海流反転域の渦がベンゲラ海流の形成と関わっていることを示唆するものであり、この海域での渦の活動がモデルでは十分に再現されていないことがベンゲラ海流の不十分な再現の一因であると考えられる。

アグルハス海流反転域におけるEKEは漂流ブイデータでは $2000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ に達するのに対し、SCモデルでは $500\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 程度である。この結果は、Garraffo et al. (1992)やWilkin and Morrow (1994)によるSCモデルと海面高度計データの比較結果とほぼ同じである。彼らによれば、SCモデルのエネルギーのピークは海面高度計から得られた値の約4分の1である。さらにWilkin and Morrow (1994)は、エネルギーの低い領域では、モデルのEKEは10分の1程度であることを示しており、また同様の結果が北大西洋におけるWOCEモデルと海面高度計データとの比較でも示されている(Spall, 1990; Stammer and Böning, 1992)。以上の漂流ブイデータと数値モデルの結果の比較から、現状の数値モデルは定性的には表層循環の特徴を再現しているが、定量的には未だ不十分であり、特にEKEは漂流ブイのもの比べて非常に小さく、渦分解モデルとは呼び難い状況にあると言える。

## 2.5 この章のまとめ

この章ではMEDSおよびJODCにアーカイブされた漂流ブイデータセットをもとに、全球の表層循環の運動エネルギーの分布を $2^\circ \times 2^\circ$ の分解能(海域によっては $1^\circ \times 1^\circ$ )で求めた。用いたデータ量が過去の同様の解析に比べ桁に多いため、よりよい分解能で分布図を求めることができた。平均場、変動場の運動エネルギーは空間分解能に左右されるために、ここで行った高分解能で全球のエネルギー分布を求めることは、より現実的な描像を得るために有益である。例えば、西岸境界流や赤道海流のようなジェット状の強い流れは、過去の粗い分解能のマップでは十分に表すことができなかったが、今回求めたマップでは可能となった。その結果、表層循環の平均流の強さ及び変動の大きさの定量的な評価が可能となり、例えば、平均流の運動エネルギーが $1000\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ 以上の海域は、西岸境界流とその続流、赤道海流、南極周極流域に限定されることがわかった。また、これらの領域では変動成分の大きさは平均場のものとほぼ同程度かそれ以上の値を示

しており、平均流と変動成分の強い相互作用の存在が示唆された。

さらに、表層循環の季節変動流速場について調べた結果、インド洋や熱帯太平洋における流れの季節的反転といった顕著な季節変動をとらえることができた。中でも西部熱帯太平洋の循環は非常に複雑な季節変動を示すが、その主な特徴はブイデータの解析結果で確認できた。また、亜熱帯循環の西岸境界流である黒潮や湾流の季節変動は余り大きくないのに対し、亜寒帯循環の親潮、ラブラドル海流は顕著な季節変動を示すことがわかった。

表層循環の変動成分をさらに詳しく調べるために、渦運動エネルギーを季節変動に対応する長周期の成分と季節内変動に対応する短周期の成分に分割して検討を加えた。西部熱帯太平洋ではアジアモンスーンによると思われる季節変動成分が卓越していたが、西岸境界流とその続流域における長周期(季節変動)成分は上流側、つまり岸に近い部分で卓越する一方、短周期成分は下流側で卓越しており、東西流の蛇行や中規模渦の切離との関連が注目される。

漂流ブイデータが表層循環の観測手法としての有用性を調べるために、漂流ブイデータから得られた変動場のエネルギーを海面高度計データから得られた結果(例えば、Shum et al., 1990)と比較した。両者のデータの性質には違いがあるものの、海面高度計データから流速場を求める際の地衡流近似が成り立たない赤道域を除いて、定性的にはよい一致を示した。定量的には、海面高度計データの計測間隔は比較的長いことに加えて、非地衡流成分が考慮されてないために、海面高度計データから得られる変動成分のエネルギーレベルは漂流ブイデータに比べ低くなることが明らかとなった。以上の結果は、表層循環の実況把握に漂流ブイ観測が優れた観測手法であることを意味している。

さらに、現状の数値モデル結果との比較検討を、Semtner and Chervin (1992), FRAM group (1991), およびWOCE community (Böning et al, 1991)による高分解能数値モデルの結果を用いて行った。これらの数値モデルの結果は平均循環場については定性的には良い一致を示したものの、エネルギーレベルは低いことがわかった。特に、変動場については数値モデルのエネルギーは漂流ブイから得られたものの約5分の1程度と非常に小さく、中規模渦などの変動現象の再現に未だ大きな問題を抱えていることがわかった。

以上、この章で行った解析の結果、漂流ブイデータは海洋表層循環の実況を知る上で非常に有効な観測手法であると判断できる。従って、漂流ブイデータを他の海面高度計データのような他の観測結果とあわせて数値モデルに同化すれば、表層循環の構造をより豊かに知ることが可能となると考えられる。その同化手法については次章以降に示す。

## 第3章: 漂流ブイデータとアルチメータ

# データの同時同化と平均海面高度場の連続修正

海洋表層循環の観測手法としての漂流ブイデータの有効性を前章で示した。しかし、それによって得られた表層循環の描像は気候学的な場であり、漂流ブイデータのみによって、中規模変動のような比較的短周期の現象から経年変動といった長周期の現象までをカバーする時系列データセットを作成するには、そのデータ量は現在のところ十分ではない。そこで、数値モデルの力学を介して漂流ブイデータを有効に活用し、時空間的に補間を行ったデータセットの作成が可能なデータ同化システムの開発が世界的な関心を集めている。さらに、漂流ブイデータと特性の相違する他の観測データを複合して数値モデルに同化すれば、各々の観測データの特長を引き出し、それらの欠点を相補することによって、より一層広範囲をカバーする精度のよいデータセットの作成が期待できる。この章ではまず漂流ブイデータのみを数値モデルに同化し、その有効性を確認する。次に、漂流ブイデータと海面高度計データを同時に同化し、従来の海面高度計データを用いたデータ同化における重大な問題点であった平均海面高度場の推定を可能にするとともに、それぞれのデータ特性を利用した海洋表層循環の作成するデータ同化システムを構築し、その有効性について検討する。

## 3.1 データ同化システム

### 3.1.1 数値モデル

モデル領域は緯度方向、経度方向ともに40°の矩形海で北太平洋西部を理想化したものである。支配方程式系は1.5層の有効重力プリミティブ方程式モデルで以下のように与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + L(u) - \frac{uv \tan \phi}{R} - fv = -\frac{g'}{R \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} + \frac{\tau_\lambda}{\rho_0(H+h)} + F_\lambda \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + L(v) - \frac{u^2 \tan \phi}{R} + fu = -\frac{g'}{R} \frac{\partial h}{\partial \phi} + \frac{\tau_\phi}{\rho_0(H+h)} + F_\phi \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left\{ \frac{\partial(H+h)u}{\partial \lambda} + \frac{\partial(H+h)v \cos \phi}{\partial \phi} \right\} = 0 \quad (3.3)$$

ここで、 $L$ は移流オペレータであり、 $F_\lambda, F_\phi$ はそれぞれ東西、南北流速に対する水平粘性項である。

$$L(\mu) = \frac{1}{R \cos \phi \cdot (H+h)} \left\{ \frac{\partial(H+h)u\mu}{\partial \lambda} + \frac{\partial(H+h)v\mu \cos \phi}{\partial \phi} \right\} \quad (3.4)$$

$$F_\lambda = \frac{A_H}{R^2 \cos^2 \phi} \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial \lambda^2} + \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) + (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi) u - 2 \sin \phi \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right\} \quad (3.5)$$

$$F_\phi = \frac{A_H}{R^2 \cos^2 \phi} \left\{ \frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} + \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) + (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi) v + 2 \sin \phi \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right\} \quad (3.6)$$

モデルの境界条件は水平境界では粘着条件を用い、海面ではdouble-gyre循環を駆動する定常な風応力( $\tau_\lambda, \tau_\phi$ )を与えた。

$$(\tau_\lambda, \tau_\phi) = \left( -\tau_0 \cos \left( 2\pi \frac{(\phi - \phi_0)}{L_\phi} \right), 0 \right) \quad (3.7)$$

Identical twin(双子)実験を行うために、コントロール実験では風応力場に振幅 $\tau_0$ に20%の大きさを持つ乱数成分を加えた。ただし、シミュレーション実験、アシミレーション実験では乱数成分を式(3.7)に加えない。これは、平均場の推定を同時に行うために、コントロール実験とそれ以外では異なった平均場を作成する必要があるからである。また、渦活動などの変動も再現するために、コントロール実験とアシミレーション実験は、風応力だけでなく初期条件も異なっている。表3-1に用いたモデルのパラメータ値を示した。

モデルのスピンアップは、1/4°の空間分解能で12年間行った後、格子間隔を1/12°に細かくしてさらに10年間行った。この22年間のスピンアップによって力学的に平衡な状態を得た。図3-1にモデルのスピンアップと双子実験の概略を示す。この状態から、コントロール実験については乱数成分を加えた風を用いて6年間の計算を更に行い、その最終状態を実験の初期条件とした(図3-2a)。この初期条件から1年間計算した結果を仮想的な“真の海洋”とみなし、1日毎にデータを保存して同化実験の結果を評価するreferenceとして用いた。コントロール実験の年平均interface

depth の場を図3-2bに示す。この年平均場はアルチメータデータ (interface depth の時間変動成分) を作成する際に用いる (次節参照)。同化実験の結果を定量的に評価するために、コントロール実験とアシミレーション実験の差から、次のようにRMS エラーを定義した。

$$RMS_{experiment} = \left( \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (w_{experiment} - w_{control})^2 \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

ここで、 $w$  は各変数を示し、 $N$ はRMSの計算に用いる変数の数である。

シミュレーション実験とアシミレーション実験の初期条件 (図3-3a) としては、22年間のスピンアップから1年間の計算を追加した後の状態を用いた。シミュレーション実験の1年間の実験は、観測データを同化しないことを除いてはアシミレーション実験と同様の条件下で行った。シミュレーション実験は、アシミレーション実験の結果を評価する際の指標として用いるとともに、気候学データから得られる平均海面高度の推定値を与える (図3-3b)。図3-3cにコントロール実験とシミュレーション実験の平均場の差 (シミュレーション実験の平均場の誤差) を示す。西岸境界流とその続流域の周辺に大きなエラーが見られる。シミュレーション実験の東向ジェット流はコントロール実験のそれに比べて弱く、これが続流域のエラーの原因となっている。

### 3.1.2 観測データ

この研究で行う双子実験では、モデルで同化する観測データは、実際の観測データのかわりにコントロール実験の結果から得た。そのため漂流ブイの流速データは、コントロール実験の流速場中に放たれた粒子の軌跡をオイラー・ラグランジュ法 (Awaaji et al., 1991) によって求めて与える。

$$\begin{aligned} u_i(x_i(n), y_i(n)) &= \frac{x_i(n+1) - x_i(n-1)}{2\Delta t} \\ v_i(x_i(n), y_i(n)) &= \frac{y_i(n+1) - y_i(n-1)}{2\Delta t} \end{aligned} \quad (3.9)$$

ここで、 $\Delta t$ は時間間隔 (1日) であり、 $x_i(n)$ 、 $y_i(n)$  は*i*番目の粒子の*n*日における位置である。

ブイデータから得られたこれらの流速は2日間のラグランジュ平均なので、コントロール実験の流速とは異なっているが、その差は西岸境界流域でも  $1\text{cm s}^{-1}$  以下であり、無視できるものである。また、係留流速計から得た流速データとして、コントロール実験の固定点における1日毎の流速を用いた。アルチメータデータとしては、Geosatの軌道沿い (図3-4) に17日毎のinterface depthの時間変動成分 (年平均値からのずれ) をコントロール実験から得た。

### 3.1.3 同化手法

#### ナッジ法

実験1では、漂流ブイと係留計から得られた流速データをナッジ法を用いて同化した。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (\text{Physics}) - \lambda(\mathbf{u} - \mathbf{u}^o) \quad (3.10)$$

ここで、(Physics) は1.5層プリミティブ方程式 (式 (3.1)、(3.2)) の時間変化項以外の全ての項を示している。Holland and Malanotte-Rizzoli (1989) および Haines et al. (1993) に従って、ナッジ項の係数 $\lambda$  は次のように与えた。

$$\lambda = \begin{cases} \frac{1}{T_a} \exp\left(-\frac{r^2}{R_{nudge}^2}\right) \exp\left(-\frac{t-t^o}{T_d}\right) & (r \leq 4R_{nudge}) \\ 0 & (r > 4R_{nudge}) \end{cases} \quad (3.11)$$

ここで、 $r$  はそれぞれのブイの位置と格子点との距離、 $(t - t_0)$  は観測の時刻と同化時刻の差である。

ナッジ法を用いた理由は、同化されるブイデータの数は比較的少なく、このような場合ナッジ法は他の同化手法に比べて効果的な手法であることによる。

#### 多変量最適内挿法

実験2、3においては、流速データに加えて、広域同時観測に優れたアルチメータのデータを、最適内挿法(OI) (Marshall, 1985; Mellor and Ezer, 1991; Ezer and Mellor, 1994) を用いて流速データと同時に同化できるようにした (Daley, 1991; Ghil and Malanotte-Rizzoli, 1991)。この場合、解析値  $\mathbf{w}^a$  はモデルの計算値  $\mathbf{w}^f$  と観測値  $\mathbf{w}^o$  から次の(3.12)式によって得られる:

$$\mathbf{w}^a = \mathbf{w}^f + K(\mathbf{w}^o - H\mathbf{w}^f) \quad (3.12)$$

ここで、 $\mathbf{w}$  は全ての変数に対する列ベクトルで  $\mathbf{w} = (h \ u \ v)^T$ 、 $H$  はモデルの予報値を観測位置での値に変換する行列である。interface depthの観測値  $h^o$  はモデルの時間変動成分に平均場の推定値を加えたものを用いた。このような擬似的観測データの作成は双子実験によって通常用いられる方法である。

行列  $K$  はカルマンゲインと呼ばれ、解析値のエラーを最小にすることから決定される。その詳細は付録に譲ることとし、カルマンゲインは次のように求められる。

$$K = P^f H^T (H P^f H^T + R^o)^{-1} \quad (3.13)$$

ここで、 $P^f$ と $R^o$ はそれぞれモデル予報値、観測値の誤差共分散行列であり、次のように与えられる。

$$P^f = \begin{pmatrix} C_{hh} & C_{hu} & C_{hv} \\ C_{uh} & C_{uu} & C_{uv} \\ C_{vh} & C_{vu} & C_{vv} \end{pmatrix}, \quad R^o = \epsilon I \quad (3.14)$$

ここで、 $\epsilon$ はモデル予報値と観測値の誤差の分散の比であり、ここでは1とした。また $I$ は単位行列である。

モデル予報値の誤差共分散行列については、interface depthの誤差はガウス関数で表され、流速場の誤差とinterface depthの誤差の間には地衡流の関係があると仮定して求めた。

$$C_{hh} = \exp \left\{ -\frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{R_0^2} \right\} \quad (3.15)$$

$$C_{hu} = -C_{uh} = -2 \frac{g'}{f} \frac{(y_1 - y_2)}{R_0^2} C_{hh} \quad (3.16)$$

$$C_{hv} = -C_{vh} = 2 \frac{g'}{f} \frac{(x_1 - x_2)}{R_0^2} C_{hh} \quad (3.17)$$

$$C_{uu} = \left( \frac{g'}{f} \right)^2 \frac{2}{R_0^2} \left\{ 1 - \frac{2(y_1 - y_2)^2}{R_0^2} \right\} C_{hh} \quad (3.18)$$

$$C_{vv} = \left( \frac{g'}{f} \right)^2 \frac{2}{R_0^2} \left\{ 1 - \frac{2(x_1 - x_2)^2}{R_0^2} \right\} C_{hh} \quad (3.19)$$

$$C_{uv} = C_{vu} = \left( \frac{g'}{f} \right)^2 \left( \frac{2}{R_0^2} \right)^2 (x_1 - x_2)(y_1 - y_2) C_{hh} \quad (3.20)$$

以上の同化実験に用いたパラメータ値は表3-2にまとめた。

## 3.2 漂流ブイデータと海面高度計データの同化実験

### 3.2.1 実験1: 漂流ブイデータの同化

流速データの同化の有効性は、Malanotte-Rizzoli and Young (1992)、Fukumori and Malanotte-Rizzoli (1995)らによって、理想化した湾流モデルに固定点での係留計流速データを同化する実験において調べられている。その結果によれば、流速データを同化する最大の利点は湾流域のような強流帯で重要となる非地衡成分を陽に再現できる点にある。しかしながら、漂流ブイから得られるラグランジュ的なデータの同化が、オイラー的なデータの同化に比べて、海面高度場や流速場の修正にどのように作用するのかは未だ不明である。そこで、アルチメータデータと漂流ブイデータの同時同化を行う前にこの点について検討した。

まず、ブイデータの数や初期配置の同化結果に対する影響を明らかにするために、次の5ケースの実験を行った。実験1-1では、モデル海洋を $10^\circ \times 10^\circ$ の16領域に分割し、それぞれの領域の

中心に1つのブイを配置した。実験 1-2では、実験 1-1の16個のブイに加えて、モデルの西半分領域に8つのブイをランダムに配置した。実験 1-3では、実験 1-2の24個のブイに加え、さらに8つのブイをモデルの東部領域にランダムに配置した。実験 1-4では、実験 1-3と同数の32個のブイを用いたが、その配置は相異なるよう与えた。まず32個のブイのうち16個は実験 1-1と同様に配置し、残りの16個はモデルの西部の1/4の領域 ( $140^{\circ}E \sim 150^{\circ}E$ ) を  $5^{\circ} \times 5^{\circ}$  の16小領域に分割しそれぞれの中心に1つのブイを配置した。これらの漂流ブイデータの観測網は、前章で示した現状のものと比較してほぼ同程度であり、現実的なものである。また、実験 1-5では、実験 1-4の初期配置位置において、空間的に固定された流速の時系列データを係留流速計データとして用いた。実験 1-4におけるブイデータの1年間の軌跡を図3-5に示す。

東西流速 ( $u$ ) と interface depth の RMS エラーの時系列を図3-6に示す。どのケースにおいても、流速場、interface depth 場の RMS エラーはシミュレーション実験のものよりも小さくなっており、同化によるエラーの修正効果がわかる。また、ナッジ法によるブイデータの同化は、直接的には運動方程式にのみ作用するが、interface depth の場も修正され、同化された流速データの情報がモデルの力学によって間接的に圧力場の制御も行っていることがわかる。これらのことから、ブイデータの同化は平均海面高度場の推定にも有効であると予想できる。実際、それぞれのケースにおいて1年間平均した interface depth のエラーはシミュレーション実験のものより小さくなっている。図3-7に実験 1-4の年平均 interface depth 場とそのエラーを示し、表3-3に各ケースの平均場のエラーをまとめた。

それぞれのケースを詳しくみると、ブイの初期配置によって同化の効果が大きく変化していることがわかる。実験 1-2と実験 1-3ではブイの数が24個と32個と違っているのにもかかわらず、それらの RMS エラーの時系列はほとんど変わっていない。また、実験 1-3と実験 1-4は同じ32個のブイデータが同化されているにもかかわらず、エラーの削減率は実験 1-4の方が実験 1-3のほぼ2倍になっている。これらの原因を調べるために、実験 1-3と実験 1-4における運動方程式の主な項の大きさの時系列を求めた(図3-8)。その結果、実験 1-4のナッジ項の大きさは実験 1-3に比べ大きくなっており、実験 1-4のブイデータのほうがより効果的にモデルを制御していることがわかった。この実験 1-4と実験 1-3のナッジ項の大きさに差が生じた理由としては次の2つが考えられる。その1つは、実験 1-4では相当数のブイが運動エネルギーの大きい西岸境界流およびその続流域に存在しており、それらの流速の絶対値が大きいことである。実際、図3-9に示す通り、実験 1-4のブイデータにはその運動エネルギーが実験 1-3のものより大きくなっている。もう1つの理由は、実験 1-4において、ブイが多く配置された領域のエラーは大きく(図3-3c)、そのため、モデルの予報値と観測データに相対的に大きな差が生じてナッジ項を大きくしていること

である。

図3-6に見られるように、漂流ブイデータの同化は係留流速データの同化に比べ、優れた結果を与えている。Malanotte-Rizzoli and Young (1992) は、局所的な観測データの情報が、同化された場所から移流や波の伝播といったモデル内部の力学にしたがって空間的に広がり、モデルを制御することを示した。今回の実験では、係留計データの同化においては彼らの示した通りであるが、漂流ブイデータを用いた場合には、流れによる観測情報それ自身の時空間的な広がり(ラグランジュ情報)とモデル内部の力学による情報の伝播の相乗作用によって、モデルのエラーをより広い時空間場で効果的に修正できるために、係留計データの同化結果を凌ぐ解析場を与えたと考えられる。このような漂流ブイの同化の有効性は本研究によって初めて明らかになった知見である。

最後に、漂流ブイデータの同化によってRMSエラーは減少しているものの、同化を行わなかったシミュレーション実験のエラーの時系列も同様に減少傾向を示している原因について述べる。図3-5から明らかなように、この実験における漂流ブイデータはまばらに分布している。従って、漂流ブイデータの情報は(3.11)式からわかるように局所的にモデルに同化されるので、同化可能な観測データの情報の欠損領域が多く存在し、そこでは数値モデルの固有な変動が現われるためである。実際、最も観測データの多い実験1-4でもブイの同化(ナッジ項の係数 $\lambda$ が0でない)グリッド数はおおよそ3万程度で、全グリッド数20万に比べると15%程度である。そのため、ブイデータの無い領域でのモデルの修正は、モデルに固有な変動の影響を受けながら、移流や波による観測情報の伝播によって行われることが予想される(Malanotte-Rizzoli and Young, 1992)。この仮説を明確にするために、同化実験の結果のRMSエラーをシミュレーション実験のRMSエラーを用いて正規化し(Malanotte-Rizzoli and Young, 1992; Fukumori and Malanotte-Rizzoli, 1995)、同化によらないモデルの変動を取り除くことにした。図3-10に示された正規化されたRMSエラーの時系列から、実験1-4では240日目に0.5まで明瞭に減少している。つまり、同化によってエラーがシミュレーション実験の半分に修正されている。この事実は、RMSエラーの減少は主に同化の効果によるものであることを証明している。また、全てのケースにおいて250日目以降にエラーの増加が見られるが、これは図3-9の観測データの運動エネルギーの減少と対応していることから、流速データの同化がモデルの修正に有効である西岸境界流とその続流域から漂流ブイが離れたためである。これについては3-3節で詳しく検討する。

### 3.2.2 実験2: 漂流ブイデータと海面高度計データの同時同化

この節ではアルチメータデータの同化の特質とブイデータとの同時同化の有効性について調べる。

そのために、アルチメータデータのみを同化した場合(実験 2-1)とアルチメータデータとブイデータの同時同化を行う場合(実験 2-2)の2ケースの実験を行った。どちらの場合も interface depth の平均場の初期推定値としてシミュレーション実験の年平均値(図3-3b; 64.1mのエラーを含む)を用い、3.1.3節で示した多変量最適内挿法によって17日毎に同化を行った。これに伴い、実験 2-2 で用いたブイデータは実験 1-4 で用いたものであるが、17日毎にまとめて同化した。

図3-11に interface depth 場の RMS エラーの時系列を示す。両ケースの最も顕著な特徴は、同化を繰り返してもある一定レベル以下にエラーレベルが低下しないことである。これは平均場の誤差が同化の度に解析場を汚染しているためであると考えられ、従って、観測データ(interface depth の時間変動成分)はモデルの時間変動成分のみを修正しているに過ぎないと予想される。実際、図3-12に示すように時間変動成分の RMS エラーは10m以下に減少しており、図3-11のエラー(約50m)に比べると非常に小さくなっている一方、実験 2-1における年平均 interface depth 場のエラーは、初期推定値(シミュレーションランの年平均場)のエラー(図3-3)とほとんど変わっていない。この結果は、Capotondi et al. (1995)による実際の Geosat アルチメータデータと気候学データから推定した平均場を用いた実験結果、すなわちアルチメータデータだけの同化では平均場を修正することができないという結果と一致している。

アルチメータデータと漂流ブイデータの同時同化(実験 2-2)によって、interface depth 場のエラーはアルチメータデータだけの同化(実験 2-1)の場合よりも削減されている。この事実は、前節で示した漂流ブイから得られた流速データの同化が圧力場の修正に有効であることを示すものである。一方、流速場については、特に実験の後半において効果的なエラーの削減が余り見られない。この原因として流速場は interface depth そのものではなく、その勾配と関連しているため、小さなスケールの凹凸が interface depth 場に存在していると重力波が発生し、同化の効果を減少させるためだと考えられる。図3-13に、 $142.5^{\circ}E, 35^{\circ}N$ における東西流速のエラーの時系列を示すが、高周波の重力波の存在が確認できる。この重力波の発生原因としてはいくつか考えられるが、最も可能性の高い原因は、interface depth の推定平均場と観測から直接得られる時間変動成分から合成された海面高度場に、平均場のエラーに起因する力学的な不整合が存在するためであると考えられる。 $142.5^{\circ}E, 35^{\circ}N$ における interface depth のエラーの時系列に、エラーのピークが同化時に存在していることも、これを裏付けるもう一つの証拠である。これは本研究において初めてなされた次節の平均場の連続修正によって大幅に改善される。

以上の実験から、アルチメータデータの同化の際には正確な平均場の使用が極めて重要であることがわかる。また、漂流ブイデータとアルチメータデータの同時同化は、海面高度場の制御に対して効果的であることが示され、従って平均海面高度場の連続的な修正に対して有効であるこ

とが伺われる。

### 3.2.3 実験3: 平均海面高度場の連続修正システム

以下で行う平均海面高度場の修正はMarshall (1985)を参考にするが、Marshall (1985)の方法はジオイド情報そのものの観測値による修正を対象としており、衛星から得られる海面高度場の時間変動成分と推定平均場によって作成した情報から平均場(ジオイド場)を推定するには新たなアプローチが必要である。

連続修正の式は3.1.3節で示した最適内挿法の定式化と似たものである:

$$\bar{h}^+ = \bar{h}^- + K' (h^f - h'^o - \bar{h}^-). \quad (3.21)$$

ここで、変数名などは式(3.12)とほぼ同じであるが、 $\bar{h}$ は平均interface depth、添字 $+$  ( $-$ )はそれぞれ平均場の推定値の修正後(前)の値であり、また $h'^o$ はアルチメータによる観測値であるinterface depthの時間変動成分を示している。

時間変動成分の観測値にエラーがなく、平均場のエラーに空間的な相関がないと仮定すると、 $K'$ は次のように求められる:

$$K' = (R'^o + \bar{R}^o) (HP^f H^T + R'^o + \bar{R}^o)^{-1} = I - K. \quad (3.22)$$

ここで $R'^o$ と $\bar{R}^o$ はそれぞれアルチメータの観測値と推定された平均場の誤差共分散行列であり、 $R'^o = 0$ であることから、(3.13)式の $R^o$ と $\bar{R}^o$ が等しいという関係を用いた。式(3.22)から新しく推定された平均海面高度場は次のように得られる。

$$\begin{aligned} \bar{h}^+ &= \bar{h}^- + (I - K) (h^f - h'^o - \bar{h}^-) \\ &= h^a - h'^o \end{aligned} \quad (3.23)$$

ここで、 $h^a$ は式(3.12)で得られるinterface depthの解析値である。カルマンフィルターやそれを簡単化した最適内挿法は、付録にも示したように最適不偏推定理論を基礎としており、不偏(unbiased)データに対してのみ適用可能である。しかしながら、上述の平均海面高度場の連続修正システムは、観測値であるアルチメータデータに平均場の誤差というバイアス誤差を含んだ場合にも適用できるだけでなく、そのバイアス誤差についても修正が可能である。つまり、ここで行った定式化は、最適不偏推定理論における不偏データという制約を緩和し、バイアスを含んだデータに対するカルマンフィルターの拡張を行ったデータ同化システムであると言える。

平均場の連続修正の実験は、アルチメータデータのみ同化した実験3-1と、漂流ブイデータとアルチメータデータを同時同化した実験3-2の2ケースに対して行った。実験3-2では、実験2-2

と同様に実験 1-4 で用いた 32 個の漂流ブイデータをを用いた。また、どちらのケースにおいても図 3-3b に示されるシミュレーション実験の年平均 interface depth 場を初期推定値として用いた。

図 3-14 に interface depth のエラーの時系列を示す。また、図 3-15 に同化毎に推定された平均 interface depth 場のエラーを示す。アルチメータデータと漂流ブイデータの同時同化を行った実験 3-2 では、アルチメータのみを同化した実験 3-1 に比べ、エラーは大幅に減少している。すなわち、interface depth の瞬間場のエラーは初期条件のエラーの半分以下に低減しており、平均場のエラーは 38.7m(40%の削減に相当)まで減少した。図 3-16 に 1 年間の実験が終了した時点での段階での推定された平均場とそのエラーを示す。この結果から、漂流ブイデータとアルチメータデータの同時同化は平均場のエラーを削減し、さらに、そのより良い平均場の推定に伴って同化モデルから得られる流速場と interface depth 場の精度も良くなっていることがわかる。

対照的に、アルチメータだけを同化した実験 3-1 では、平均海面高度場を修正することができず、結果として得られたエラーの時系列も連続修正を行わなかった実験 2-1 とほとんど変わらない。また、最初の同化時に平均場のエラーが増加しているが、これは平均場と時間変動場の不整合性に由来する解析場 (Eq. (3.23) の  $h^a$ ) のエラーが原因である。この結果は、Marshall (1985) がアルチメータデータのみによって同化ジオイド場を修正しようとした時に、海洋循環と同程度のスケールにエラーが残ったことと同様に、平均場のエラーとモデルのエラーを分離できなかったことを示唆している。

図 3-17 に示した実験 3-2 の  $142.5^{\circ}E, 35^{\circ}N$  における流速場のエラーの時系列から、発生した重力波の振幅は実験の後半には実験 2-2(図 3-13) のおよそ半分になっていることがわかる。これは、実験 2-2 で見られた推定平均場と観測データによる時間変動成分との間の不整合性が、平均場の修正によって改善されたことを意味している。すなわち、実験 2 において見られた重力波の発生は平均場の修正によって減少する。しかしながら、実験 3-2 においても重力波は完全には抑えられていない。この原因は、誤差共分散行列を求める際に課した仮定(誤差の場に対するガウス分布と地衡流バランスの仮定)に不十分さがあり、そのために特に強流帯において解析結果にノイズをもたらしたためだと考えられる。

### 3.3 この章のまとめと議論

漂流ブイとアルチメータデータの同時同化による平均海面高度場の連続修正モデルを新たに構築し、それが平均海面高度場の推定に大変有効であることを示した。とりわけ、漂流ブイから得られたラグランジュ情報としての流速データの同化が、平均海面高度の修正に本質的な役割を果た

すことを初めて明らかにした。すなわち、アルチメータデータのみでの同化では、Marshall (1985) によって示されているように平均海面高度場はほとんど修正されなかったが、漂流ブイデータを同時に同化することによって平均海面高度場の誤差は約40%削減された。さらに、平均海面高度場の修正は、アルチメータによって観測された時間変動成分との間の力学的不整合性を減らし、モデルの結果を汚染する重力波の発生を抑える働きのあることがわかった。

しかしながら、ここで開発した漂流ブイデータとアルチメータデータの同時同化による平均海面高度場の連続修正モデルは、手法の有効性に主眼がおかれているために、モデルそのものは非常に簡単であり、今後改良の余地がある。例えば、平均海面高度場のエラーは、1年間の実験後に40%削減したが、依然としてエラーが残っており、改善をはかる必要がある。この点について少し検討を加えてみる。図3-18に35°N線に沿った推定平均海面高度の分布を示したが、実験3-2の推定結果は、西岸境界流域を除くと、数100km程度のスケールでもコントロール実験のものと非常に良く似たパターンをしていることがわかる。このことは、実験3-2の連続修正同化手法によって推定された表層循環場を特徴付ける力学量である海面高度場の勾配は、海面高度計データだけから得られたものより精度良く推定できたことを示唆している。実際に勾配のエラーを調べてみると、シミュレーション実験のエラーは $0.47\text{mkm}^{-1}$ であったのに対し、実験3-2で推定された平均場の勾配のエラーは $0.26\text{mkm}^{-1}$ と、45%の削減率を示した。この削減率は平均場そのもののエラーの削減率よりは大きくなっているが、まだかなりのエラーが残っている。この第一の原因は、同化されたブイの数が十分ではなかったことが考えられる。実験3-2ではエラーの削減率の小さな領域が亜寒帯循環内にみられたが(図3-16)、この領域では漂流ブイの数が少ない(図3-4)。実際、実験3-2の倍の64個のブイを同様な方法で配置した実験を行ったところ、平均海面高度場のエラーは35.4mまで減少し、図3-19に示すように亜寒帯循環内にみられた大きなエラーもかなり小さくなった。

その他の改良すべき問題点は、同化手法で用いた仮定に由来する問題であろう。つまり、誤差共分散行列を求める際に課した海面高度場のエラーに対するガウス分布と地衡流バランスの問題である。図3-18に示した35°N線沿いの平均場の分布でも、実験3-2で推定されたものには小さなスケールの凹凸が見られる。図3-17に見られるような重力波は、このような凹凸に関連して発生していると考えられ、推定された平均場にエラーをもたらすとともに、流速データの同化の効果も減少させる可能性がある。さらに、このような重力波の発生はデータ同化システムを数値予報のために用いる際には、予報精度を著しく悪くする可能性がある。このような重力波を抑えるためには、より高度な同化手法の導入が不可欠であろう。例えばカルマンフィルター(Fukumori and Malanotte-Rizzoli, 1995)は、誤差共分散行列をモデルの力学にしたがって決定する同化方法

であり、誤差のガウス分布や地衡流バランスなどの仮定を必要としない。また、Mariano (1990) が用いたようなコンター解析を用いる方法も、力学的な特徴を保持しながらモデルの予報場と観測データの間とを結合させることができるので、重力波を抑えることが可能である。しかしながら、これらの同化手法は現象の線形性を基本的に前提としているため、非線形性の強い西岸境界流域ではそのまま適用できない。また、これらの手法は計算機的に極めて高負荷であるという問題がある。この点に関する同化手法の改良については次章で詳しく述べる。

漂流ブイデータの数や初期配置の違いによる同化効果についても、これまでにない有益な結果が得られた。すなわち、漂流ブイデータが流速場と海面高度場のどちらの修正も可能であることが初めて明らかになり、平均海面高度場の推定精度の向上に役立つことがわかった。漂流ブイデータの初期配置は同化モデルの結果に影響を与え、西岸境界流とその続流域に多く配置したほうがより有効である。このことは、同化モデルの構築のみならずモニタリングシステムの設計に対しても重要な情報を与えるものである。漂流ブイを強流帯に配置したほうがより効果的である理由は、次の通りである。まず、流れの強い領域に存在するブイデータのほうがより大きな運動エネルギーを持っているために、モデルの力学の改善に与える影響が大きい。次に、西岸境界流およびその続流域では非線形性のためにモデルのエラーが大きくなり、従って、この領域に存在するブイデータはより効果的にエラーを削減できる。

漂流ブイデータの特質、すなわち移動する時系列流速データがモデルの再現性の向上にどれだけ有効であるかを明らかにするために、係留計流速データを用いた実験との比較を行った。その結果、係留計流速データを用いた場合には、同化した観測データの情報は移流と波の伝播によって空間的に広がっていくが (Malanotte-Rizzoli and Young, 1992)、漂流ブイデータの場合には、それに加えてデータそのものの移動が情報の時空間的な伝播により一層有効に作用するために、係留計データを用いた場合よりもモデルの誤差を一層修正することがわかった。このことは、同化モデルに用いるデータの取得の問題に対して、時間的に密な分布よりも空間的に広範囲をカバーするラグランジュデータのほうが相対的に重要であることを意味しており、アルチメータデータの時空間分解能に関する同化モデルの有効性を調べた Holland and Malanotte-Rizzoli (1989) の結果とも一致する。また、数学的には、データの自由度という観点から漂流ブイデータの有効性を理解することができる。漂流ブイデータと係留計データの数が同じならば、空間的に移動しない係留計データは、漂流ブイデータに比べて各データ間の力学的関連は強くなり、結果として係留計データの自由度は漂流ブイデータのものより小さくなる。一方、漂流ブイデータは、より大きなエラーを含んだ同化実験の流速場ではなく、コントロール実験(真の海洋)の流速場にしがたがって移動するため、各データ間の力学的関連はあまり強くなく、結果的により多くの情報を含んで

いることになる。

図3-6に見られるように、実験1の流速場及びinterface depth場ともに250日目以降にRMSエラーが増加したが、このエラーの増加の原因は、シミュレーション実験のエラーも250日目以降に増加している(図3-6)ことから、モデル内部の変動の影響によることは事実である。しかしながら、シミュレーションランのエラーで正規化した場合にも(図3-10)、図3-6に見られるのと同様なエラーの増加が存在することから、モデル内部の変動によるものよりもエラーを増加させる原因が存在する。その最も有力な原因は、運動方程式のタームバランスにおいて(図3-8)、ナッジ項の大きさが250日目以降に減少していることから、モデルの修正に有効な西岸域に配置したブイが、海洋循環にともなって、エラーの修正に効果的でないあまり有効でない内部領域に移動したためであると考えられる。観測データの運動エネルギー(図3-9)も、250日目以降小さくなっており、漂流ブイが強流帯から離れていることがわかる。また、実験1-4における西岸境界流の離岸点付近の $142.5^{\circ}E, 35^{\circ}N$ での東西流速(u)のエラーの時系列と漂流ブイデータとの距離の関係を詳しく調べると(図3-20)、漂流ブイが頻繁に近づく250日目までは、ブイの接近に伴ってエラーの減少が見られるが、350日目に近づく場合を除いて250日目以降にはブイが近くに存在しないため、エラーが増大がしている。これは、図3-6の領域全体でのRMSエラーの増加と良い対応があり、西岸域からブイが離れていくことが原因であることを裏付けている。250日目以降の同化モデルの結果はシミュレーションランの結果に近づき、規格化されたRMSエラーの時系列は、実験1-1から1-3については300日目以降はほぼ1に近い値となっている。実験1-4については、規格化された値は0.7程度であるが、250日目以降増加し続けていることから、実験の期間を延長するとほぼ1に近い値まで増えることが予想される。そこで、実験1-4の実験を1年間延長してRMSエラーの振舞いを調べた。同時に、漂流ブイデータの平均寿命が約1年であることを考慮し、1年後に再び漂流ブイを図3-5に示す初期位置に配置し直した実験も行った(図3-21)。その結果、東西流速(u)のRMSエラーは、そのまま延長したケースでは予想通り550日目までエラーはほぼ増加し続けた。550日目以降にエラーは大きく減少しているが、これはいくつかのブイが西岸域に戻ってきたことによるものである。一方、漂流ブイを再配置した場合には、実験再開後すぐにエラーは減少しはじめ、600日目には1年目とほぼ同程度のエラーのレベルまで減少した。その後エラーは1年目の場合と同様に増加に転じており、これも漂流ブイが西岸域から離れたことが原因である。

この実験では観測データの代わりにモデルから作成したデータを用いたため、実際の観測データを同化する場合には考えなければならない観測誤差を考慮していない。しかしながら、今回用いた同化手法は、若干のエラーの増加が予想されるものの、実際の観測データを用いる場合にも十分に適用できるものである。流速場は海面高度場の勾配と関連しているため、アルチメータデー

データの誤差よりも漂流ブイデータの誤差のほうが結果に与える影響は大きいと予想されるが、漂流ブイから得られる流速場の誤差は、主に人工衛星による位置決定の際に生じるもので $2 \sim 3 \text{ cm s}^{-1}$ である。その他、現実の海に適用した場合には、漂流ブイデータには含まれるが大循環モデルには含まれないサブグリッドスケールの現象や潮汐などの成分も観測データのエラーとみなされる。それらが同化モデルにどの程度影響を与えるかを今後検討する必要がある。

# 第4章:短期海洋変動予測のための2次元 変分法データ同化システムを用いた力学的 初期化

前章で示したように最適内挿法は扱い易いデータ同化手法であるので、海面高度計データと漂流ブイデータという複合データを同時に効果的に数値モデルに取り込むことができた。しかしながら、最適内挿法は、予報誤差共分散行列をモデルの力学過程を用いて求めるカルマンフィルターなどに比べ、ガウス関数を用いた統計的な仮定や地衡流バランスなどの簡単な力学を仮定しそれを決定している。そのために、前章の結果に見られたように、最適内挿法を用いて得られた解析場には力学的な不整合性が生じ、それに伴って重力波ノイズが発生するという問題がある。このような重力波ノイズは、数値予報の予報精度を著しく低下させるので、これを防ぐために、数値モデルの力学に従う解析場を作成することを可能にしつつ、計算機的に扱いやすいという最適内挿法の利点を残したデータ同化システムの構築が、予報モデルの初期値の改善(いわゆる“initialization problem”)に強く求められている現状にある。そこで、そのような変分法を用いたデータ同化システムを構築し、それによって得られる解析場を利用した予報モデルの初期値化問題について検討する。

## 4.1 データ同化システム

### 4.1.1 数値モデル

ここで用いる数値モデルは前章と同様のものであり、北西太平洋を理想化した1.5層プリミティブ方程式モデルである。24年間のスピニングアップを行った状態を初期条件とし、そこから10日間の予報を行った結果をコントロール実験とし、同化結果の評価に用いた。図4-1にコントロール実験における interface depth の初期条件を示した。

#### 4.1.2 変分法を用いたデータ同化手法

変分法を用いた同化手法における解析場は、ある制約条件のもとに評価関数を定義し、その評価関数を最小化することによって得られる。この実験において定義した評価関数は、次のような統計的な制約条件 $\mathbf{J}_S$ と力学的な制約条件 $\mathbf{J}_D$ からなっている。

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_S + \mathbf{J}_D \quad (4.1)$$

#### 4.1.3 統計的制約条件

数値モデルの全グリッド上の変数からなる状態ベクトルを $\mathbf{w} = (h \ u \ v)^T$ とすると、この状態ベクトルの解析値 $\mathbf{w}^a$ に対する統計的な制約条件は、予報値 $\mathbf{w}^f$ と観測値 $\mathbf{w}^o$ を用いて次のようにならわせる。

$$\mathbf{J}_S = (\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^f)^T P^{-1} (\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^f) + (H\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^o)^T Q^{-1} (H\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^o) \quad (4.2)$$

ここで、 $P$ と $Q$ はそれぞれ予報値と観測データに対する誤差共分散行列である。また $H$ はいわゆる観測行列で、モデルグリッド上の変数を観測点に変換するものである。この方程式は次のように変形できる(詳細は付録参照)。

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_S &= \left\{ \mathbf{w}^a - \mathbf{w}^f - K (\mathbf{w}^o - H\mathbf{w}^f) \right\}^T R^{-1} \left\{ \mathbf{w}^a - \mathbf{w}^f - K (\mathbf{w}^o - H\mathbf{w}^f) \right\} + Const. \\ &= (\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^{OI})^T R^{-1} (\mathbf{w}^a - \mathbf{w}^{OI}) + Const., \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで、 $Const.$ 項は $\mathbf{w}^f$ と $\mathbf{w}^o$ からなり、解析値 $\mathbf{w}^a$ を含まない部分である。また、前章に示したカルマンフィルター(最適内挿法)の式を用いた。

$$\mathbf{w}^{OI} = \mathbf{w}^f + K (\mathbf{w}^o - H\mathbf{w}^f), \quad (4.4)$$

ここで、カルマンゲイン $K$ などは前章で示したものと同様であり、最適内挿法における仮定等も同じものを用いている。また、 $R$ は $\mathbf{w}^{OI}$ に対する誤差共分散行列であり、次のようにならわされる。

$$R = (H^T Q^{-1} H + P^{-1})^{-1}, \quad (4.5)$$

この誤差共分散行列は、次節で導入する力学的制約条件を加えたときに影響を受けるが、ここでは簡単化のために $R \approx \text{diag}(\sigma_h^2, \sigma_u^2, \sigma_v^2)$ と対角行列で近似した。 $\sigma$ の値はinterface depthに対しては $10^{-8} \text{cm}^{-2}$ 、流速に対しては $10^{-4} \text{cm}^{-2} \text{s}^2$ とした。

予報値 $\mathbf{w}^f$ は、本来ならば過去の計算値を使って予報された値であるが、この実験ではモデルの気候学的平均場としてスピニアップの最後の2年間の平均値を用いた。図4-2に $\mathbf{w}^f$ のinterface

depthの空間分布を示す。この $w^f$ のRMSエラーはinterface depthに関して39.9m、流速場の東西、南北成分についてはそれぞれ $6.1\text{cms}^{-1}$ 、 $7.5\text{cms}^{-1}$ である。図4-3にinterface depthについては $|h^f - h^{\text{control}}|$ 、流速場については $\sqrt{(u^f - u^{\text{control}})^2 + (v^f - v^{\text{control}})^2}$ でそれぞれ定義される誤差の空間分布を示した。ここで添字controlはコントロール実験の値を示す。双子実験における観測値 $w^o$ として、コントロール実験から $1/2^\circ$ ごとにサンプリングしたinterface depthにRMSが35mのランダムエラーを加えたものを用いた。

データ同化における最適内挿法のフィルタリング特性については、固有値分解を用いた過去のいくつかの解析的研究において調べられている (Marshall, 1985; Jiang and Ghil, 1997)。それらの結果によると、最適内挿法を用いたデータ同化では、予報値に対する重みが各モードの固有値に対応して決まっており、大きな固有値に対応した大きなスケールのモードでは観測データに、小さな固有値に対応した小さなスケールのモードでは予報値により大きな重みをつけて解析値を求めている。この結果は、今回の実験においてもinterface depthの修正に関してはそのまま適用することができるが、流速場の修正については調べられておらず検討の余地がある。そこで式(3.13)であらわされるカルマンゲインの特異値分解を行い、流速場の修正に関するフィルタリング特性を調べた。その結果は、流速場の誤差共分散を決定する際に用いた地衡流バランスの仮定が、全てのスケールに対して成り立ち、そのため流速場の修正量はinterface depthの修正量の空間勾配から決まっている。(interface depthの修正に関しては固有値分解を用いた過去の解析と同様、大きなスケールほど観測値の重みが大きくなっている。)このような流速場の修正は地衡流バランスが成立する大きなスケールについてはそれほど問題はないが、西岸境界流域のように非地衡流成分が重要となってくる海域では、得られる解析場は無視できない力学的不整合性が発生する

#### 4.1.4 力学的制約条件

力学的制約条件に関する評価関数 $J_D$ は、ここでは数値モデルの支配方程式(3.1)-(3.3)を用いて以下のように定義する。

$$J_D = \sum \left\{ \frac{L_t^2}{2\sigma_h^2} \left( \frac{\partial h^a}{\partial t} \right)^2 + \frac{L_t^2}{2\sigma_u^2} \left( \frac{\partial u^a}{\partial t} \right)^2 + \frac{L_t^2}{2\sigma_v^2} \left( \frac{\partial v^a}{\partial t} \right)^2 \right\} \quad (4.6)$$

右辺の各項は厳密には $J_S$ の定義と同様に共分散行列を用いて表すべきであるが、ここでは $R$ と同様に共分散行列が対角であると仮定し単純化を行った。また、各パラメータはモデル全域で一様であるとし、 $\sigma$ は前節でのべた最適内挿法の誤差共分散行列 $R$ と同じ値であるとした。パラメータ $L_t$ は統計的制約条件に対する力学的制約条件の強さを決定する時定数である。

この評価関数の最小化は数値モデルの支配方程式の時間変化項を最小にすることを意味してい

るので、ローパスフィルターに相当する。モデル変数( $h u v$ )に対応する随伴変数( $\eta \mu \nu$ )を用いて式(3.1)-(3.3)に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_u^2}{L_i^2} \mu &= \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{R \cos \phi} \left( \frac{\partial u^2}{\partial \lambda} + \frac{\partial uv \cos \phi}{\partial \phi} \right) + \frac{uv \tan \phi}{R} + f_v \\ &\quad - \frac{g'}{R \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} + \frac{\tau_\lambda}{\rho_0 (H+h)} + F_\lambda \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_v^2}{L_i^2} \nu &= \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{R \cos \phi} \left( \frac{\partial uv}{\partial \lambda} + \frac{\partial v^2 \cos \phi}{\partial \phi} \right) + \frac{u^2 \tan \phi}{R} - f_u \\ &\quad - \frac{g'}{R} \frac{\partial h}{\partial \phi} + \frac{\tau_\phi}{\rho_0 (H+h)} + F_\phi \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\frac{\sigma_h^2}{L_i^2} \eta = \frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{R \cos \phi} \left\{ \frac{\partial (H+h)u}{\partial \lambda} + \frac{\partial (H+h)v \cos \phi}{\partial \phi} \right\} \quad (4.9)$$

#### 4.1.5 評価関数の勾配

式(4.1)で表わされる評価関数 $J$ が最小となる場、すなわち解析場、を求める問題は、一般に最適化問題と呼ばれるが、ここでは勾配法を用いて解くことにより解析場を求めた。評価関数の勾配は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial u} &= \frac{1}{R \cos \phi} \left( 2u \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} + v \frac{\partial \nu}{\partial \lambda} + v \cos \phi \frac{\partial \mu}{\partial \phi} \right) \\ &\quad - \frac{1}{R \cos \phi (H+h)} \left\{ (2\mu u + \nu v) \frac{\partial (H+h)}{\partial \lambda} + \mu v \frac{\partial (H+h) \cos \phi}{\partial \phi} \right\} \\ &\quad + (\mu v + 2\nu u) \tan \phi - f_\nu + \frac{(H+h) \partial \eta}{R \cos \phi \partial \lambda} + \frac{\partial F_\lambda}{\partial u} + \frac{(u - u_{OI})}{\sigma_u^2} \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial v} &= \frac{1}{R \cos \phi} \left( u \frac{\partial \nu}{\partial \lambda} + u \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} + 2v \frac{\partial \nu}{\partial \phi} \right) \\ &\quad - \frac{1}{R \cos \phi (H+h)} \left\{ \nu u \frac{\partial (H+h)}{\partial \lambda} + (\mu u + 2\nu v) \frac{\partial (H+h) \cos \phi}{\partial \phi} \right\} \\ &\quad + \mu u \tan \phi + f_\mu + \frac{(H+h) \cos \phi}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\eta}{\cos \phi} \right) + \frac{\partial F_\phi}{\partial v} + \frac{(v - v_{OI})}{\sigma_v^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial h} &= \frac{1}{R \cos \phi (H+h)} \left\{ \frac{\partial u (\mu u + \nu v)}{\partial \lambda} + \frac{\partial v (\mu u + \nu v)}{\partial \phi} \right\} \\ &\quad + \frac{g'}{R \cos \phi} \left( \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} + \cos \phi \frac{\partial \nu}{\partial \phi} \right) - \frac{\tau_\lambda \mu + \tau_\phi \nu}{\rho_0 (H+h)} \\ &\quad + \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} + \frac{v \cos \phi}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{(h - h_{OI})}{\sigma_h^2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

勾配法の初期推定値は、非線形最適化問題の結果に影響を与えることが知られており、初期推定値はできる限り最適値に近い値を用いることが重要となる。この実験では、最適内挿法によって得られた解析場が考える最良初期推定値であるので、力学的制約条件を含まない最適内挿法の結果を勾配法の初期条件として用いた。

#### 4.1.6 1次元波動方程式を用いた変分法同化手法における力学的制約条件の特性解析

プリミティブ方程式を用いた同化実験を行う前に、簡単なモデルを用いてここで構築した同化手法における力学的制約条件の基本的な役割を調べる。これは同化手法の特性を理解する上で有益である。そこで以下に示す簡単な1次元波動方程式を用いて解析を行った。

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = c \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (4.13)$$

ここで $c$ は位相速度である。この方程式を用いると評価関数は次のように定義できる。

$$J = w_d \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 + w_o (\psi - \psi_{obs})^2 \quad (4.14)$$

$$= w_d c^2 \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + w_o (\psi - \psi_{obs})^2, \quad (4.15)$$

ここで、 $\psi_{obs}$ は観測データであり、 $w_d$ および $w_o$ はそれぞれ力学的制約条件と観測データに対する重みである。

変数 $\psi$ に対する評価関数の勾配は、変分をとることにより次のように求められる。

$$\frac{\partial J}{\partial \psi} = -2w_d \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) + 2w_o (\psi - \psi_{obs}). \quad (4.16)$$

評価関数を最小にする解を得るための勾配法では、変数 $\psi$ は次式に従って修正される。

$$\psi^+ = \psi^- - \alpha \frac{\partial J}{\partial \psi} = \psi^- + \alpha w_d c^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - (\psi - \psi_{obs}), \quad (4.17)$$

ここで $\alpha$ は各繰り返しにおける無次元の刻み幅であり、添字+および-はそれぞれ修正後、修正前の変数の値である。

この式から、変数 $\psi$ の修正はデータミスフィットをフォーシングとした拡散方程式に従うことがわかる。その拡散係数の大きさは位相速度の2乗に比例しており、従って速い波ほど効果的に減衰することから、この同化手法がローパスフィルターとして作用することがわかる。さらに、 $\psi$ の修正式は観測データが波のレイパスに沿って伝播することを示しており、従ってモデルの力学に従う非等方な相関を持つ解析場が得られるよう作用する。これは位相速度 $c$ を移流速度と考えれば移流方程式に対しても成立することから、等方的な相関を仮定した従来の最適内挿法に比べ、西岸境界流などの強流域における力学的補間に優れた効果がある。

以上の結果は、簡単なモデルを用いたものではあるが、プリミティブ方程式を制約条件とした同化実験に貴重な情報を与えている。すなわち、式(4.7)-(4.9)で求められる随伴変数は、プリミティブ方程式におけるアンバランスな成分を表わしており、それらは随伴方程式(4.10)-(4.12)に従って拡散する。そして、この力学的不整合性は勾配法の繰り返しに伴い力学的制約条件によっ

で解消されるので、得られた解析場は地衡・非地衡成分ともに力学的なバランスをしたものになると予想できる。従って、このような力学的制約条件を導入した変分法同化手法は、最適内挿法における問題点を解消できるポテンシャルを有している。

## 4.2 力学的制約条件を含んだ変分法同化手法と最適内挿法の比較

力学的制約条件を含んだ変分法同化手法の有効性を確認するために、力学的制約条件を含まない従来の最適内挿法を用いた場合との比較を行った。その際、力学的制約条件を含んだ場合 (VAR-1) では、制約条件の強さを決定するパラメータ  $L_t$  は 10 日、また力学的制約条件を含まない最適内挿法に対応する場合 (OI-1) は、 $L_t=0$  とした。

これらの実験の予報誤差共分散行列の対角成分  $\epsilon_f^2$  は、コントロール実験の結果を用いて次のように決定した。

$$\epsilon_f^2 = (h^f - h^{true})^2. \quad (4.18)$$

この  $\epsilon_f$  の定義は、コントロール実験における真の値を用いているため現実的であるとは言えないが、ガウス関数や地衡流バランスを仮定した最適内挿法における誤差共分散行列の導出に関する問題点を明らかにする上で、また解析場の誤差を生み出す要因を特定する上で有効であるので用いた。

図 4-4 と 4-5 に OI-1 と VAR-1 における誤差の分布図をそれぞれ示した。これらの図から明らかのように、VAR-1 の結果では interface depth 及び流速場とも OI-1 の結果に見られる小さなスケールのノイズが削減されており、力学的制約条件によって解析場の高周波ノイズがフィルターアウトされていることがわかる。また、OI-1 の流速場には特に西岸境界流域において大きな誤差がみられるが、VAR-1 ではこの誤差は減少している。これは最適内挿法における誤差共分散の不十分に起因する誤差が、VAR-1 では力学的制約条件の作用によって緩和され、地衡成分だけでなく非地衡成分についても力学的にバランスした流速場を求めることができたためである。その効果を定量的に調べるために、RMS エラーを領域全体と西岸境界流域 ( $140^\circ E$  から  $150^\circ E$ ) で計算し、結果を表 4-1 にまとめた。それによると、意外にも力学的制約条件を含んだ VAR-1 の解析場の誤差はそれほど改善されていない。これについては次のような理由が考えられる。図 4-4 に見られるように、最適内挿法における仮定 (誤差の等方性と地衡流バランス) は渦活動の卓越する内部領域ではそれほど問題ではなく、その結果、力学的制約条件を導入しても全体的な誤差の削減はそれほど大きくならないためである。また、西岸境界流域での VAR-1 の誤差は OI-1 に比べほぼ 10% 削減しているものの、力学的制約条件の有効性を明示するほどではない。つまり、この手法は誤差

そのものを大きく減らすものではなく、どちらかと言えば予報モデルと整合性のとれた解析場を与える同化手法である。そこで、この点について詳細に検討を加えることにする。

力学的制約条件を含んだVAR-1の解析場と予報モデルの間の力学的整合性を具体的に評価するために、同化実験によって得られた解析場を初期条件として10日間の数値予報を行った。その結果得られた時系列データのRMSエラーを、領域全体で計算した結果を図4-9、西岸境界流域で求めたものを図4-10にそれぞれ示した。最適内挿法の結果(OI-1)を初期条件とした場合では、高周波の重力波ノイズが予報場を汚染している状況が見られ、特に西岸境界流において顕著である。このことは、OI-1の解析場を初期値として用いた10日間の数値予報の結果は、海洋変動予報を行っているというよりも、むしろ初期条件の力学的不整合に対する調節過程を表わしているとみなすのが妥当である。このことをより明らかに示すために、時間変化項のRMSエラーを計算した(図4-8)。OI-1における時間変化項の誤差はVAR-1に比べ特に最初の数日間において非常に大きくなっており、この特徴は10日予報の終了時点でも明らかである。従って、最適内挿法を実際の海況予報に適用するには大きな支障がある。なぜならば、この10日予報の結果に示されるように、初期条件の力学的不整合性による調節過程の時間スケールは10日以上であるが、これは同化実験における時間スケール、例えば海洋の中規模変動、風応力場や海面フラックスなどの外力の変動、およびアルチメータデータの観測周期(TOPEX/POSEIDONでは10日)などに比べ、短いとは言えないからである。さらに、最適内挿法のフィルタリング特性を調べた過去の研究によれば(Marshall, 1985; Jiang and Ghil, 1997)、小さなスケールの現象は前述のとおり予報場により大きな重みを付けて解析場を求めているので、重力波ノイズのような小さなスケールの誤差は観測データの同化によって解消されない。一方、力学的制約条件を含んだ変分法同化手法を用いた場合は、時間変化項の誤差からも明らかなように重力波ノイズは減少し、数値予報の初期条件の作成に対するこの同化手法のローパスフィルターとしての有効性を示している。

図4-6と4-7のOI-1とVAR-1のRMSエラーの時系列は、長い時間スケールでは似たような傾向を示している。これをより詳しく示すために、 $145^{\circ}E$ 、 $30^{\circ}N$ におけるOI-1とVAR-1の結果をコントロール実験の結果とともに図4-9に示した。この図から、VAR-1の時系列はOI-1にみられる重力波起源の数日以下の時間スケールの高周波ノイズについては除去されているが、それ以上の時間スケールについては似たような傾向を示している。このようなやや長い時間スケールの誤差は、解析場におけるアンバランスによって生じているものではないので、力学的制約条件を導入しても改善されにくい。このことが、力学的制約条件を考慮した現在の変分法同化手法を用いても誤差は十分に減少しない原因である。従って、誤差のレベルをより効果的に削減するためには他の観測データを導入するなど、最適内挿法そのものを改善する必要があるだろう。

最後に、この変分法を用いたデータ同化手法における力学的制約条件の有効性に関する定量的な議論を流速場のエラーを地衡流成分と非地衡流成分に分割して行う。図4-10と4-11はOI-1とVAR-1の各グリッドにおける流速誤差の地衡流成分と非地衡流成分をスキャッタダイアグラムに示したものである。流速誤差の地衡流成分はinterface depth 誤差  $h^e = h^{result} - h^{true}$  を用いて次式から求めた。

$$\epsilon_{geo} = \frac{g'}{f} \left\{ \left( \frac{\partial h^e}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial h^e}{\partial y} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (4.19)$$

また、非地衡流成分に関しては全流速誤差  $u^e, v^e$  から地衡流成分を差し引いた残差として求めた。

$$\epsilon_{ageo} = \left\{ (u^e)^2 + (v^e)^2 \right\}^{1/2} - \epsilon_{geo}. \quad (4.20)$$

図4-10に示されるように、VAR-1の流速誤差の地衡流成分はOI-1のものとは比べてそれほど削減されていないが、図4-11に示される非地衡成分には大きな誤差の削減がみられる。従って、この非地衡成分に対する力学的バランスの改善こそが、古典的な最適内挿法と比較して大きな改良点であると言える。VAR-1における流速の地衡流成分のエラーがOI-1と比べ余り改善されないという結果は、ここで導入した力学的制約条件は最適内挿法と比べ解析場の力学バランスを改善するものであり、必ずしも誤差を減らすものではないという前述の結果を定量的に示している。変分法によって得られる解析場は、評価関数における時間微分項に対する重みパラメータと関係がある。この実験では、前節で述べたように、interface depth に対する重みの方が流速場に対するものよりも相対的に大きくなっている。そのため、流速場の方がinterface depth に比べより修正されるようになっており、非地衡成分についての効果的な修正が可能になったと言える。

### 4.3 議論

前節では、力学的制約条件を含んだ変分法同化手法の有効性を最適内挿法と比較することによって示した。しかしながら、予報誤差共分散行列を決定する際にコントロール実験の結果を用いたため、より現実的な条件のもとでの検討が必要である。実用同化システムにおける予報誤差共分散行列の決定には、予報誤差の統計的性質がモデルの変動と関係があることを利用して、しばしば数値モデルの変動の情報が用いられている(例えば Mellor and Ezer, 1993)。そこで、これらと同様に、モデルの変動を予報誤差共分散行列の対角成分の決定に用いて同化実験を行い、変分法同化手法の有効性を再検討する。

図4-12にモデルの変動と用いた2年間のスピニアップ期間における変動成分の標準偏差を示す。実験は前節のものと同様、力学的制約条件のない場合(OI-2)と制約条件の大きさを10日とし

た場合 (VAR-2a) を行い比較した。図4-13にOI-2で得られた解析場の誤差分布を示す。この図から、OI-2の誤差は前節で求めたOI-1の誤差に比べ小さいことがわかる。この結果はOI-1では予報誤差共分散行列の対角成分に真の値を用いていることを考えると奇妙に思える。しかしながら、OI-1でも予報誤差共分散行列の非対角成分は等方的なガウス関数を用いて近似的に与えられているため、この対角成分と非対角成分の決定の際の不一致が結果としてOI-2を用いた方が良い結果を与えたと考えられる。

図4-14は力学的制約条件を含んだ変分法によって得られた解析場 (VAR-2a) であり、OI-2に対応したものである。最適内挿法の結果 (OI-2) が良くなったことに伴い、このVAR-2aの結果もVAR-1に比べて良くなっている。これらの結果は、予報誤差共分散行列を決定する際にモデル変動を利用することの有用性を示すものであり、このデータ同化システムを現実の海洋に適用する際に重要な情報となる。ただし、ここで行った実験は双子実験であり、予報モデルと観測データを作成するモデルが同じ力学に支配されていることから、ここでの結果はデータ同化システムの有効性に対して過大評価している可能性があることは注意しなければならない。

前節で述べたように、変分法によって得られる解析場は最適内挿法の結果に強い影響を受ける。ここで構築した変分法同化手法では、最適内挿法の結果は統計的な制約条件  $J_S$  (式4.2) と勾配法の初期条件の2つを通して結果に影響を与える。そこでこの2つの影響を区別するために、VAR-2aと同様の制約条件、つまりOI-2を統計的制約条件として用い、勾配法の初期条件としてはOI-1の結果を用いた実験を行った (VAR-2b)。図4-15に示されたVAR-2bの結果は、VAR-1(図4-5)およびVAR-2a(図4-14)と比較すると、むしろVAR-1と良く似た結果となっている。このことは、勾配法の初期推定値がこの変分法同化手法の解析場に大きな影響を与えることを示している。

このように、変分法同化手法で得られる解析場の勾配法の初期推定値に対する大きな依存性は、この変分法における最適化問題が強い非線形問題であることを示している。そこで、最適解に対する勾配法の初期推定値の影響を調べるために、異なった初期推定値を用意し、それによって得られた勾配法の結果と比較した。初期推定値は10通り準備し、これらはVAR-2aの結果にモデル変動に比例したランダムノイズを加えて作成した。ランダムノイズは流速場のみに加えたが、これは前節でも示したように変分法で用いているパラメータの重みがinterface depthに対して大きくなっているためである。図4-16は10通りの初期推定値から勾配法を用いて最適解を求めた際の各繰り返し毎の評価関数とRMSエラーの値を示したものである。図4-16(a)からわかるように、評価関数の値は全ての場合においてVAR-2aよりも大きくなっている。これはVAR-2aがここで調べた範囲では最も評価関数の小さい場合である、すなわちVAR-2aにおける最適化が相対的に成功していることを示すものである。しかしながら、得られた解析場のRMSエラーはVAR-2aの結

果に比べ小さくなっている。これらの結果は、最適化問題が非線形性であるために評価関数にくつもの極小点が存在すること、また、RMS エラーと評価関数は直接対応するものではないことを示している。さらに、VAR-2a とここでの結果との差を詳しく調べると、その値はそれほど大きくはなく、VAR-2a と VAR-2b の差の方が大きい。以上の結果は、小さなスケールのノイズはこの変分法同化手法によって削減できるが、よりよい結果を得るためには中規模変動やそれ以上の大きさの現象に対するより良い初期推定値を勾配法に与えることが重要であることを示している。

最後に、同化手法を評価する上で計算機負荷の問題は重要であるので触れておく。この変分法同化手法の実行に必要な計算メモリは最適内挿法とほぼ同程度である。また、解析場を求めるために必要な計算時間は45分であり、10日予報に要する時間は2分である。従って、10日のデータ同化サイクルにおいて初期値化の占める割合は90%である。しかしながら、今回の実験では勾配法の初期推定値として気候値を用いており、もし実際の予報値を用いればより良い推定値が得られるので、勾配法の計算にかかる時間も短くなるものと予想される。従って、この同化システムは西岸境界流域等での短期変動予測にとりわけ適したものだと考えられる。

#### 4.4 この章のまとめ

この章では、変分法を応用した海洋表層循環のデータ同化システムを構築し、このデータ同化システムが短期数値予報における初期値化に有効なものであることを示した。変分法同化手法は統計的な制約条件とともに、力学的制約条件についても満たすように設計されている。統計的制約条件はいわゆる最適内挿法であり、これまでのものと同様、予報誤差共分散行列の決定に際しては、interface depth の誤差共分散は空間的にガウス関数に従い、かつ、interface depth の誤差と流速場の誤差の間には地衡流バランスが成り立つという近似を用いた。一方、力学的制約条件は予報モデルである1.5層プリミティブ方程式の力学を用いており、モデル支配方程式の時間変化項の2乗を評価関数に加えた。この制約条件は時間変動を抑える効果があり、特に高周波成分を効果的に削減するように作用する。つまり、この変分法同化手法は、最適内挿法を用いた際の問題点である重力波ノイズの発生を防ぐ上で非常に有効となる。さらに、この力学的制約条件は予報モデルの力学である1.5層プリミティブ方程式系を満たすように働くので、移流項などの非地衡流成分が無視できない西岸境界流域においても力学的に整合性のとれた解析場を求めることが可能となる。

その有効性について調べるために、力学的制約条件を含んだ変分法同化手法を用いて得られた解析場をモデルの初期条件として数値予報実験を行った結果、最適内挿法を用いた場合には解析

場の力学的不整合性のために重力波とみられる高周波ノイズによる予報場の汚染が顕著であったが、変分法同化手法を用いた場合には力学的制約条件がローパスフィルターとして効果的に働き、非地衡流成分を含んでバランスした解析場が得られるため、高周波のノイズはほとんど見られなくなり予報精度は向上した。

この実験では変分法同化手法における最適化問題を解くために勾配法を用いているが、この勾配法の初期推定値として最適内挿法の結果を用いた。この種の最適化問題は非線形問題であるため、勾配法の初期推定値は解析場の質に大きな影響を与える。初期推定値を変えた感度実験を行った結果によると、初期推定値の違いは変分法同化手法によってフィルターアウトされるような小さなスケールにおいてはそれほど影響はないが、中規模変動より大きなスケールでは重要となる。つまり、より良い解析場を得るためには中規模変動やそれ以上の大きなスケールに対する初期推定値の改善が必要である。それには、ここで取り扱った海面高度計データに加えて、漂流ブイデータや水温データ等の複合データの同化が勾配法の初期推定値に用いる最適内挿法の予報誤差共分散行列の不十分性を改善する上で有益であると思われるが、それは今後の課題である。

## 第5章:まとめ

海面に到達した太陽放射エネルギーの大部分は、海洋表層で吸収され、鉛直に混合しながら、移流によって他の海域へ運ばれ、そして大気へと放出される。このように、海洋表層循環による熱・運動量・物質の輸送は、大気海洋相互作用に重要な役割を果たしており、その実態把握は人類が直面する緊急課題である気候変動予測を行う上で鍵となっている。しかしながら、その観測は未だ時空間的に十分とは言えず、また、数値予報モデル結果にはサブグリッドスケールの現象に対するパラメタリゼーションなどに起因した問題が存在し、解決すべき点が多い。このような事情から、貴重な観測データを数値モデルに組み込み、力学的に整合性のある表層循環の時系列データセットの作成とそれによる表層循環の変動過程の理解が可能なデータ同化システムの構築が期待されている。本研究では、互いに独立な表層流速場の観測データである漂流ブイデータと海面高度計データの複合同時同化を1.5層プリミティブモデルを用いて初めて行い、両データの利点を統合した時系列データセットを作成できる新たな同化システムを構築した。その結果、得られたデータセットの質は従来の同化システムの結果に比べ大きく向上しただけでなく、海面高度計を利用する際の難題であった平均海面高度場の効果的な修正もなしえた。さらに、変分法を応用して、統計的な情報にもとづく従来の最適内挿法を力学情報をも加味できるように発展させ、数値短期予報の初期値として十分使用できる解析場を得ることに成功した。

まず、漂流ブイデータによって海洋表層循環の実況がどの程度把握可能であるのか、それが表層循環のデータ同化に有益な情報であるのかどうかを検討するために、カナダ海洋データサービスセンター(MEDS)にアーカイブされている全球漂流ブイデータセットを解析し、表層循環場の気候学的平均場と季節変動場を求めた。その結果、得られた表層循環場は幅の狭い西岸境界流や赤道海流の構造も分解できるものであり、漂流ブイデータは表層循環のデータ同化にきわめて有効なデータであることがわかった。これは、人工衛星を通じて時々刻々のブイの位置がわかるため、広範囲の現場表層流速値が得られるという漂流ブイデータの利点によるところが大きい。さらに、表層循環の変動観測に優れた海面高度計による結果と比較したところ、定性的には非常によい一致がみられたが、定量的には、ブイデータから得られた変動エネルギーは海面高度計のも

のよりもやや大きな値を示した。これは、漂流ブイデータによる変動エネルギーには、海面高度計データからの評価には含まれない非地衡成分が含まれているためであり、漂流ブイデータの長所を示すものと理解できる。

このような利点を持つ漂流ブイデータを海面高度計データとともに同時に数値モデルに同化できるシステムを最適内挿法を用いて構築し、その有効性を調べた。まず、漂流ブイデータのみを同化した双子実験 (identical twin 実験) を行い、数度四方に 1 個という現実的な数の漂流ブイ配置によって、数値モデルの予報誤差を効果的に削減できることが分かった。さらに、観測データの同化を直接行った流速場だけでなく、モデルの力学を通して、同化されない圧力場も同時に修正できることが明らかになった。この結果をもとに、漂流ブイデータと海面高度計データの複合データ同化実験を行った。実施にあたっては、数値モデルの予報変数である流速場と interface depth 場 (海面高度場に相当) の修正だけでなく、同化手法の一般的な基礎である線形不偏最適推定理論をバイアス誤差が存在する場合にも適用可能なように発展させ、海面高度データの平均場も同時に修正できるように従来の同化スキームを飛躍的に発展させた。その結果、海面高度計データを同化する際の大きな問題であった平均海面高度場の推定を精度良く行うことが可能になった。この平均海面高度場の修正には、海面高度計データに加えて、それとは独立な流速場の観測データである漂流ブイデータの同時同化がきわめて重要であり、漂流ブイの軌跡に沿って大きな改善がみられた。この平均海面高度場の改善によって、繰り返し観測ができるという海面高度計の利点が一層活かされるようになり、それぞれ単独で用いた場合の積算効果よりも精度の高い優れた解析場の取得が可能になった。

しかしながら、上記の最適内挿法を用いたデータ同化システムの結果を予報モデルの初期値に用いると、重力波が発生し予報精度を低下させるという問題が生じた。検討の結果、最適内挿法では、統計的な情報や地衡流バランスといった簡単な力学を用いて予報誤差共分散行列が決定されているために、得られた解析場に力学的不整合が存在し、それを解消しようとする調節過程が働くためであることが明らかとなった。この問題を解決するために、変分法を応用してモデルの力学をより厳密に再現するように同化手法を発展させた結果、得られた解析場は非線形項等の非地衡的な成分についてもバランスし、最適内挿法の場合に顕著であった高周波ノイズは見られず、絶対的な予報精度も向上した。この結果は、これまでの同化モデル研究において成功していない黒潮や湾流といった非地衡成分の無視できない西岸境界流域での予報に大きく貢献するものである。

本研究では 1.5 層プリミティブ方程式モデルを用いているため、同化システムは表層における流速場と圧力場のみを対象としている。海洋表層循環のより進んだ解析を行うためには、混合層過程を含んだハイブリッドモデルに拡張し、水温データや塩分データを同化できるように発展さ

せる必要がある。さらに、中・深層とリンクさせ、海洋内部も含めた熱・運動量・物質の交換過程の解析を行うには、大循環モデルとより高度な変分法同化手法である adjoint 法など用いたデータ同化システムに発展させることが求められる。このようにして得られた4次元データセットは、海洋中での熱・塩フローの実態とその物理過程の解明に大いに役立ち、また、海洋循環の予測研究に貢献するものであり、今後の研究課題としたい。

Thesis の基礎となった論文は以下のとおりである。

1. Successive Correction of the Mean Sea Surface Height by the Simultaneous Assimilation of Drifting buoy and Altimetric Data; *Journal of Physical Oceanography* , Vol. 26, 2382 – 2397, 1996, Ishikawa, Y., T. Awaji, K. Akitomo, and B. Qiu.
2. Global Surface Circulation and Its Kinetic Energy Distribution Derived from Drifting Buoys; *Journal of Oceanography* , Vol. 53, 489 – 516, 1997, Ishikawa, Y., T. Awaji, and K. Akitomo.
3. Dynamical Initialization for the numerical Forecasting of Ocean Surface Circulations using a Variational Assimilation System; *Journal of Physical Oceanography* 投稿中. Ishikawa, Y., T. Awaji, and N. Komori.

# 付録: 線形不偏最適推定理論と最適内挿法 および変分法同化手法の導出

線形不偏最適推定理論はデータ同化手法の確率論的基盤であり、カルマンフィルタやそれを単純化した最適内挿法及び変分法同化手法はこの理論を発展させて導出されたものである。以下では、線形不偏最適推定理論にもとづき最適内挿法と変分法同化手法の導出について説明する。

線形不偏最適推定理論は、 $\mathbf{x}$ ( $n$ 次元ベクトル)で表わされる離散化された場の量に対し、未知の真の値( $\mathbf{x}_t$ )の最適推定値( $\mathbf{x}_a$ )を、以下の量から求める理論である。

- $\mathbf{x}_f$  ( $n$ 次元ベクトル): 予報値、初期推定値

この $\mathbf{x}_f$ に対し、誤差を $\delta\mathbf{x}_f = \mathbf{x}_f - \mathbf{x}_t$ で定義する。この誤差は $\mathbf{x}_t$ を含んでいるため未知であるが、統計量については次のように既知であるとする。

$$\langle \delta\mathbf{x}_f \rangle = 0, \quad \langle \delta\mathbf{x}_f \delta\mathbf{x}_f^T \rangle = P_f \quad (\text{A.1})$$

ここで $\langle \rangle$ は期待値をとる演算子であり、 $P_f$  ( $n \times n$ 行列)は、予報値誤差共分散行列である。

- $\mathbf{x}_o$  ( $m$ 次元ベクトル): 観測値

予報値 $\mathbf{x}_f$ の場合と同様、観測値の誤差 $\delta\mathbf{x}_o = \mathbf{x}_o - H\mathbf{x}_t$ に関する統計的な情報は与えられているとする。すなわち、

$$\langle \delta\mathbf{x}_o \rangle = 0, \quad \langle \delta\mathbf{x}_o \delta\mathbf{x}_o^T \rangle = R \quad (\text{A.2})$$

ここで、 $R$ は観測値誤差共分散行列である。また、一般に、観測値の数(ここでは $m$ )と予報値の数( $n$ )は異なり、さらに観測値が得られる位置、変数の種類はどちらも予報値と一致するとは限らない。そこで、予報値ベクトル $\mathbf{x}_f$ を観測値の得られる位置、種類に一致させるための変換行列を $H$ ( $m \times n$ 行列)とする。この $H$ は一般には観測行列(measurement matrix, observation matrix)と呼ばれる。

## A.1 最適推定値の導出(その1):カルマンフィルターの基礎

最適推定値  $x_a$  を求める問題は、次の仮定

1.  $x_a$  が  $x_f$  と  $x_o$  の線形結合で表わされる。
2.  $\langle x_a \rangle = \langle x_f \rangle, \langle Hx_a \rangle = \langle x_o \rangle$

のもとで次のようになる。

次式で表わされる推定値  $x_a$  に対し、その誤差共分散  $P_a$  のトレースを最小にする行列  $K$  を求める。

$$x_a = x_f + K(x_o - Hx_f) \quad (\text{A.3})$$

$$P_a = \langle (x_a - x_t)(x_a - x_t)^T \rangle \quad (\text{A.4})$$

上の仮定のうち2番目は不偏性に関するものである。この仮定と予報値及び観測値の誤差の期待値が0であること、すなわち、 $\langle \delta x_f \rangle = 0, \langle \delta x_o \rangle = 0$  から、最適推定値  $x_a$  の誤差の期待値も0になること  $\langle \delta x_a \rangle = 0$  が導ける。

以上から最適推定値は以下の手順で求められる。

まず、 $P_a$  を次のように変形する。

$$\begin{aligned} P_a &= \langle (x_f + K(x_o - Hx_f) - x_t)(x_f + K(x_o - Hx_f) - x_t)^T \rangle \\ &= \langle (\delta x_f + K(\delta x_o - H\delta x_f))(\delta x_f + K(\delta x_o - H\delta x_f))^T \rangle \\ &= \langle \delta x_f \delta x_f^T \rangle + K \langle \delta x_o \delta x_o^T \rangle K^T + KH \langle \delta x_f \delta x_f^T \rangle H^T K^T - \langle \delta x_f \delta x_f^T \rangle H^T K^T - KH \langle \delta x_f \delta x_f^T \rangle \\ &= P_f + KRK^T + KHP_fH^TK^T - P_fH^TK^T - KHP_f \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

ここで、予報値の誤差と観測値の誤差の間には相関がない仮定している。すなわち、

$$\langle H\delta x_f \delta x_o^T \rangle = \langle \delta x_o \delta x_f^T H^T \rangle = 0 \quad (\text{A.6})$$

この  $P_a$  のトレースを最小にする  $K$  の導出は次式と等価である。

$$\frac{\partial}{\partial K}(\text{trace}(P_a)) = 0 \quad (\text{A.7})$$

章末に示したトレースの微分に関する公式を用い、 $P_f$  と  $R$  は対称行列であると仮定すると上式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial K}(\text{trace}(P_a)) = 2KR + 2KHP_fH^T - 2P_fH^T = 0 \quad (\text{A.8})$$

これより、行列  $K$  は次のように求めることができる。

$$\begin{aligned} K(HP_fH^T + R) &= P_fH^T \\ K &= P_fH^T(HP_fH^T + R)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

この  $K$  はカルマンゲインと呼ばれる行列である。

また、このとき、推定値誤差共分散行列  $P_a$  は次のようになる (章末の逆行列公式参照)。

$$\begin{aligned} P_a &= P_f - KHP_f = (I - KH)P_f \\ &= P_f - P_fH^T(HP_fH^T + R)^{-1} \\ &= (H^TR^{-1}H + P_f^{-1})^{-1} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

## A.2 最適推定値の導出 (その2): 変分法の基礎

前節ではカルマンフィルターの基礎となる、線形結合で表わされる最適推定値を求めたが、この節では変分法の基礎となる最適推定値を求める方法を示す。最適推定値  $\mathbf{x}_a$  を求める問題は、次の評価関数  $J$  を最小にする問題に帰着できる。

$$J = (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f)^T P_f^{-1} (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f) + (H\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_o)^T R^{-1} (H\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_o) \quad (\text{A.11})$$

この  $J$  を最小にする  $\mathbf{x}_a$  は、 $\partial J / \partial \mathbf{x}_a = 0$  から求めることができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial \mathbf{x}_a} &= 2P_f^{-1}(\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f) + 2H^TR^{-1}(H\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_o) = 0 \\ (P_f^{-1} + H^TR^{-1}H)\mathbf{x}_a &= P_f^{-1}\mathbf{x}_f + H^TR^{-1}\mathbf{x}_o \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

ここで用いた2次形式のベクトル微分については章末にまとめた。

この式より、

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_a &= (P_f^{-1} + H^TR^{-1}H)^{-1}P_f^{-1}\mathbf{x}_f + (P_f^{-1} + H^TR^{-1}H)^{-1}H^TR^{-1}\mathbf{x}_o \\ &= (I - P_fH^T(HP_fH^T + R)^{-1}H)\mathbf{x}_f + PH^T(HP_fH^T + R)^{-1}\mathbf{x}_o \\ &= \mathbf{x}_f + P_fH^T(HP_fH^T + R)^{-1}(\mathbf{x}_o - H\mathbf{x}_f) \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

ここで、 $P_fH^T(HP_fH^T + R)^{-1} = K$  とおけば、前節と同様の結果が得られる。

評価関数  $J$  を直接変形することにより、同様の式を導き、またその誤差共分散を以下のように求めることができる。

$$J = (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f)^T P_f^{-1} (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f) + (H\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_o)^T R^{-1} (H\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_o)$$

$$\begin{aligned}
&= \mathbf{x}_a^T \left[ (P_f^{-1} + H^T R^{-1} H) \mathbf{x}_a - P_f^{-1} \mathbf{x}_f - H^T R^{-1} \mathbf{x}_o \right] \\
&\quad - (\mathbf{x}_f^T P_f^{-1} + \mathbf{x}_o^T R^{-1} H) \mathbf{x}_a + \mathbf{x}_f^T P_f^{-1} \mathbf{x}_f + \mathbf{x}_o^T R^{-1} \mathbf{x}_o \\
&= \mathbf{x}_a^T (P_f^{-1} + H^T R^{-1} H) \left[ \mathbf{x}_a - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} P_f^{-1} \mathbf{x}_f - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} H R^{-1} \mathbf{x}_o \right] \\
&\quad - (\mathbf{x}_f^T P_f^{-1} + \mathbf{x}_o^T R^{-1} H) \left[ \mathbf{x}_a - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} P_f^{-1} \mathbf{x}_f - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} H R^{-1} \mathbf{x}_o \right] \\
&\quad + \mathbf{x}_o R^{-1} \mathbf{x}_o - (\mathbf{x}_f P_f^{-1} + \mathbf{x}_o^T R^{-1} H) (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} (P_f^{-1} \mathbf{x}_f + H^T R^{-1} \mathbf{x}_o) \\
&\quad + \mathbf{x}_f P_f^{-1} \mathbf{x}_f \\
&= \left[ \mathbf{x}_a^T - (\mathbf{x}_f^T P_f^{-1} + \mathbf{x}_o^T R^{-1} H) (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} \right] (P^{-1} + H^T R^{-1} H) \\
&\quad \left[ \mathbf{x}_a - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} (P^{-1} \mathbf{x}_f + H^T R^{-1} \mathbf{x}_o) \right] \\
&\quad + \left[ \mathbf{x}_f P_f^{-1} \mathbf{x}_f - \mathbf{x}_f^T P_f^{-1} (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} (P^{-1} \mathbf{x}_f + H^T R^{-1} \mathbf{x}_o) \right] \\
&\quad - \mathbf{x}_o^T R^{-1} H (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} (P^{-1} \mathbf{x}_f + H^T R^{-1} \mathbf{x}_o) + \mathbf{x}_o^T R^{-1} \mathbf{x}_o \tag{A.14}
\end{aligned}$$

上式の右辺第2項は逆行列公式を用いると、

$$\begin{aligned}
&\mathbf{x}_a - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} P^{-1} \mathbf{x}_f - (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} H^T R^{-1} \mathbf{x}_o \\
&= \mathbf{x}_a - (I - P H^T (H P H^T + R)^{-1} H) \mathbf{x}_f - P H^T (H P H^T + R)^{-1} \mathbf{x}_o \\
&= \mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f - K (\mathbf{x}_o - H \mathbf{x}_f) \tag{A.15}
\end{aligned}$$

となる。これより式(A.14)は次のように表せる。(ただし、 $K = P H^T (H P H^T + R)^{-1}$ とおいた。)

$$\begin{aligned}
J &= [\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f - K (\mathbf{x}_o - H \mathbf{x}_f)]^T (P_f^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} [\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_f - K (\mathbf{x}_o - H \mathbf{x}_f)] \\
&\quad + (H \mathbf{x}_f - \mathbf{x}_o)^T (H P_f H^T + R)^{-1} (H \mathbf{x}_f - \mathbf{x}_o) \tag{A.16}
\end{aligned}$$

これより、 $\mathbf{x}_a$ に関する評価関数 $J$ は

$$J = (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_{kalman})^T P_a^{-1} (\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_{kalman}) + const. \tag{A.17}$$

となり、前節のカルマンフィルターから求められる推定値 $\mathbf{x}_{kalman}$ とその誤差共分散行列 $P_a$ を使って表わすことができる。従って、それぞれのアプローチから得られる最適推定値は完全に一致することが示された。

また、 $const.$ は $\mathbf{x}_f$ および $\mathbf{x}_o$ からなる項で、 $\mathbf{x}_a$ については定数項となっている。この項は $\mathbf{x}_f$ と $\mathbf{x}_o$ それぞれの誤差および両者の相関を含んでいる。

### A.3 バイアスが存在する場合への拡張

これまでに示した最適推定値の導出は予報値、観測値ともに同じ期待値を持ち、バイアス誤差が存在しないという仮定のもとに行った。しかしながら、実際には、海面高度計データを用いる際の平均海面高度場のようにバイアス誤差は存在しており、そのような場合に対する最適推定理論の拡張が必要である。

観測データ  $\mathbf{x}_o$  におけるバイアス誤差  $\mathbf{b}$  は、観測誤差  $\delta\mathbf{x}_o = \mathbf{x}_o - H\mathbf{x}_l$  の期待値として表される。

$$\langle \delta\mathbf{x}_o \rangle = \mathbf{b}, \quad \langle \delta\mathbf{x}_o \delta\mathbf{x}_o^T \rangle = R \quad (\text{A.18})$$

このとき、観測誤差  $\delta\mathbf{x}_o$  からバイアス誤差  $\mathbf{b}$  をひいた残差  $\delta\mathbf{x}'_o = \delta\mathbf{x}_o - \mathbf{b}$  は式(A.2)と同様に次のように表される。

$$\langle \delta\mathbf{x}'_o \rangle = 0, \quad \langle \delta\mathbf{x}'_o \delta\mathbf{x}'_o{}^T \rangle = R' \quad (\text{A.19})$$

ここで、バイアス誤差を引く前の誤差共分散  $R$  と引いた後の誤差共分散  $R'$  は異なることに注意しなければならない。この  $\delta\mathbf{x}'_o$  は期待値が0であり、バイアス誤差がない場合と同様に取り扱うことができる。つまり、観測値  $\mathbf{x}_o$  からバイアス誤差  $\mathbf{b}$  をひいた値  $\mathbf{x}'_o = \mathbf{x}_o - \mathbf{b}$  を用いることにより、前節までに示した線形不偏最適推定理論が適用できる。このような取り扱いをするためには、バイアス誤差  $\mathbf{b}$  の評価も必要になるが、第3章で示した平均海面高度場の修正では、式(3.21)-(3.23)によって表される平均海面高度場の修正式でバイアス誤差の評価を行い、バイアス誤差を取り除いた平均海面高度場を求めている。

### A.4 付録のまとめ

- 予報値と観測値及びそれらの誤差の統計的情報(誤差共分散)が与えられたとき、予報値、観測値の期待値が(未知の)真の値と同じであるという仮定(unbiased:不偏)のもとで、両者の線形結合から真の値の最適推定値を求めた。
- 最適推定値を求める方法として、カルマンフィルタおよび変分法の基礎をとなる2種類のアプローチを用いたが、両者の結果は完全に一致することを示した。
- 予報値、観測値にバイアスがある場合は、不偏であるという仮定が成り立たなくなる。その様な場合には、バイアスについても考慮した最適推定値を求める必要がある。第3章で行った平均海面高度場の修正システムは、このようなバイアス誤差を考慮した場合に対する最適推定理論の拡張である。

## A.5 付録で用いたいくつかの公式

- トレースの行列微分

$$\frac{\partial}{\partial A}(\text{trace}(A)) = I \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial A}(\text{trace}(A\mathbf{x})) = \mathbf{x}^T; \quad \frac{\partial}{\partial A^T}(\text{trace}(A\mathbf{x})) = \mathbf{x} \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial}{\partial A}(\text{trace}(A\mathbf{x}A^T)) = A(\mathbf{x} + \mathbf{x}^T) \quad (\text{A.22})$$

- 2次形式のベクトル微分

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}(\mathbf{x}^T A \mathbf{x}) = A\mathbf{x} + A^T \mathbf{x} \quad (\text{A.23})$$

- 逆行列公式

$$PH(HPH^T + R)^{-1} = (H^T R^{-1}H + P^{-1})^{-1}H^T R^{-1} \quad (\text{A.24})$$

$$(H^T R^{-1}H + P^{-1})^{-1} = P - PH^T(HPH^T + R)^{-1}HP \quad (\text{A.25})$$

## 参考文献

- [1] Awaji, T., K. Akitomo, and N. Imasato, 1991: Numerical study of shelf water motion driven by the Kuroshio: barotropic model, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 11-27.
- [2] Böning, C. W., R. Döscher, and R. G. Budich 1991: Seasonal transport variation in the western subtropical north Atlantic: Experiments with an eddy - resolving model. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 927 - 933.
- [3] Capotondi, A., W. R. Holland, and P. Malanotte-Rizzoli, 1995: Assimilation of altimetric data into a quasigeostrophic model of the Gulf Stream system. Part II: Assimilation results, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1153-1173.
- [4] Cong, L. Z. and M. Ikeda, 1995: Assimilation of Simulated Altimeter Data in a Two-Layer Linear Rossby Wave Model Using the Variational Method *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **51**, 301-326
- [5] Daley, R., 1991: Atmospheric Data Analysis, *Cambridge Univ. Press*, 457pp.
- [6] Danialt N., and Y. Ménard, 1985: Eddy kinetic energy distribution in the Southern Ocean from altimetry and FGGE drifting buoys. *J. Geophys. Res.* , **90**, 11877 - 11899.
- [7] Derbar, J. D., and A. Rosati, 1989: A global oceanic data assimilation system, *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1333-1347.
- [8] Ezer, T., and G. L. Mellor, 1994: Continuous assimilation of Geosat altimeter data into a three-dimensional primitive equation Gulf Stream model, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 832-847.
- [9] Ezer, T., G. L. Mellor, D. -S. Ko, and Z. Sirkes, 1993: A comparison of Gulf Stream sea surface height fields derived from Geosat altimeter data and those derived from sea

- surface temperature data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **10**, 76–87.
- [10] Fukumori, I., and P. Malanotte-Rizzoli, 1995: An approximate Kalman filter for ocean data assimilation: An example with an idealized Gulf Stream model, *J. Geophys. Res.*, **100**, 6777–6793.
- [11] Fine Resolution Antarctic Model (FRAM) Group (D. Webb and others), 1991: An eddy-resolving model of the Southern Ocean. *Eos Trans. AGU*, **72(15)**, 169 – 175.
- [12] Garraffo, Z., S. L. Garzoli, W. Haxby and D. Olson, 1992: Analysis of a general circulation model 2. Distribution of kinetic energy in the South Atlantic and Kuroshio/Oyasio System. *J. Geophys. Res.*, **97**, 20139 – 20153.
- [13] Gayer, W. R. 1989: Field calibration of mixed-layer drifters, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **6**, 333– 342.
- [14] Ghil, M., and P. Malanotte-Rizzoli, 1991: Data assimilation in meteorology and oceanography, *Adv. Geophys.*, **33**, 141–266.
- [15] Haines, K., P. Malanotte-Rizzoli, R. E. Young, and W. R. Holland, 1993: A comparison of two methods for the assimilation of altimeter data into a shallow-water model, *Dyn. Atmos. Oceans*, **13**, 89–133.
- [16] Hoffman, E. E. 1985: The large-scale horizontal structure of Antarctic Circumpolar Current from FGGE drifters. *J. Geophys. Res.*, **90**, 7087 – 7097.
- [17] Holland, W. R., and P. Malanotte-Rizzoli, 1989: Along-track assimilation of altimeter data into an ocean circulation model: Space versus time resolution studies, *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1507–1534.
- [18] Hurlburt, H. E., 1986: Dynamic transfer of simulated altimeter data into subsurface information by a numerical model, *J. Geophys. Res.*, **91**, 2372–2400.
- [19] Ji, M., A. Leetmaa, and J. Derber, 1995: An ocean analysis system for seasonal to interannual climate studies, *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 460–481.
- [20] Jiang, S., and M. Ghil, 1997: Tracking nonlinear solutions with simulated altimetric data in a shallow-water model, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 72–95.

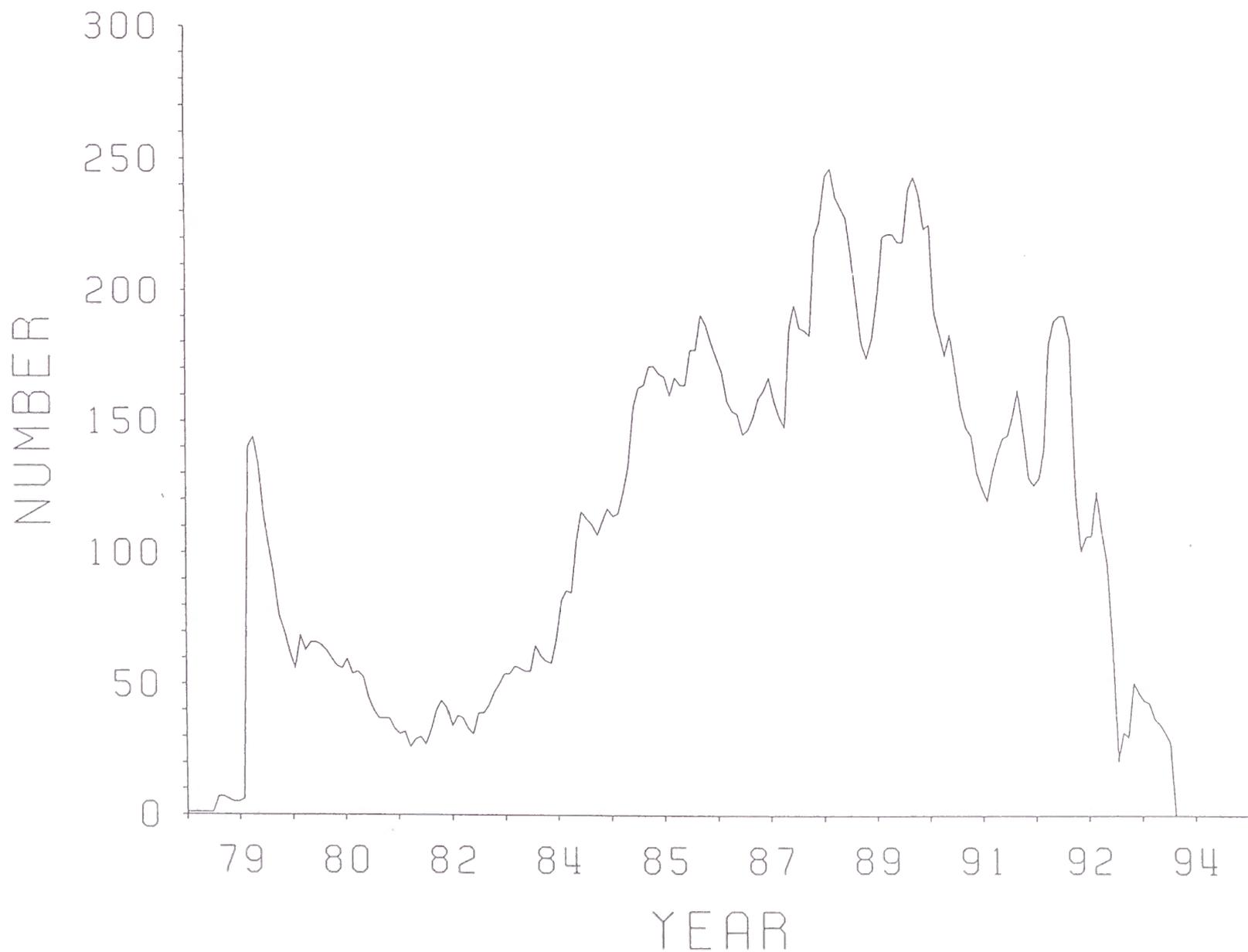
- [21] Kelly, K. A., and S. T. Gille, 1990: Gulf Stream surface transport and statistics at 69°W from the Geosat altimeter, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3149–3161.
- [22] Krauss, W., and R. H. Käse 1984: Mean circulation and eddy kinetic energy in the eastern North Atlantic. *J. Geophys. Res.* , **89**, 3407 – 3415.
- [23] Le Traon, P. Y., J. Stum, J. Doradeu, P. Gasper, and P. Vincent 1994: Global statistical analysis of TOPEX and POSEIDON data, *J. Geophys. Res.*, **99**, 24619–24631.
- [24] Lukas, R., E. Firing, P. Hacker, P. L. Richardson, C. A. Collins, R. Fine, and R. Gammon 1991: Observations of the Mindanao Current during the Western Equatorial Pacific Ocean Circulation Study. *J. Geophys. Res.* , **96**, 7089 – 7104
- [25] Malanotte-Rizzoli, P. and R. E. Young, 1992: How useful are localized clusters of traditional oceanographic measurement for data assimilation?, *Dyn. Atmos. Oceans.*, **17**, 23–61.
- [26] Mariano, A. J., 1990: Contour analysis: A new approach for melding geophysical fields, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**, 285–296.
- [27] Marshall, J.L., 1985: Determining the ocean circulation and improving the geoid from satellite altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 330–349.
- [28] McIntosh, P., 1990: Oceanographic data interpolation: Objective analysis and splines, *J. Geophys. Res.*, **95**, 13529–13541.
- [29] McNally, G. J., W. C. Patzert, A.D. Kirwan, and A. C. Vastano 1983: The near-surface circulation of the North Pacific using stellite tracked drifting buoys. *J. Geophys. Res.* , **88**, 7507–7518.
- [30] McNally, G. J. and W. B. White 1985: Wind driven flow in the mixed layer observed by drifting buoys during Autumn–Winter in the midlatitude North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* , **15**, 684 – 694.
- [31] Mellor, G., L., and T. Ezer, 1991: A Gulf Stream model and an altimetry assimilation scheme, *J. Geophys. Res.*, **96**, 8779–8795.

- [32] Miyama, T., T. Awaji, K. Akitomo, and N. Imasato 1995: Study of seasonal transport variations in the Indonesian seas. *J. Geophys. Res.* , 100, 20517–20541.
- [33] Nerem, R. S., E. J. Sclafani, C. J. Kobinsky, and B. D. Beckley, 1994: A preliminary evaluation of ocean topography from the TOPEX/POSEIDON mission, *J. Geophys. Res.*, 99, 24565–24583.
- [34] Niiler, P. P., R. E. Davis, and H. J. White 1987: Water-following characteristics of a mixed-layer drifter. *Deep Sea Res., Part A* , 34, 1867–1881.
- [35] Patterson, S. L 1985: Surface circulation and kinetic energy distributions in the southern hemisphere oceans from FGGE drifting buoys. *J. Phys. Oceanogr.* , 15, 865 – 883.
- [36] Philander, S. G. H., 1990: *El Niño, La Niña and the Southern Oscillation*. Academic Press, New York, 289 pp.
- [37] Philander, S. G.H., W. J. Hurlin, and A.D. Seigel, 1987: Simulation of the seasonal cycle of the tropical Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* , 17, 1986 – 2002.
- [38] Piola, A. R., H. A. Figueroa, and A. A. Bianchi 1987: Some aspect of the surface circulation south of 20°S revealed by First GARP Global Experiment drifters. *J. Geophys. Res.* , 92, 5101 – 5114.
- [39] Qiu, B., 1994: Determining the mean Gulf Stream and its recirculations through combining hydrographic and altimetric data, *J. Geophys. Res.*, 99, 951–962.
- [40] Qiu, B. K. A. Kelly, and T. M. Joyce, 1991: Mean flow and variability in the Kuroshio extension from Geosat altimetry data, *J. Geophys. Res.*, 96, 18491–18507.
- [41] Rapp, R. H., Y. Yi, and Y. M. Wang 1994: Mean sea surface and geoid gradient comparison with TOPEX altimeter data, *J. Geophys. Res.*, 99, 24657–24667.
- [42] Reverdin, G., 1985: Convergence in the equatorial surface jet of the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 90, 11741–11750.
- [43] Richardson, P.L. 1983: Eddy kinetic energy in the North Atlantic Ocean from surface drifters, *J. Geophys. Res.* , 88, 4355 – 4367

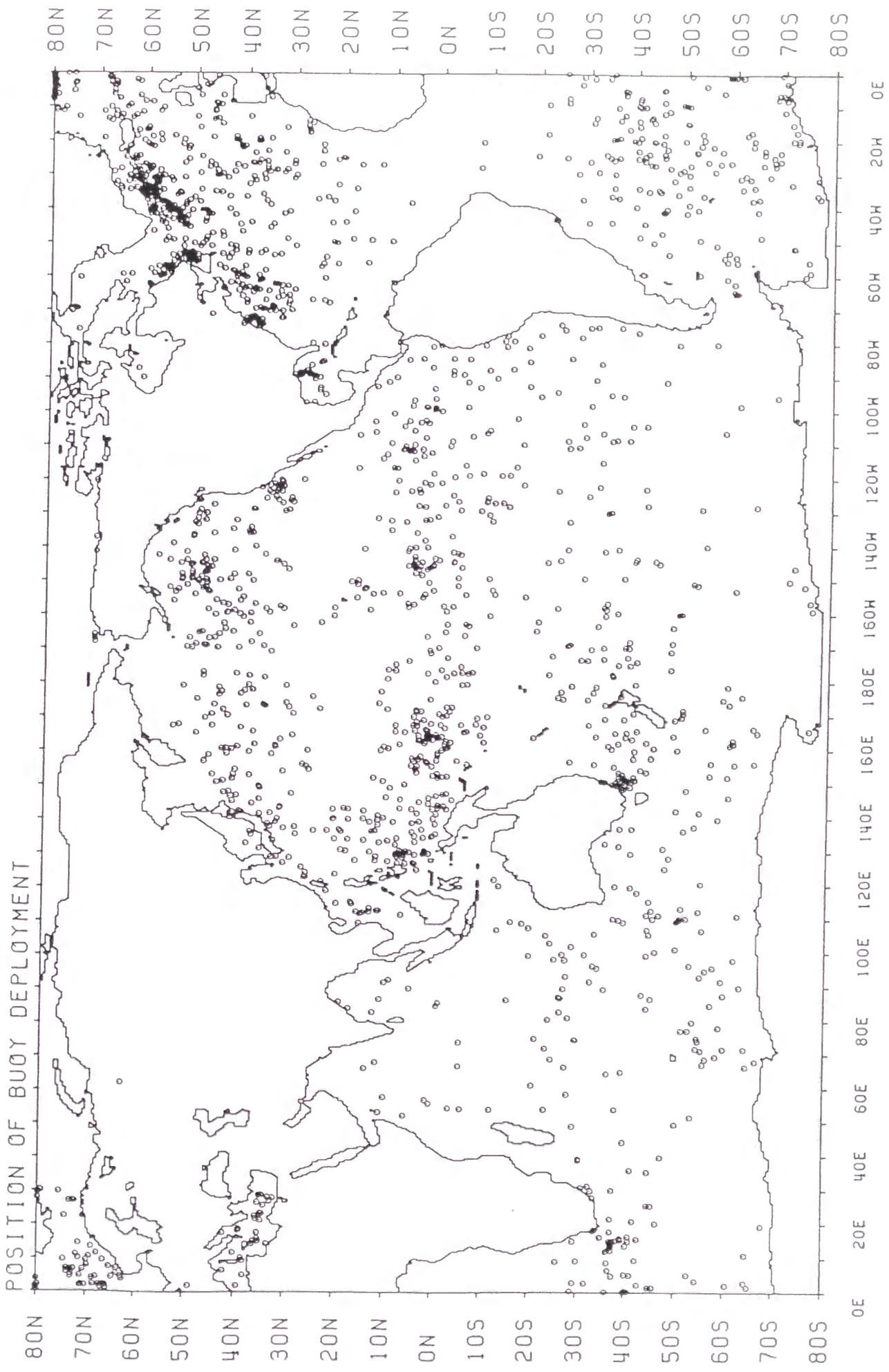
- [44] Semtner, A.J., and R.M. Chervin, 1992: Ocean general circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.* , **97**, 5493 – 5550
- [45] Shum, C. K., R. M. Weaner, D. T. Sandwell, B. H. Zhanf, R. S. Nerm, and B. D. Tapley (1990): Variations of global mesoscale eddy energy observed from Geosat. *J. Geophys. Res.* , **95**, 17865 – 17876.
- [46] Spall, M. A., 1990: Circulation in the Canary Basin: A model/data analysis. *J. Geophys. Res.* , **97**, 5493 – 5550.
- [47] Stammer, D., and C. W. Böning, 1992: Mesoscale variability in the Atlantic Ocean from GEOSAT altimetry and WOCE high resolution numerical modeling. *J. Phys. Oceanogr.* , **22**, 732 – 752.
- [48] Stammer, D., and C. Wunsch 1994: Preliminary assessment of the accuracy and precision of TOPEX/POSEIDON altimeter data with respect to the large-scale ocean circulation, *J. Geophys. Res.*, **99**, 24584–24604.
- [49] Treguier, A. M., 1992: Kinetic energy analysis of an eddy resolving primitive equation model of the North Atlantic. *J. Geophys. Res.* , **97**, 687 – 701.
- [50] White, W. B., C. -K. Tai, and W. R. Holland, 1989: Continuous assimilation of simulated Geosat altimetric sea level into an eddy-resolving numerical ocean model. Part 1. Sea level differences, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3219–3234.
- [51] Wilkin, J. L., and R. A. Morrow 1994: Eddy kinetic energy and momentum flux in the Southern Ocean: Comparison of a global eddy-resolving model with altimeter, drifter, and current-meter data. *J. Geophys. Res.* , **99**, 7903 – 7916.
- [52] Willebrand, J., R. H. Käse, D. Stammer, H. -H. Hinrichsen, and W. Krauss, 1990: Verification of Geosat sea surface topography in the Gulf Stream extension with surface drifting buoys and hydrographic measurements, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3007–3014.
- [53] Wooding, C. M., P. L. Richardson, and C. A. Collins 1990: Surface drifter measurement in the Western Equatorial Pacific Ocean Circulation Study (WEPOCS III), June 1988 – December 1989. *Tech. Rep. MHOI-90-37* Woods Hole Oceanogr. Inst. Woods Hole, Mass. 129 pp.

- [54] Wyrтки, K., L. Magaard, and J. Hager 1976: Eddy kinetic energy in the oceans. *J. Geophys. Res.* , **81**, 2641 – 2646
- [55] Yoshida, K., 1959: A theory of the Cromwell current (the equatorial undercurrent) and of the equatorial upwelling: An interpretation in a similarity to a coastal circulation. *J. Oceanogr. Soc. Japan* , **15**, 159–170.
- [56] Zlotnicki, V., L-L. Fu, and W. Patzert 1989: Seasonal variability in global sea level observed with Geosat altimetry. *J. Geophys. Res.* , **94**, 17957–17969.

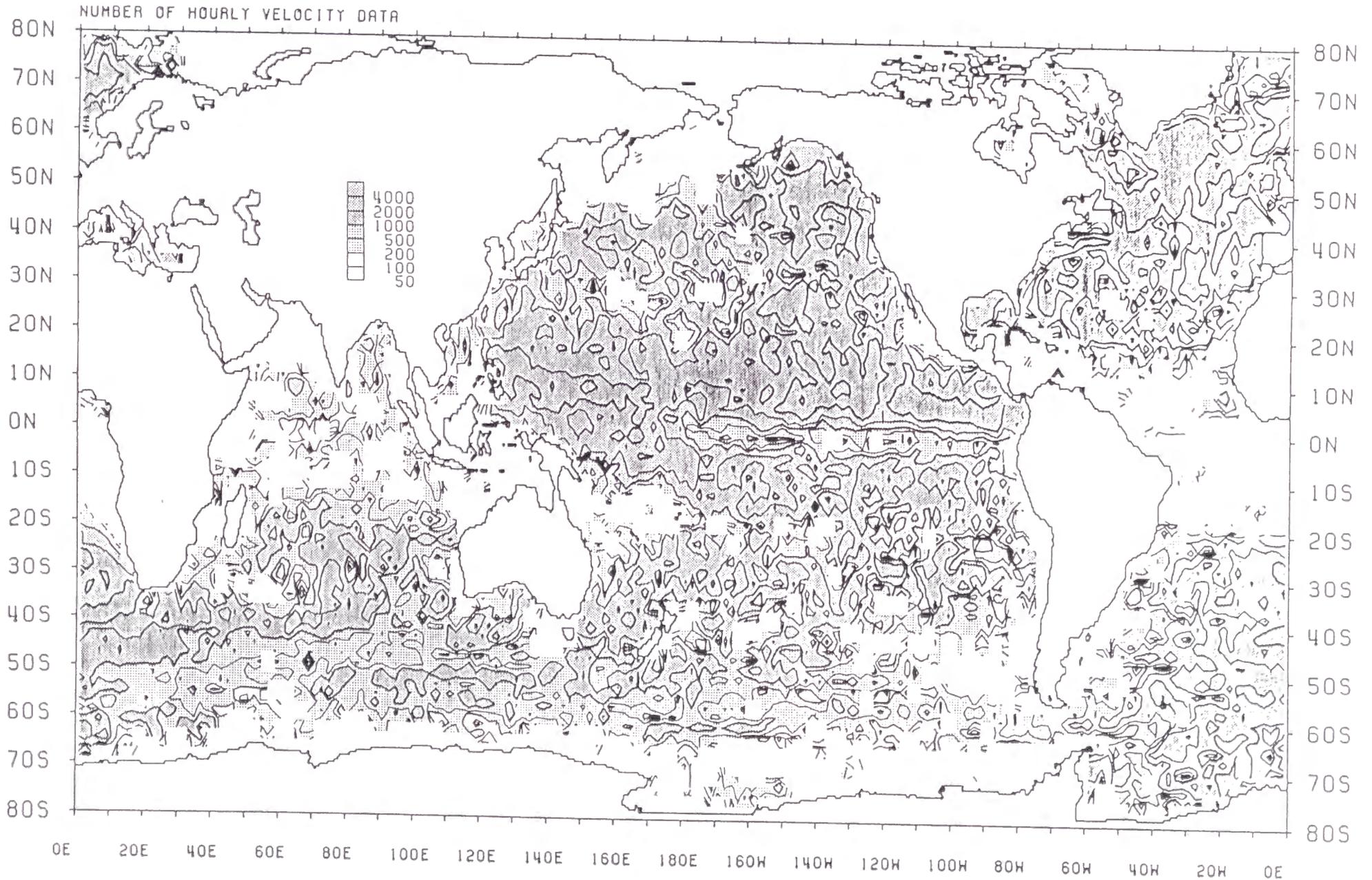
# HISTORY OF BUOY POPULATION



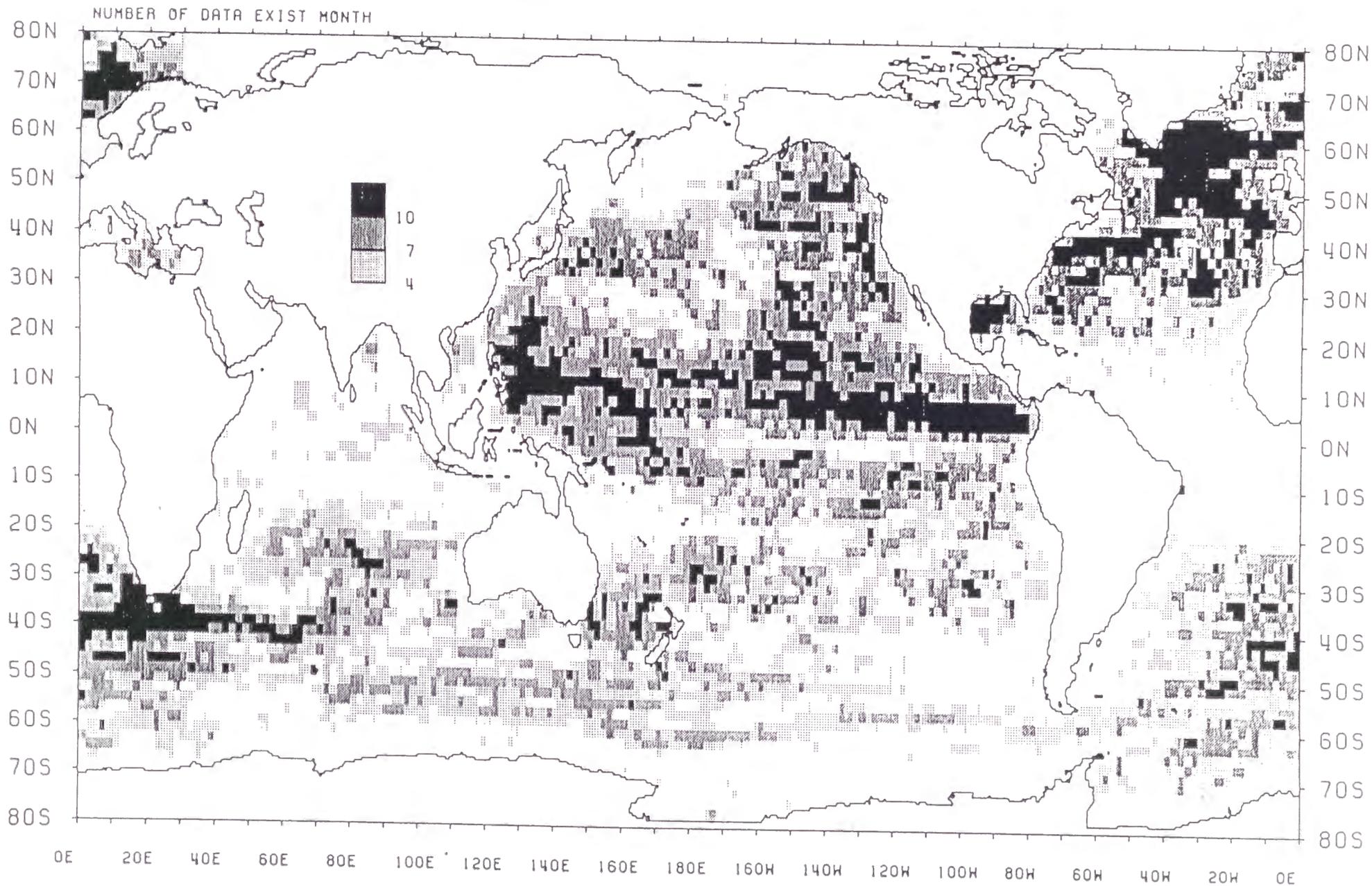
● 図2-1: 1978年1月以降の各月ごとの漂流ブイデータの数。



● 図2-2: 漂流ブイデータの初期位置分布。

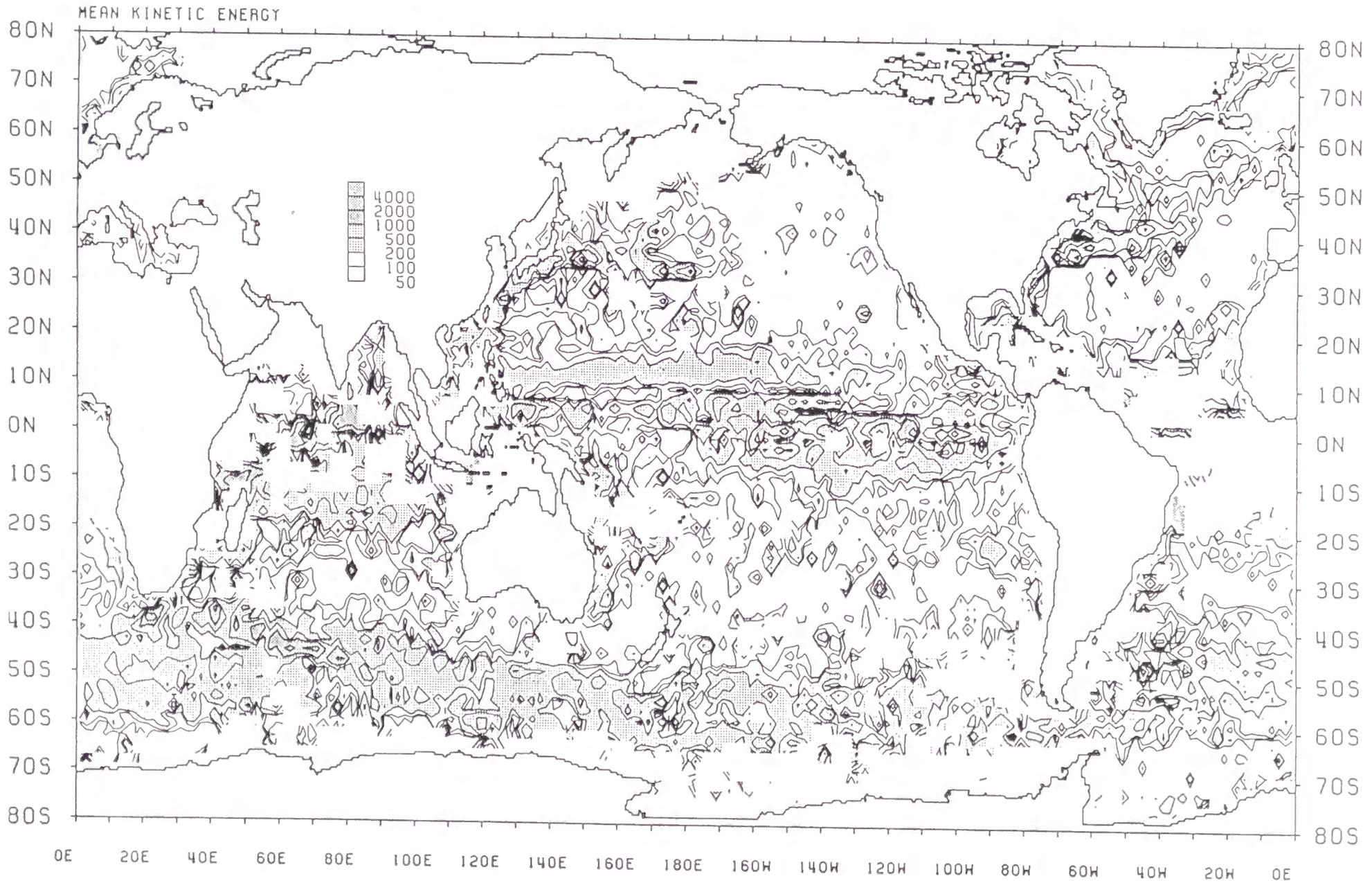


● 図2-3: 1時間毎の流速データの数の空間分布。濃い(薄い)ハッチはブイデータの数が1000(200)以上の領域を示す。

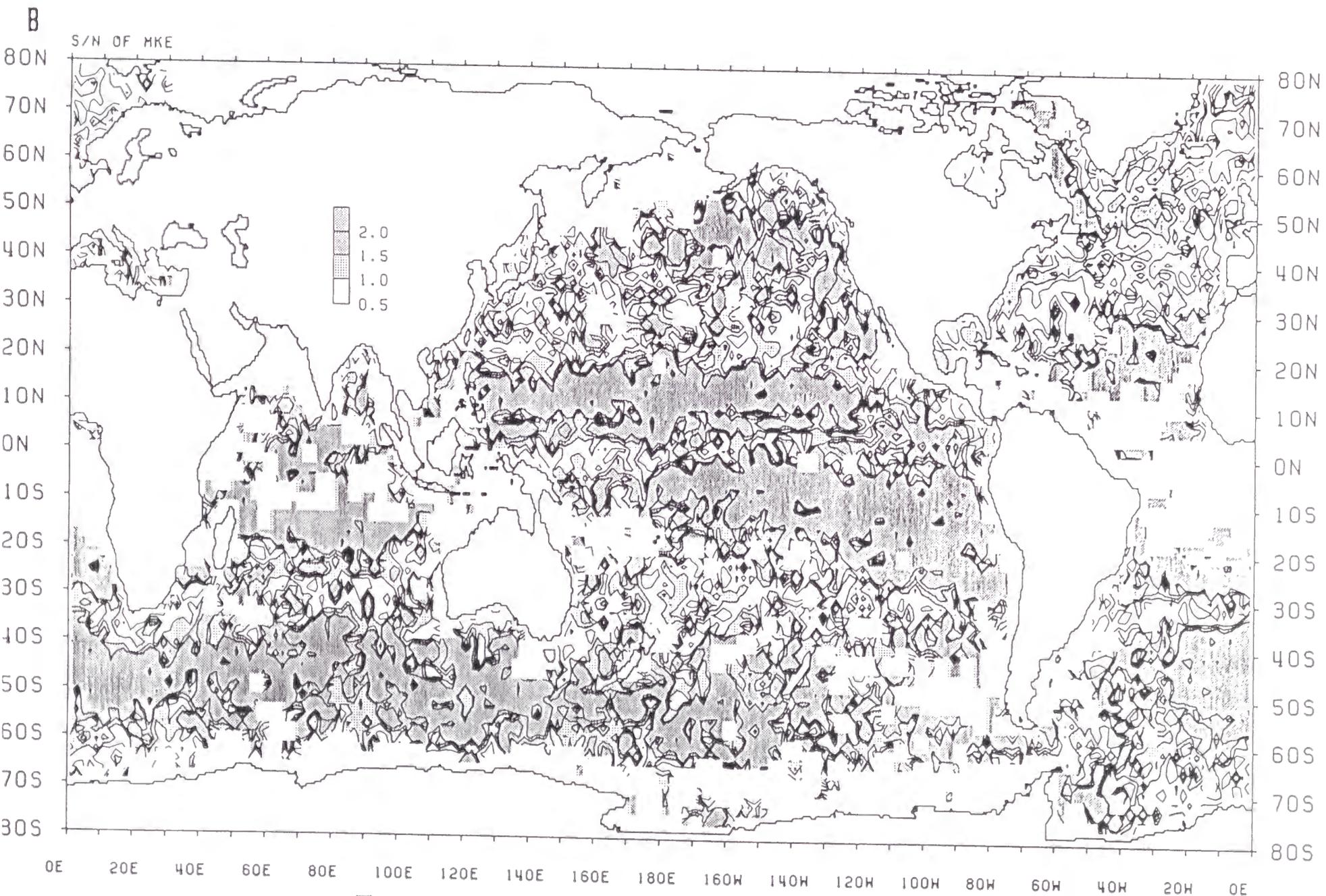


● 図2-4: 流速データが存在する月数の空間分布。濃い、中間、薄いハッチはそれぞれ10、7、4ヶ月以上の領域を示す。

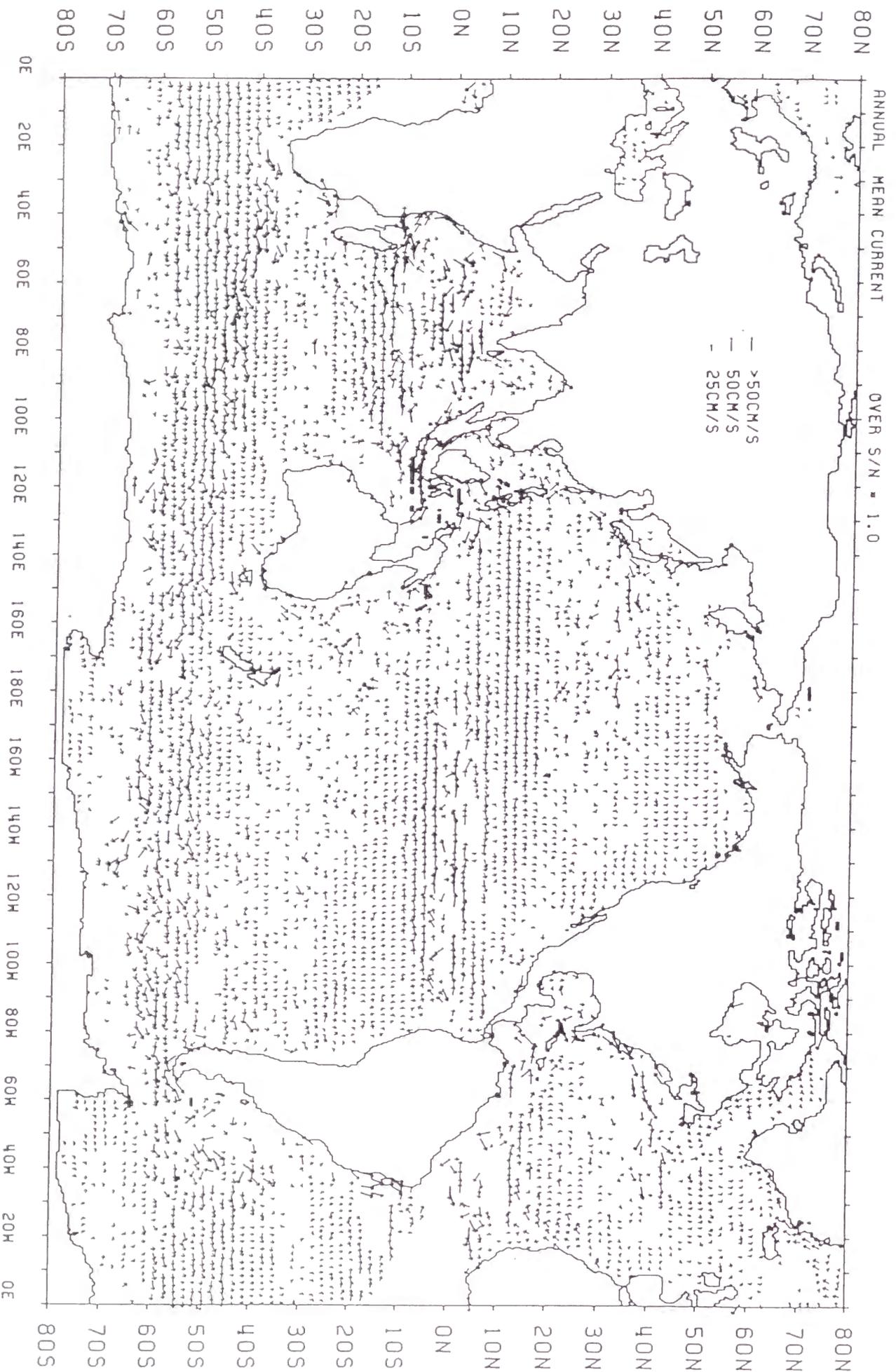
A



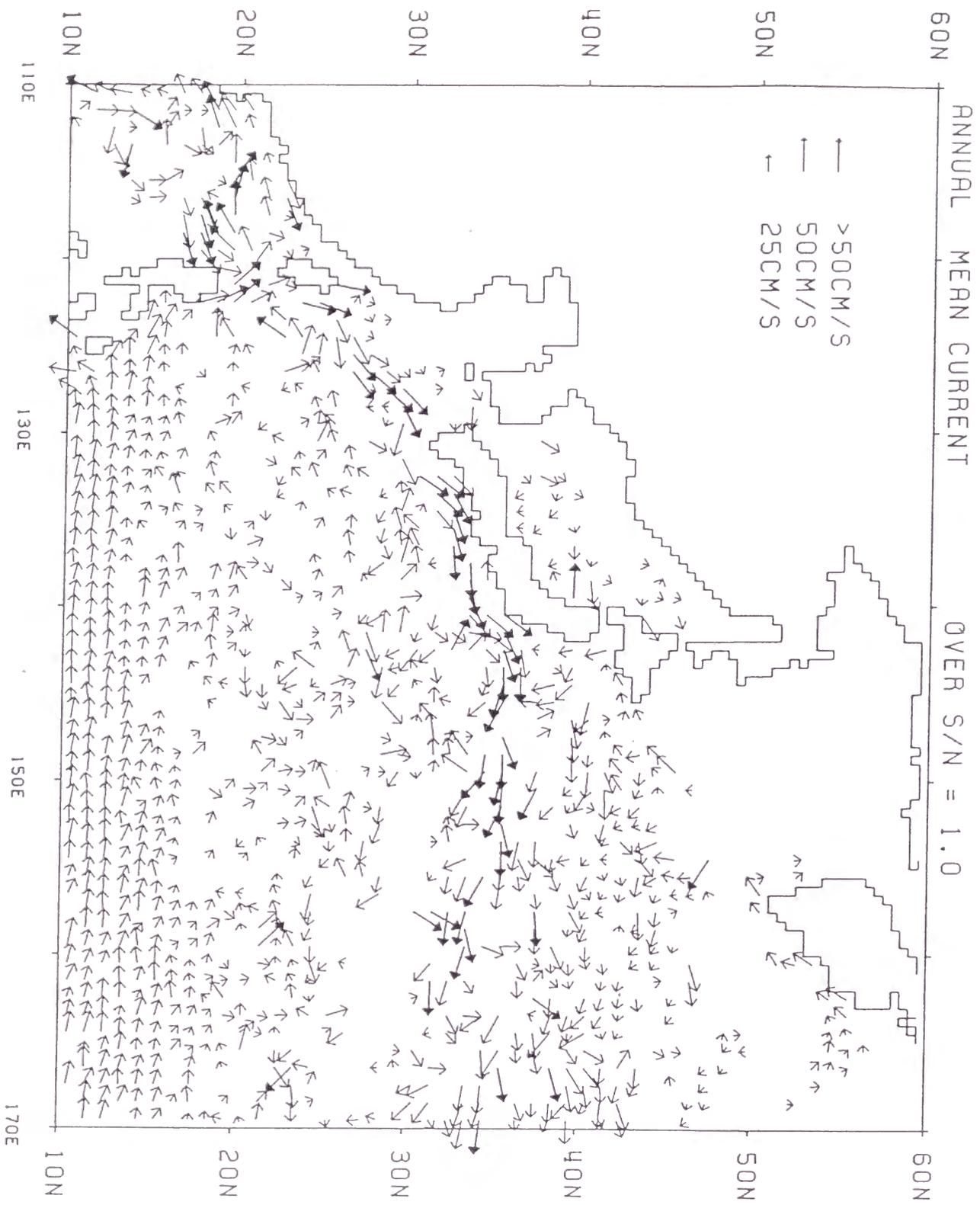
● 図2-5 (a): 2°分解能で得られた平均運動エネルギー(MKE)の空間分布。



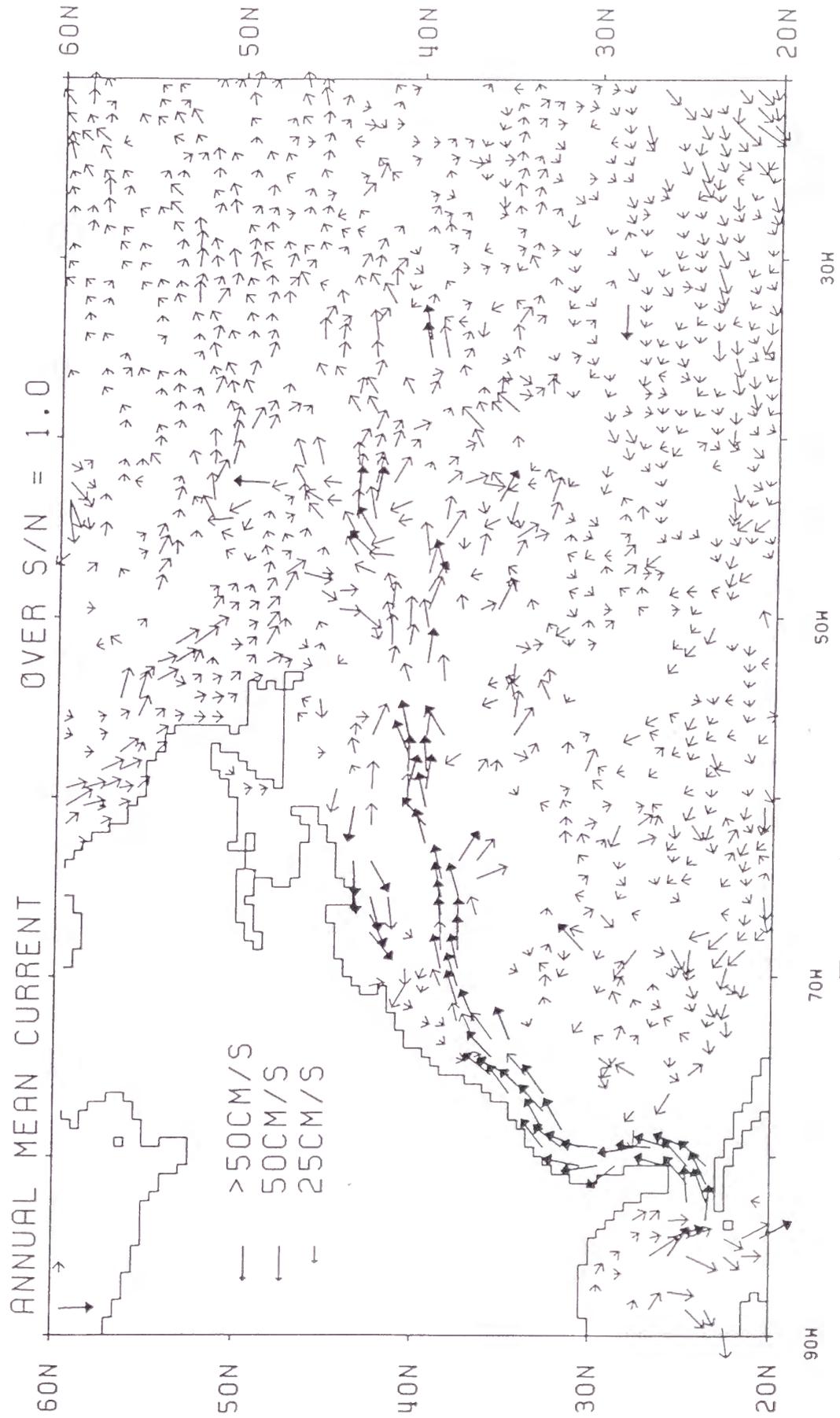
● 図2-5 (b): MKEのS/N比。濃い(薄い)ハッチはS/N比が1(0.5)以上の領域を示す



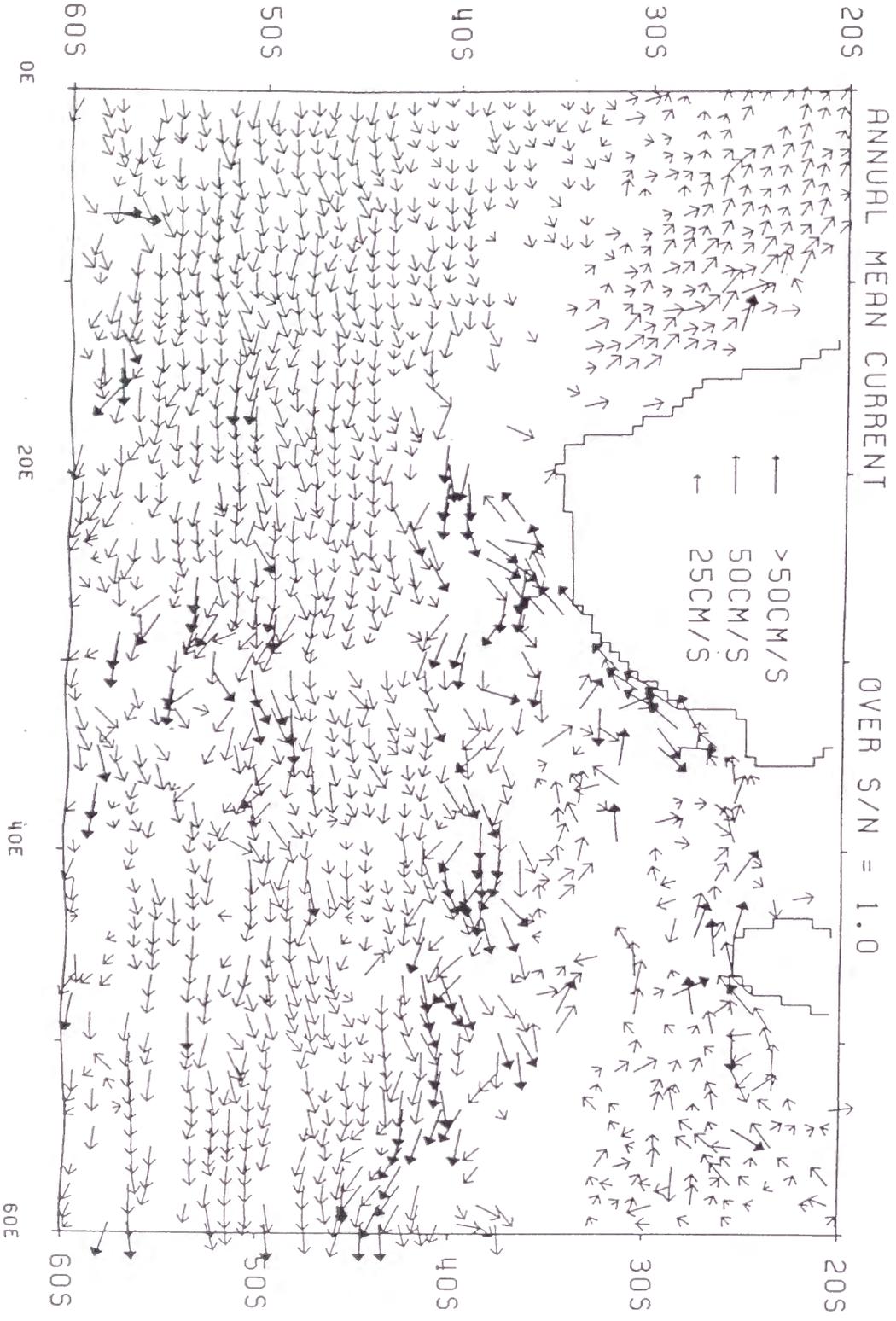
● 図2-6: 2°分解能で求めた全球の平均流速分布。



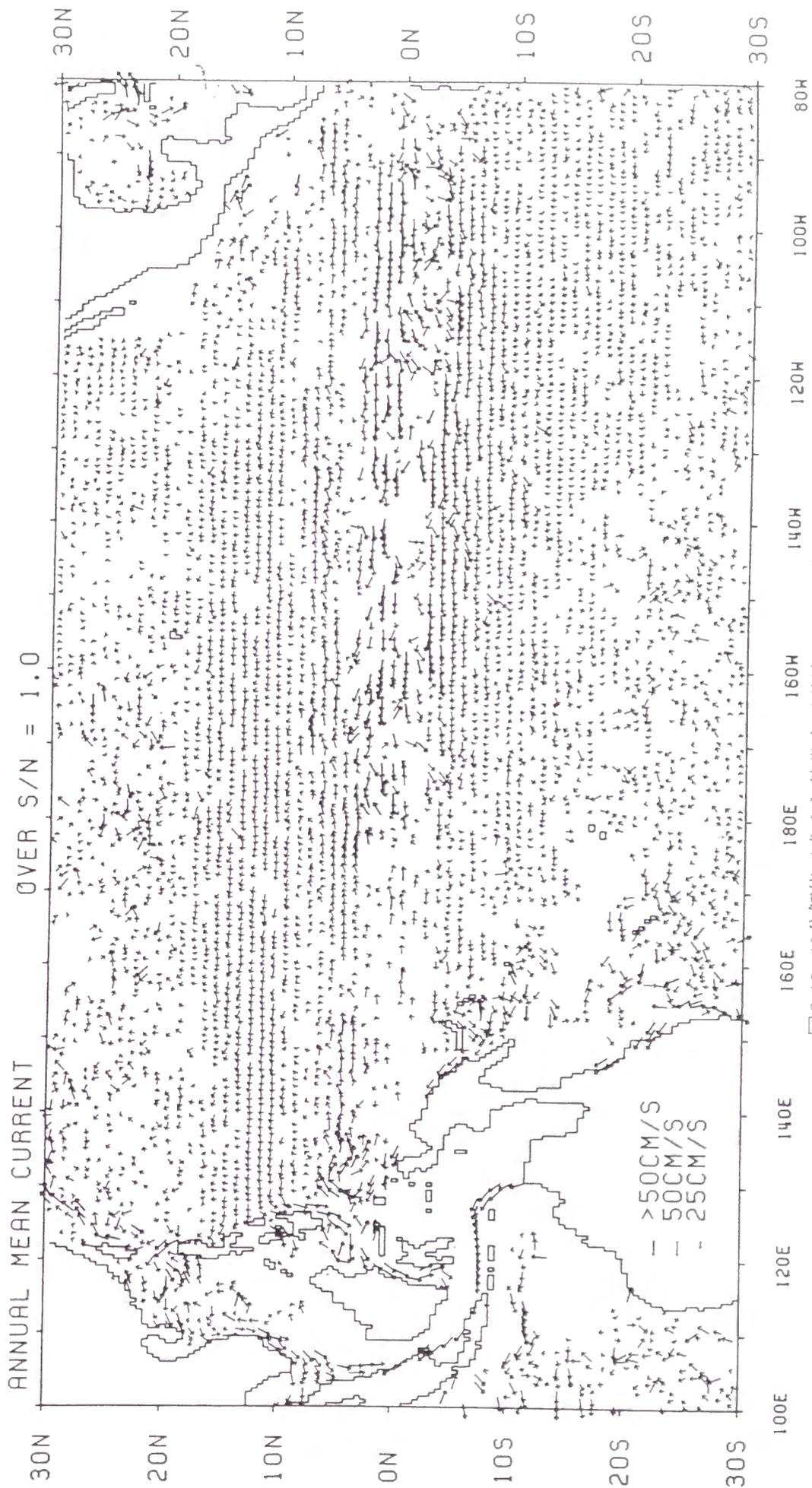
● 図2.7: 1°分解能で求めた黒潮域の平均流速分布。



● 図 2-8: 1°分解能で求めた湾流域の平均流速分布.



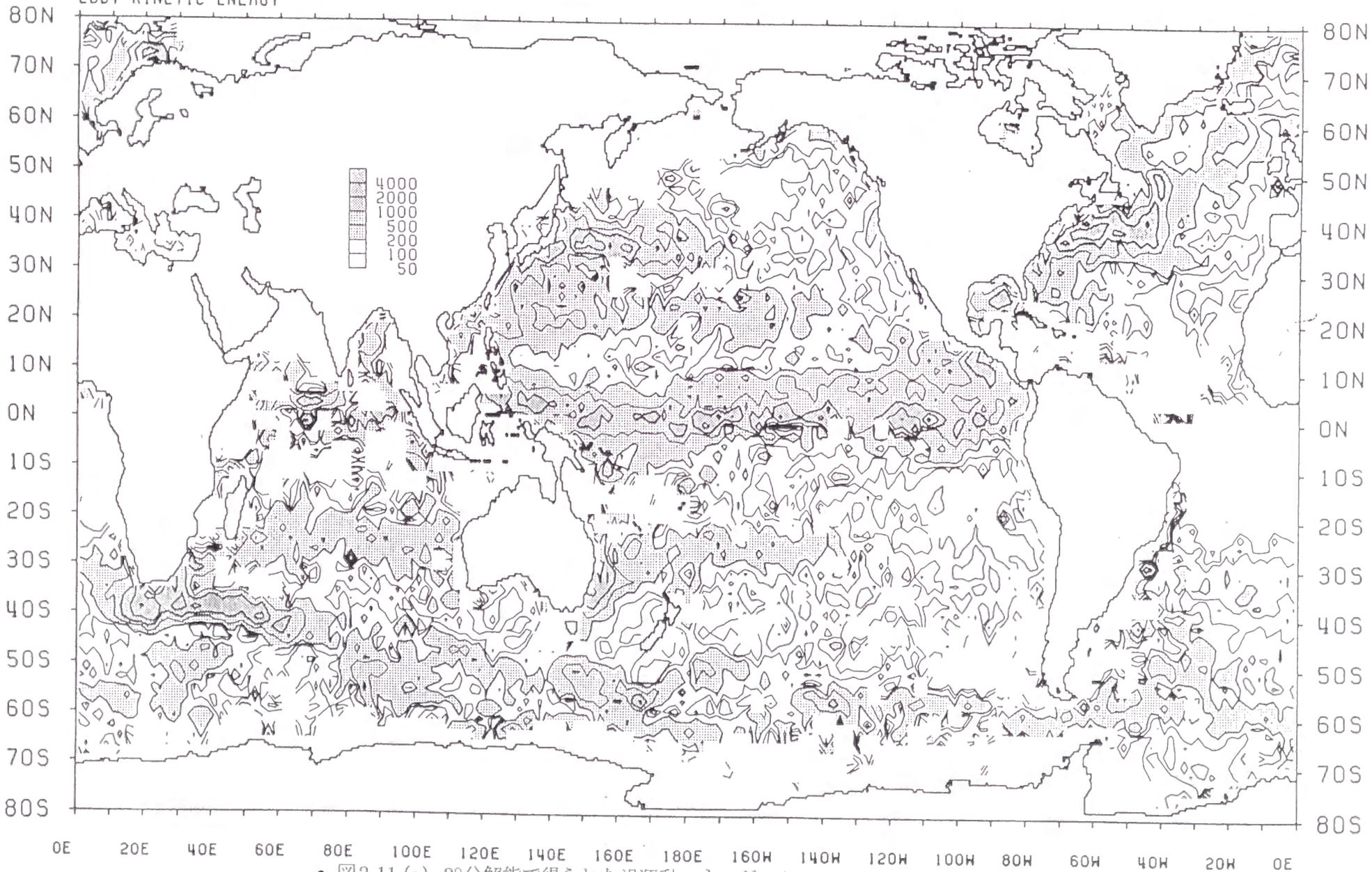
● 図2-9: 1°分解能で求めたアザルハス海流域の平均流速分布



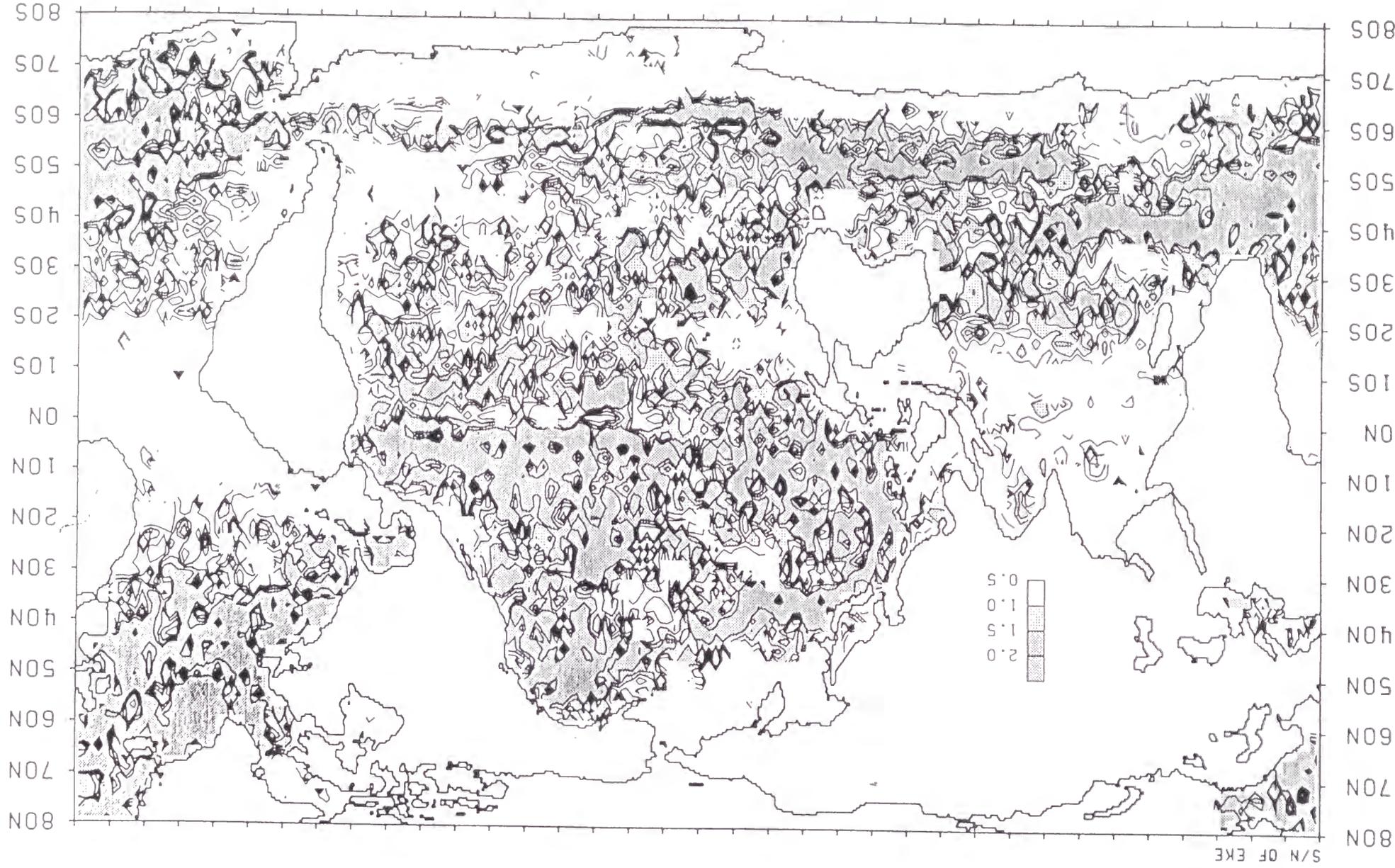
• 図2-10: 1°分解能で求めた熱帯太平洋域の平均流速分布

A

EDDY KINETIC ENERGY



• 図2-11 (a): 2°分解能で得られた渦運動エネルギー (EKE) の空間分布。



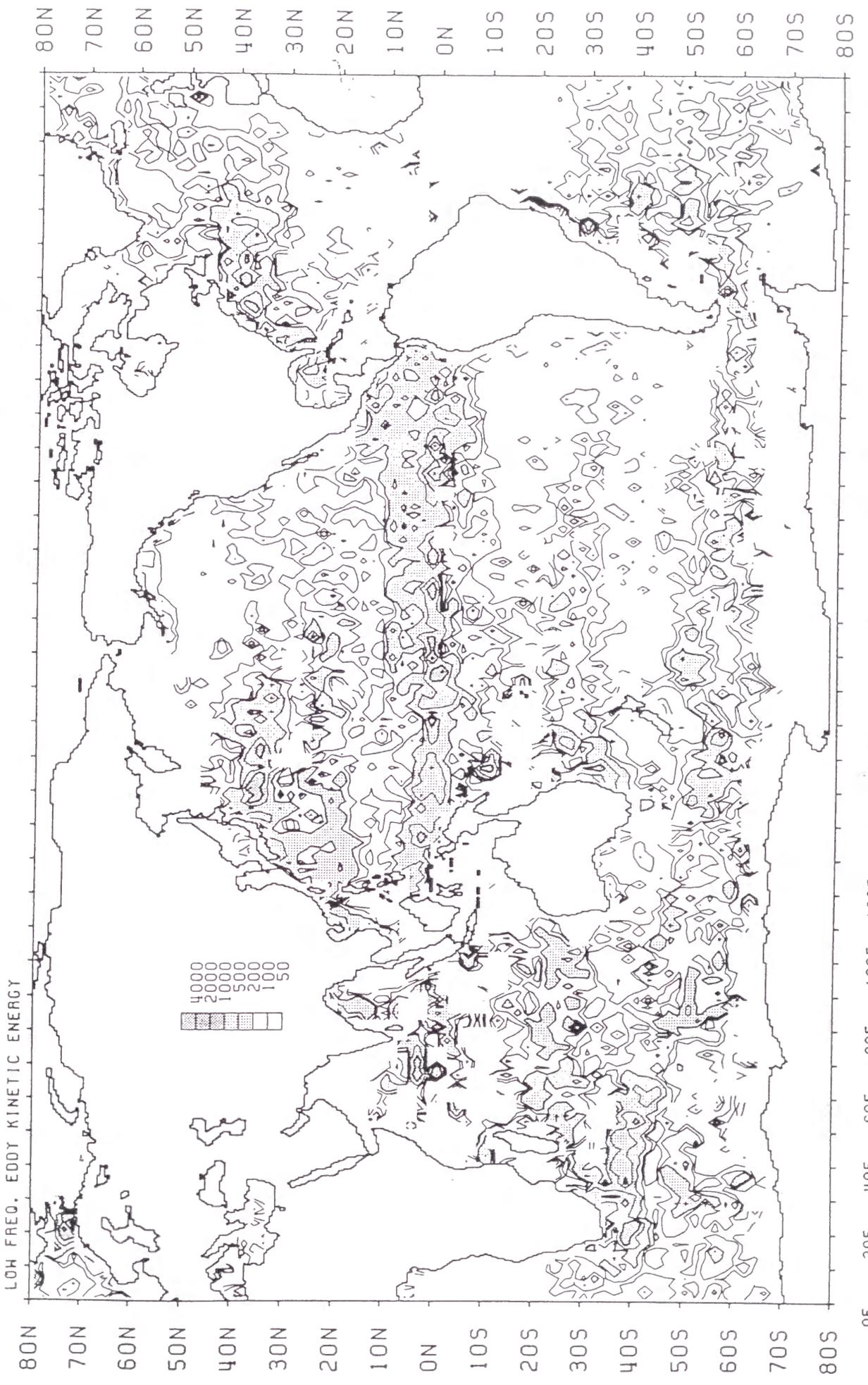
0E 20E 40E 60E 80E 100E 120E 140E 160E 180E 160W 140W 120W 100W 80W 60W 40W 20W 0E

S/N OF EKE

0.5  
1.0  
1.5  
2.0

● 図2-11 (b): EKEのS/N比。ハッチは図2-5(b)と同じ。

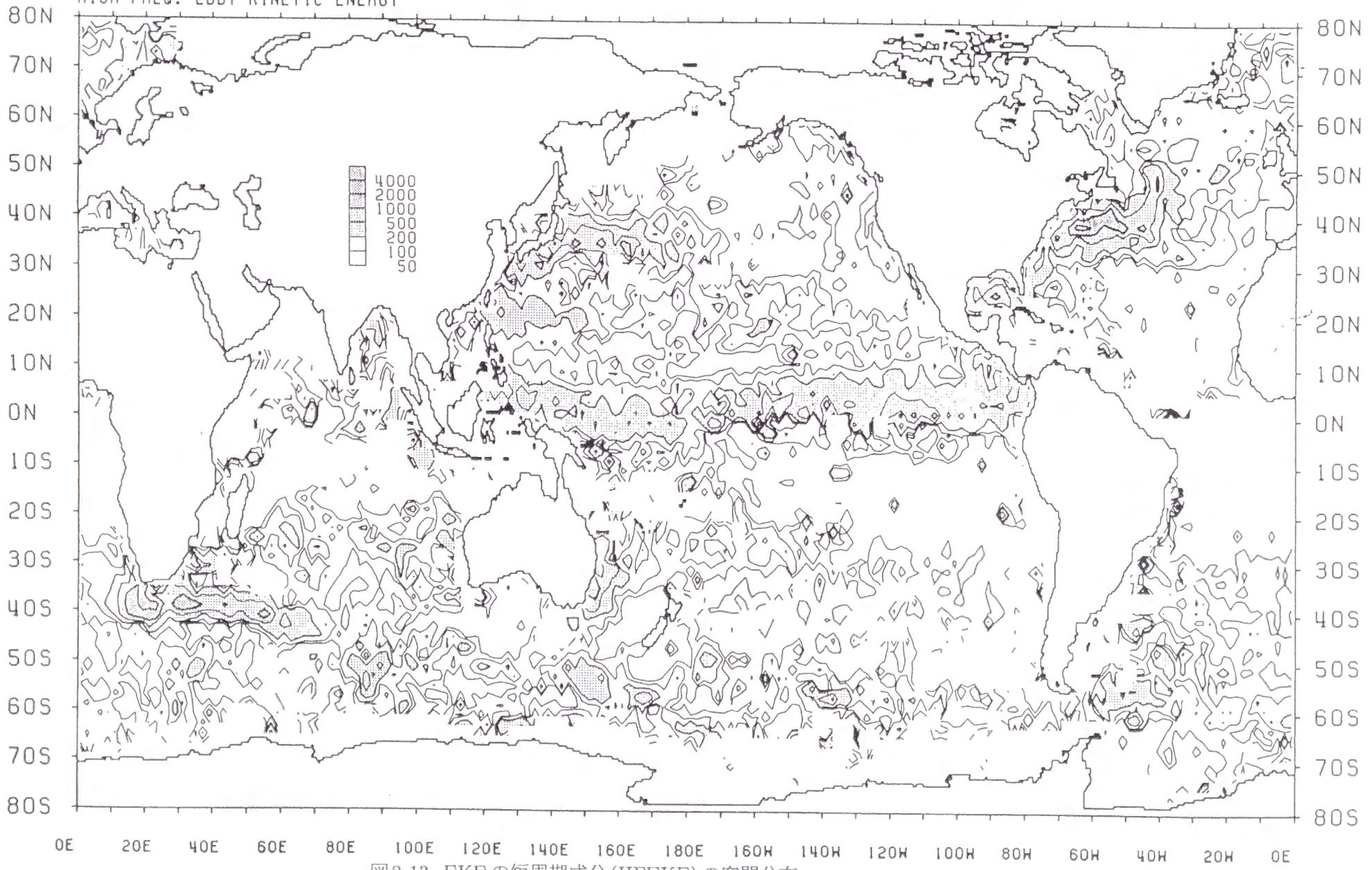
A



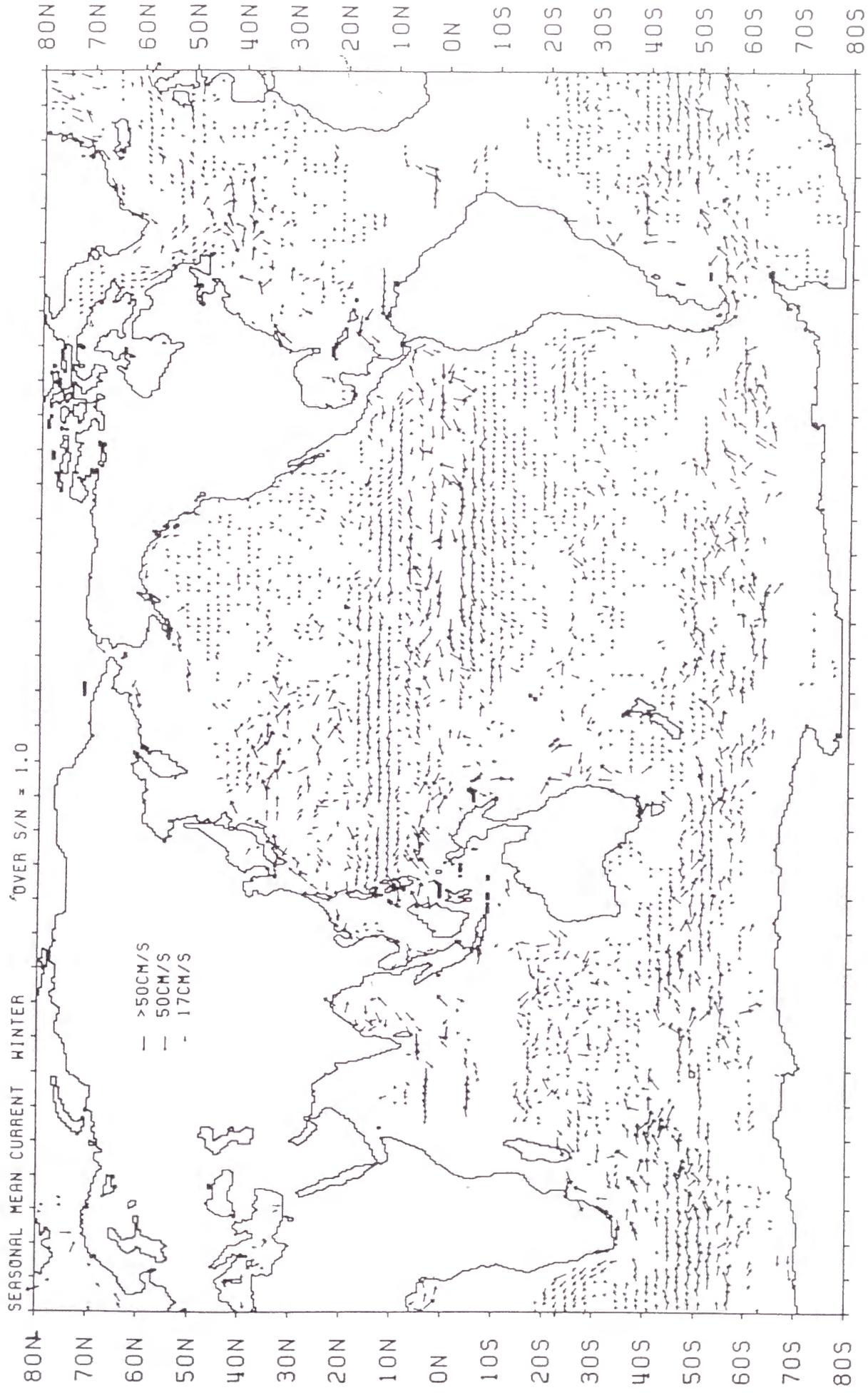
● 図2-12: EKEの長周期成分(LFEKE)の空間分布。

B

HIGH FREQ. EDDY KINETIC ENERGY

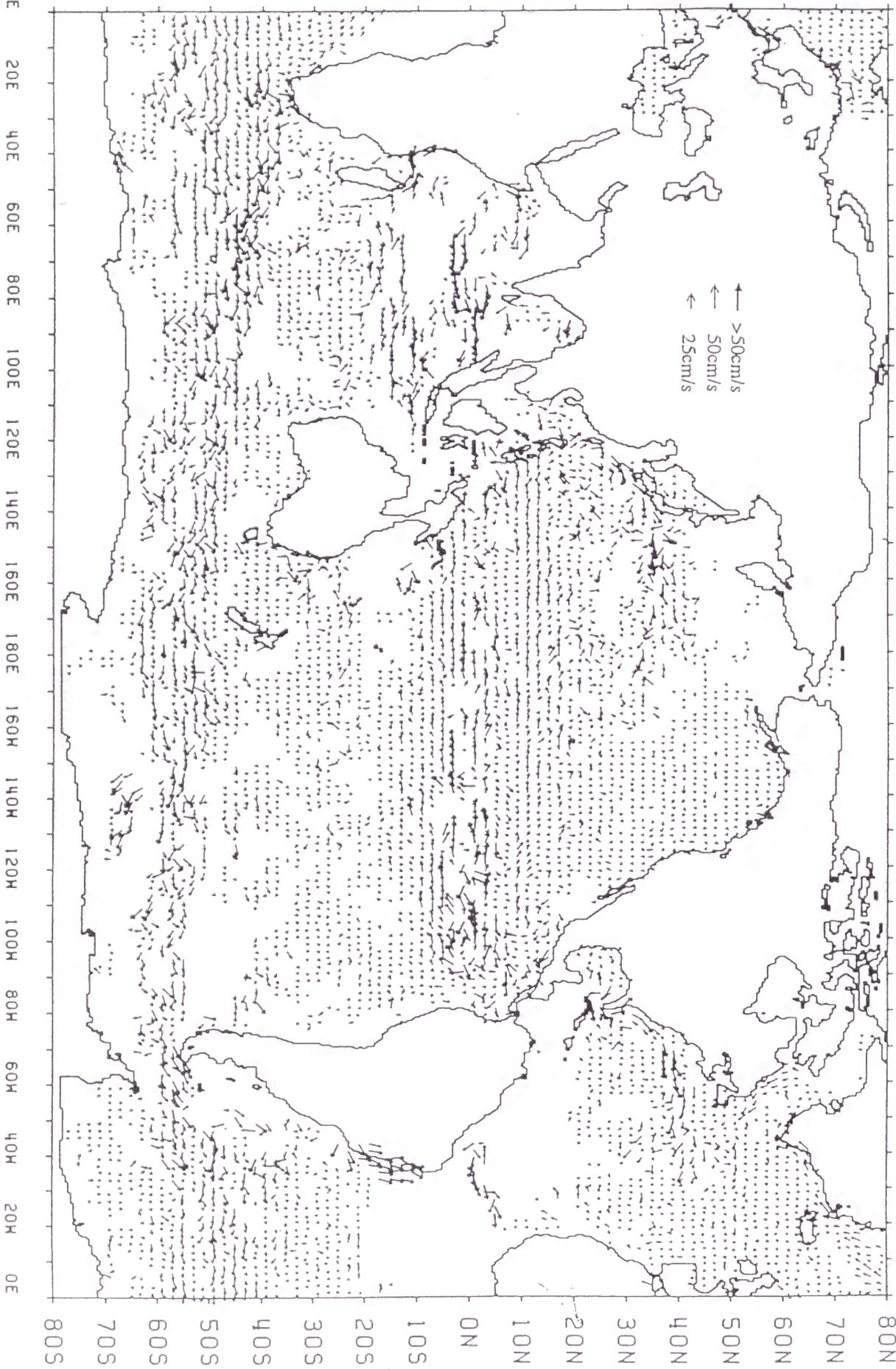


● 図2-13: EKEの短周期成分(HFEKE)の空間分布。

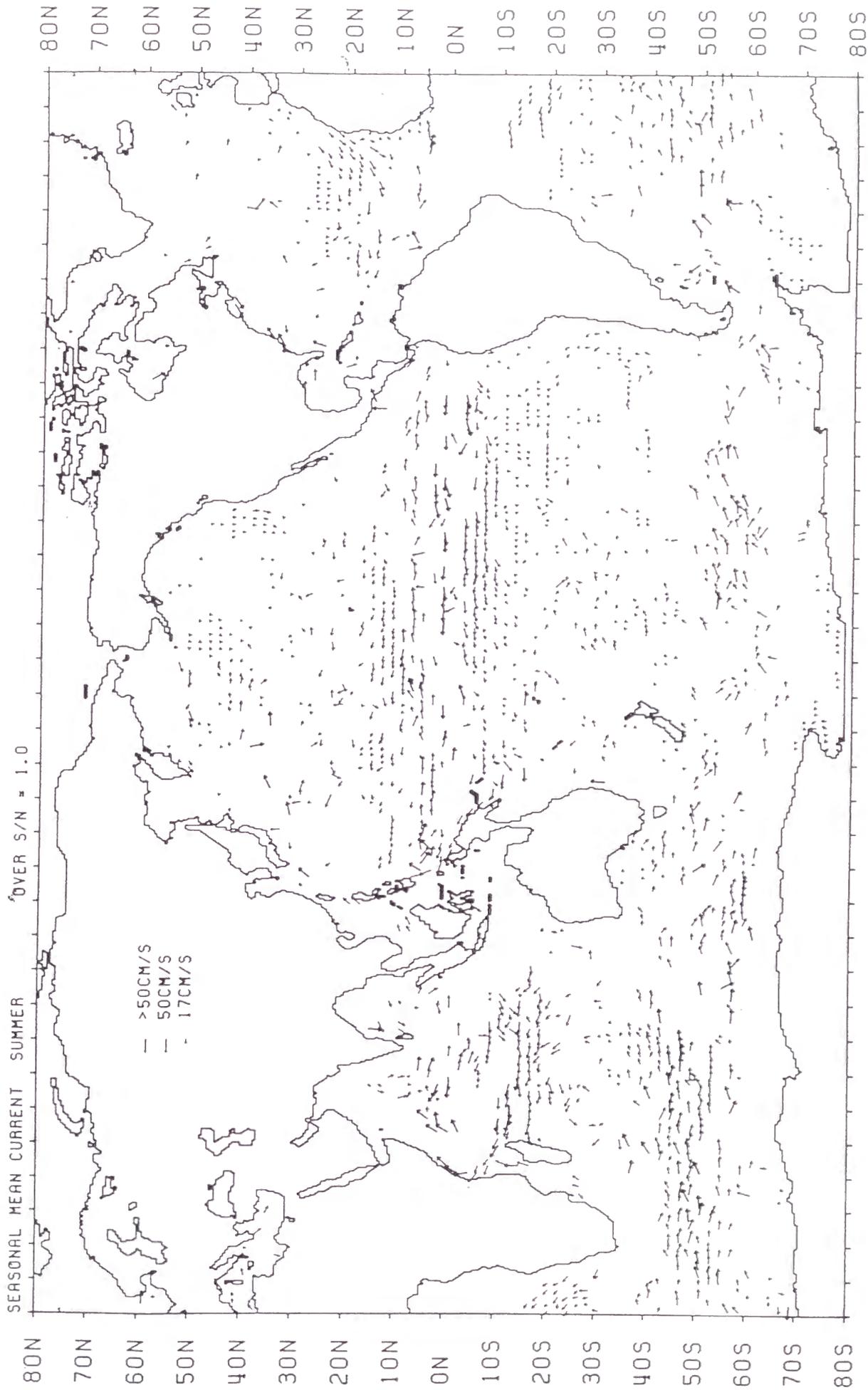


● 図2-14 (a): 2°分解能で得られた冬(1月~3月)の季節平均流速分布

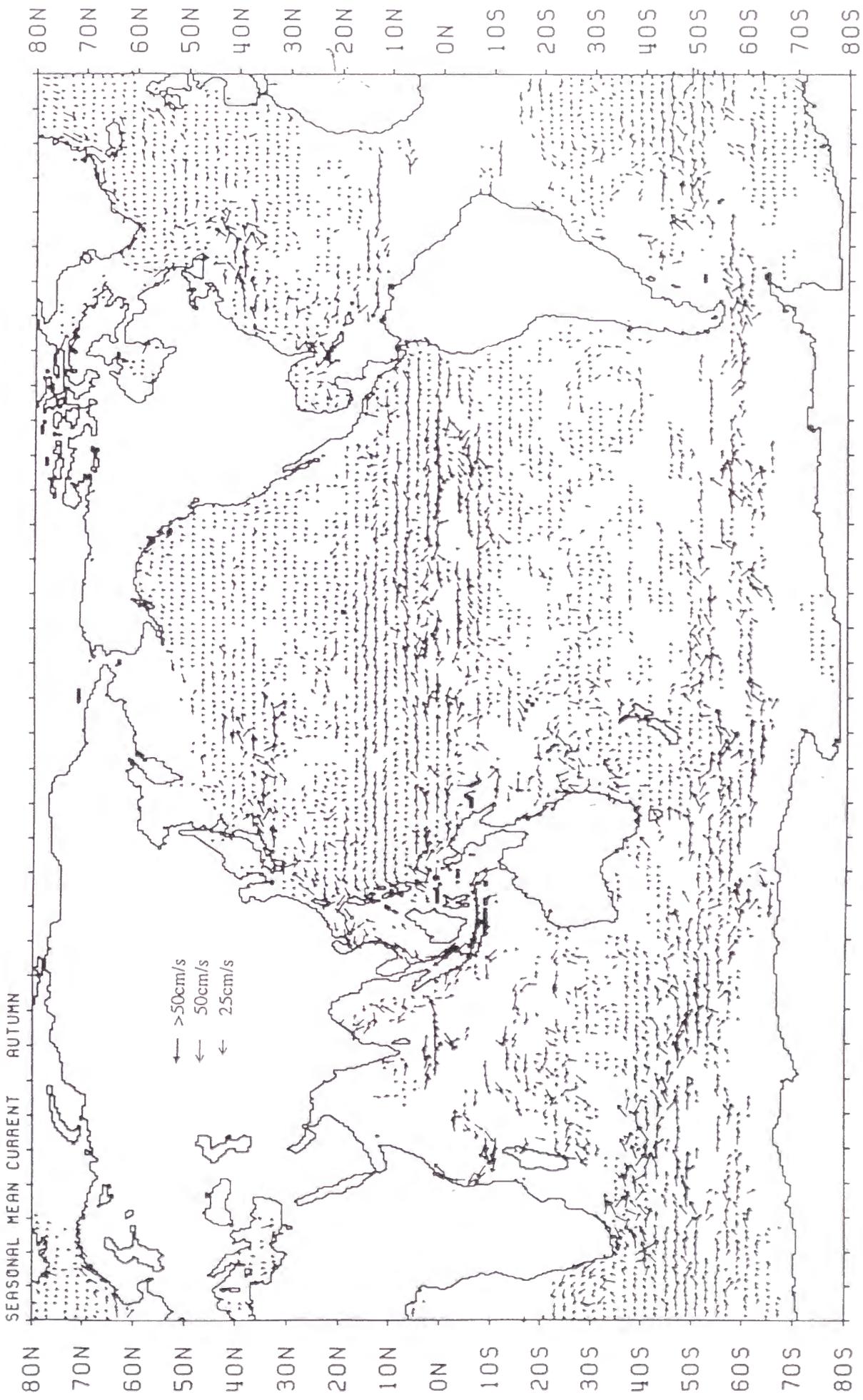
SEASONAL MEAN CURRENT SPRING



● 図2-14 (b): 2°分解能で得られた春(4月~6月)の季節平均流速分布

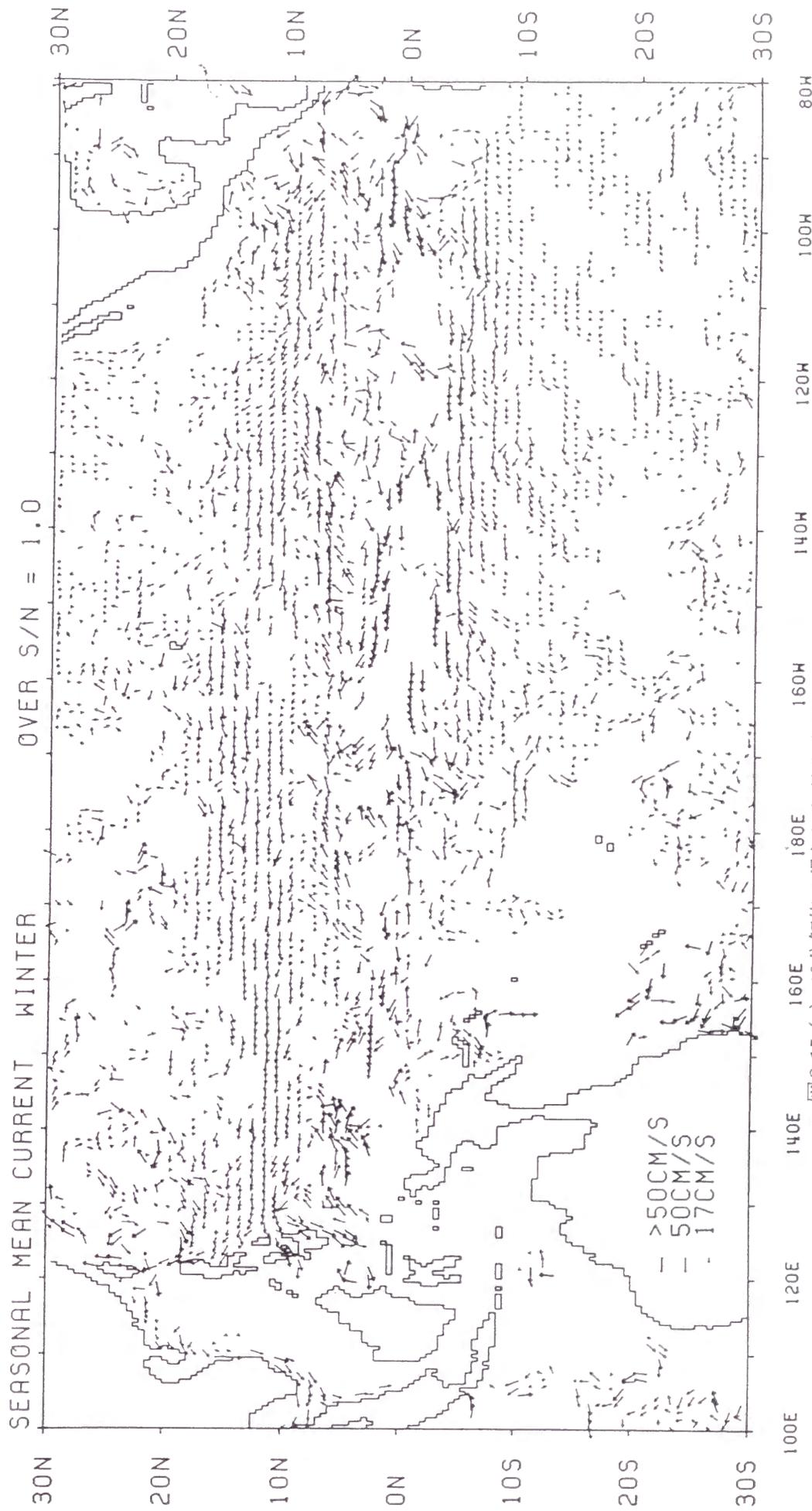


● 図2-14 (c): 2°分解能で得られた夏(7月~10月)の季節平均流速分布



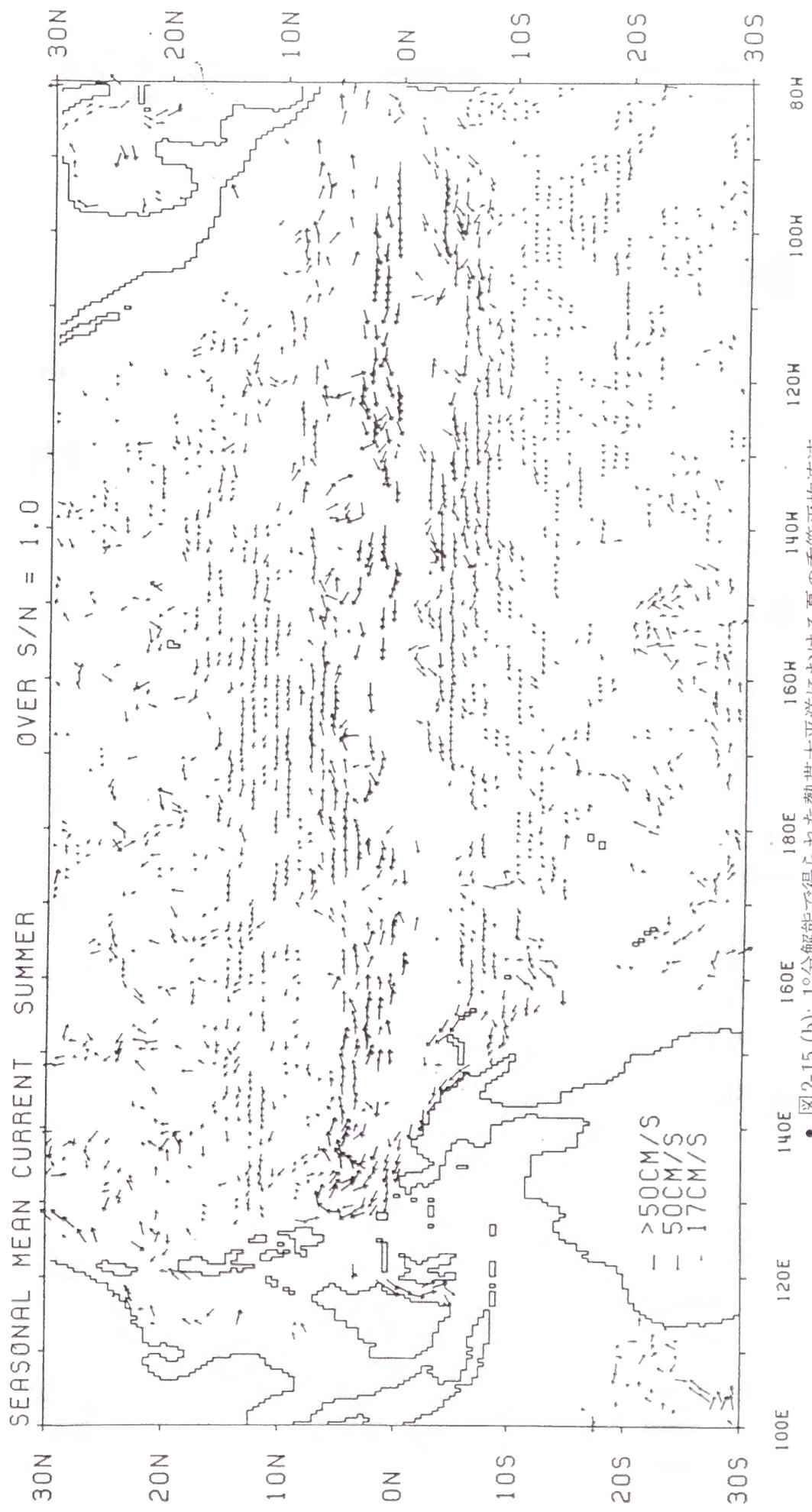
● 図2-14 (d): 2°分解能で得られた秋(11月~12月)の季節平均流速分布

A



● 図2-15 (a): 1°分解能で得られた熱帯太平洋における冬の季節平均流速

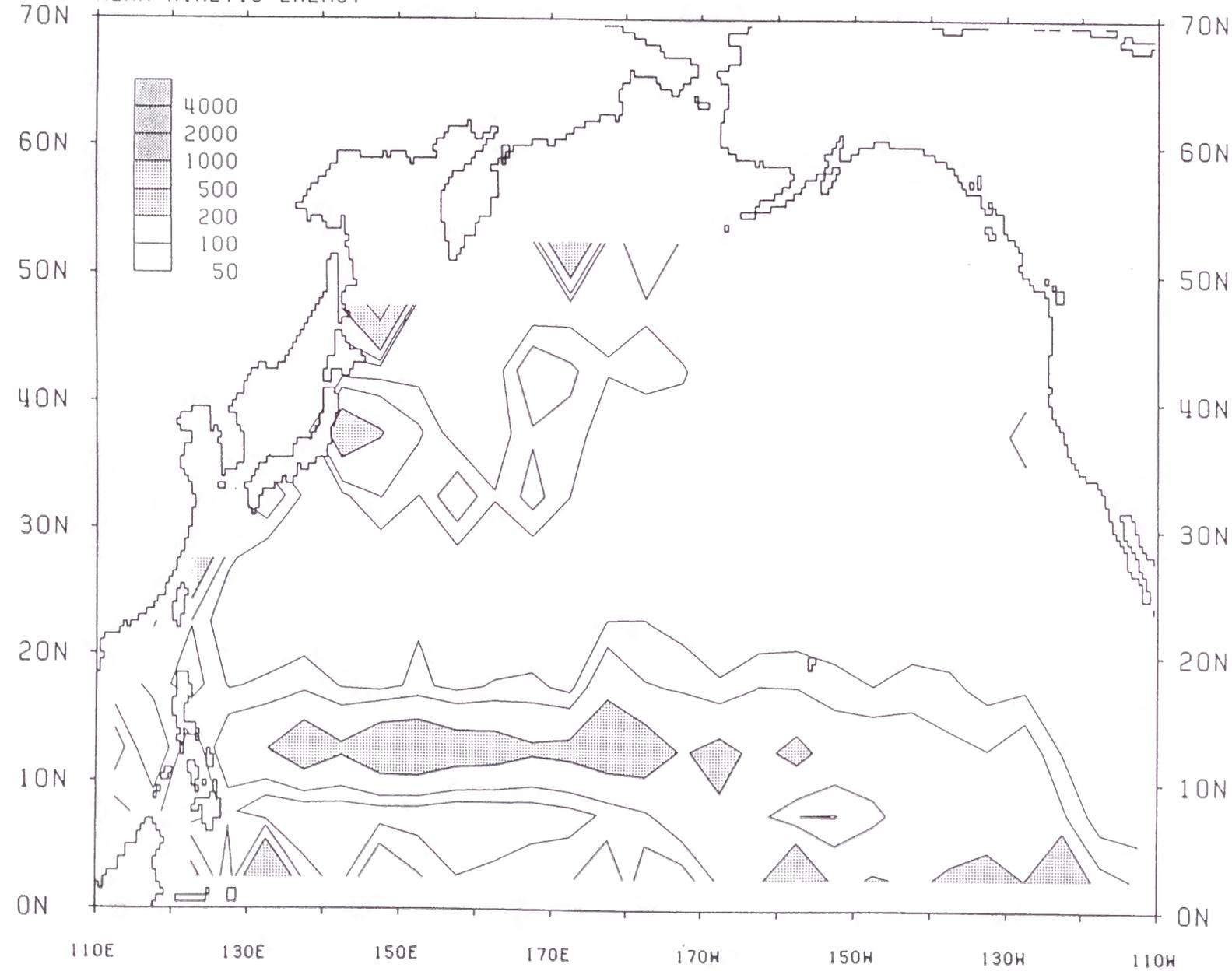
B



● 図2-15 (b): 1°分解能で得られた熱帯太平洋における夏の季節平均流速

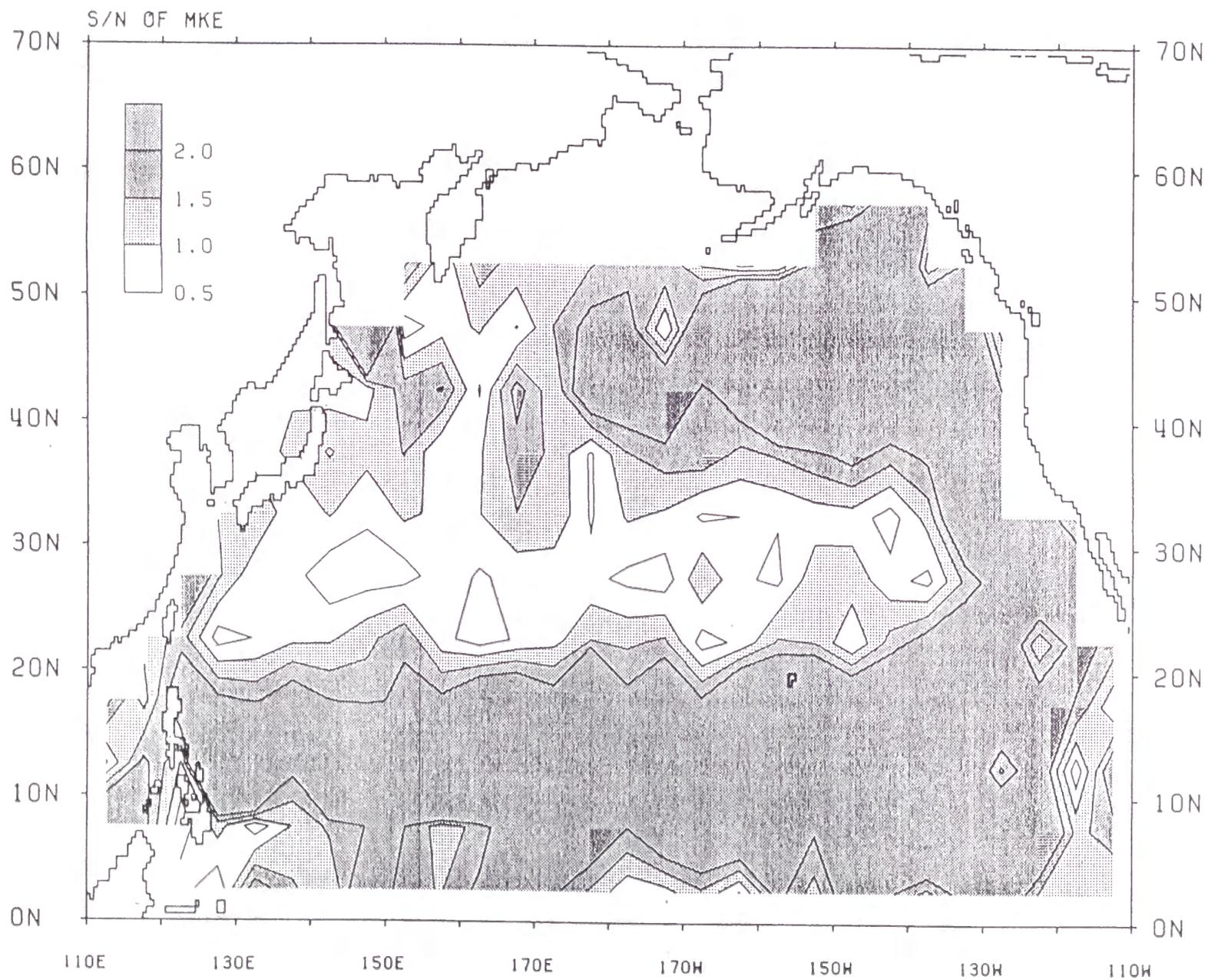
A

MEAN KINETIC ENERGY

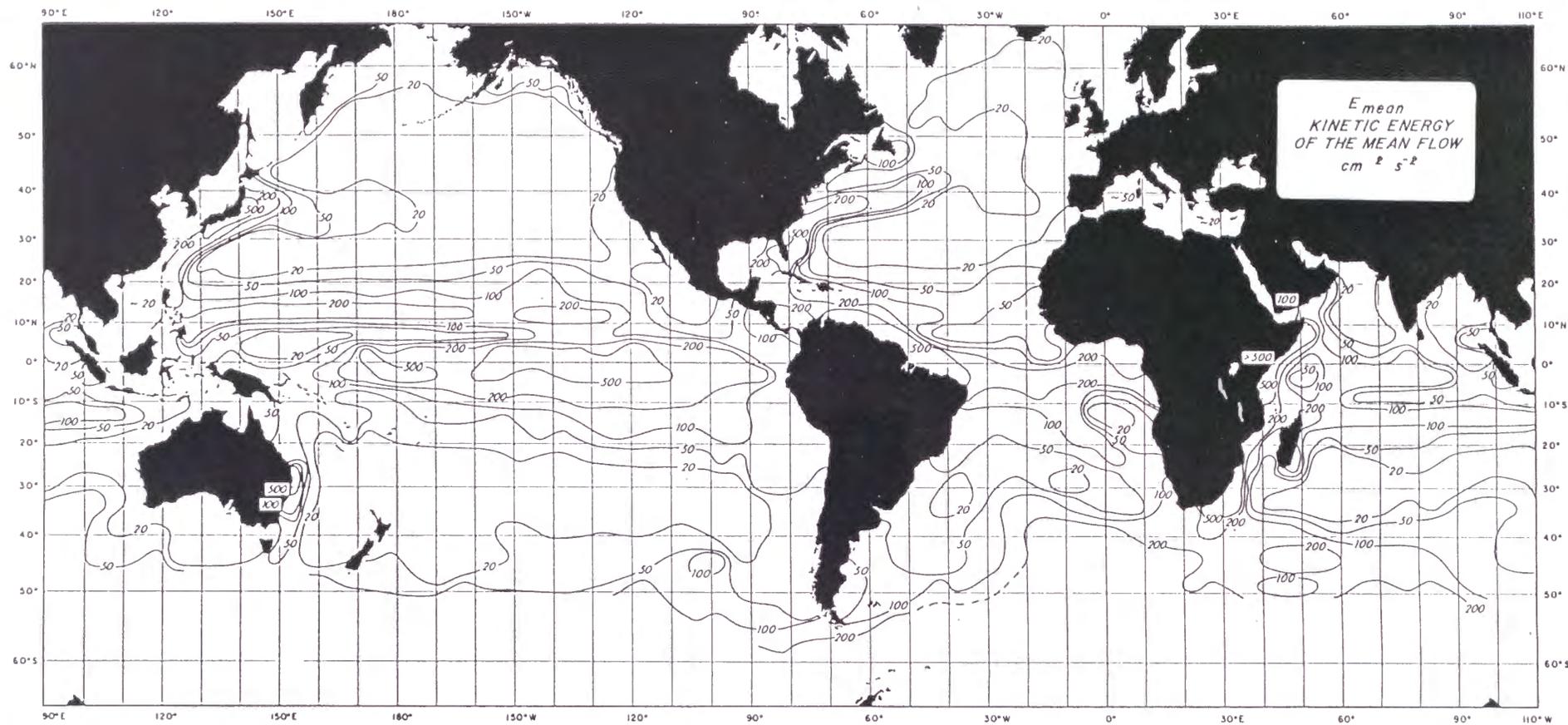


● 図2-16 (a): 5°分解能で得られた北太平洋における平均運動エネルギー(MKE)の空間分布

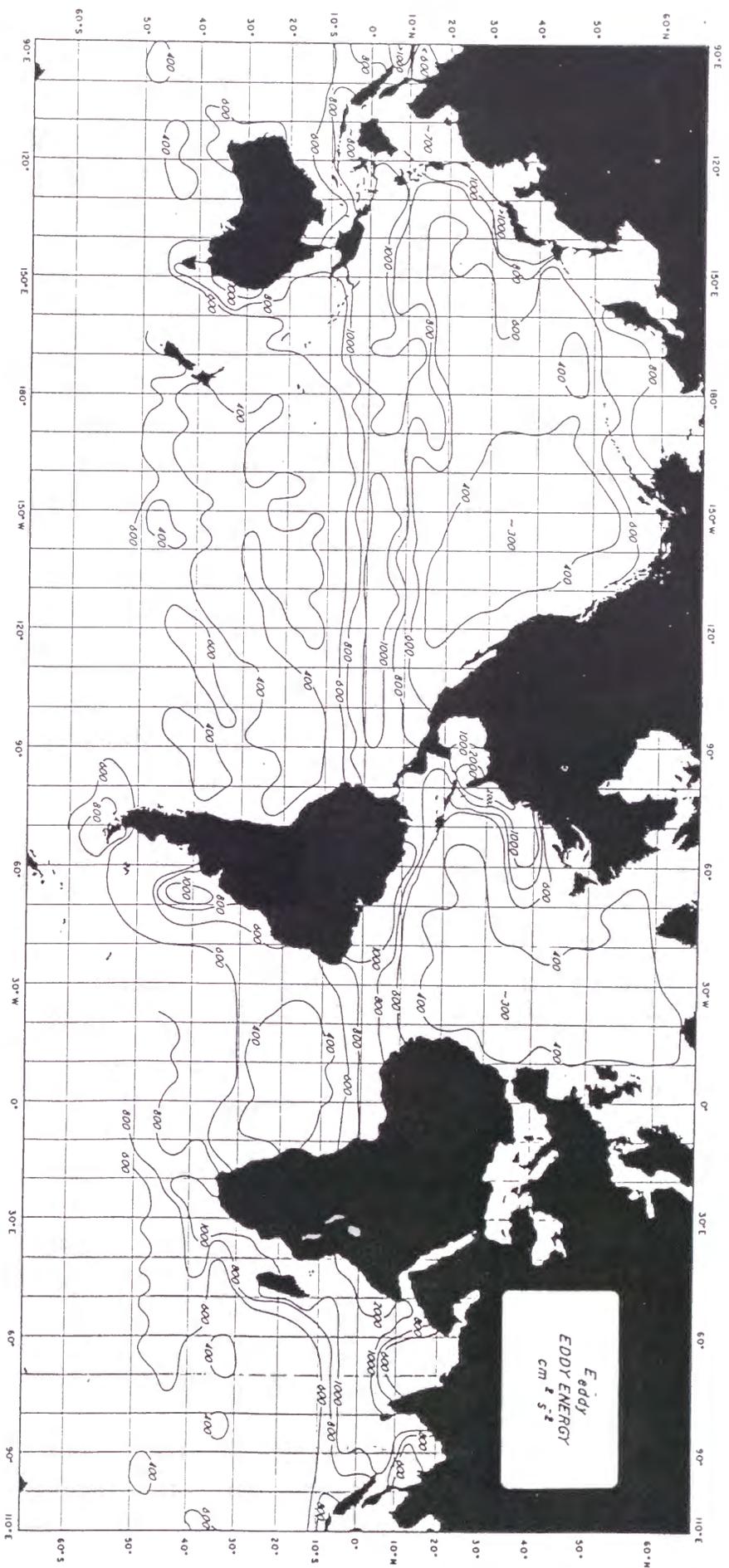
B



● 図2-16(b): 図2-16に対応したMKEのS/N比。



● 図2-17(a): Wyltki et al. (1976) による船舶偏流観測から得られた平均運動エネルギーの分布



● 図 2-17(b): Wytkki et al. (1976) による船舶漂流観測から得られた渦運動エネルギーの分布

表 3-1: 数値モデルのパラメータ

$(L_\lambda, L_\phi)$	モデル領域	$(40^\circ, 40^\circ)$
$\phi_0$	南端緯度	$15^\circ$
$(d_\lambda, d_\phi)$	グリッドサイズ	$(1/12^\circ, 1/12^\circ)$
f	コリオリ係数 ( $35^\circ N$ )	$2\Omega \sin\phi$ $8.4 \times 10^{-5} s^{-1}$
$g'$	reduced gravity	$1.96 cm s^{-2}$
R	地球の半径	6370 km
H	上層の厚さ	600m
$A_H$	水平粘性係数	$5.0 \times 10^6 cm^2 s^{-1}$
$\tau_0$	風応力の振幅	$1.0 dyn cm^{-2}$
a	ロスビー変形半径	40.8 km $35^\circ N$

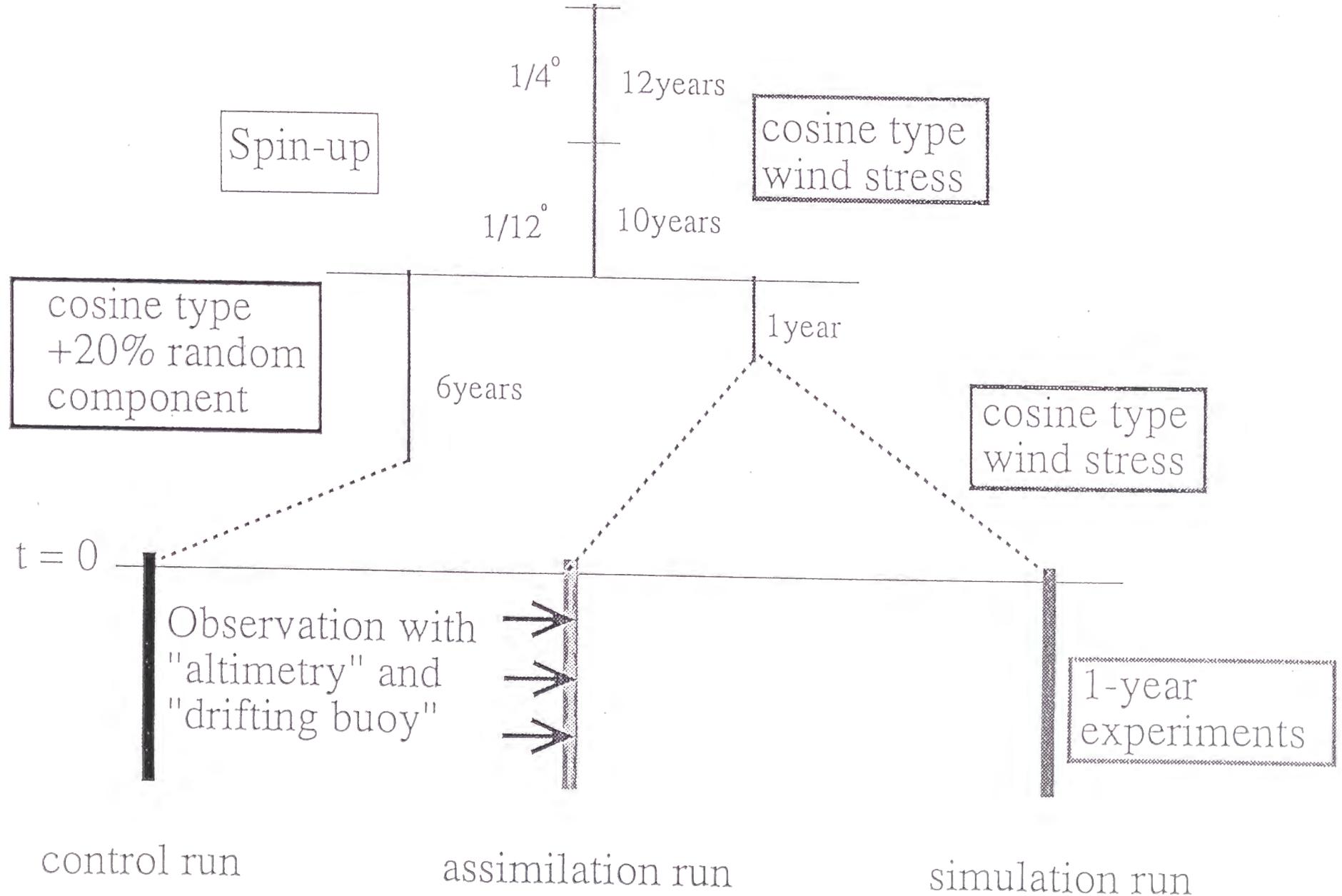
表3-2: 同化のパラメータ

ナッジ法		
$T_a$	時定数(ナッジ項の強さ)	0.1day
$T_d$	ナッジ項の強さの減衰時定数	1 day
$R_{nudge}$	減衰距離定数	40 km
最適内挿法		
$\epsilon$	モデルと観測値の誤差の比	1
$R_{OI}$	モデルエラーの相関距離	160 km
N	同化されるデータ数	30

表3-3: 実験のまとめ

実験	漂流ブイ の数	海面高度計 の同化	同化手法	平均場の 連続修正	推定平均海面高度場 の誤差
control	—	—	—	—	—
simulaiton	×	×	—	—	64.1
1-1	16	×	ナッジ法	×	60.1
1-2	24	×	ナッジ法	×	55.6
1-3	32	×	ナッジ法	×	55.6
1-4	32	×	ナッジ法	×	48.5
1-5	32 (moored)	×	ナッジ法	×	59.9
2-1	×	○	最適内挿法	×	63.5
2-2	32	○	最適内挿法	×	58.8
3-1	×	○	最適内挿法	○	64.3
3-2	32	○	最適内挿法	○	38.7

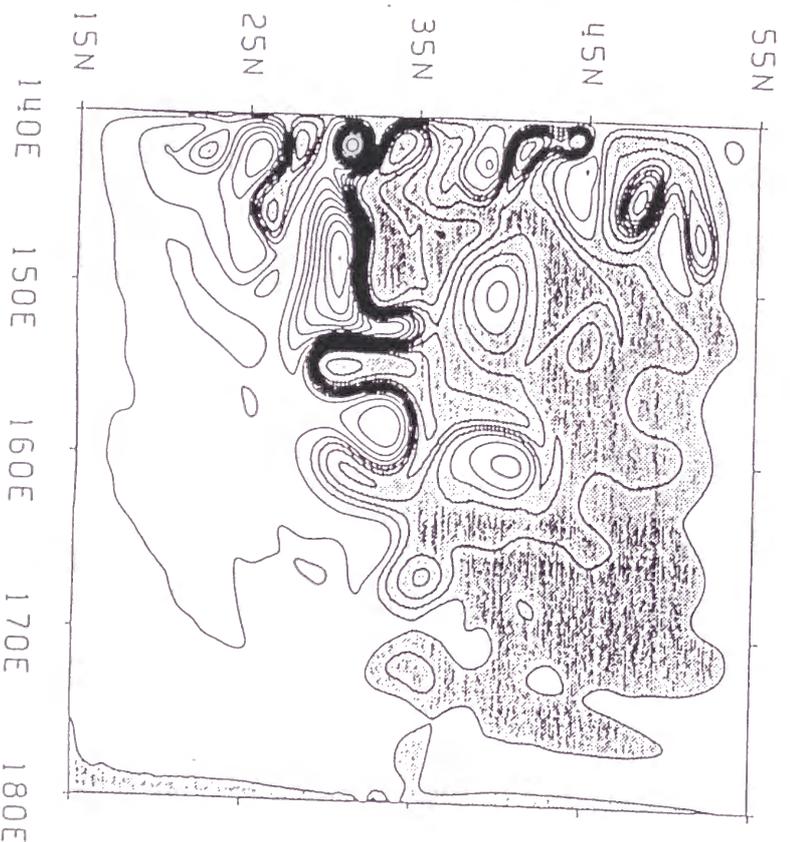
# Identical twin experiment



• 図3-1: モデルのスピンアップ、およびidentical twin実験の概略図。

CONTROL RUN

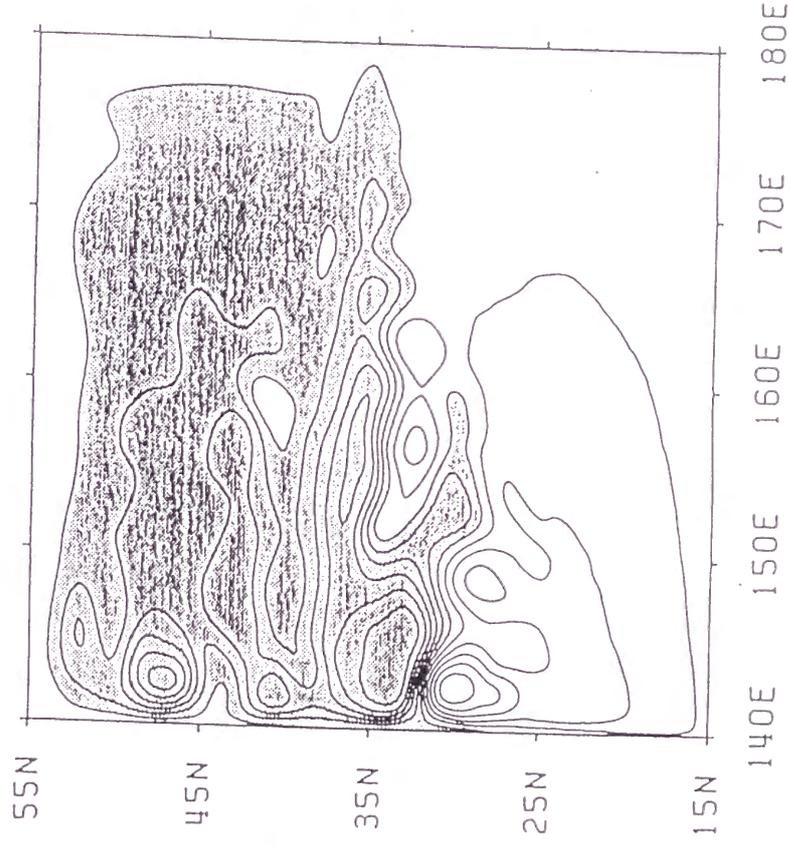
INITIAL STATE OF INTERFACE DEPTH



- 図3-2(a): コントロール実験に対する interface depth の初期条件。  
コンター間隔は50m, 上層の平均深さ ( $H=600\text{m}$ ) より浅い部分にハッチをつけている。

CONTROL RUN

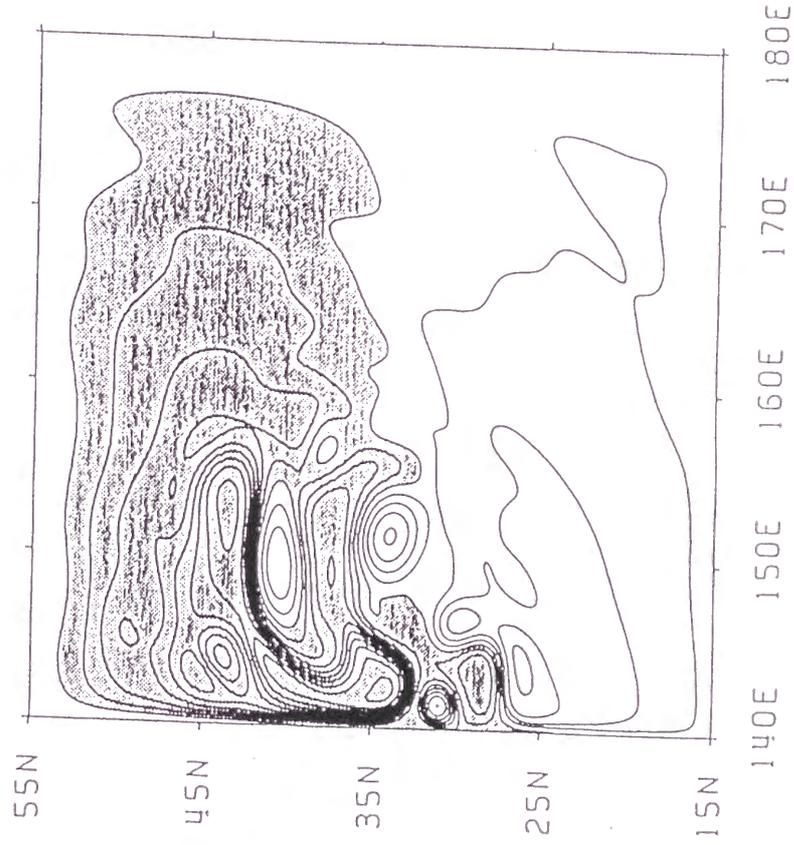
MEAN INTERFACE DEPTH



- 図3-2(b): コントロール実験の1年間平均したinterface depth。コンター間隔等は図2(a)に同じ。

SIMULATION RUN

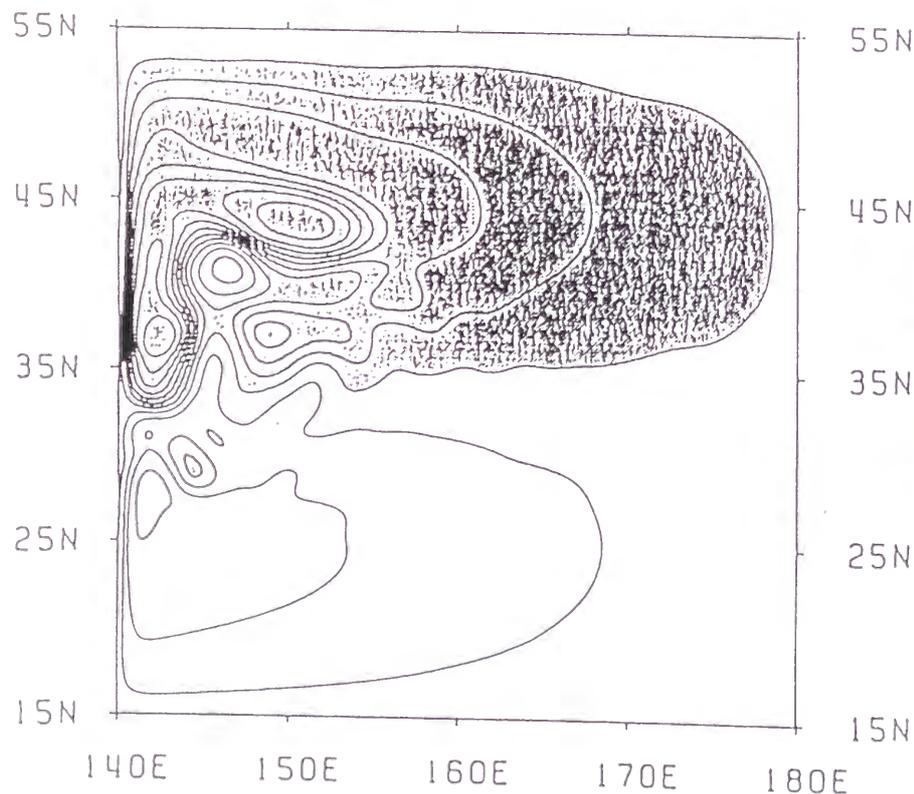
INITIAL STATE OF INTERFACE DEPTH



- 図3-3(a): シミュレーション実験および、アシミレーション実験の初期条件。コンター間隔等は図2(a)に同じ。

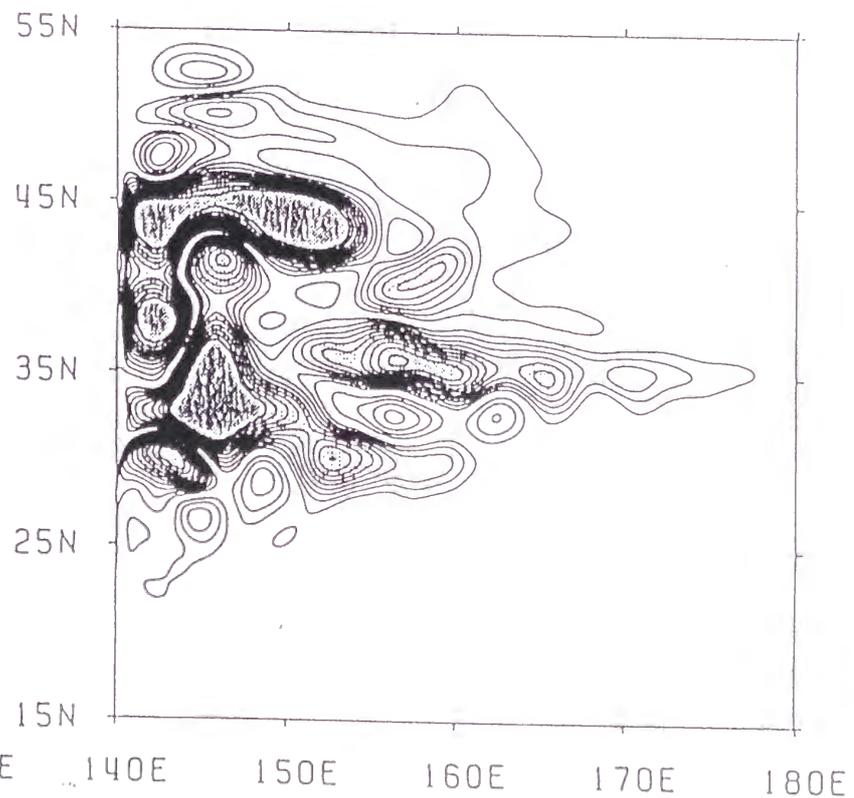
SIMULATION RUN

MEAN INTERFACE DEPTH



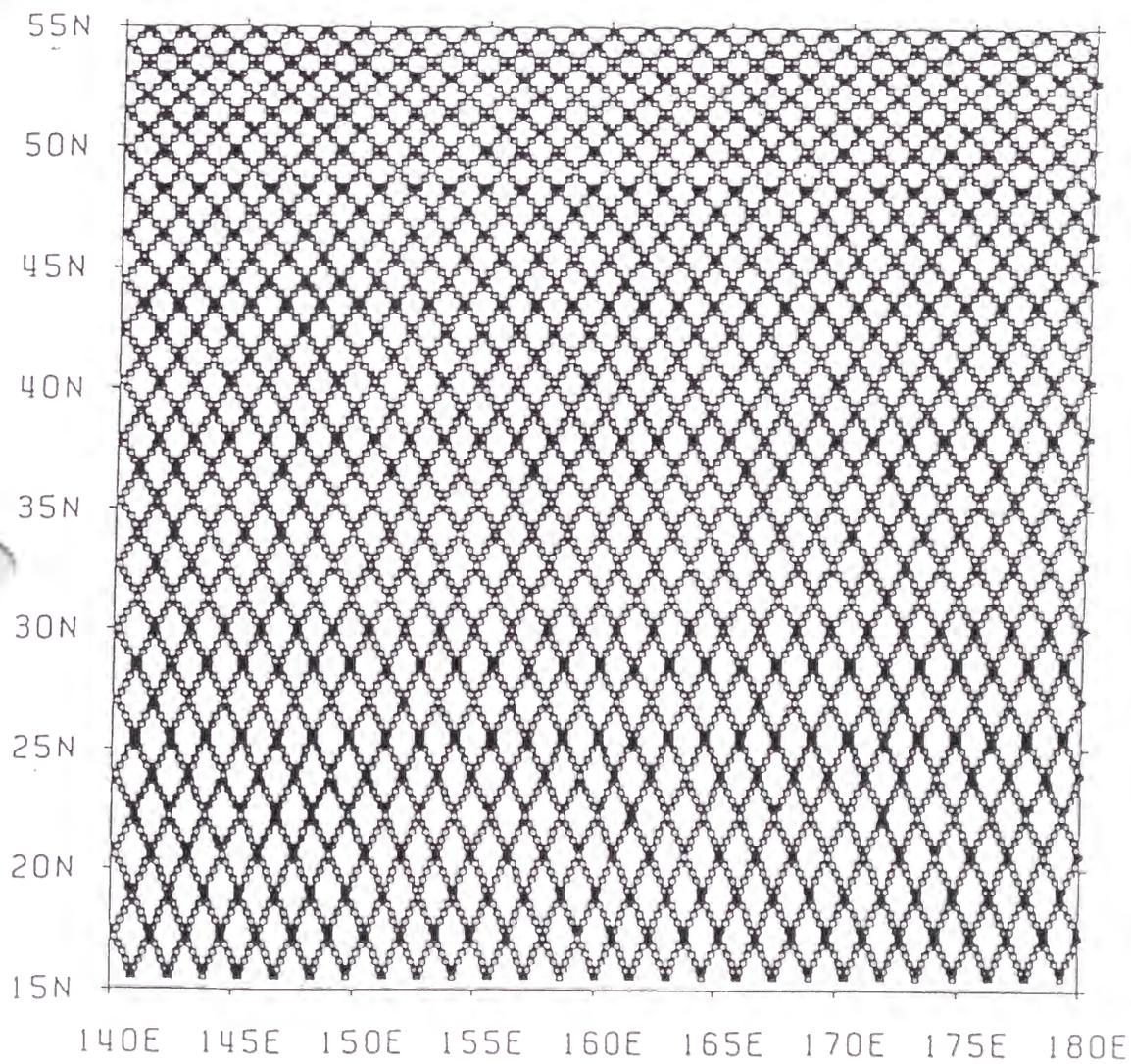
SIMULATION RUN

ERROR OF MEAN INTERFACE DEPTH

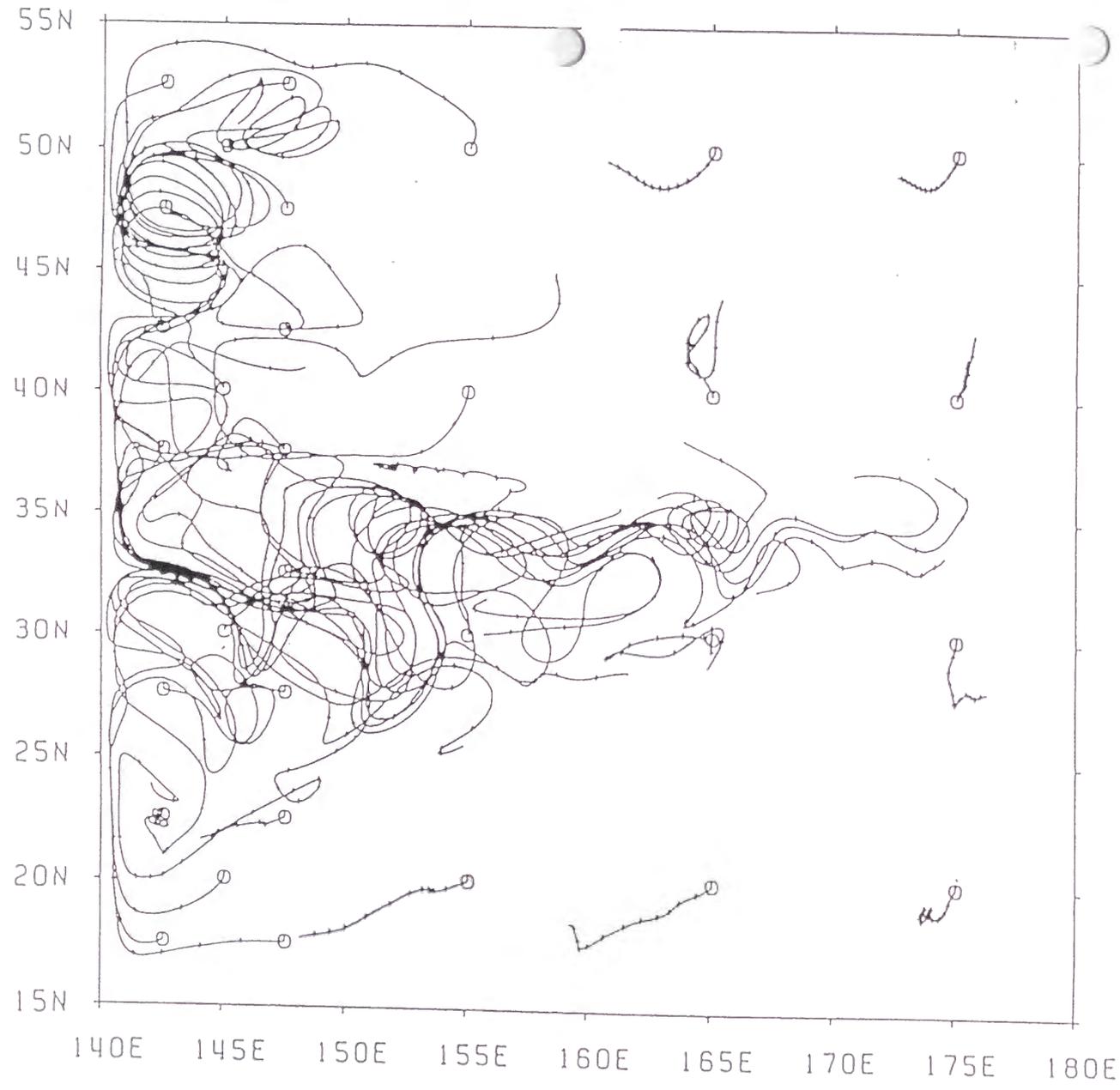


- 図3-3(b): シミュレーション実験の1年間平均したinterface depth。
  - 図3-3(c): シミュレーション実験の平均interface depth場のエラー。
- コンター間隔等は図2(a)に同じ。

コンター間隔は20m, エラーが100m (180m)以上の領域に薄い(濃い)ハッチをつけている

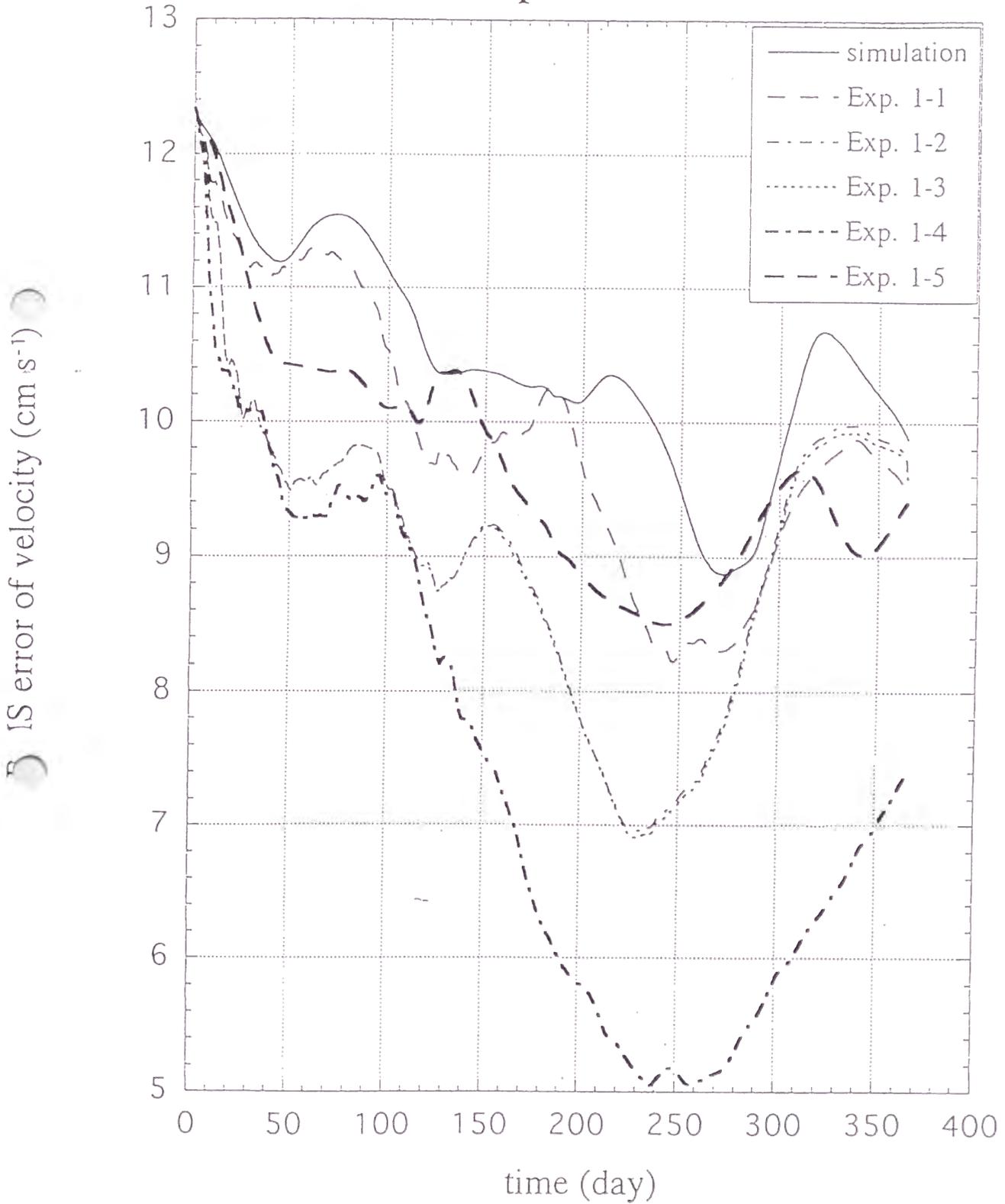


● 図3-4: Geosatの軌道。



● 図3-5: 実験 1-4 で用いた 32 個の漂流ブイデータの軌跡。初期位置に丸印をつけてある。

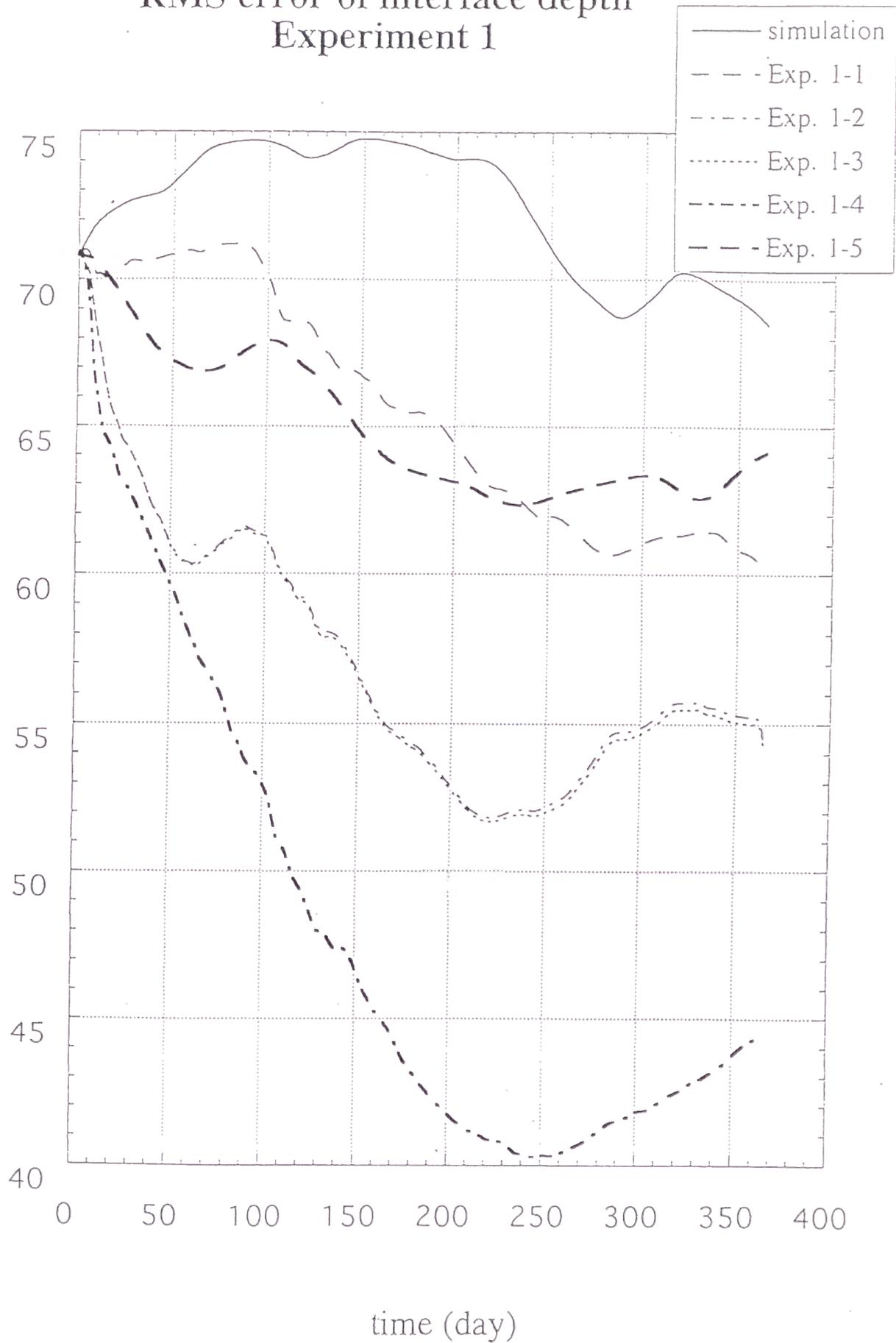
# RMS error of zonal velocity Experiment 1



● 図3-6(a): 実験1における東西流速(u)のRMS エラーの時系列。

# RMS error of interface depth Experiment 1

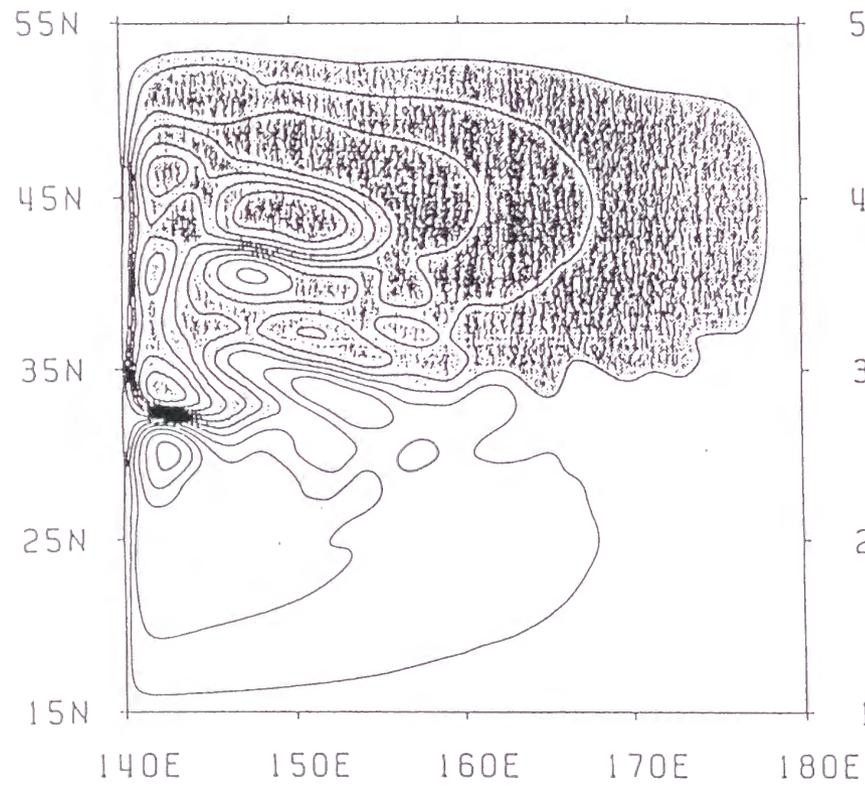
RMS error of interface depth (m)



● 図3-6(b): 実験1における interface depth のRMS エラーの時系列。

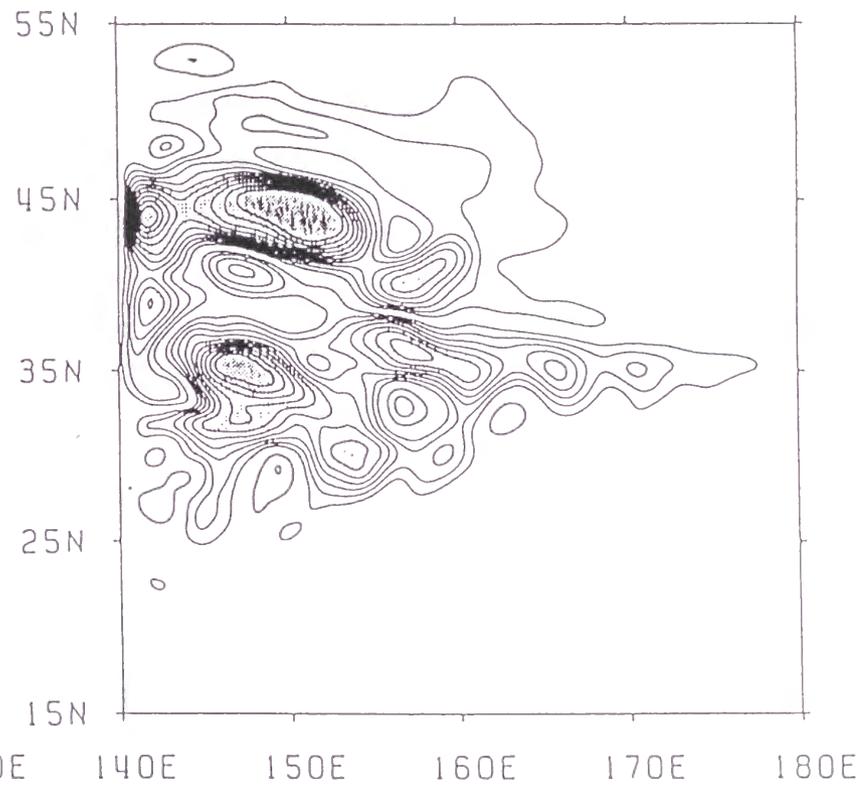
EXP. 1-4 32 DRIFTERS

MEAN INTERFACE DEPTH



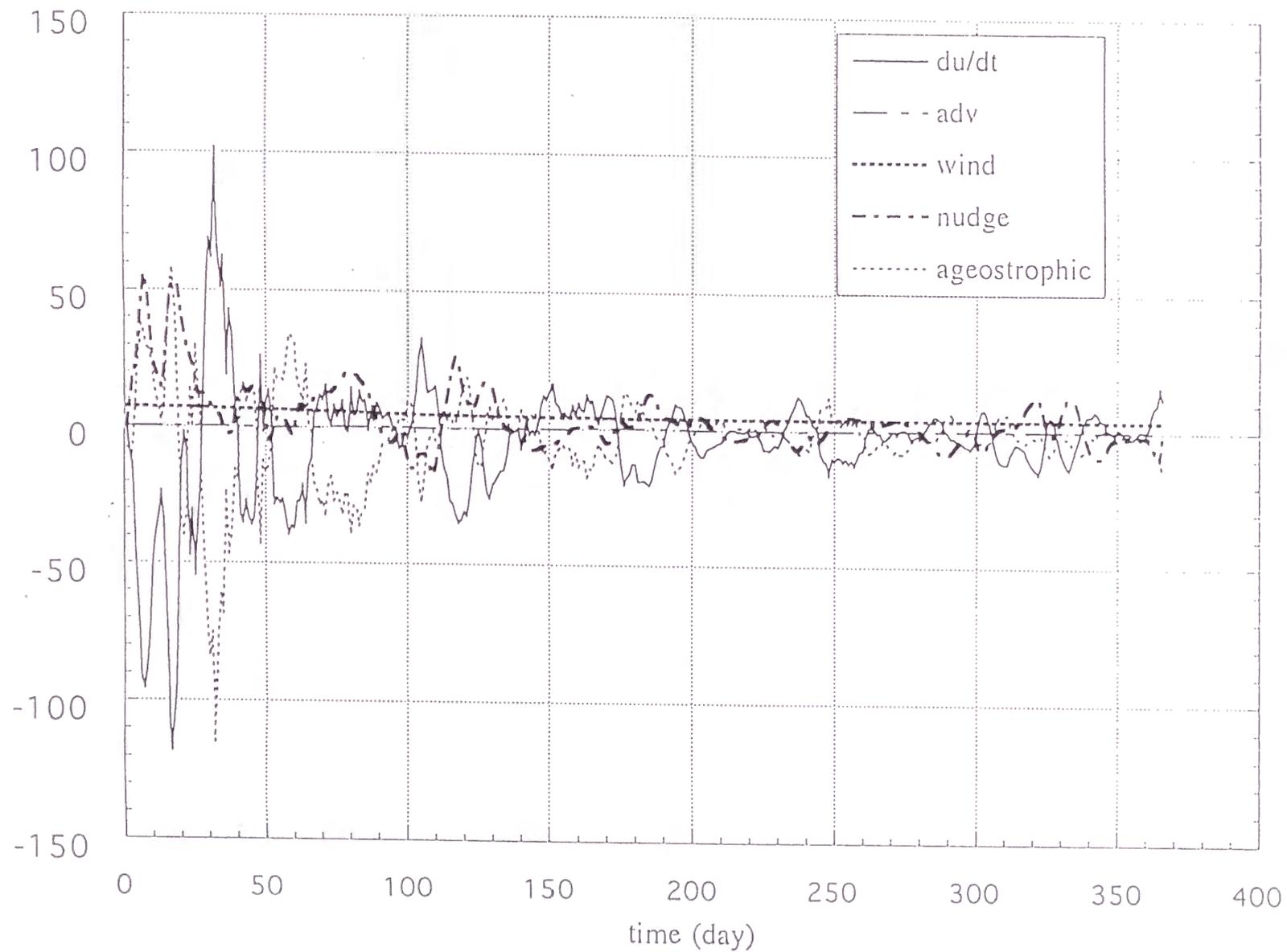
EXP. 1-4 32 DRIFTERS

ERROR OF MEAN INTERFACE DEPTH



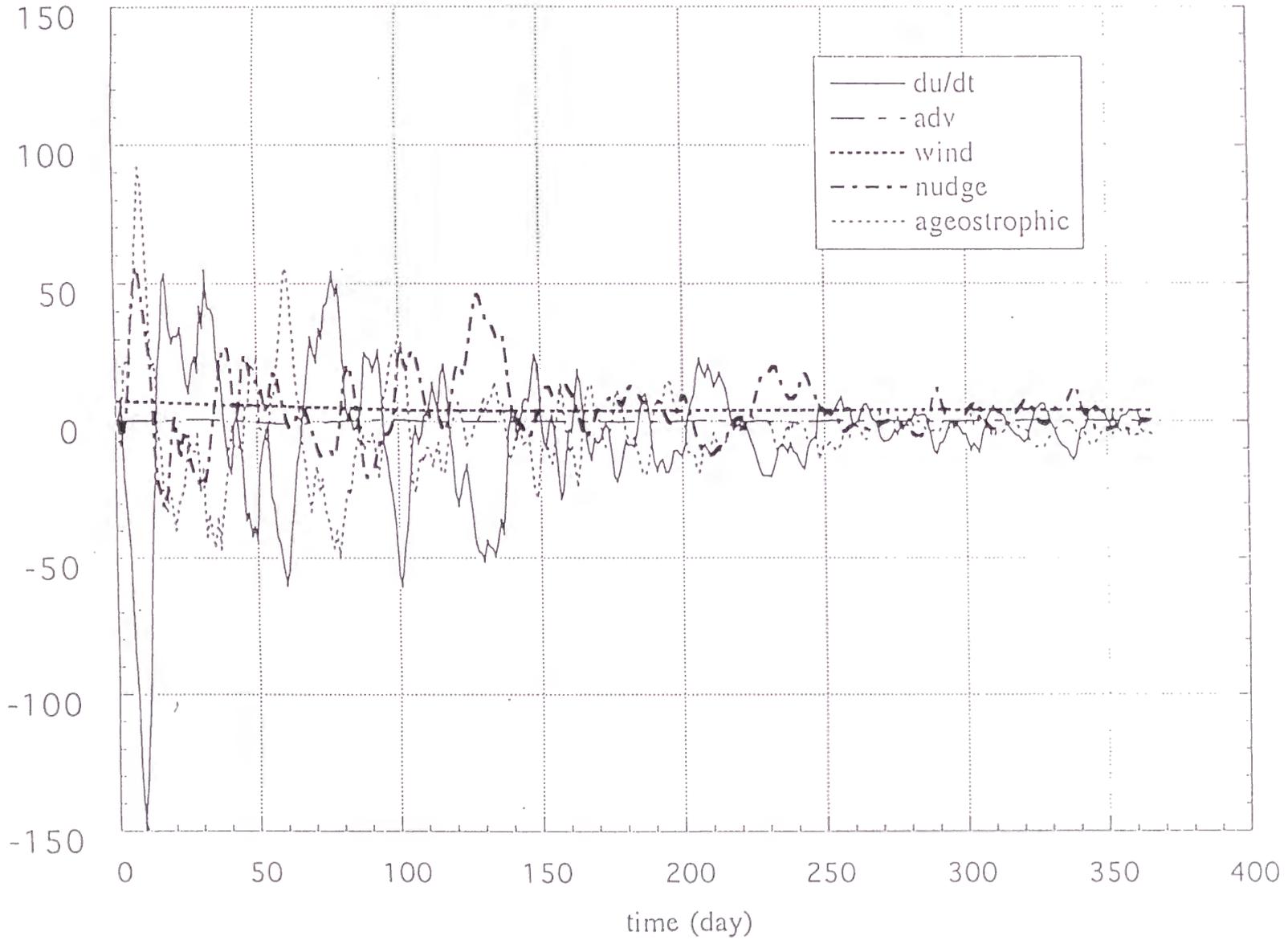
- 図3-7: 実験 1-4の1年間平均されたinterface depthとそのエラー。  
コンター間隔等は図3-3(b), (c)に同じ。

term balance of equation of motion  
zonal component (u) in Exp. 1-3



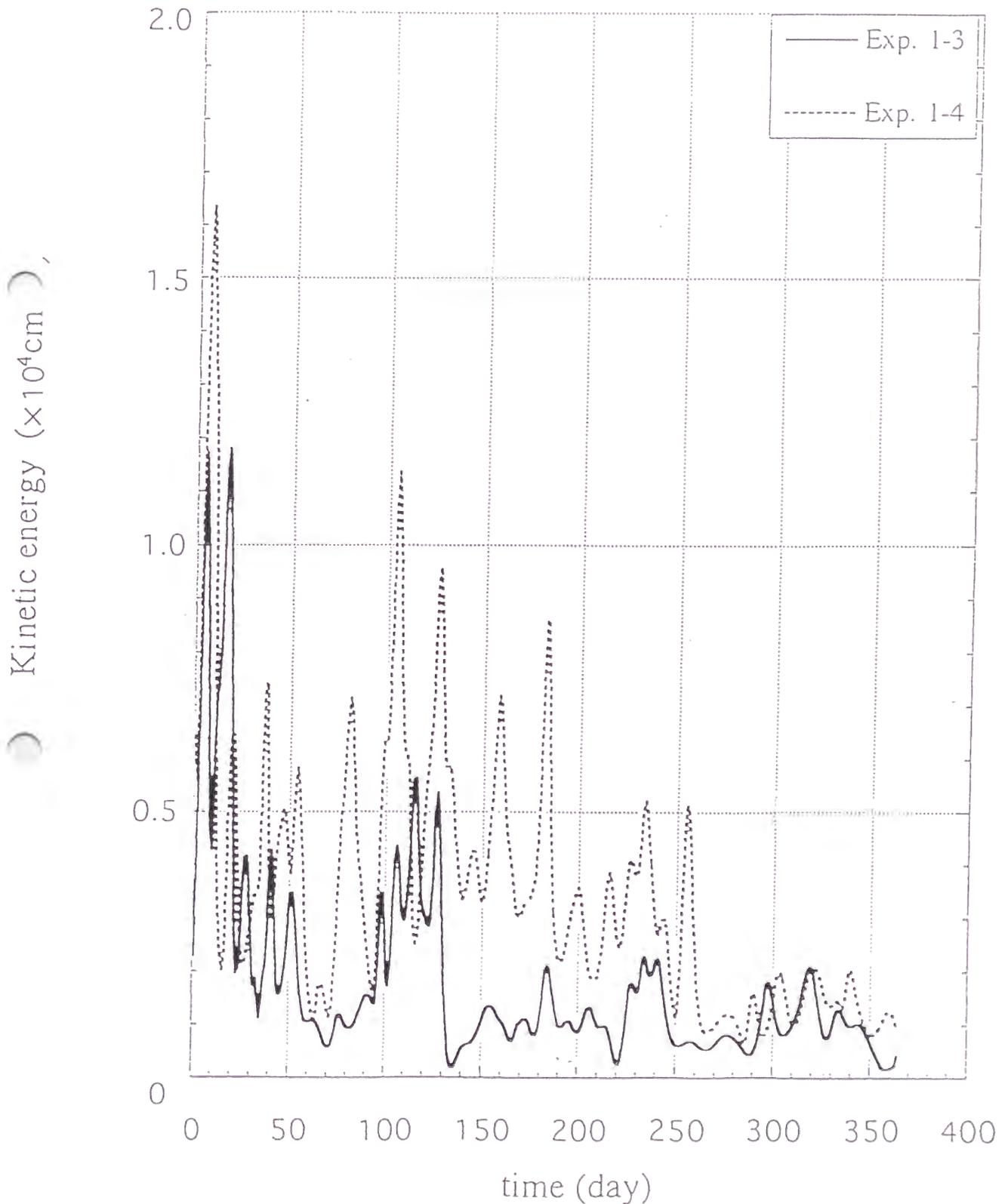
- 図3-8(a): 実験 1-3 に対する運動方程式 (式(3-1), (3-10)) における主な項の領域平均された大きさの時系列。

term balance of equation of motion  
 zonal velocity (u) in Exp. 4



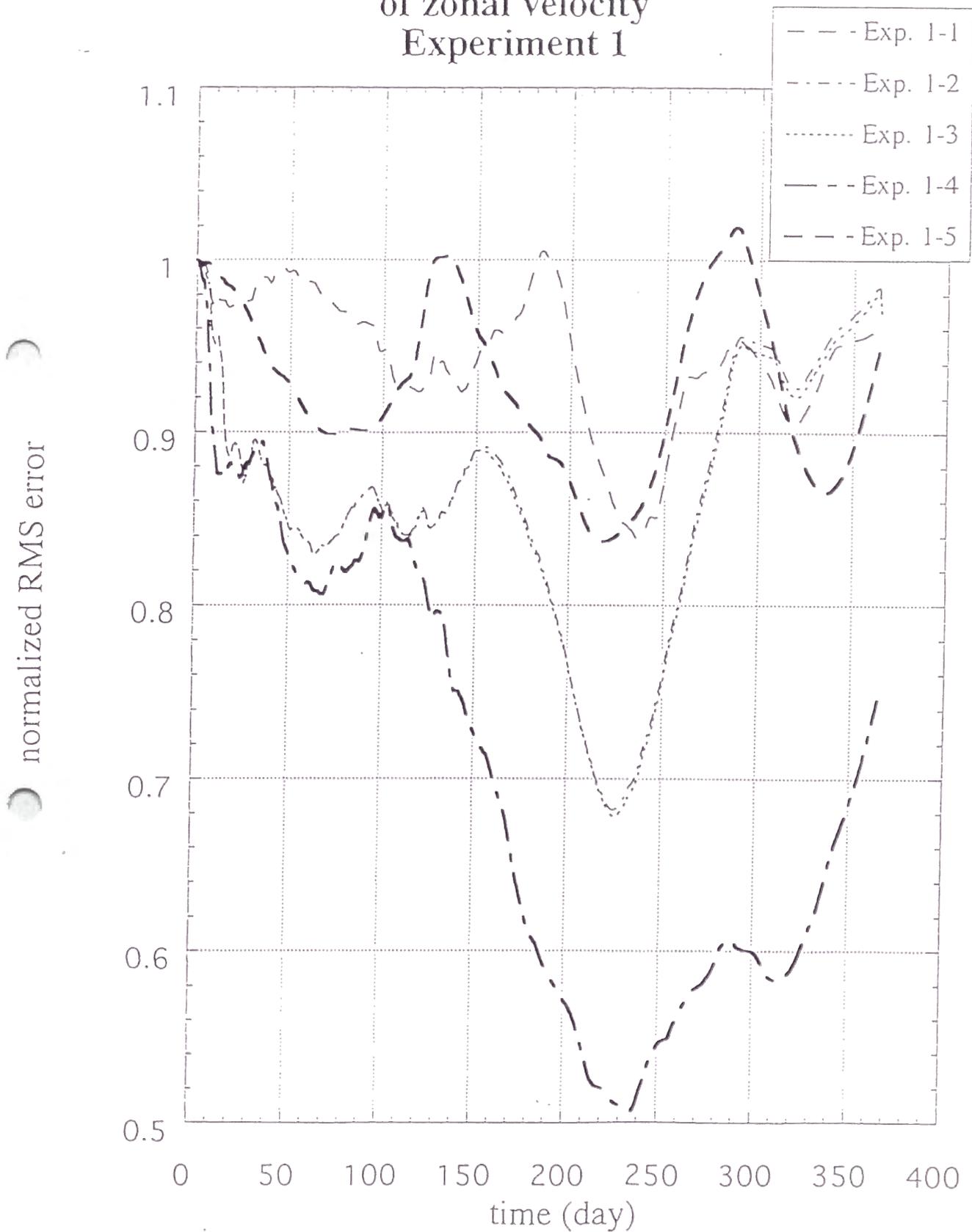
● 図3-8(b): 実験 1-4 に対する運動方程式 (式(3-1), (3-10)) における主な項の領域平均された大きさの時系列。

# Total kinetic energy of observed velocity



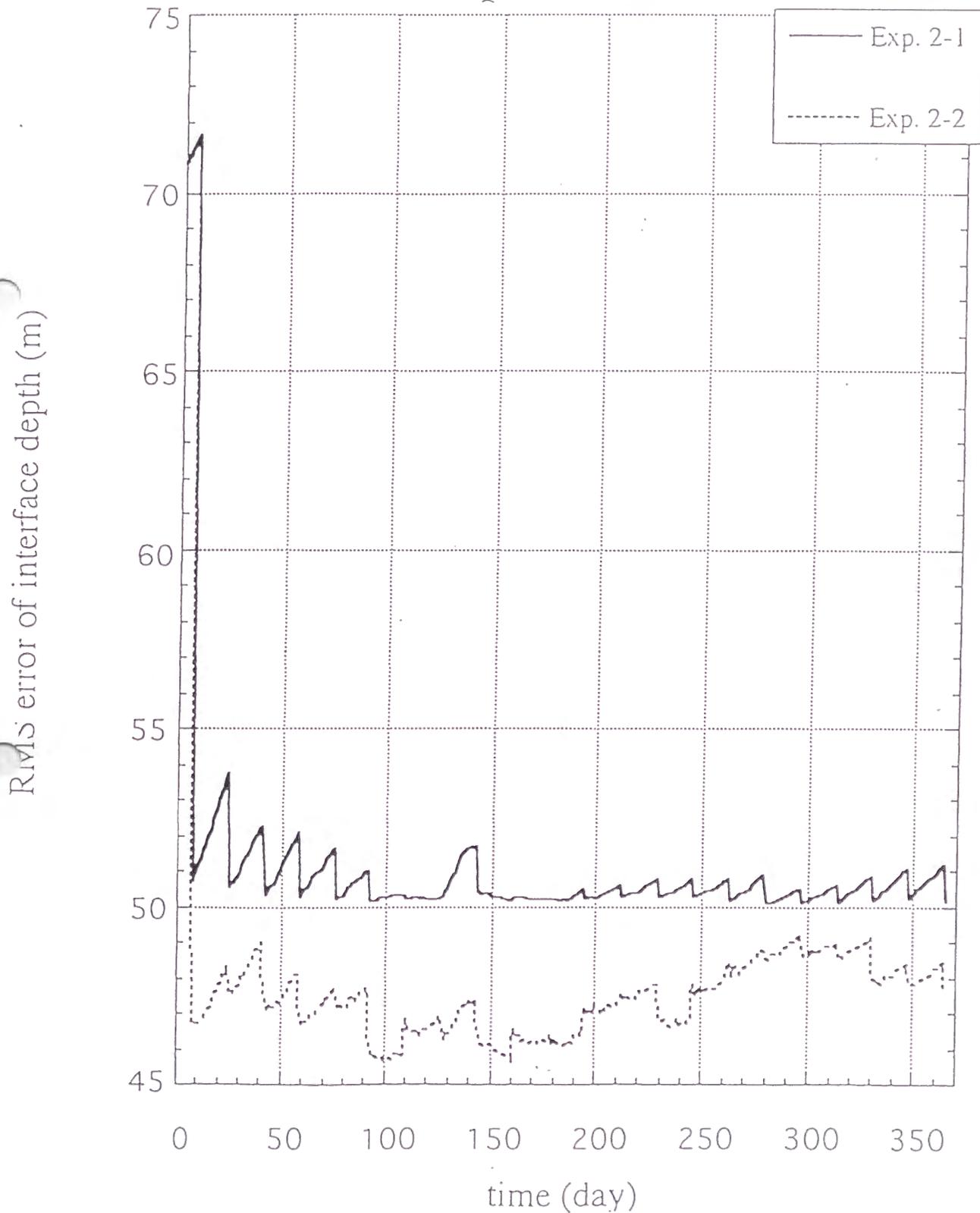
• 図3-9: 漂流ブイから得られる流速データの運動エネルギー  $((u^2 + v^2)/2)$  の時系列。

normalized RMS error  
of zonal velocity  
Experiment 1



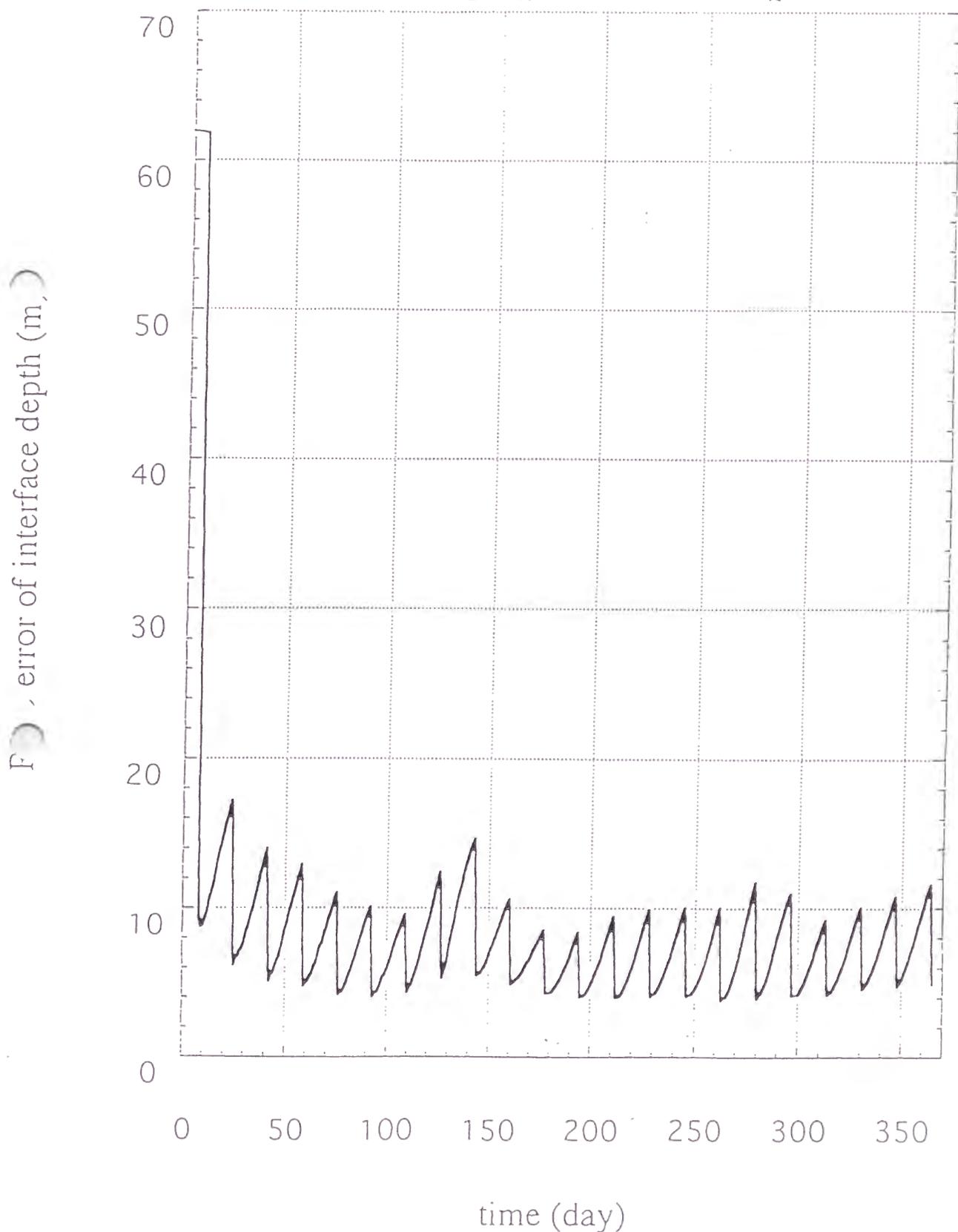
● 図3-10: 実験1における東西流速(u)の正規化されたRMS エラーの時系列。

## RMS error of the interface depth Experiment 2



• 図3-11: 実験2における interface depth のRMS エラーの時系列。

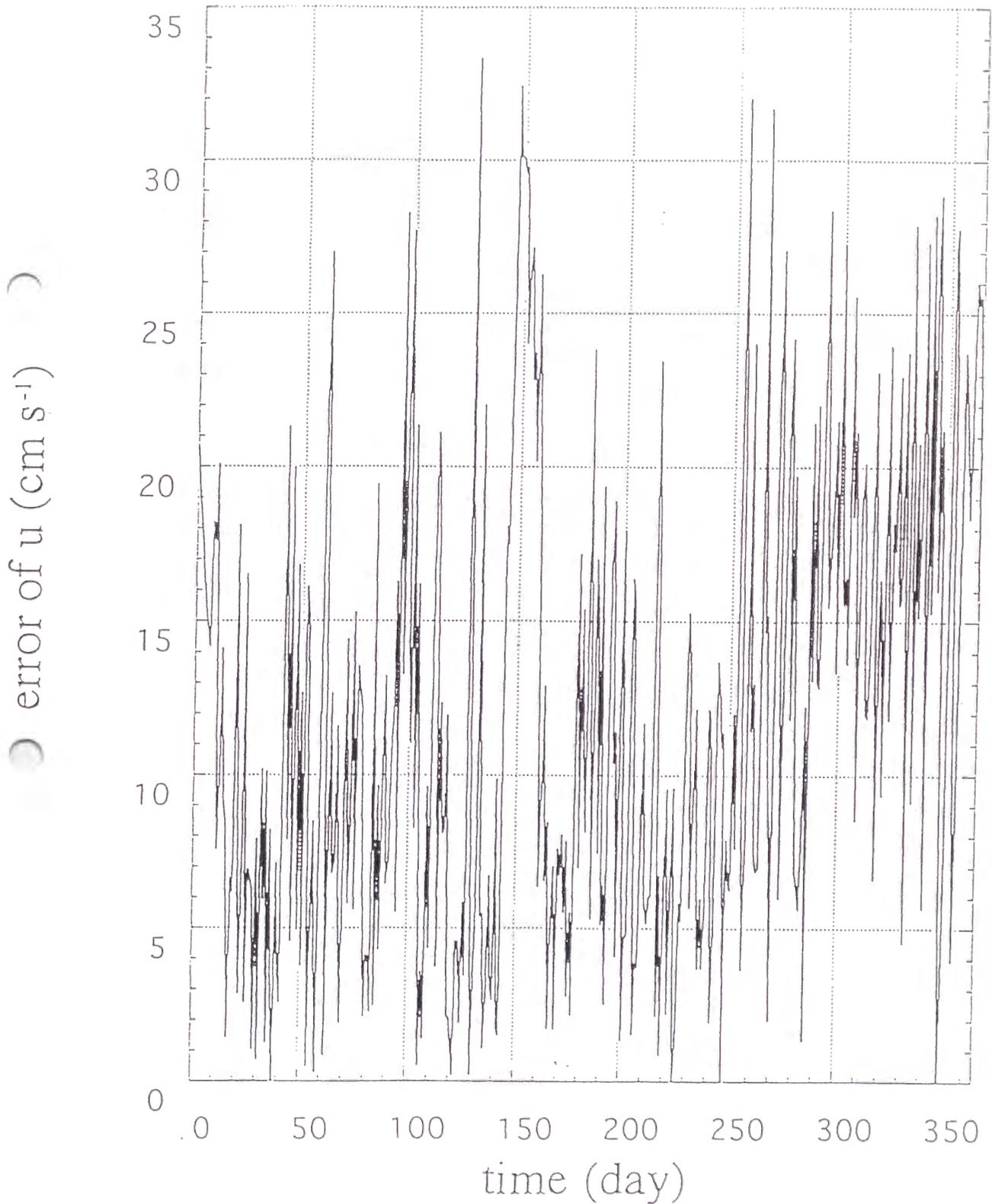
## RMS error of interface depth time-varying part in Exp. 2-1



● 図3-12: 実験2-1における interface depth の時間変動成分の RMS エラーの時系列。

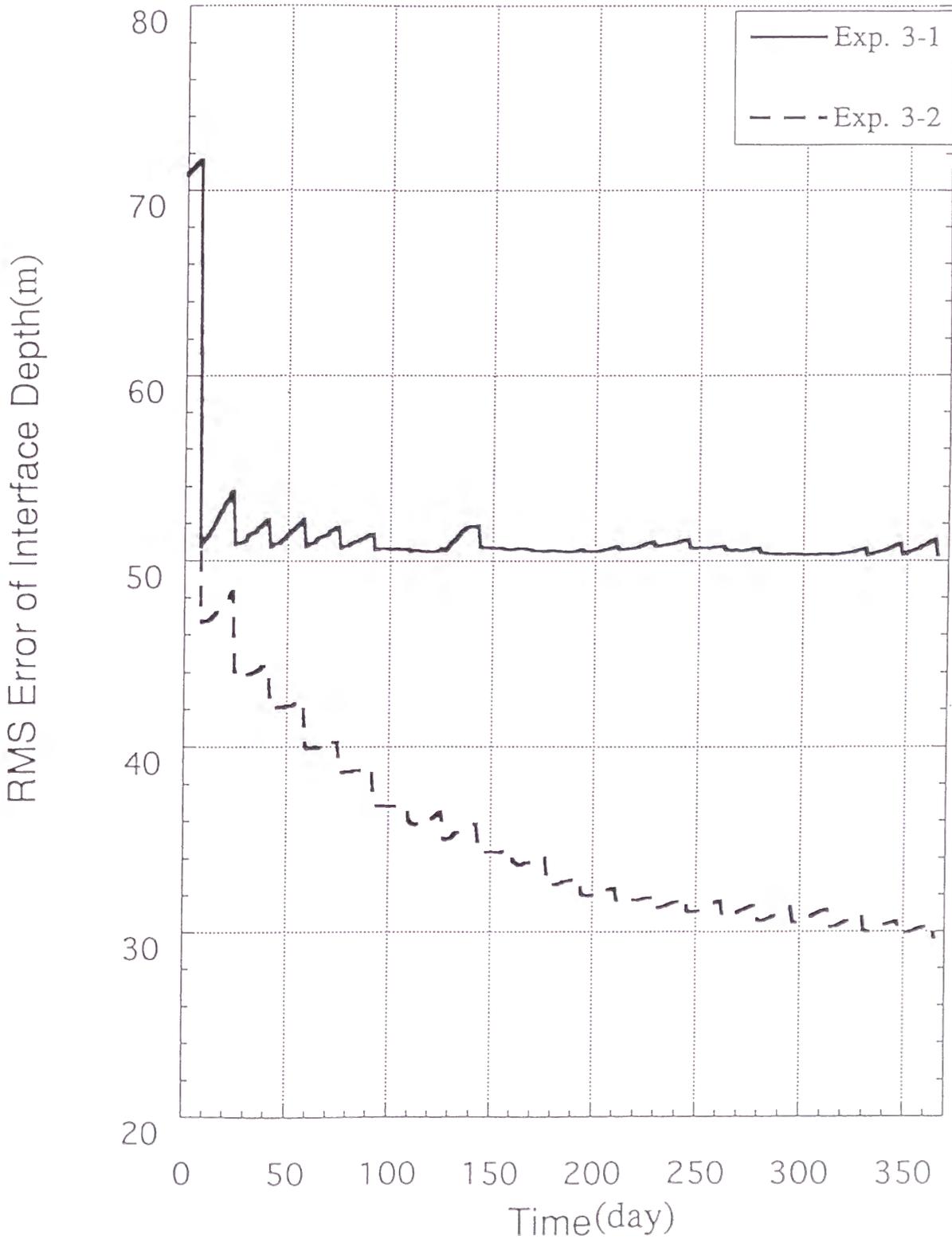
# Exp. 2-2 Error of zonal velocity

At 142.5°E, 35°N



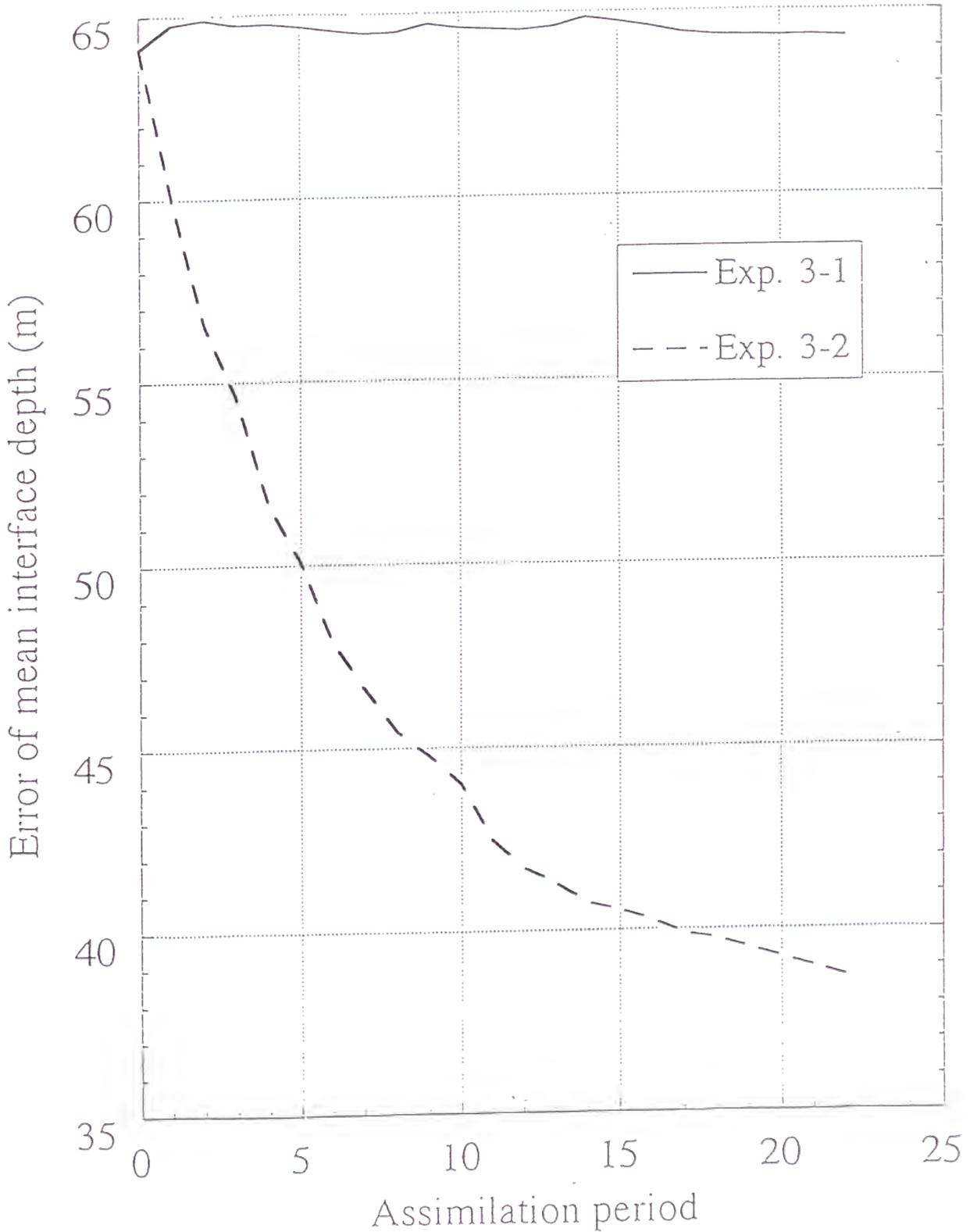
• 図3-13: 実験 2-2 の 142.5°E, 35°N における東西流速 (u) のエラーの時系列。

# RMS error of interface depth Experiment 3



● 図3-14: 実験3における interface depth のRMS エラーの時系列。

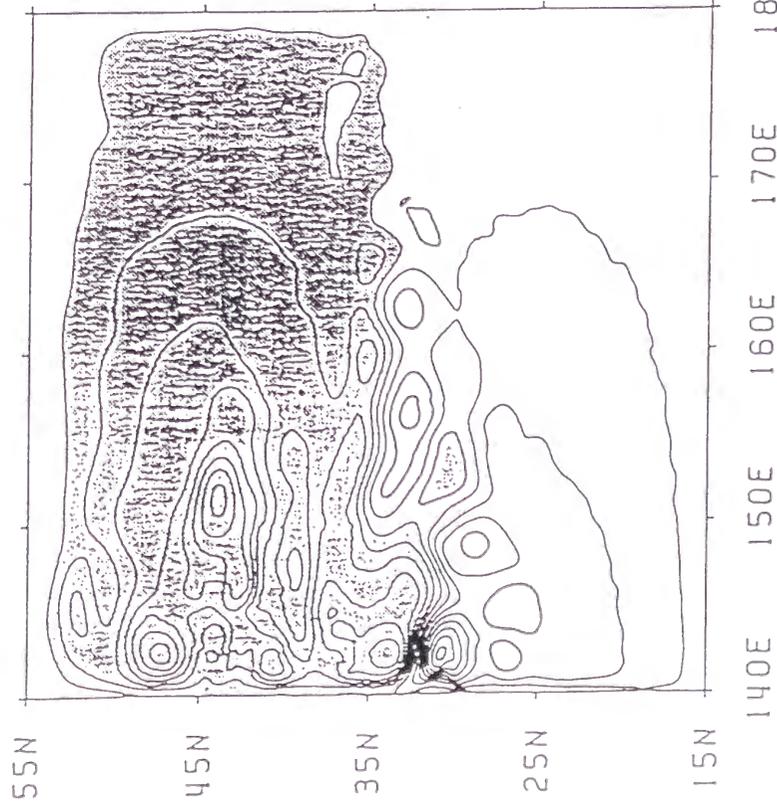
# Error of mean interface depth Experiment 3



● 図3-15: 実験3における同化時に推定された平均interface depthのRMS エラー。

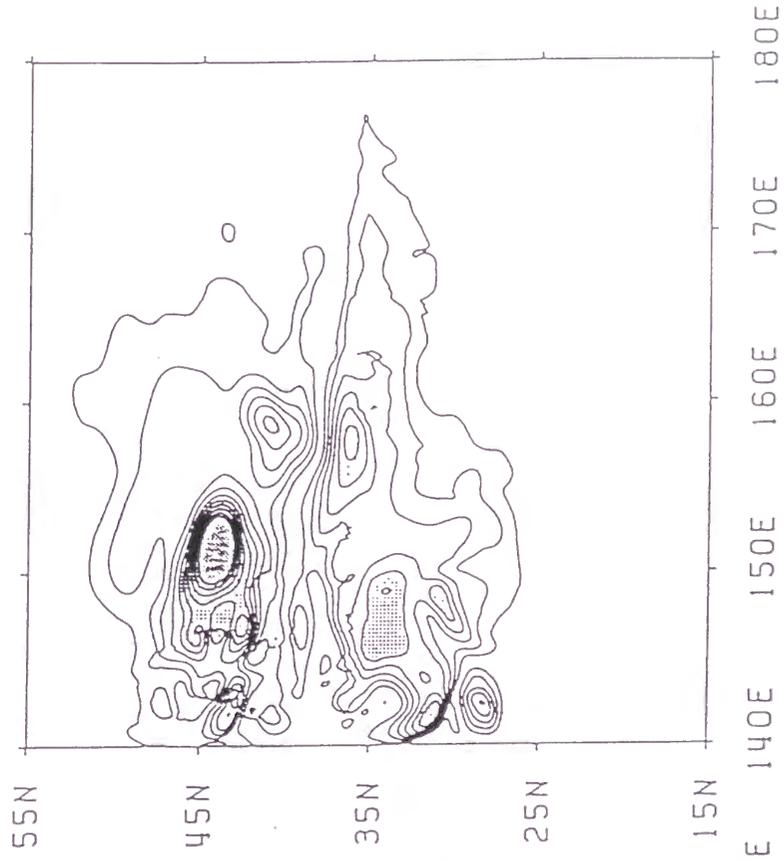
EXP. 3-2 32 DRIFTERS (FINAL)

MEAN INTERFACE DEPTH



EXP. 3-2 32 DRIFTERS (FINAL)

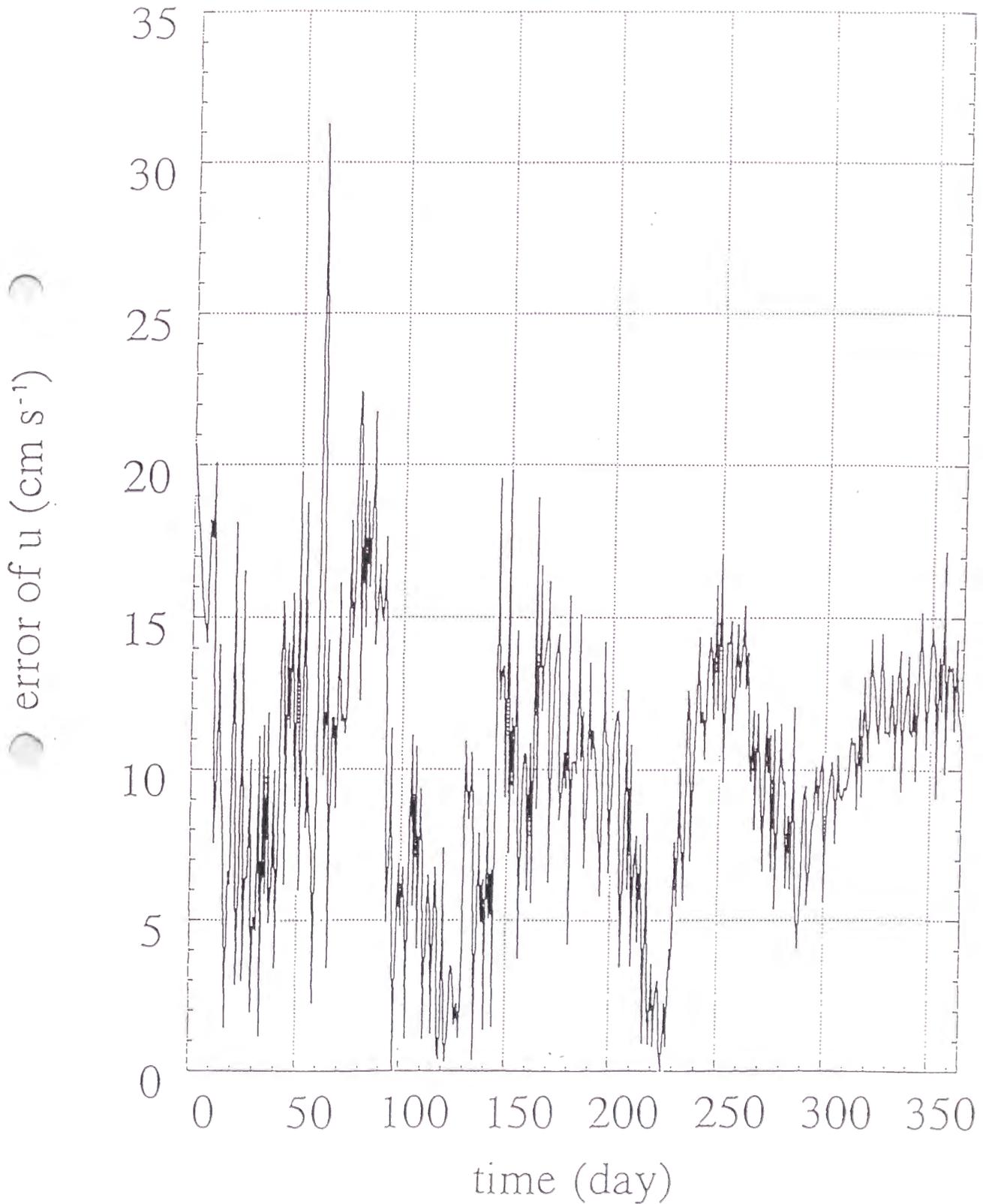
ERROR OF MEAN INTERFACE DEPTH



• 図3-16: 実験 3-2 で 1 年間の実験後に推定された平均 interface depth とそのエラー。  
コンター間隔等は図3-3(b), (c)に同じ。

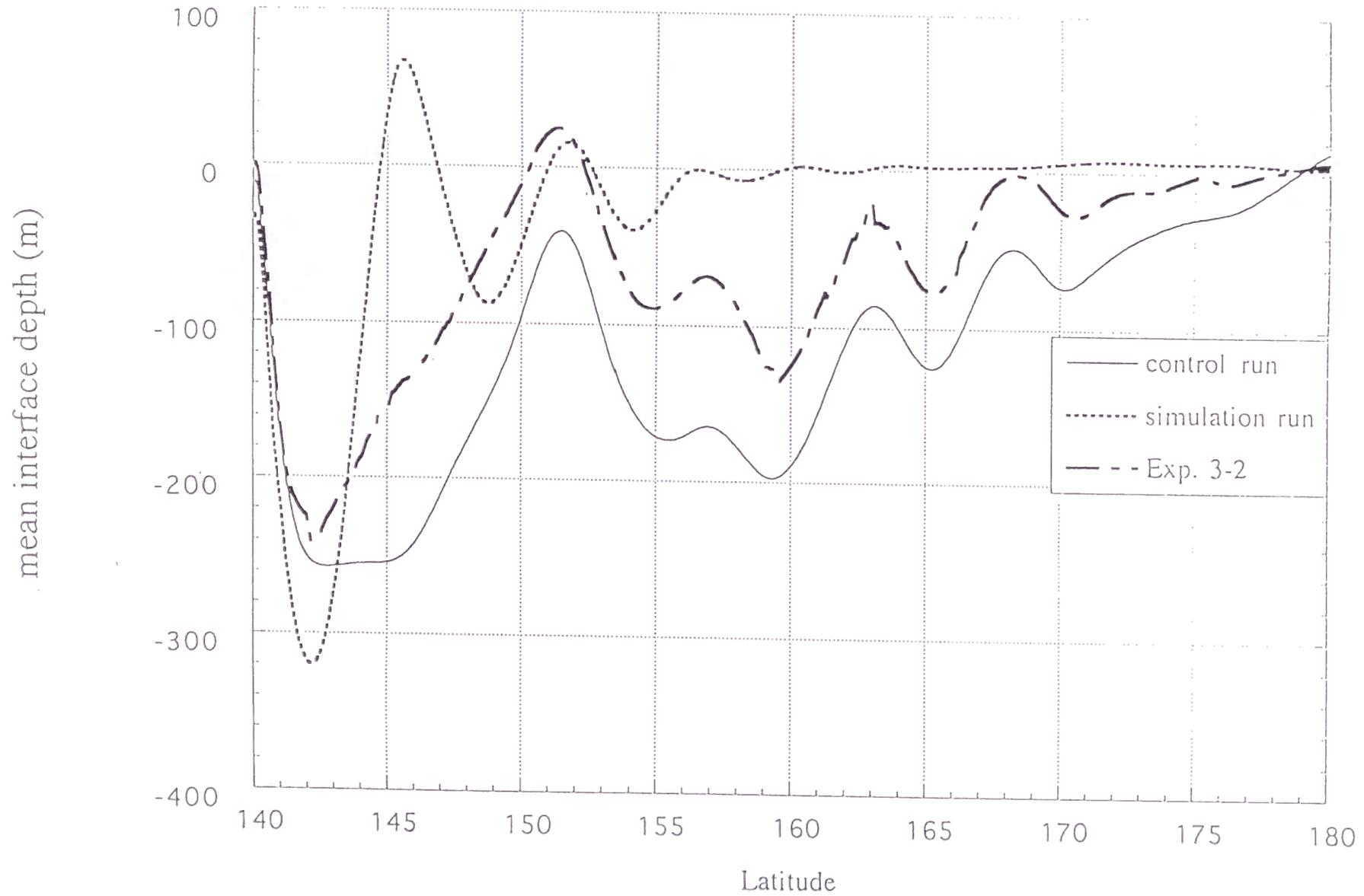
# Exp. 3-2 Error of zonal velocity

At 142.5°E, 35°N



● 図3-17: 実験 3-2 の 142.5°E, 35°N における東西流速(u) のエラーの時系列。

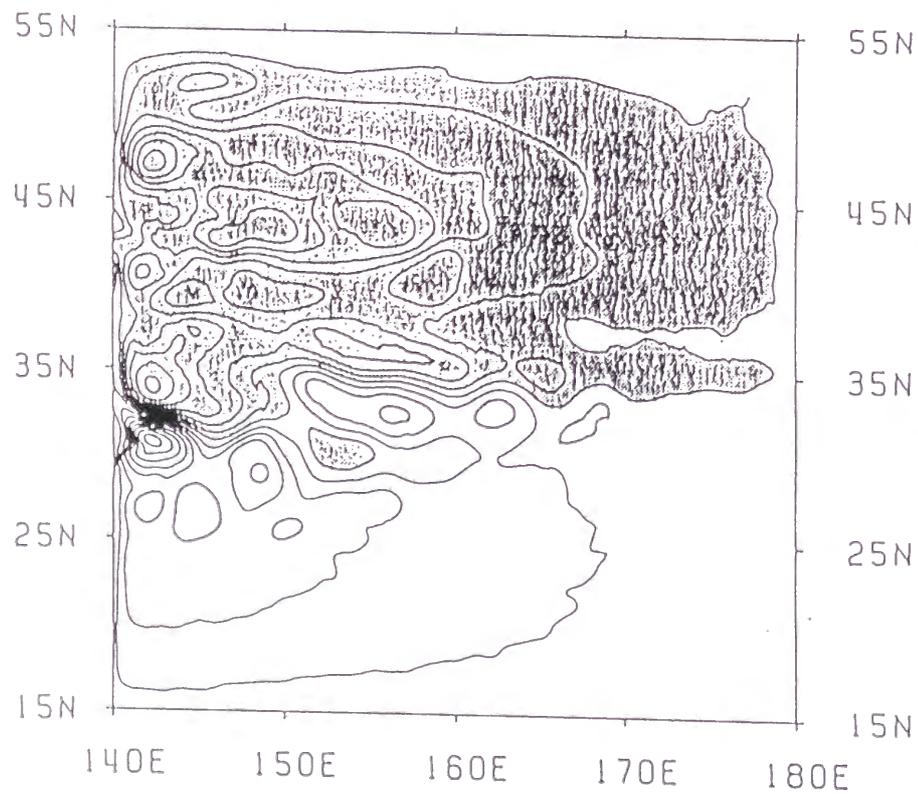
Estimated mean interface depth along 35° N



● 図3-18: コントロール実験、シミュレーション実験および実験 3-2において1年間の実験後に推定された平均interface depthの35°Nに沿った分布。

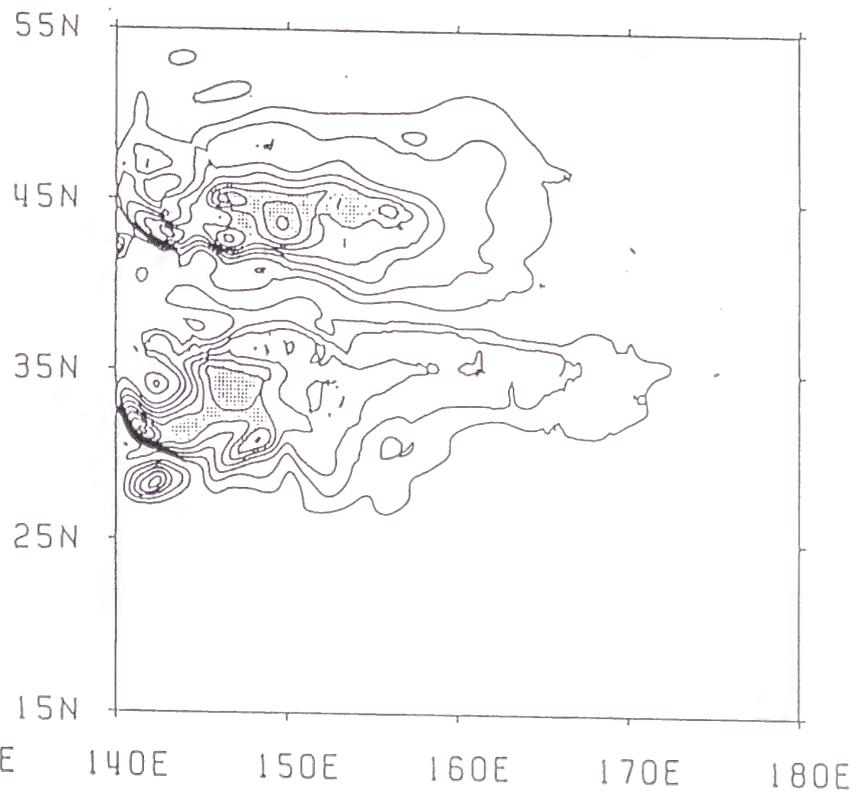
64 DRIFTERS (FINAL)

MEAN INTERFACE DEPTH



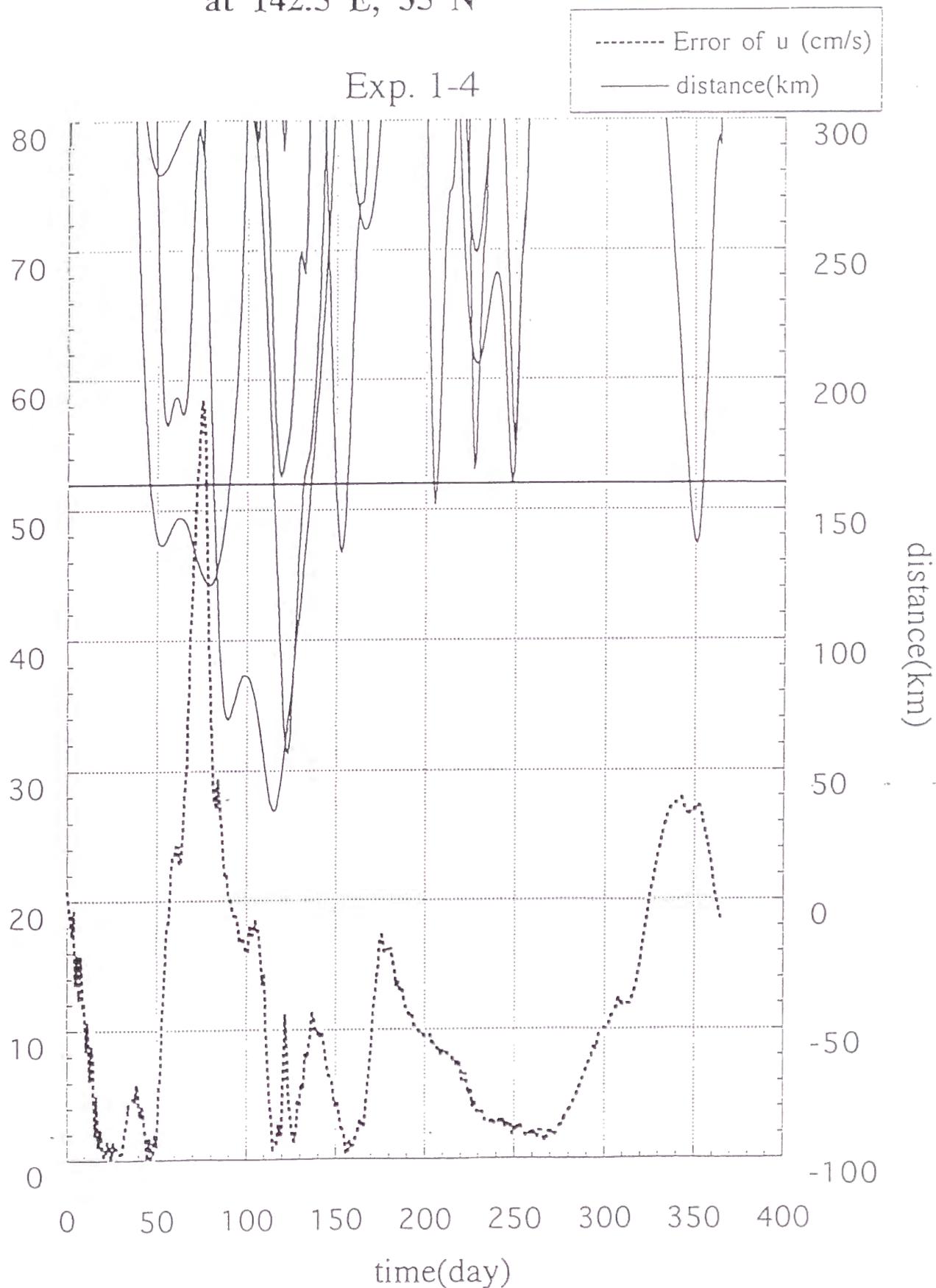
64 DRIFTERS (FINAL)

ERROR OF MEAN INTERFACE DEPTH



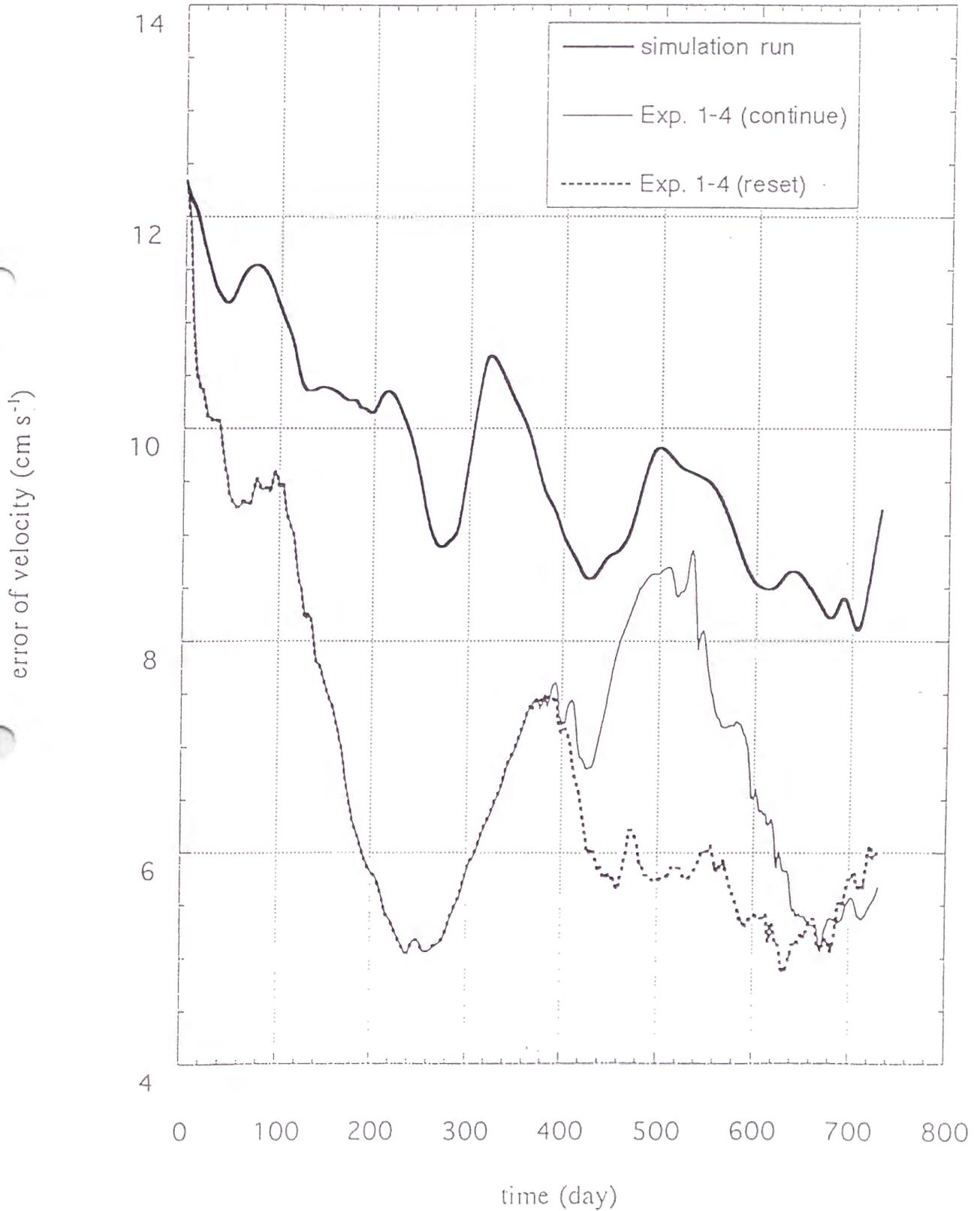
- 図3-19: 実験 3-2と同様な方法で64個の漂流ブイデータをもちいた場合での1年間の実験後に推定された平均interface depthとそのエラー。コンター間隔等は図3-3(b), (c)に同じ。

Error of zonal velocity  
and distance between each buoy  
at 142.5°E, 35°N



● 図3-20: 実験 1-4 の 142.5°E, 35°N における東西流速 (u) のエラーの時系列、およびこの点とそれぞれのブイデータとの距離。

### RMS error of velocity u

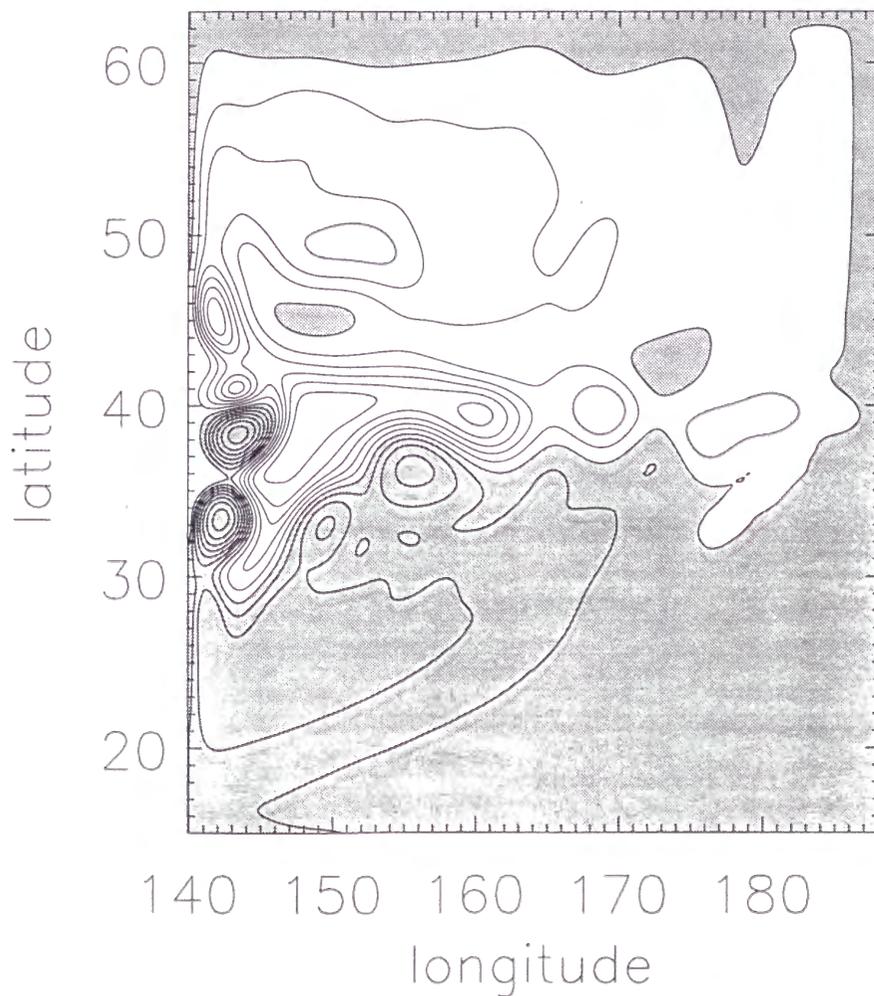


● 図3-21: 実験 1-4 に続けて行った 1 年間の実験における東西流速 ( $u$ ) の RMS エラーの時系列。

表4-1: 実験のまとめ

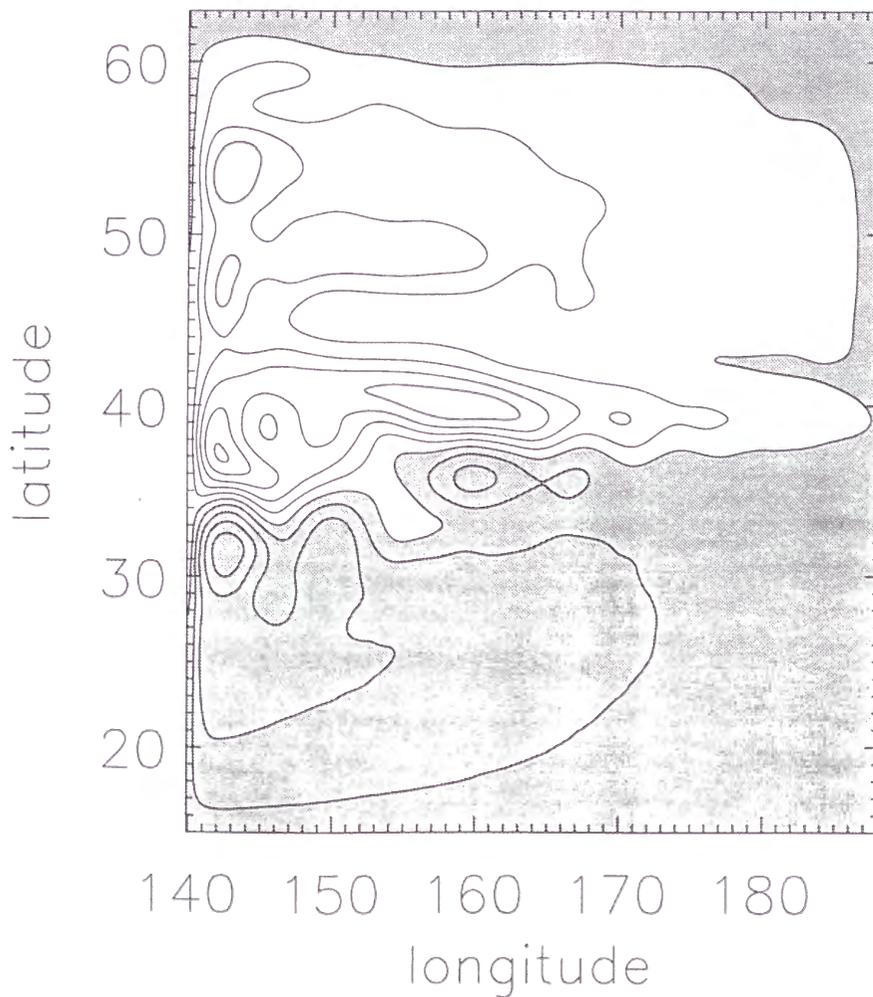
Case	$\varepsilon_f$	$L_t$	initial guess of descent method	RMS errors (WBC region)		
				interface depth (m)	zonal velocity ( $cm\ s^{-1}$ )	meridional velocity ( $cm\ s^{-1}$ )
forecast	--	--	--	37.9 (67.9)	6.1(11.1)	7.5(14.0)
OI-1	$ h^f - h^{true} $	0	--	7.4 (11.4)	3.3 (6.5)	3.6 (7.5)
VAR-1	same as OI-1	10 day	OI-1	7.2 (10.7)	3.0 (5.9)	3.3 (6.6)
OI-2	model variability	0	--	8.2 (12.5)	2.9 (5.3)	3.2 (7.1)
VAR-2a	same as OI-2	10 day	OI-2	8.0 (11.9)	2.8 (4.9)	3.1 (6.5)
VAR-2b	same as OI-2	10 day	OI-1	7.2 (10.7)	3.1 (5.9)	3.4 (6.6)

interface depth of the control run



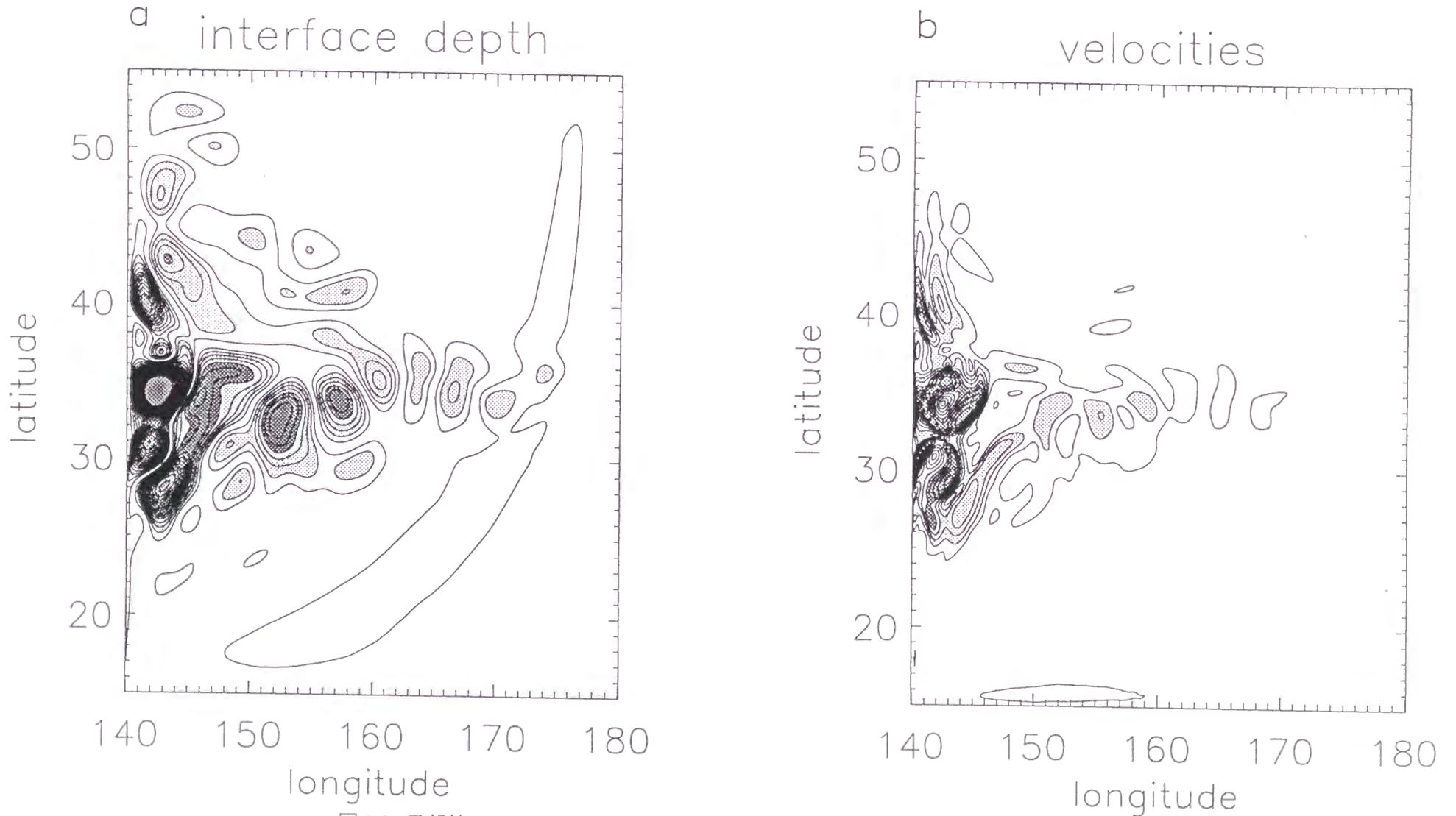
● 図4-1: コントロール実験の interface depth 場。コンター間隔は50m、600m より浅い領域にハッチをつけている。

interface depth of forecast field



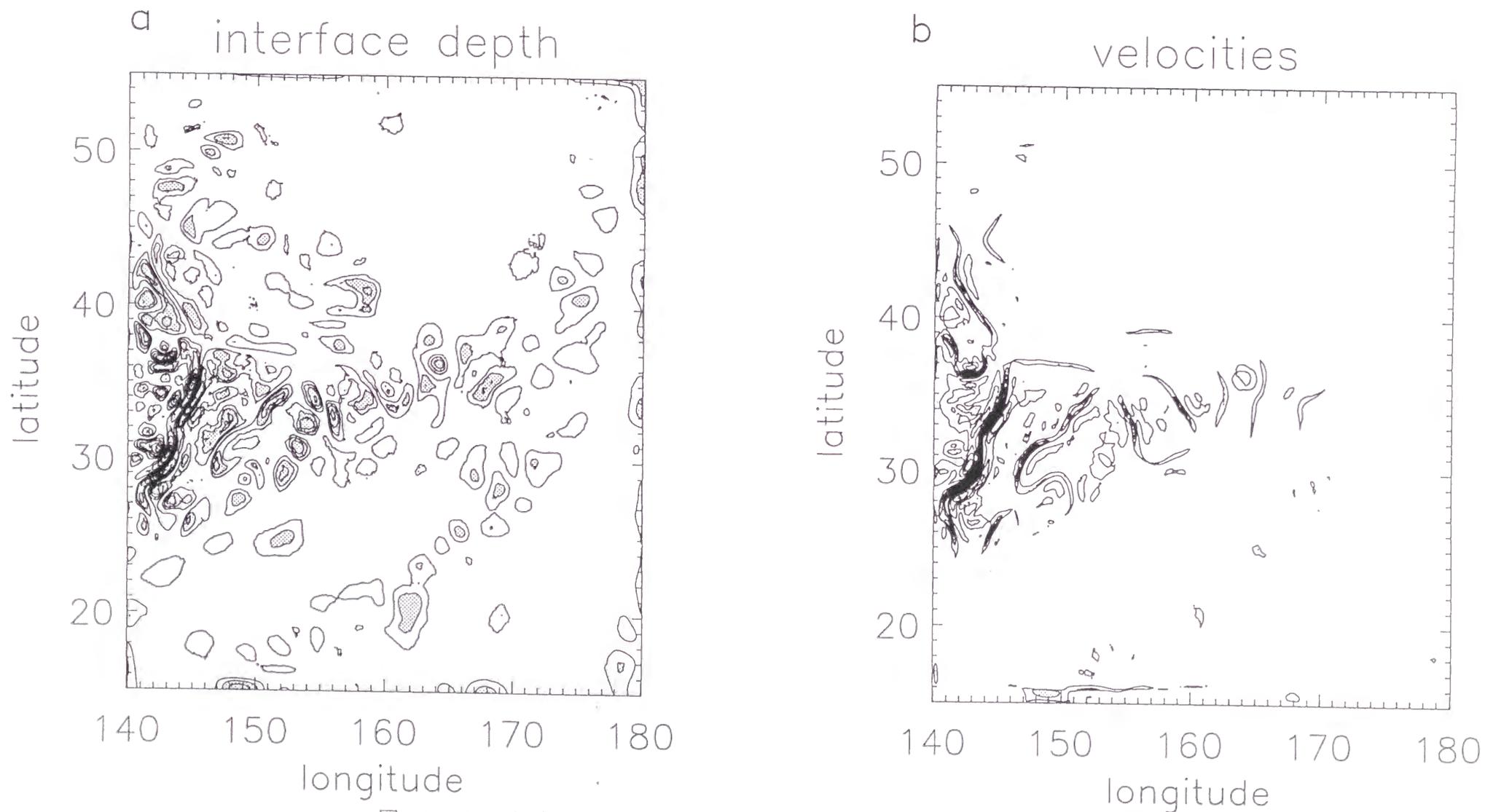
• 図4-2: 予報値  $w_f$  の interface depth 場。コンター間隔等は図4-1に同じ。

forecast field



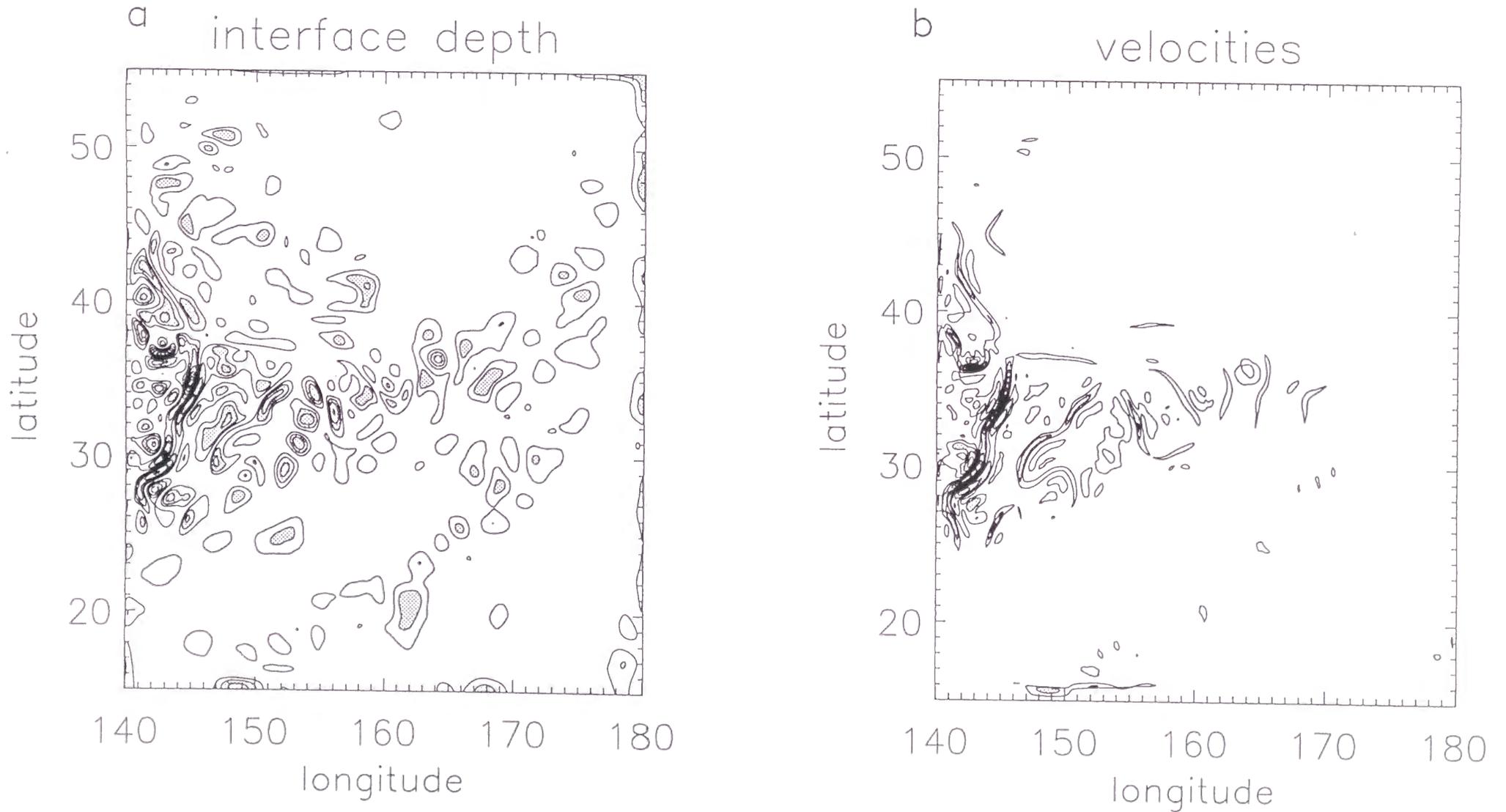
- 図4-3: 予報値のエラー。(a)interface depth 場。コンター間隔は20m、薄い(濃い)ハッチはエラーが40m(100m)よりも大きな領域を示す。(b): 流速場。コンター間隔は10cm.s<sup>-1</sup>、薄い(濃い)ハッチはエラーが20cm.s<sup>-1</sup>(50cm.s<sup>-1</sup>)よりも大きな領域を示す。

OI-1

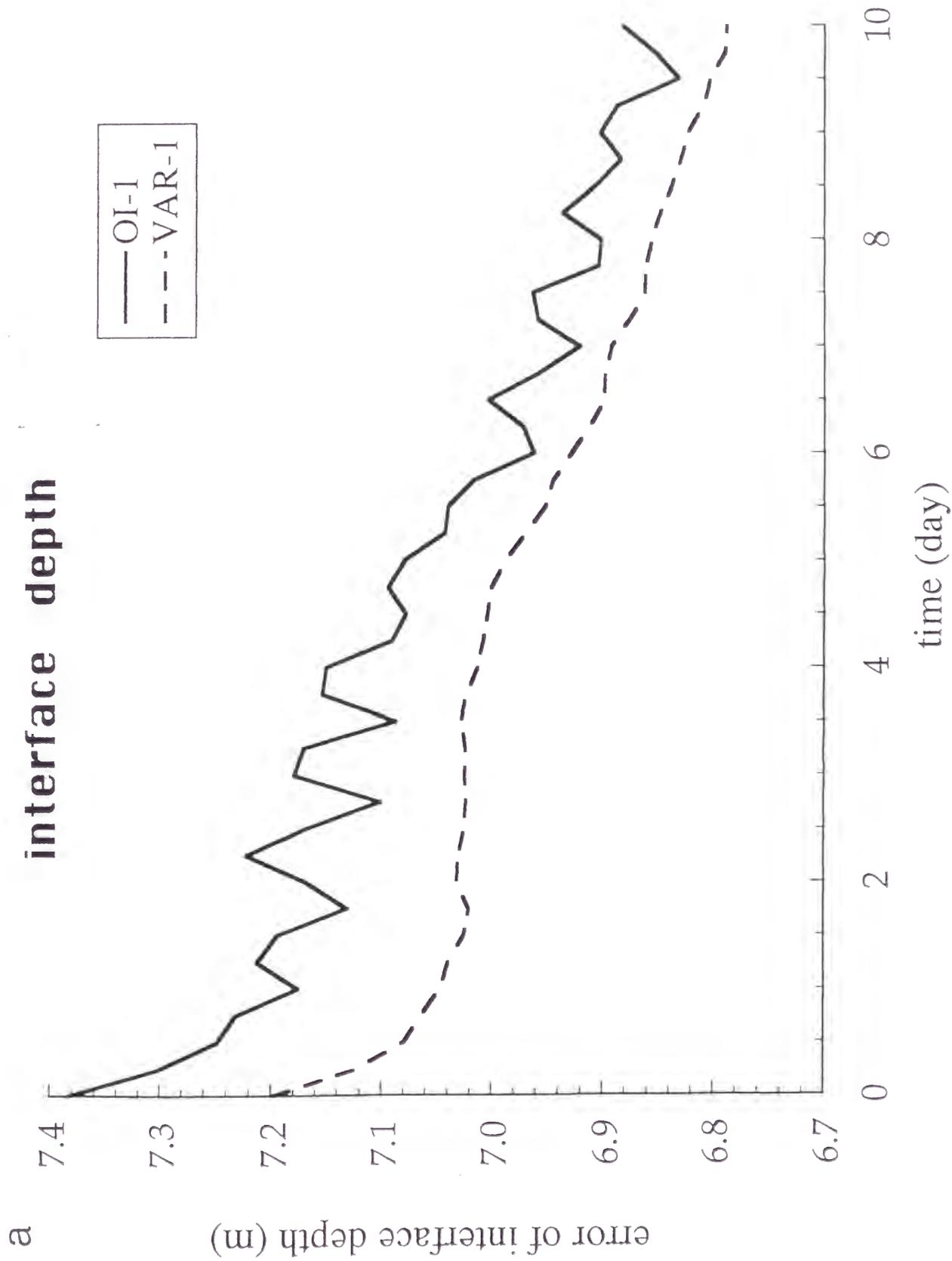


• 図4-4: OI-1におけるエラー。(a) interface depth場。コンター間隔は10m、薄い(濃い)ハッチはエラーが20m(50m)よりも大きな領域を示す。(b) 流速場。コンター間隔等は図4-3 (b)に同じ

# VAR-1

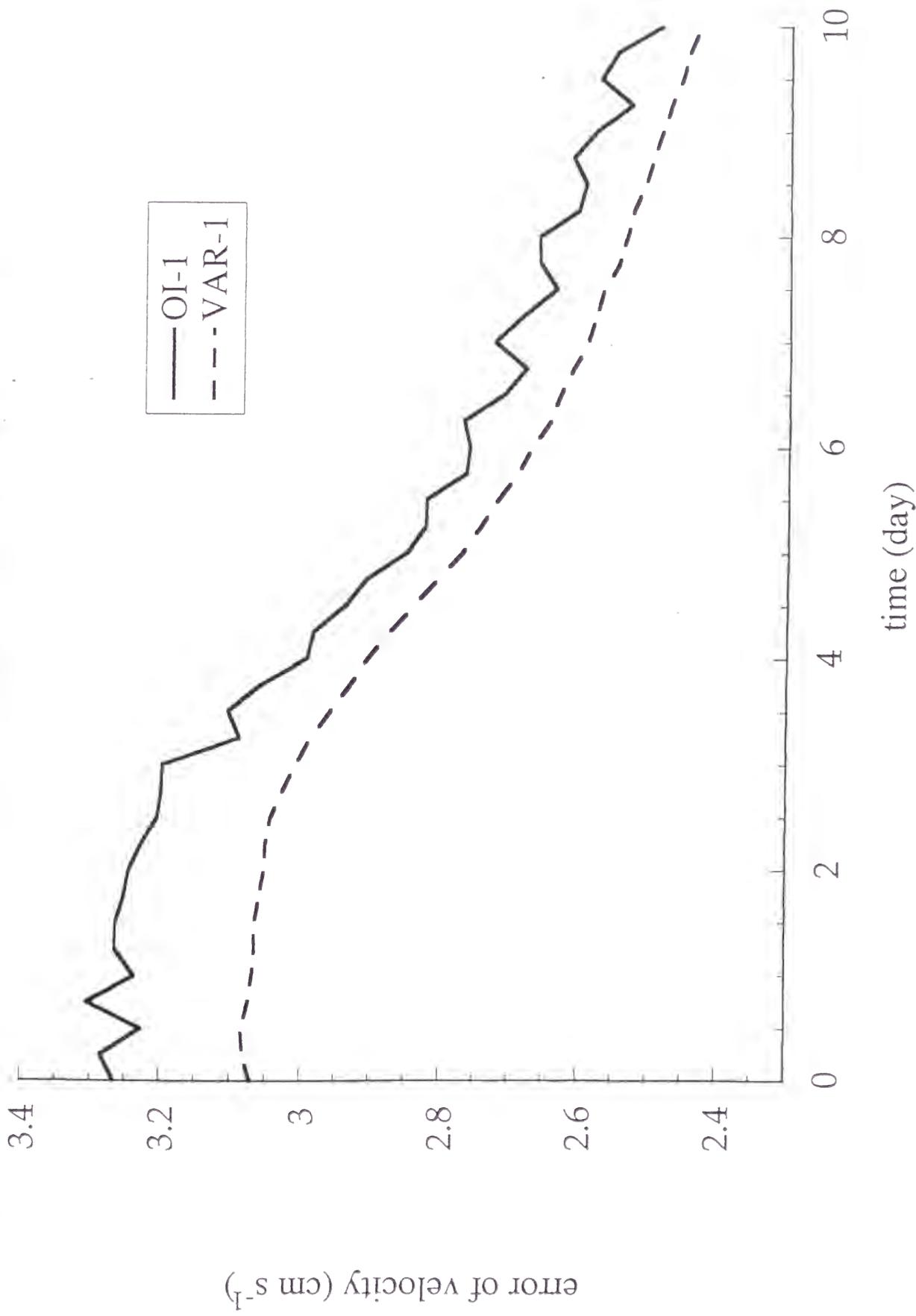


• 図4-5: VAR-1におけるエラー。(a) interface depth場。(b) 流速場。コンター間隔等は図4-4に同じ。



• 図4-6(a): OI-1とVAR-1のinterface depthのエラーの時系列。

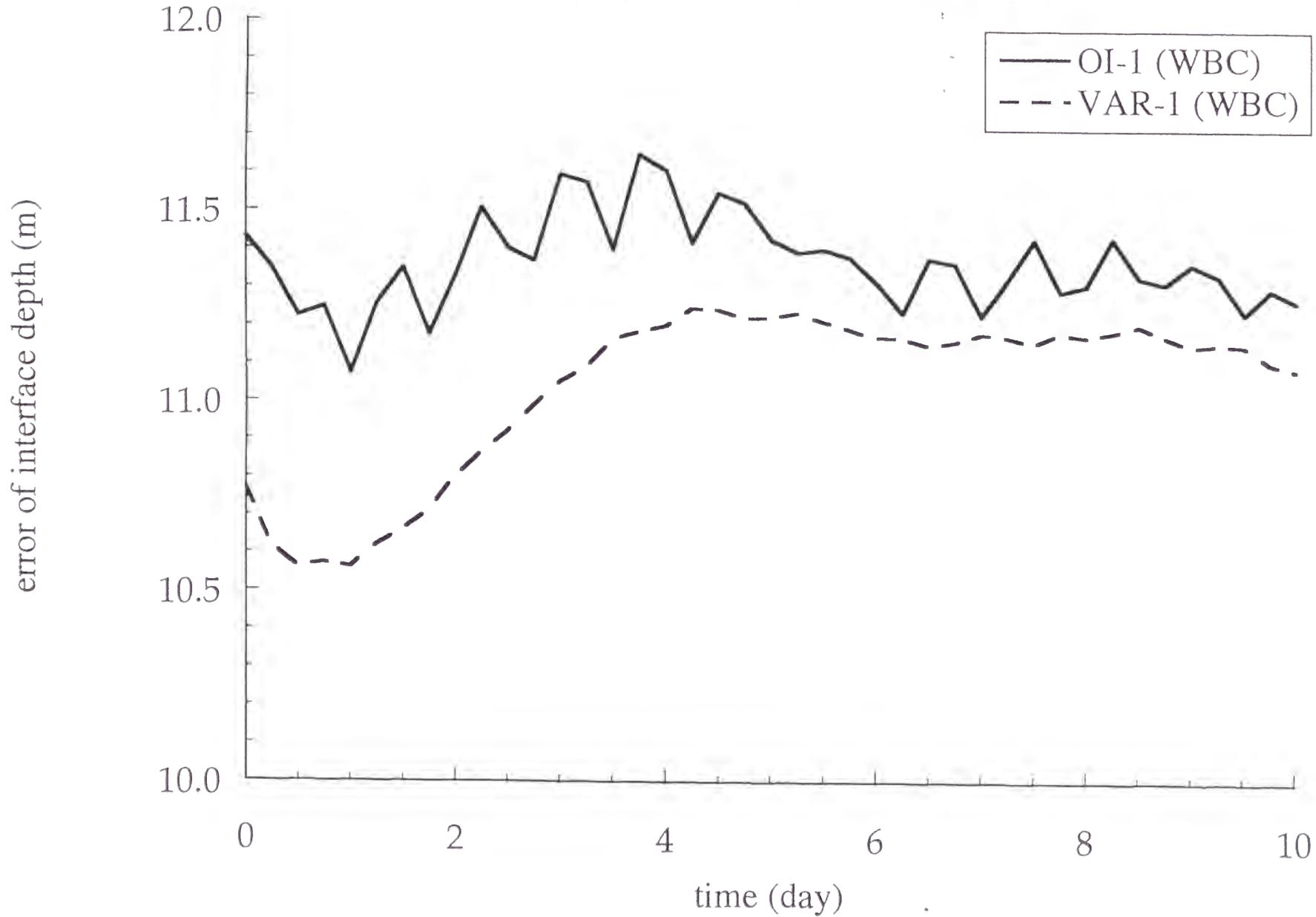
b



• 図4-6(b): OI-1とVAR-1の東西流速のエラーの時系列。

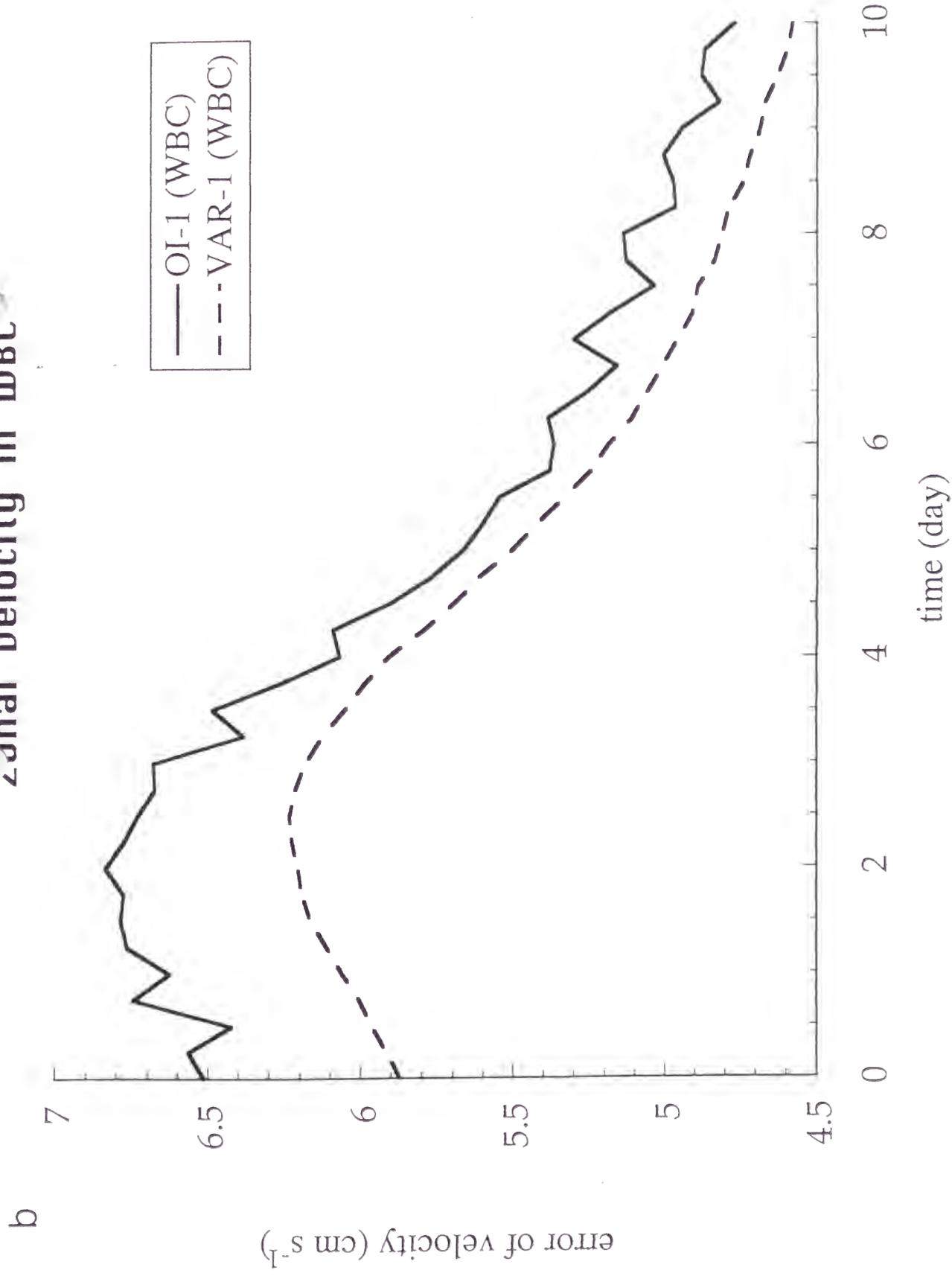
# interface depth in WL2

a

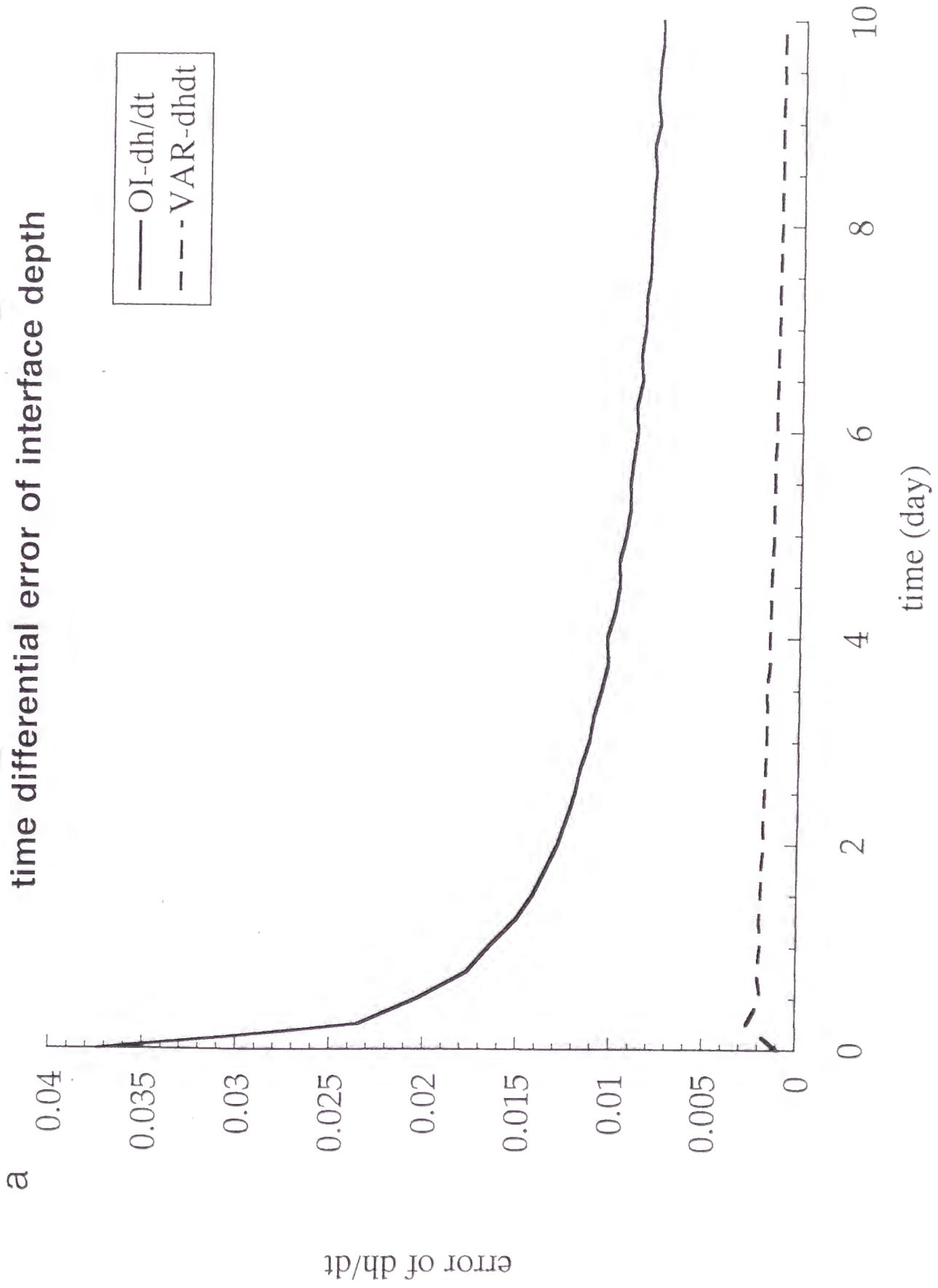


• 図4-7(a): OI-1 と VAR-1 の西岸境界流域における interface depth のエラーの時系列。

# zonal velocity in WBC



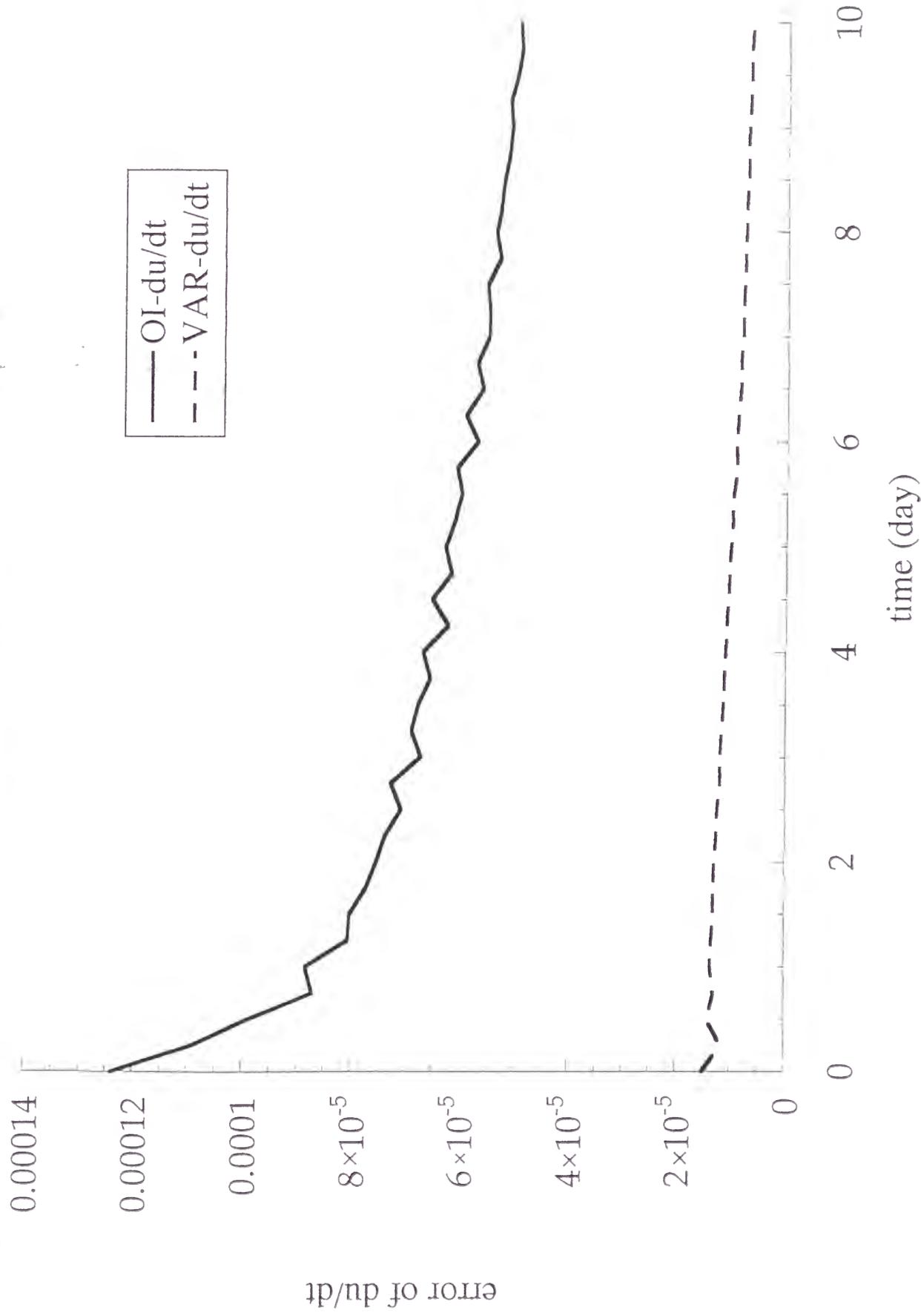
• 図4-7(b): OI-1とVAR-1の西岸境界流域における東西流速のエラーの時系列。



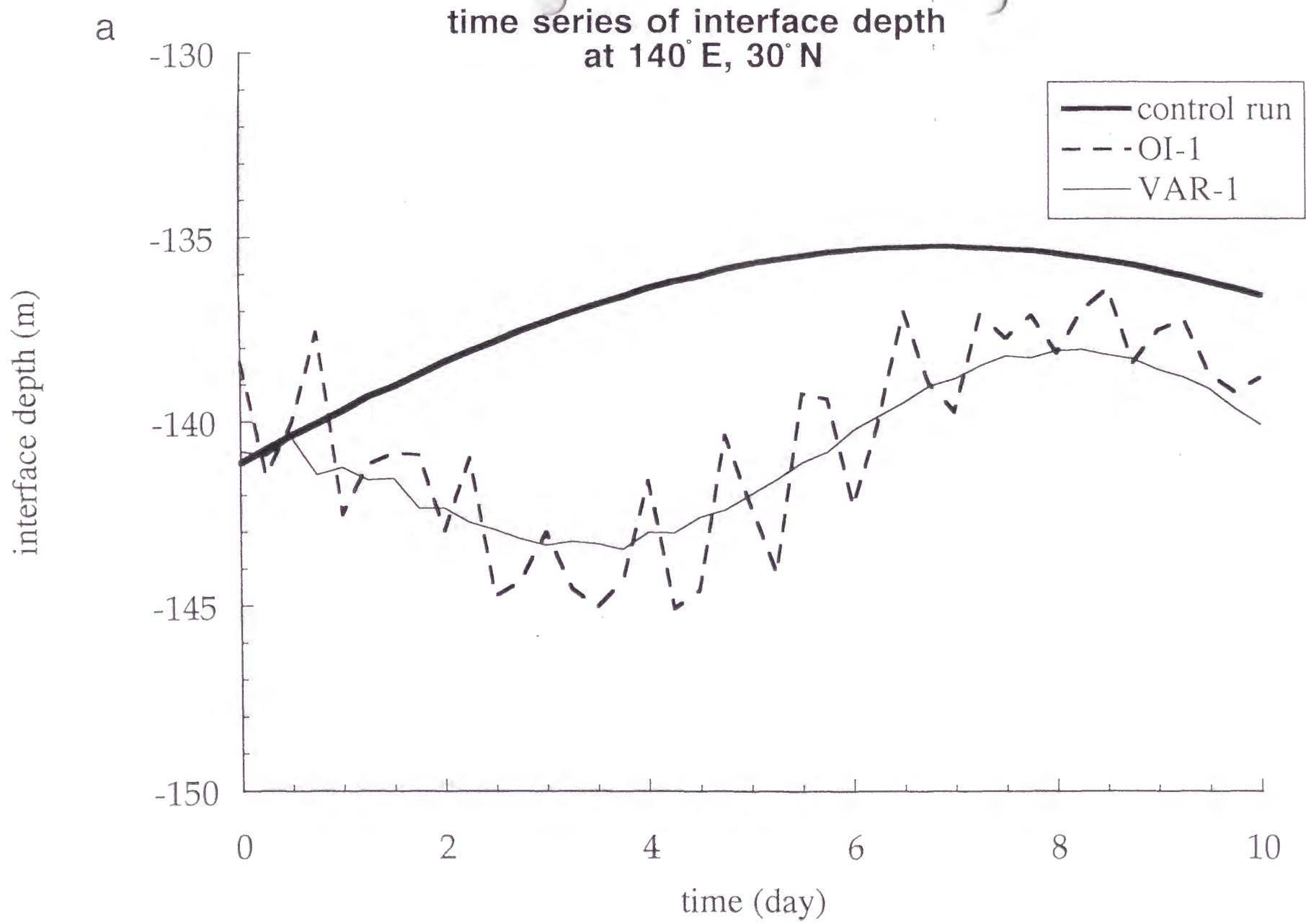
• 図 4-8(a): OI-1 と VAR-1 の interface depth の時間変化項のエラーの時系列。

# time differential error of zonal velocity

b

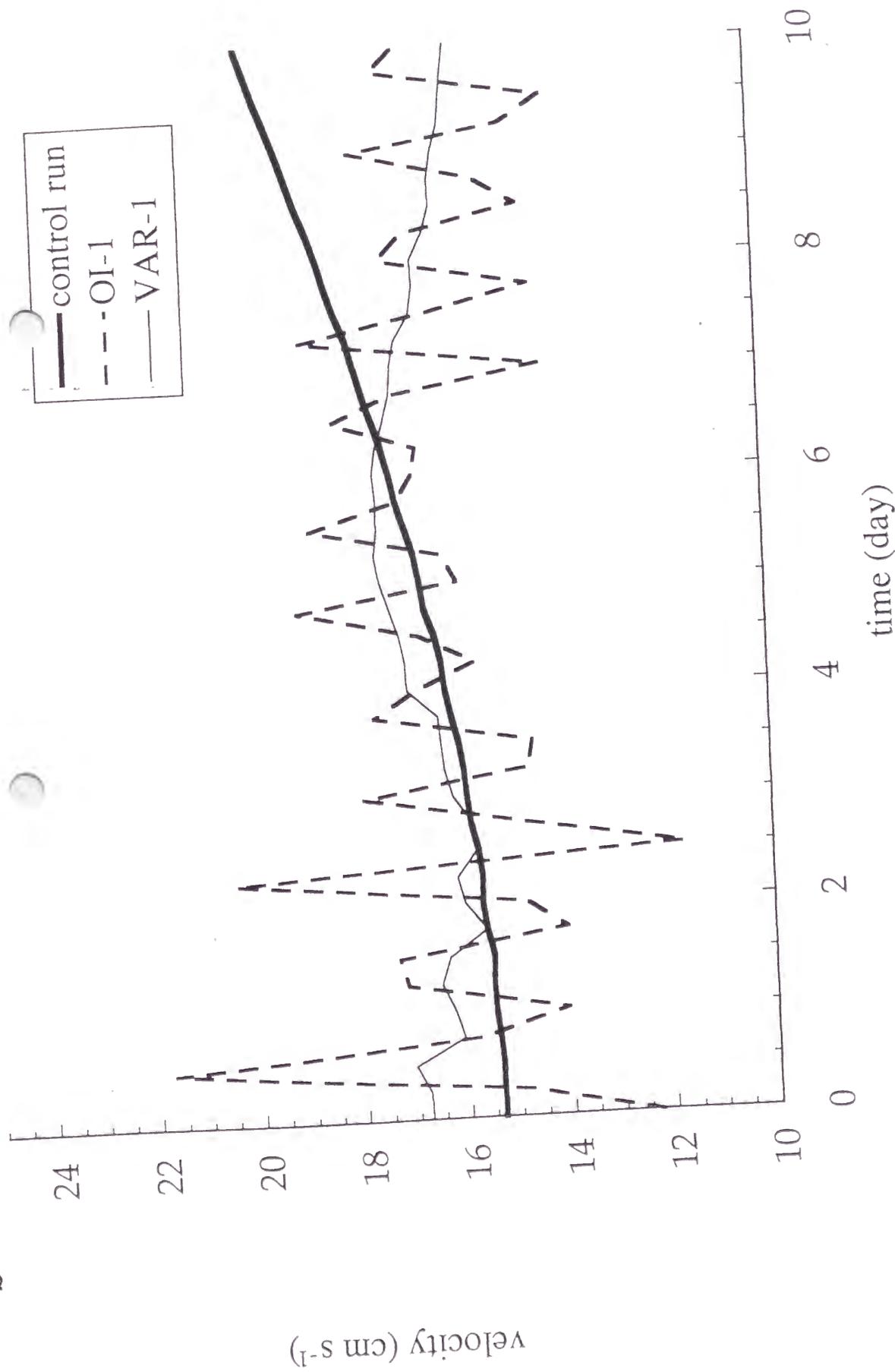


• 図4-8(b): OI-1とVAR-1の東西流速の時間変化項のエラーの時系列。

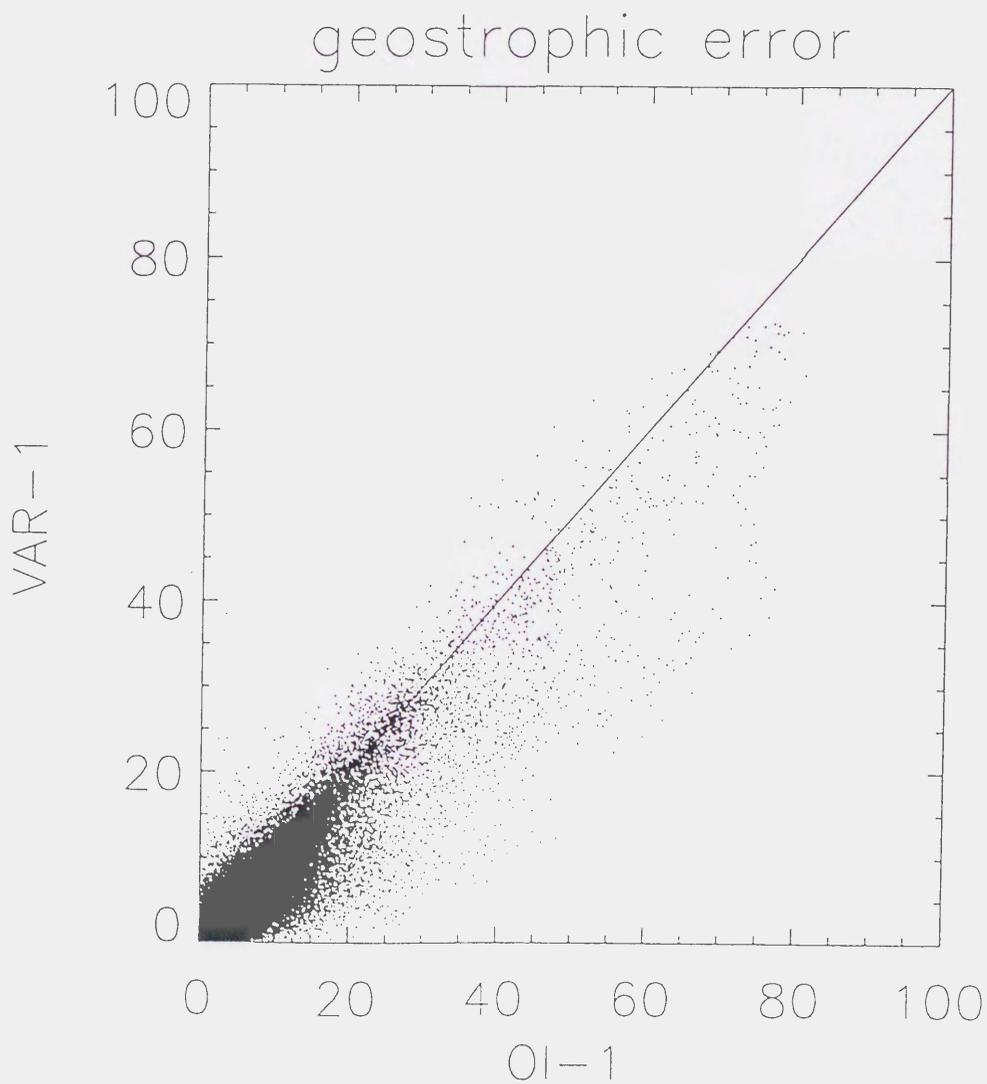


• 図4-9(a): 140°E, 30°Nでのコントロール実験、OI-1及びVAR-1のinterface depthの時系列。

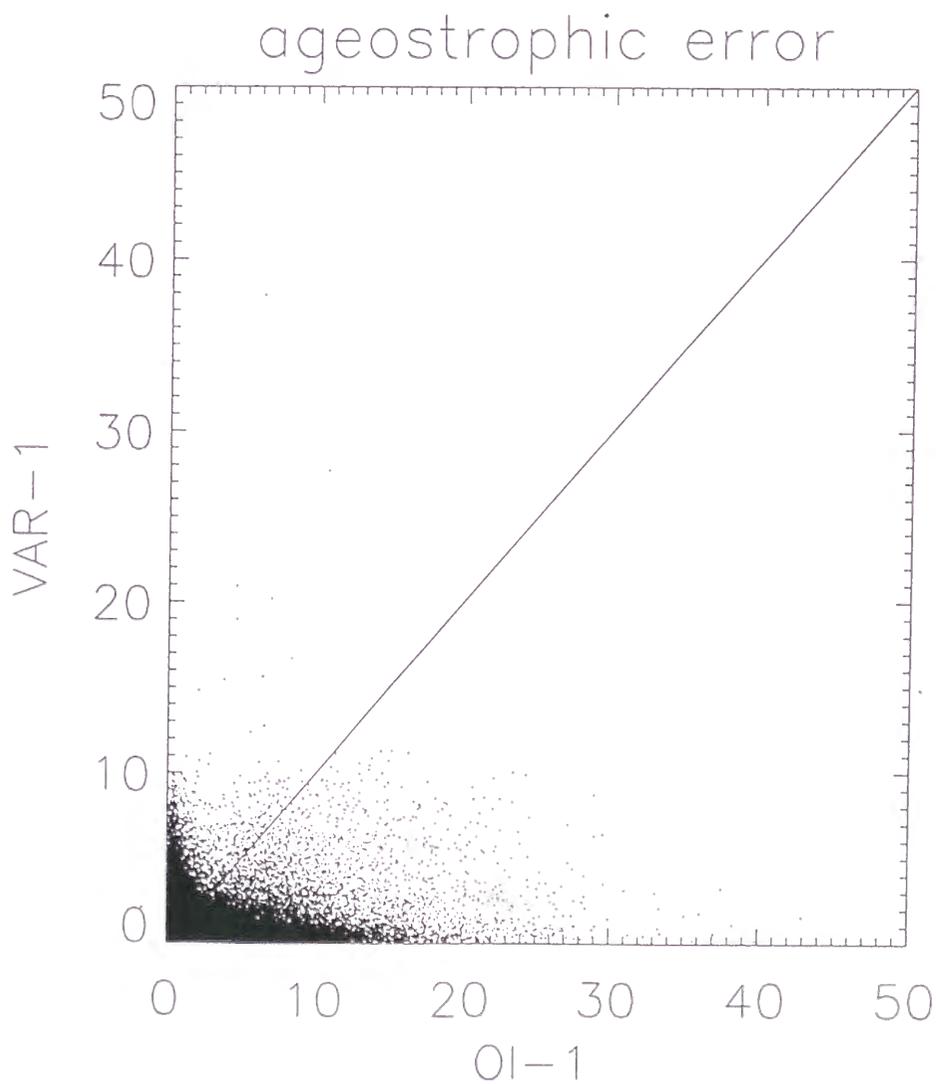
at 140 E, 30 N



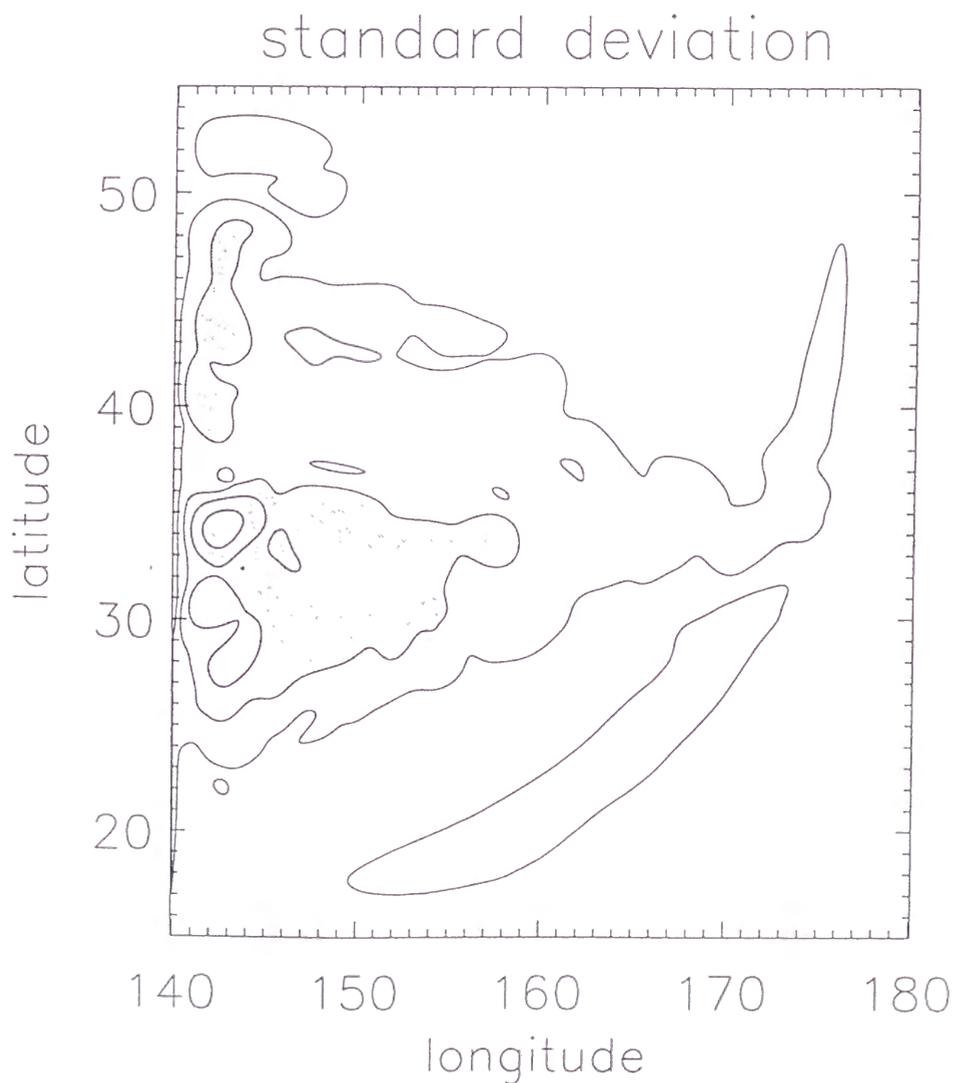
• 図4-9(b): 140°E, 30°Nでのコントロール実験、OI-1及びVAR-1の東西流速の時系列。



● 図4-10: OI-1とVAR-1における各格子点上の地衡流エラーのスキヤッタダイアグラム。

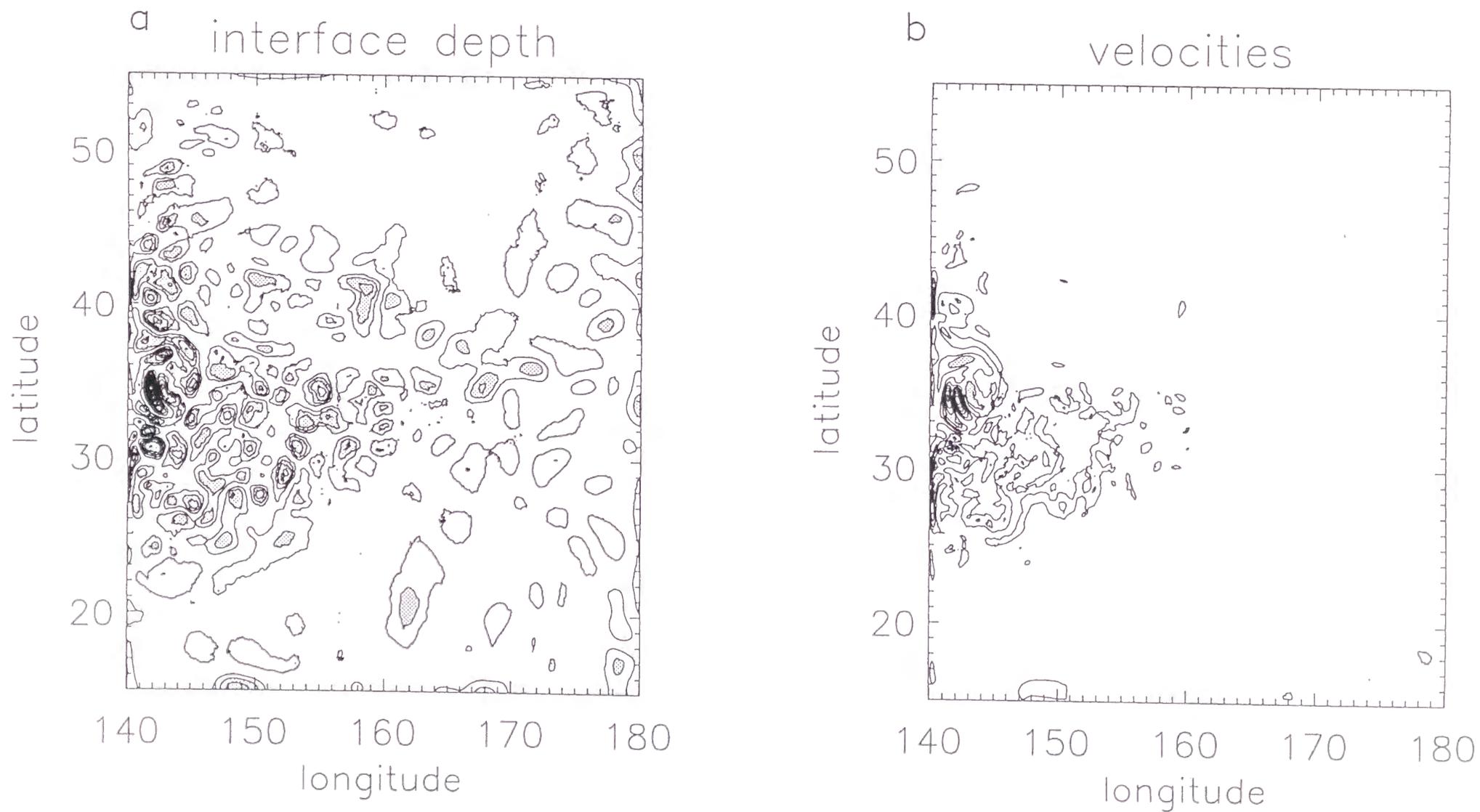


• 図4-11: OI-1 と VAR-1 における各格子点上の非地衡流エラーのスキヤッタダイアグラム。



● 図4-12: スピンアップ期間のモデル変動の標準偏差。コンター間隔は10m、40m以上の値の領域にハッチをつけている。

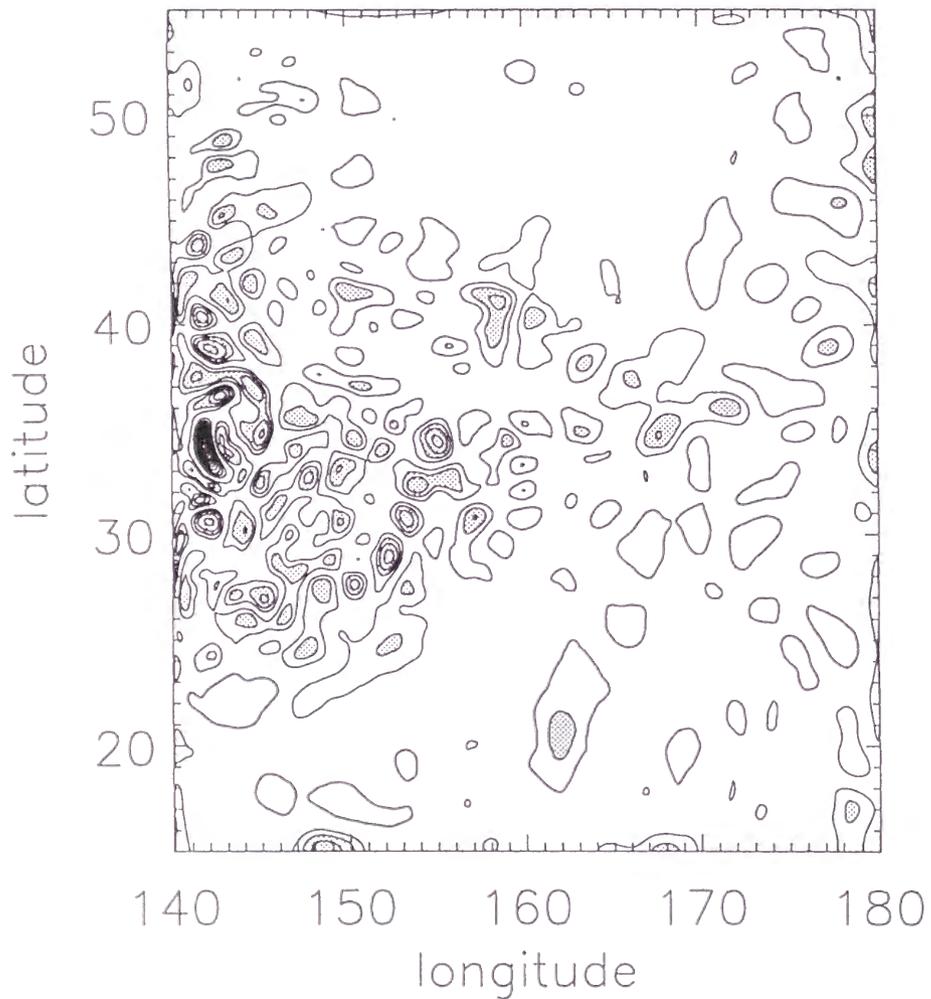
01-2



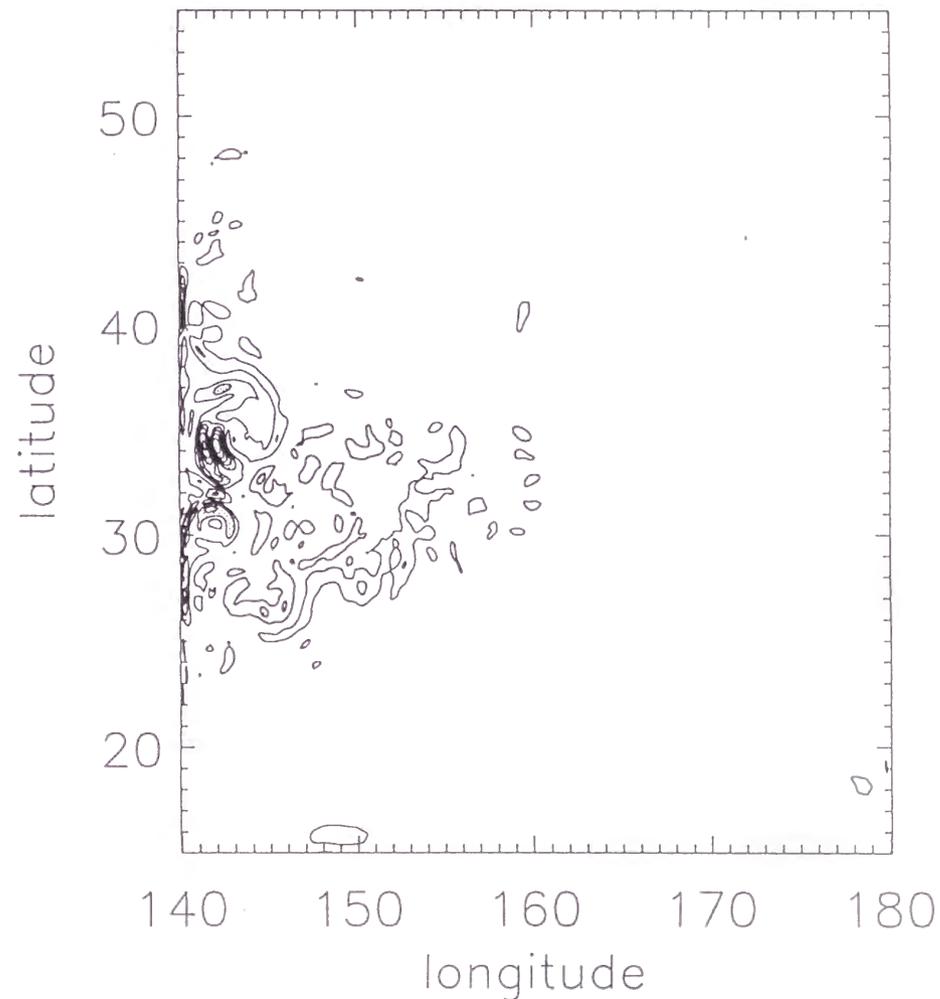
• 図4-13: 01-2におけるエラー。(a) interface depth 場。(b) 流速場。コンター間隔等は図4-4  
に同じ。

# VAR-2a

a interface depth

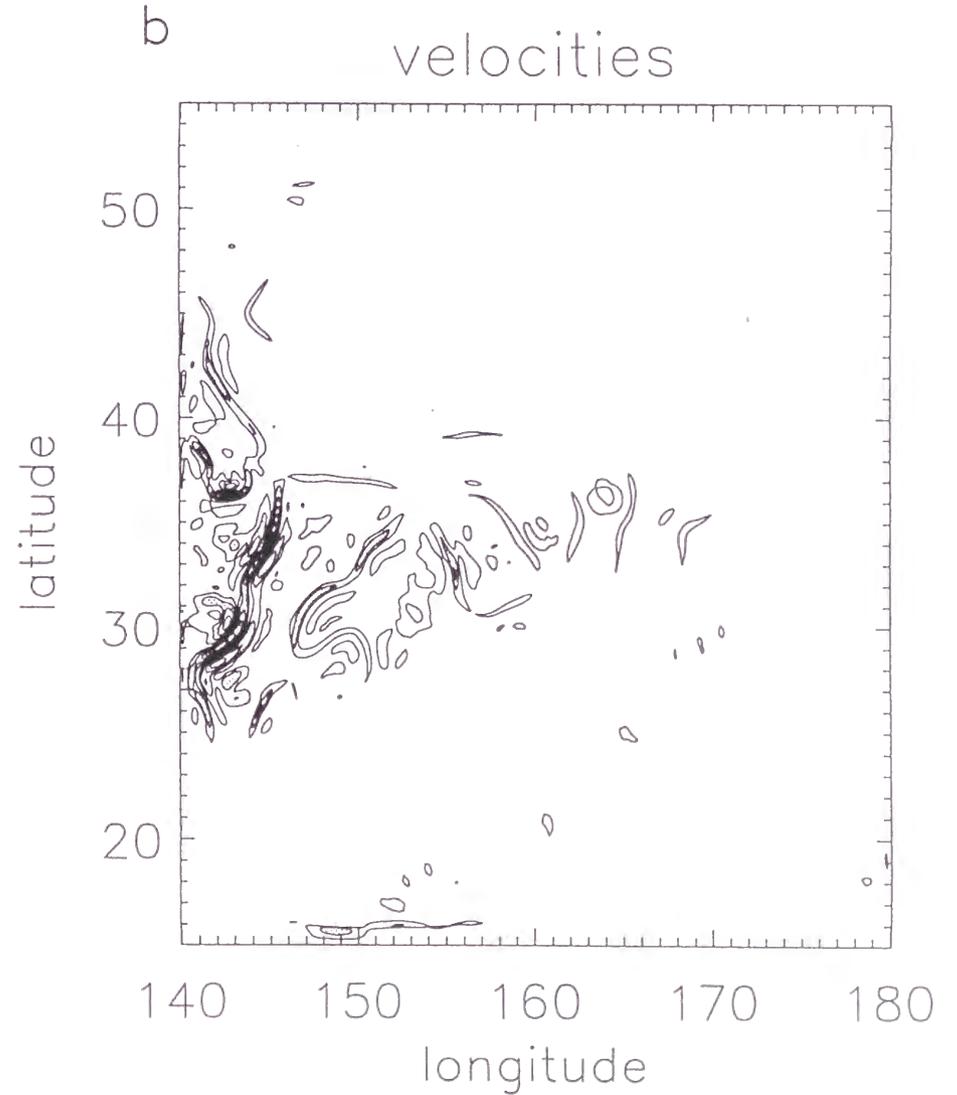
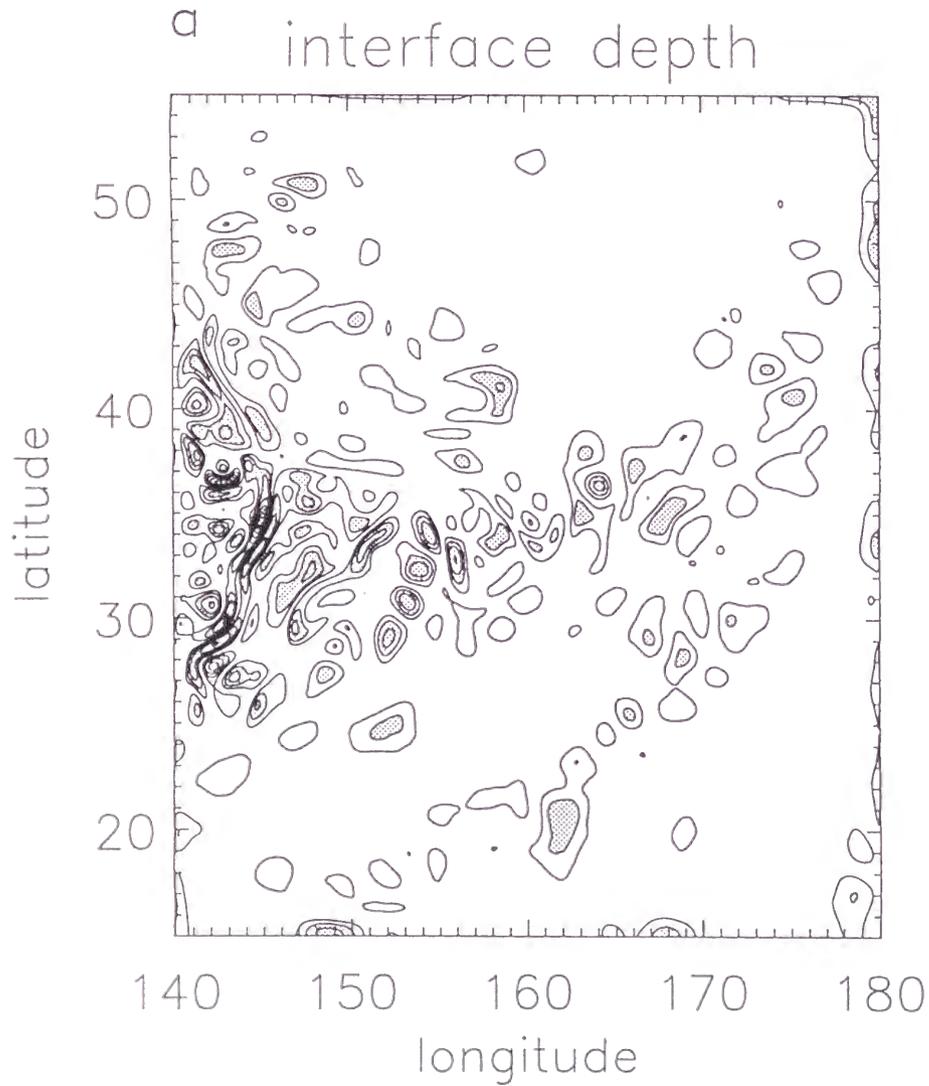


b velocities

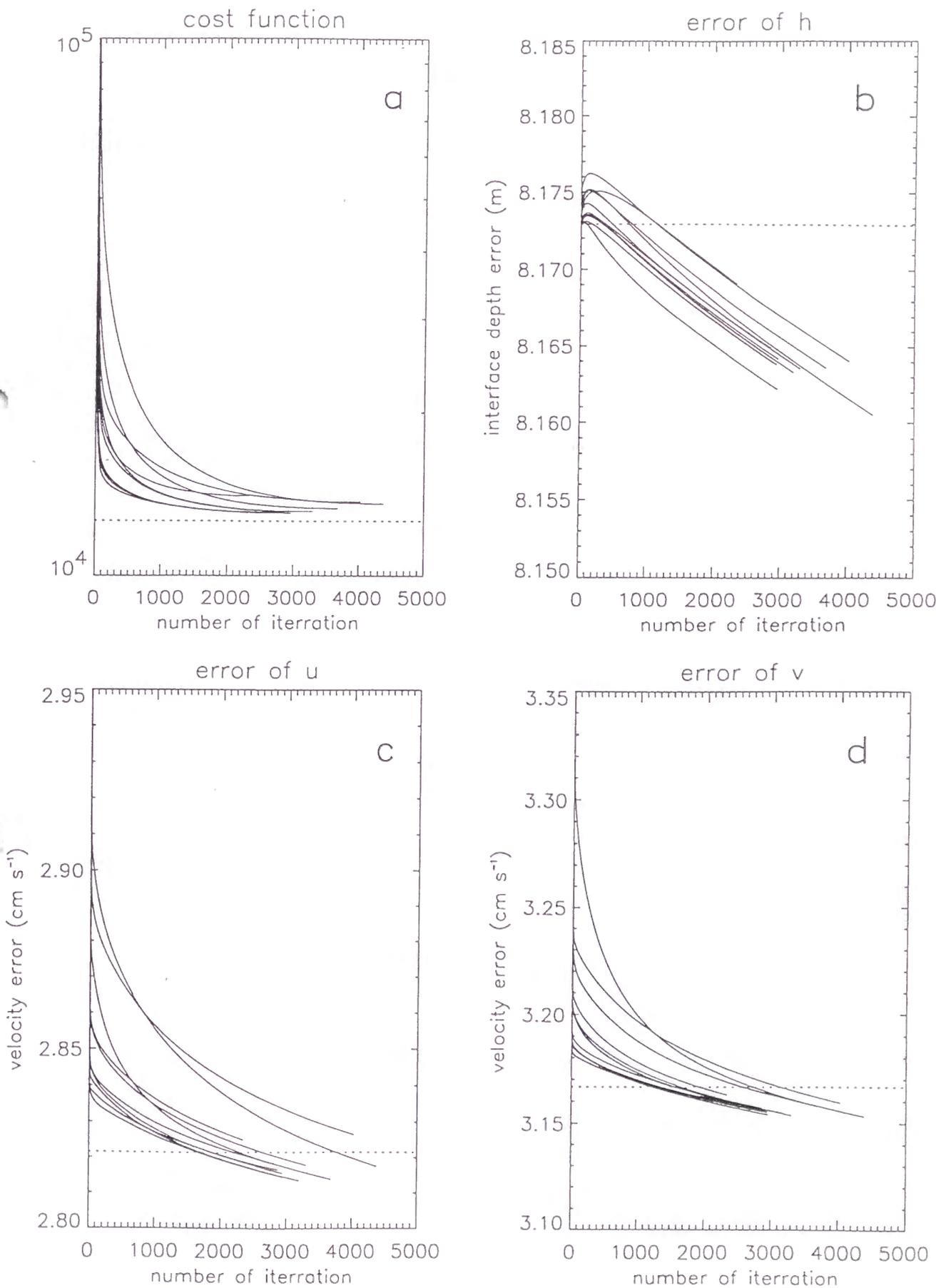


- 図4-14: VAR-2aにおけるエラー。(a) interface depth場。(b) 流速場。コンター間隔等は図4-4に同じ。

# VAR-2b



• 図4-15: VAR-2bにおけるエラー。(a) interface depth場。(b) 流速場。コンター間隔等は図4-4に同じ。



● 図4-16: 勾配法の繰り返し毎の(a)評価関数、(b) interface depthのエラー、(c) 東西流速のエラー、(d) 南北流速のエラーの値。点線はVAR-2aの値を示す。